



**HAL**  
open science

# Mise en oeuvre de détecteurs à avalanche pour l'interférométrie astronomique en proche infra-rouge : application à la multiplicité des étoiles massives

Cyprien Lanthermann

► **To cite this version:**

Cyprien Lanthermann. Mise en oeuvre de détecteurs à avalanche pour l'interférométrie astronomique en proche infra-rouge : application à la multiplicité des étoiles massives. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Grenoble Alpes, 2019. Français. NNT : 2019GREAY060 . tel-02619757

**HAL Id: tel-02619757**

**<https://theses.hal.science/tel-02619757>**

Submitted on 25 May 2020

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

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

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### **DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES**

Spécialité : Astrophysique et Milieux Dilués

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

**Cyprien LANTHERMANN**

Thèse dirigée par **Karine PERRAUT**  
et codirigée par **Jean-Baptiste LE BOUQUIN**

préparée au sein du **Laboratoire Institut de Planetologie et  
d'Astrophysique de Grenoble**  
dans l'**École Doctorale Physique**

**Mise en oeuvre de détecteurs à avalanche  
pour l'interférométrie astronomique en  
proche infra-rouge : Application à la  
multiplicité des étoiles massives**

**Avalanche detectors for astronomical near-  
infrared interferometry : application to the  
multiplicity of massive stars**

Thèse soutenue publiquement le **12 novembre 2019**,  
devant le jury composé de :

**Monsieur PIERRE-OLIVIER LAGAGE**  
DIRECTEUR DE RECHERCHE, CEA DE SACLAY, Rapporteur

**Monsieur PIERRE KERVELLA**  
ASTRONOME, OBSERVATOIRE DE PARIS, Rapporteur

**Madame ESTELLE MORAUX**  
MAITRE DE CONFERENCES, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES,  
Examineur

**Monsieur DENIS MOURARD**  
ASTRONOME, OBSERVATOIRE DE LA CÔTE D'AZUR, Président





---

## ABSTRACT

---

From their interaction with their environment, the massive stars contribute significantly to the evolution of their host galaxy. However, their formation process is still unknown. To better constrain the formation models of those stars, the study of their multiplicity is essential. While photometry and spectroscopy allow studying the multiple systems separated from a few milliarcseconds (mas), and direct imaging allows to probe the separations above 50 mas, the range between a few mas and 50 mas of separation could not be probed until recently. This range can be resolved by the optical long baseline interferometry (OLBI), but this technique was limited in sensitivity and was able to observe only a dozen of massive stars a few years ago. Performing a statistical study on the multiplicity of massive stars requires to observe a larger number of objects.

The goal of this thesis is to improve the sensitivity of the OLBI technique to conduct a survey on the multiplicity of Northern hemisphere massive stars.

First, I actively participated in the implementation of two C-RED ONE cameras in the interferometric instruments MIRC-X and MYSTIC for the CHARA array of the Mount Wilson Observatory, in California. These cameras, based on the avalanche photodiode (APD) technology, have been used in astrophysics only for a few years; our knowledge on how they work is quite limited. During my thesis, I performed a full characterization of these cameras. I built a model of the signal distribution of the APD detectors to better understand the obtained results. This model and the classical characterization methods highlighted significant differences between the gain and excess noise factor that I measured and those provided by the manufacturer. Even if this makes individual photon counting impossible, the characteristics of these cameras remain exceptional, with a total noise below the electron for a frame rate up to kilohertz, which is fundamental to get rid at best of the atmospheric turbulence.

These performance lead to a consequent sensitivity improvement : MIRC-X reaches a limiting magnitude of  $H = 7.5$ , to be compared with  $H = 5$  for its predecessor MIRC. This limiting magnitude is confirmed by the demonstration survey on 44 massive stars. During this survey, I could observe routinely several targets with magnitudes of  $H = 7.5$ , and up to  $H = 8.1$  with really favorable atmospheric conditions. In these observations, I detected 27 companions for a total of 21 multiple systems, with separations between 0.5 and 50 mas. This demonstration survey confirms the possibility to use MIRC-X to look for companions in the range of separation not covered by the other observational techniques, and this on a large number of massive stars ( $> 100$ ).

This demonstration survey corresponds to the first phase of the large survey on Northern hemisphere massive stars with a magnitude  $H < 7.5$  that I prepared. I have thus selected 120 systems that are observable with the CHARA array, which will allow a statistical analysis of the massive stars multiplicity, as a complement of the SMASH+ survey in the Southern hemisphere. This kind of surveys is essential to constrain the formation models of those stars.

---

## RESUMÉ

---

De par leur interaction avec leur environnement, les étoiles massives contribuent significativement à l'évolution de leur galaxie hôte. Cependant leur processus de formation est encore méconnu. Pour mieux contraindre les modèles de formation de ces étoiles, l'étude de leur multiplicité est essentielle. Alors que la photométrie et la spectroscopie permettent d'étudier les systèmes multiples séparés de quelques millisecondes d'angle (mas) et que l'imagerie directe permet de sonder les séparations supérieures à 50 mas, l'intervalle entre quelques mas et 50 mas de séparation ne pouvait être sondé jusqu'à récemment. Cet intervalle peut être résolu par l'interférométrie optique à longue ligne de base (OLBI), mais cette technique était limitée en sensibilité et ne pouvait observer qu'une dizaine d'étoiles massives jusqu'à il y a peu. Mener une étude statistique de la multiplicité des étoiles massives nécessite d'observer un bien plus grand nombre d'objets.

L'objectif de cette thèse est l'amélioration de la sensibilité de la technique OLBI afin de réaliser un relevé de la multiplicité des étoiles massives de l'hémisphère Nord.

J'ai tout d'abord participé activement à l'implémentation de deux caméras C-RED ONE dans les instruments interférométriques MIRC-X et MYSTIC pour le réseau CHARA à l'observatoire du mont Wilson, en Californie. Ces caméras, basées sur la technologie des photodiodes à avalanche (APD), ne sont utilisées en astrophysique que depuis quelques années ; notre connaissance sur leur fonctionnement est donc encore limitée. Durant ma thèse, j'ai mené une caractérisation complète de ces caméras. J'ai créé un modèle de distribution du signal des détecteurs APD afin de mieux comprendre les résultats obtenus. Ce modèle et les méthodes classiques de caractérisation ont mis en évidence des différences significatives entre les valeurs de gain et de facteur d'excès de bruit mesurées et celles fournies par le fabricant. Même si cela rend le comptage de photons individuels impossible, les caractéristiques de ces caméras restent exceptionnelles, avec un bruit total inférieur à l'électron pour des cadences de lecture allant jusqu'au kiloHertz, ce qui est fondamental pour s'affranchir au mieux des effets de la turbulence atmosphérique.

Ces performances permettent un gain en sensibilité conséquent : MIRC-X atteint une magnitude limite de  $H = 7.5$ , comparé à  $H = 5$  pour son prédécesseur MIRC. Cette magnitude limite est confirmée par le relevé de démonstration sur 44 étoiles massives. Lors de ce relevé, j'ai pu observer de manière routinière plusieurs cibles de magnitude  $H = 7.5$ , et jusqu'à une magnitude  $H = 8.1$  avec des conditions atmosphériques très favorables. Dans ces observations, j'ai détecté 27 compagnons pour un total de 21 systèmes multiples, ayant des séparations comprises entre 0.5 et 50 mas. Ce relevé de démonstration permet de confirmer la possibilité d'utiliser MIRC-X pour rechercher des compagnons dans l'intervalle non couvert par les autres techniques d'observation, et cela sur un grand nombre d'étoiles massives ( $>100$ ).

Ce relevé de démonstration correspond à la première phase du grand relevé des étoiles massives de l'hémisphère nord ayant une magnitude  $H < 7.5$  que j'ai préparé. J'ai ainsi sélectionné 120 systèmes observables avec le réseau CHARA, ce qui permettra une analyse statistique de la multiplicité des étoiles massives, complémentaire au relevé SMASH+ réalisé dans l'hémisphère sud. Ce type de relevés est essentiel pour contraindre les modèles de formation de ces étoiles.

---

## REMERCIEMENTS

---

Cette thèse a été possible grâce à l'apport et au soutien de nombreuses personnes que je souhaite remercier. Je souhaite en premier lieu remercier les membres du jury, Estelle Moraux comme examinatrice, les rapporteurs Pierre-Olivier Lagage et Pierre Kervella, et présidé par Denis Mourard. Je remercie également Antoine Mérand, membre invité du jury et avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à collaborer pendant ma thèse.

Je remercie fortement mes deux directeurs de thèse qui m'ont offert l'opportunité de faire ma thèse sur un sujet passionnant. Cela m'a permis de découvrir énormément de choses grâce aux personnes rencontrés et aux endroits visités lors des différentes collaborations et événements liés au travail de ma thèse. Leurs contributions, tant personnelles que professionnelles pendant cette période de plus de 3 ans était un atout important pour la réussite de ma thèse.

Je souhaiterais également remercier ma famille et les enseignants qui m'ont fait croire en moi tout au long de ma scolarité et qui m'ont permis de pouvoir espérer atteindre un jour cet objectif de devenir astrophysicien.

Ma thèse fut également une super expérience grâce à les amis et à toutes les personnes qui m'ont permis de traverser la longue épreuve qu'est la thèse de doctorat, tout particulièrement les doctorants déjà présents au moment de mon premier stage à l'IPAG et les doctorants qui ont été en thèse en même temps que moi, particulièrement Lucile Mignon, ainsi que les post-doctorants qui ont été présents pendant cette période. L'ambiance familiale qui régnait dans ce groupe m'a beaucoup aidé à surmonter les moments difficiles de ma thèse et je vous en remercie énormément.

Je remercie les membres de l'administration qui ont sué pour rendre mes différentes missions possibles ainsi que certains chercheurs et membres des groupes techniques et administratifs qui par leur bonne humeur ont égailé les dures journées de travail. J'aimerais aussi remercier les doctorants et post-doctorants que j'ai côtoyé à l'Université du Michigan qui ont fait de cette expérience un moment formidable.

Je tiens à souligner le travail d'accompagnement des membres de mon CSI, Nadège Meunier et Guillaume Dubus, et du GAD. Même si ma thèse s'est globalement déroulée sans difficulté significatives, leur présence et les différents échanges que nous avons eu sont un soutien bienvenu.

Je remercie l'Université de Michigan pour m'avoir accueilli et avoir rendu cette collaboration possible. Enfin, je remercie CHARA et toutes les personnes y travaillant qui m'ont permis de faire mes propres observations.

Ce travail a été en partie supporté par le LabEx FOCUS ANR-11-LABX-0013. La recherche menant à ses résultats a reçu des financements du programme de recherche et d'innovation de l'Union Européenne Horizon 2020 sous l'accord de subvention 730890 (OPTICON) l'accord de subvention No. 639889 (ERC Starting Grant "ImagePlanetFormDiscs"). Ce travail a été supporté par une subvention du Labex OSUG@2020 (Investissements d'avenir ANR10 LABX56). Ce travail a été supporté par le Programme National de Physique Stellaire (PNPS) du CNRS/INSU co-financé par le CEA et le CNES. Ce travail a été supporté par l'Action Spécifique Haute Résolution Angulaire (ASHRA) du CNRS/INSU co-financé par le CNES.



---

## TABLE DES MATIÈRES

---

I	INTRODUCTION	1
I.1	Les étoiles massives . . . . .	2
I.2	Interférométrie optique à longue ligne de base . . . . .	9
I.3	La problématique de la sensibilité . . . . .	13
I.4	La problématique de cette thèse . . . . .	17
<b>Partie 1 : Caractérisation des caméras C-RED ONE</b>		
ii	AMÉLIORATION DE LA SENSIBILITÉ À CHARA	21
ii.1	L’apport des instruments MIRC-X et MYSTIC . . . . .	22
ii.2	La révolution des e-APD . . . . .	26
ii.3	La caméra C-RED ONE . . . . .	28
ii.4	Conclusion . . . . .	31
iii	TESTS D’ACCEPTANCE	33
iii.1	Performances haut niveau . . . . .	34
iii.2	Effets inattendus . . . . .	36
iii.3	Tentative de comptage de photons . . . . .	40
iii.4	Doutes sur les performances . . . . .	43
iii.5	Conclusion sur la caractérisation des caméras . . . . .	46
IV	TEST DES CARACTÉRISTIQUES FONDAMENTALES	49
IV.1	Analyse classique . . . . .	50
IV.2	Transmission . . . . .	51
IV.3	Modélisation de la distribution du signal . . . . .	56
IV.4	Résultats . . . . .	60
IV.5	Conclusion sur la mesure finale des caractéristiques de la caméra de MIRC-X . . . . .	68
V	CONCLUSION ET PERSPECTIVES	71
v.1	Comparaison avec la caméra PICNIC . . . . .	72
v.2	Quelles seraient les améliorations possibles pour l’instrument MIRC-X/MYSTIC? . . . . .	73
v.3	Conséquence générale sur la possibilité du comptage de photons . . . . .	74
<b>Partie 2 : Étude statistique de la multiplicité des étoiles massives</b>		
vi	OBSERVATION DES ÉTOILES MASSIVES	79
vi.1	État de l’art des observations interférométriques . . . . .	80
vi.2	Observations des étoiles O avec MIRC-X . . . . .	82
vi.3	Observations . . . . .	89
vii	RÉDUCTION ET ANALYSE DES DONNÉES	93
vii.1	Réduction des données . . . . .	94
vii.2	Recherche de multiplicité dans les données des étoiles observées . . . . .	103
viii	ANALYSE STATISTIQUE	117
viii.1	Performances de l’instrument MIRC-X . . . . .	118
viii.2	Analyse préliminaire du relevé de démonstration . . . . .	125
viii.3	Discussions et perspectives . . . . .	127
IX	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	129
X	CONCLUSION GÉNÉRALE DE LA THÈSE	133



A	ANNEXES	137
A.1	Distribution Gamma . . . . .	138
A.2	Résultats de la minimisation des données par le modèle . . . . .	138
A.3	Résultats du meilleur ajustement pour différents pixels . . . . .	141
A.4	Liste des étoiles massives observées lors du relevé de démonstration. . . . .	141
A.5	Résultat de la calibration des systèmes observés . . . . .	143
B	MES PUBLICATIONS	165
	 BIBLIOGRAPHIE	 197

---

TABLE DES FIGURES

---

FIGURE i.1	Exemple d'observation d'un système d'étoiles massives en imagerie directe : observation de HD 168175 avec l'instrument NACO (Fig. 4 de SANA et al., 2014)	6
FIGURE i.2	Histogramme des périodes de révolution des systèmes connus de binaires massives en 1996 (Fig. 1 de MASON et al., 1996 . . . . .)	8
FIGURE i.3	Schéma résumant les différentes techniques d'observation et les résolutions angulaires typiques de chacune des techniques (SANA, 2017) . . . . .	12
FIGURE i.4	Histogramme cumulatif des magnitudes des étoiles O du catalogue GOSC (MAÍZ APELLÁNIZ et al., 2013) en bande J. . . . .	14
FIGURE ii.1	Photo de la caméra C-RED ONE . . . . .	23
FIGURE ii.2	Schéma du système optique de l'instrument MIRC-X, "MYSTIC Preliminary Design Review, Cold Optics, March 2019" . . . . .	23
FIGURE ii.3	Schéma de la redondance de sortie du V-groove et conséquence sur la puissance spectrale, "MYSTIC Preliminary Design Review, Cold Optics, March 2019" . . . . .	24
FIGURE ii.4	Schéma de la redondance de sortie du V-groove et conséquence sur la puissance spectrale, pour la bande J, "MYSTIC Preliminary Design Review, Cold Optics, March 2019" . . . . .	25
FIGURE ii.5	Schéma pixel e-APD . . . . .	26
FIGURE ii.6	Fond thermique (photon/ms/pixel) perçu par la caméra de MIRC-X et de MYSTIC, en fonction de la longueur d'onde, pour une température de 300 K . . . . .	29
FIGURE ii.7	Fond thermique (photon/ms/pixel) perçu par la caméra de MIRC-X et de MYSTIC, en fonction de la longueur d'onde, pour une température de 220 K . . . . .	29
FIGURE iii.1	Carte fournie par le constructeur du bruit total du détecteur de MIRC-X, en fonction de la cadence de lecture et du gain d'avalanche. . . . .	34
FIGURE iii.2	Courant d'obscurité en fonction du gain d'avalanche de la caméra de MIRC-X. Documentation constructeur . . . . .	35
FIGURE iii.3	Carte du courant d'obscurité du détecteur, en fonction de la cadence de lecture et du gain d'avalanche tel que je l'ai mesuré sur la caméra de MIRC-X . . . . .	36
FIGURE iii.4	Courant d'obscurité du détecteur en fonction du gain d'avalanche tel que je l'ai mesuré sur la caméra de MIRC-X . . . . .	37
FIGURE iii.5	Carte du bruit total du détecteur, en fonction de la cadence de lecture et du gain d'avalanche tel que je l'ai mesuré sur la caméra de MIRC-X . . . . .	38
FIGURE iii.6	Rampe non destructive montrant le signal parasite . . . . .	38
FIGURE iii.7	Figure de la FFT temporelle du signal . . . . .	39
FIGURE iii.8	Signal temporel . . . . .	39
FIGURE iii.9	Schéma de la configuration de l'expérience de comptage de photon . . . . .	41
FIGURE iii.10	Efficacité quantique du détecteur e-APD SAPHIRA en fonction de la longueur d'onde pour un gain d'avalanche de 1 (trait plein) et un gain d'avalanche de 421 (trait pointillé).(FINGER et al., 2016) . . . . .	41
FIGURE iii.11	Histogrammes des comptes mesurés sur 1 pixel, avec une illumination à faible flux et une illumination à fort flux . . . . .	42
FIGURE iii.12	Distribution de Poisson pour le flux calculé avec le gain du fabricant . . . . .	46
FIGURE iv.1	Courbe moyenne-variance de la caméra C-RED ONE de MIRC-X à $G_{av} = 1$ . . . . .	50
FIGURE iv.2	Gain d'avalanche mesuré en fonction du gain calibré par le fabricant . . . . .	52
FIGURE iv.3	Schéma de principe de la procédure expérimentale de mesure de la transmission et photo du montage . . . . .	53
FIGURE iv.4	Différents exemples de distributions de gains modélisées par la distribution Gamma . . . . .	58

FIGURE iv.5	Exemple de minimisation du $\chi_r^2$ pour des données à bas flux . . . . .	59
FIGURE iv.6	Exemple de minimisation du $\chi_r^2$ pour des données à fort flux. Cet exemple est pour un jeu de données avec un $G_{man} = 118.5$ . . . . .	60
FIGURE iv.7	Gain du meilleur ajustement en fonction du gain du fabricant. . . . .	61
FIGURE iv.8	ENF du meilleur ajustement en fonction du gain du fabricant. . . . .	62
FIGURE iv.9	Résultats de la minimisation du $\chi_r^2$ pour les données provenant de la Fig.6 de ATKINSON et al., 2018 . . . . .	64
FIGURE iv.10	Carte du courant d'obscurité avec gain corrigé et filtrage du signal parasite . . .	65
FIGURE iv.11	Courant d'obscurité du détecteur en fonction du gain d'avalanche, pour une cadence de lecture de 2.9 FPS, après correction du gain et filtrage du signal parasite. . . . .	66
FIGURE iv.12	Carte du bruit total avec gain corrigé et filtrage du signal parasite . . . . .	67
FIGURE v.1	Simulation du SNR en fonction du temps d'intégration cohérent pour deux cas opérationnels de flux et de contraste des franges, pour la précédente caméra PICNIC de MIRC et la nouvelle caméra C-RED ONE de MIRC-X . . . . .	72
FIGURE vi.1	Taux de compagnons en fonction de la masse de l'étoile primaire, Fig. 14 de la publication GRAVITY COLLABORATION et al., 2018 . . . . .	81
FIGURE vi.2	Masse du système en fonction de la séparation des compagnons (AU), Fig. 23 de la publication GRAVITY COLLABORATION et al., 2018 . . . . .	82
FIGURE vi.3	Histogramme des magnitudes en bande H des étoiles de la liste du relevé (Tab. vi.1) . . . . .	87
FIGURE vi.4	Position dans le ciel (ascension droite (RA) et déclinaison (DEC) en degrés) des étoiles de la liste du relevé (vi.1) . . . . .	88
FIGURE vi.5	Histogramme des distances des étoiles de la liste du relevé (vi.1), déduites des parallaxes de GAIA DR2 (GAIA COLLABORATION et al., 2018) . . . . .	88
FIGURE vi.6	Histogramme des magnitudes en H des étoiles O observées dans le cadre du relevé de démonstration . . . . .	90
FIGURE vii.1	Image brute du détecteur de MIRC-X à 6 télescopes . . . . .	94
FIGURE vii.2	Flux dans les franges en fonction du flux dans les voies photométriques, exemple d'un rayon cosmique . . . . .	95
FIGURE vii.3	Flux dans les franges en fonction du flux dans les voies photométriques, exemple de saturation du détecteur . . . . .	96
FIGURE vii.4	Erreur calculée sur les données de mesure du courant d'obscurité . . . . .	96
FIGURE vii.5	SNR des visibilité carrées en fonction du nombre d'intégration cohérente (ncoh) pour les différentes lignes de base . . . . .	98
FIGURE vii.6	Erreur sur la clôture de phase ( $T_{3err}$ ) en fonction du nombre d'intégration cohérente (ncoh) . . . . .	99
FIGURE vii.7	Exemple de dérive du plan ( $u, v$ ) modélisé avec le logiciel ASPRO2 . . . . .	100
FIGURE vii.8	Clôture de phase (CP) en fonction de la longueur d'onde . . . . .	101
FIGURE vii.9	Résumé de la réduction de HD 47839 avec un seuil de SNR de 2. . . . .	102
FIGURE vii.10	Résumé de la réduction de HD 47839 avec un seuil minimum de SNR de 4. . . . .	102
FIGURE vii.11	Résumé de la réduction de HD 167971 . . . . .	103
FIGURE vii.12	Carte de $\chi_r^2$ de la recherche de compagnon avec CANDID pour HD 167971 . . . . .	106
FIGURE vii.13	Résultat du "bootstrap" sur les résultats de la recherche de compagnon de HD 167971 . . . . .	107
FIGURE vii.14	Résultat de la recherche de la limite de HD 167971 . . . . .	108
FIGURE viii.1	Moyenne du SNR sur les lignes de base en fonction de la magnitude de l'étoile. . . . .	118
FIGURE viii.2	Comparaison des différentes méthodes de détermination de la limite de détection en fonction de la séparation . . . . .	119
FIGURE viii.3	Résultats de la recherche de limite de détection de l'observation de Cyg OB2-8 A du 6 juin 2019 . . . . .	120
FIGURE viii.4	Médiane de la limite de détection en fonction de la date d'observation. . . . .	121
FIGURE viii.5	Contraste en magnitude des compagnons en fonction de leur séparation . . . . .	123

FIGURE viii.6	Histogramme du contraste de magnitude des compagnons . . . . .	124
FIGURE viii.7	Histogramme de la fraction de masse des compagnons . . . . .	125
FIGURE viii.8	Histogramme du nombre de compagnons en fonction de la séparation physique.	126
FIGURE viii.9	Flux du compagnon en fonction de la séparation physique . . . . .	127
FIGURE A1.1	Résultat de minimisation du $\chi_r^2$ pour un gain faible et un flux faible. Cette figure est pour un jeu de données avec un $G_{man} = 47$ . Les paramètres qui minimisent le $\chi_r^2$ sont $F = 0.56$ , $G = 30.31$ , $ENF = 1.40$ . . . . .	138
FIGURE A1.2	Résultat de minimisation du $\chi_r^2$ pour un gain fort et un flux faible. Cette figure est pour un jeu de données avec un $G_{man} = 88$ . Les paramètres qui minimisent le $\chi_r^2$ sont $F = 0.57$ , $G = 55.65$ , $ENF = 1.4$ . . . . .	139
FIGURE A1.3	Résultat de minimisation du $\chi_r^2$ pour un gain faible et un flux fort. Cette figure est pour un jeu de données avec un $G_{man} = 47$ . Les paramètres qui minimisent le $\chi_r^2$ sont $F = 2.98$ , $G = 31.76$ , $ENF = 1.31$ . . . . .	139
FIGURE A1.4	Résultat de minimisation du $\chi_r^2$ pour un gain fort et un flux fort. Cette figure est pour un jeu de données avec un $G_{man} = 88$ . Les paramètres qui minimisent le $\chi_r^2$ sont $F = 3.01$ , $G = 57.81$ , $ENF = 1.45$ . . . . .	140
FIGURE A1.5	Résumé de la réduction de 2MASS J20334610+4133010 . . . . .	143
FIGURE A1.6	Résumé de la réduction de HD 169515 . . . . .	143
FIGURE A1.7	Résumé de la réduction de HD 199579 . . . . .	144
FIGURE A1.8	Résumé de la réduction de HD 209481 . . . . .	144
FIGURE A1.9	Résumé de la réduction de HD 229196 . . . . .	145
FIGURE A1.10	Résumé de la réduction de HD 34078 . . . . .	145
FIGURE A1.11	Résumé de la réduction de HIP 101419 (Cyg OB 2-9) . . . . .	146
FIGURE A1.12	Résumé de la réduction de 2MASS J20340850+4136592 . . . . .	146
FIGURE A1.13	Résumé de la réduction de HD 17505 . . . . .	147
FIGURE A1.14	Résumé de la réduction de HD 201345 . . . . .	147
FIGURE A1.15	Résumé de la réduction de HD 209975 . . . . .	148
FIGURE A1.16	Résumé de la réduction de HD 229202 . . . . .	148
FIGURE A1.17	Résumé de la réduction de HD 36861 . . . . .	149
FIGURE A1.18	Résumé de la réduction de SAO 49781 (Cyg OB 2-8A) . . . . .	149
FIGURE A1.19	Résumé de la réduction de 2MASS J20351264+4651121 . . . . .	150
FIGURE A1.20	Résumé de la réduction de HD 188001 . . . . .	150
FIGURE A1.21	Résumé de la réduction de HD 202214 . . . . .	151
FIGURE A1.22	Résumé de la réduction de HD 210809 . . . . .	151
FIGURE A1.23	Résumé de la réduction de HD 24431 . . . . .	152
FIGURE A1.24	Résumé de la réduction de HD 45314 . . . . .	152
FIGURE A1.25	Résumé de la réduction de 2MASS J20555125+4352246 . . . . .	153
FIGURE A1.26	Résumé de la réduction de HD 188209 . . . . .	153
FIGURE A1.27	Résumé de la réduction de HD 203064 . . . . .	154
FIGURE A1.28	Résumé de la réduction de HD 210839 . . . . .	154
FIGURE A1.29	Résumé de la réduction de HD 24534 . . . . .	155
FIGURE A1.30	Résumé de la réduction de HD 47129 . . . . .	155
FIGURE A1.31	Résumé de la réduction de BD+40 4220A (Cyg OB 2-5A) . . . . .	156
FIGURE A1.32	Résumé de la réduction de HD 193322 . . . . .	156
FIGURE A1.33	Résumé de la réduction de HD 206183 . . . . .	157
FIGURE A1.34	Résumé de la réduction de HD 214680 . . . . .	157
FIGURE A1.35	Résumé de la réduction de HD 24912 . . . . .	158
FIGURE A1.36	Résumé de la réduction de HD 47432 . . . . .	158
FIGURE A1.37	Résumé de la réduction de HD 166734 . . . . .	159
FIGURE A1.38	Résumé de la réduction de HD 195592 . . . . .	159
FIGURE A1.39	Résumé de la réduction de HD 206267 . . . . .	160
FIGURE A1.40	Résumé de la réduction de HD 217086 . . . . .	160
FIGURE A1.41	Résumé de la réduction de HD 28446 . . . . .	161

FIGURE A1.42	Résumé de la réduction de HD 47839 . . . . .	161
FIGURE A1.43	Résumé de la réduction de HD 167971 . . . . .	162
FIGURE A1.44	Résumé de la réduction de HD 19820 . . . . .	162
FIGURE A1.45	Résumé de la réduction de HD 207198 . . . . .	163
FIGURE A1.46	Résumé de la réduction de HD 228779 . . . . .	163
FIGURE A1.47	Résumé de la réduction de HD 30614 . . . . .	164
FIGURE A1.48	Résumé de la réduction de HD 48099 . . . . .	164

---

LISTE DES TABLEAUX

---

TABLE i.1	Tableau de comparaison des différents modèles de formation sur les paramètres de multiplicité . . . . .	4
TABLE i.2	Tableau récapitulatif des relevés spectroscopiques récents sur les étoiles O, SANA, 2017 . . . . .	7
TABLE i.3	Information sur les instruments du VLTI . . . . .	11
TABLE i.4	Information sur les instruments de CHARA . . . . .	12
TABLE i.5	Comparaison des caractéristiques des différents détecteurs . . . . .	16
TABLE ii.1	Caractéristiques des caméras C-RED ONE de MIRC-X et MYSTIC, comme spécifié par le constructeur . . . . .	30
TABLE iv.1	Mesure du flux pour la vérification du facteur de dilution $FD$ . . . . .	54
TABLE iv.2	Mesure du flux pour la mesure de la transmission de la caméra MIRC-X . . . . .	55
TABLE iv.3	Caractéristiques des caméras C-RED ONE de MIRC-X . . . . .	68
TABLE vi.1	Liste des étoiles O du grand relevé . . . . .	84
TABLE vii.1	Récapitulatif des résultats de la recherche d'un premier compagnon par CANDID111	111
TABLE vii.2	Récapitulatif des résultats de la recherche d'un deuxième compagnon par CANDID112	112
TABLE vii.2	Récapitulatif des résultats de la recherche d'un deuxième compagnon par CANDID113	113
TABLE A1.1	Résultats du gain et de l'ENF pour cinq pixels différents . . . . .	141
TABLE A1.2	Liste des étoiles de type O observées pendant le relevé de démonstration . . . . .	141







---

## INTRODUCTION

---

### Sommaire

---

I.1	Les étoiles massives . . . . .	2
I.1.1	Importance des étoiles massives en astrophysique . . . . .	2
I.1.2	Intérêts de l'étude de la multiplicité des étoiles massives . . . . .	2
I.1.3	État de l'art des modèles de formation . . . . .	2
I.1.4	État de l'art des techniques d'observation . . . . .	4
I.1.5	Les zones non explorées . . . . .	8
I.2	Interférométrie optique à longue ligne de base . . . . .	9
I.2.1	Historique de l'interférométrie optique en astronomie . . . . .	9
I.2.2	Principe de l'interférométrie . . . . .	9
I.2.3	Les observables mesurées . . . . .	10
I.2.4	Installations actuelles utilisant l'interférométrie optique . . . . .	10
I.2.5	Intérêts de l'interférométrie à longue ligne de base pour l'étude des étoiles massives . . . . .	12
I.2.6	Études déjà réalisées . . . . .	13
I.2.7	Limitations de l'interférométrie à longue ligne de base . . . . .	13
I.3	La problématique de la sensibilité . . . . .	13
I.3.1	Justifications de la bande proche infra-rouge . . . . .	14
I.3.2	Limite de la sensibilité : les détecteurs . . . . .	15
I.3.3	La révolution des e-APD . . . . .	15
I.3.4	Les projets MIRC-X et MYSTIC . . . . .	16
I.4	La problématique de cette thèse . . . . .	17

---



## I.1 LES ÉTOILES MASSIVES

Les étoiles massives jouent un rôle important et irremplaçable dans l'évolution de leur galaxie hôte. Malgré leur impact, nous nous posons encore beaucoup de questions sur leur formation et leur évolution.

### i.1.1 *Importance des étoiles massives en astrophysique*

Les étoiles massives sont définies comme les étoiles ayant plus de trois fois la masse du soleil. Cette catégorie regroupe les étoiles de types spectraux B, O et WR (Wolf-Rayet). Dans cette thèse, je me concentre sur les étoiles dites de type O, ayant une masse d'au moins 16 masse solaire.

Elles sont les sources principales des éléments les plus lourds pouvant être créés naturellement. Ces éléments lourds sont à l'origine du refroidissement de l'ISM. Elles sont également à l'origine de la majorité du rayonnement ultra violet (UV) dans l'univers. Elles sont aussi une source importante de mixage et de turbulence dans le milieu interstellaire (ISM), grâce à leur vent stellaire, leur éjection massive de matière et leurs explosions en supernovae. Les turbulences résultant de ces phénomènes sont l'une des origines du processus de dynamo de la galaxie. Le front de choc créé par les supernovae, qui interagit avec le champ magnétique galactique, accélère les rayons cosmiques, composés de particules chargées. Ces rayons cosmiques, en combinaison avec le rayonnement UV et la turbulence dus aux étoiles massives, sont la source principale de chauffage de l'ISM. Cela a pour conséquence d'impacter grandement la physique, la chimie et la morphologie de leur galaxie (KENNICUTT, 1998; KENNICUTT, 2005). Par cette participation à la fois au refroidissement et au chauffage de l'ISM, on voit que les étoiles massives jouent un rôle important sur la formation stellaire et planétaire (BALLY, MOECKEL et THROOP, 2005).

Enfin, à la fin de leur vie, les étoiles massives sont à l'origine des phénomènes parmi les plus énergétiques connus, comme les supernovae citées précédemment, mais aussi les sursauts Gamma et les trous noirs de masse stellaire, l'une des origines des ondes gravitationnelles. La fréquence de détection d'événements engendrant des ondes gravitationnelles étant plus grande que ce qui avait été prédit (ABBOTT et al., 2016), l'étude de leur origine pourrait en donner une explication.

C'est pour ces raisons qu'il est important d'étudier les étoiles massives et leur formation. Mais du fait de leur évolution rapide et de l'impact de la fonction de masse initiale (IMF) qui favorise la formation d'étoiles moins massives, les étoiles massives sont rares, donc distantes, et de ce fait plus difficiles à observer (brillance apparente faible, rougissement dans le plan galactique).

### i.1.2 *Intérêts de l'étude de la multiplicité des étoiles massives*

La multiplicité des étoiles massives influe largement sur les chemins évolutifs (SANA et al., 2012), et donc sur la majorité des phénomènes cités dans la section précédente (vents, explosions, coalescence d'objets massifs et compacts).

Les étoiles massives sont caractérisées par une multiplicité plus élevée que les étoiles moins massives (DUCHÊNE et KRAUS, 2013). L'étude de la multiplicité est donc une manière de contraindre la manière dont les étoiles massives se forment de manière préférentielle. Cette thèse est principalement orientée sur cette thématique.

### i.1.3 *État de l'art des modèles de formation*

Les étoiles massives ont une durée de formation et de vie très courtes (de l'ordre de 5 millions d'années). Elles sont également rares. Leur lumière est fortement atténuée par la poussière de leur environnement pendant leur phase de formation ( $A_V > 100$  et  $A_K > 10$  (ZINNECKER, 2005)). Tout cela rend difficile l'observation de ces étoiles, et d'autant plus la compréhension de leur processus de formation.

Les modèles standards de formation des étoiles ne permettent pas d'obtenir des étoiles avec une masse telle que celles qui nous intéressent. La plus grande difficulté est d'accréter autant de matière dans des temps aussi courts. Il existe actuellement 3 grands modèles pour expliquer la formation des étoiles massives : l'accrétion sur le cœur, l'accrétion compétitive, et les collisions.

#### *i.1.3.1 Accrétion sur le cœur*

L'un des modèles de formation est appelé accrétion sur le cœur, ou encore effondrement monolithique avec formation d'un disque d'accrétion. Dans ce modèle, on considère un cœur moléculaire massif (30, 60 et 120 masses solaires pour les simulations de YORKE, 2002), isolé et non magnétique en effondrement. Cet effondrement crée un disque de matière, et c'est par le biais de ce disque que la matière peut être accrétée dans la région centrale du noyau moléculaire. Le disque va alors perdre de la matière de deux manières. La première est par l'accrétion de la matière sur la proto-étoile pour les régions les plus internes, la deuxième est par photo-évaporation pour les régions les plus externes. Ces deux phénomènes auraient une échelle de temps similaire de  $10^5$  ans.

L'accrétion rapide de matière par le disque peut être une conséquence directe de compagnons proches (TERQUEM, 2001) et de leurs effets de marée. Les systèmes multiples faciliteraient donc la formation d'étoiles massives, ce qui pourrait expliquer pourquoi les étoiles massives se forment dans des systèmes multiples.

#### *i.1.3.2 Accrétion compétitive*

Un autre modèle de formation est appelé accrétion compétitive. Ce modèle se place dans un amas d'étoiles jeunes (BONNELL et BATE, 2002). On considère un grand nuage moléculaire dense, comprenant un certain nombre de "graines" de proto-étoiles. Ces "graines" proviennent de la condensation de parties plus denses du nuage. Ces "graines" peuvent alors grandir par accrétion de matière provenant de parties moins denses du nuage, dans la limite de leur domaine d'accrétion individuel (LARSON, 1978; ZINNECKER, 1982). Ce domaine d'accrétion est d'autant plus grand que la masse de la "graine" est importante. Et plus la graine accrete de la matière, plus sa masse augmente, et donc plus son domaine d'accrétion augmente.

On parle d'accrétion compétitive lorsque les domaines d'accrétion des différentes proto-étoiles se recoupent. Ce processus de compétition amène l'amas d'étoiles jeunes à attirer de la matière à des distances plus grandes que si elles étaient isolées. Elles ont donc accès à un réservoir de matière plus important, ce qui rend ce mécanisme très performant pour créer des étoiles encore plus massives.

Dans le cas d'un nuage moléculaire possédant des sous-structures, chaque sous-structure va connaître le phénomène d'accrétion compétitive, conduisant à une proto-étoile centrale massive, entourée d'objets moins massifs, pour chaque sous-structure (BONNELL, BATE et VINE, 2003).

Dans ZINNECKER et YORKE, 2007, l'analogie est faite avec deux modèles économiques complémentaires, celui de l'agent immobilier, où l'emplacement est le facteur le plus important, et le concept capitaliste, où la richesse appelle la richesse. Le premier concept indique que l'environnement de départ d'une étoile naissant est très important, alors que le deuxième concept indique que plus une proto-étoile devient massive, plus elle va attirer de la matière, et donc encore augmenter en masse.

Pour la partie emplacement, une proto-étoile a plus de chance de devenir massive si elle se situe vers le centre du réservoir de gaz, comme le puits de potentiel gravitationnel va naturellement attirer le gaz vers son centre, augmentant la quantité de matière accessible par l'étoile. De plus, la formation d'une proto-étoile plus tôt dans un amas peut faciliter la croissance de cette étoile par rapport aux étoiles se formant plus tard, et donc donner lieu à une étoile plus massive.

#### *i.1.3.3 Collision*

Un troisième modèle de formation des étoiles massives est envisagé, surtout dans les zones à forte densité d'étoiles. En effet, une densité trop importante d'étoiles massives dans certains amas d'étoiles pose un problème de quantité de matière disponible pour la croissance de ces étoiles par effondrement monolithique (voir sect. [i.1.3.1](#)).

Pour pallier ce problème, ce modèle présente la possibilité de collisions et de fusions d'étoiles, pour former une seule étoile plus massive. Le problème majeur de ce modèle est qu'il requiert une densité d'étoiles déjà massives, ou de masse intermédiaire, pour que le processus puisse avoir lieu.

En utilisant la formule de collision stellaire par étoile de BINNEY, TREMAINE et SHU, 1988 et DALE et DAVIES, 2006, on trouve un seuil de densité de  $10^7$  ou  $10^8 pc^{-3}$ . En dessous de ce seuil, la collision de deux étoiles est peu probable. Ce seuil peut être réduit à  $10^6 pc^{-3}$  (BONNELL et BATE, 2005) si on prend en compte des paramètres plus réalistes mis à jour récemment, comme une collision d'étoiles de masses différentes (MOECKEL et BALLY, 2006; MOECKEL et BALLY, 2007) ou la prise en compte de binaires ou de disque autour de l'étoile, ce qui augmente la section efficace de collision (DAVIES et al., 2006).

#### i.1.3.4 Comparaison des paramètres de multiplicité pour chaque modèle

Les modèles présentés précédemment prédisent des paramètres de multiplicité qui peuvent différer. Ces paramètres sont résumés dans le tableau i.1, tiré de GRAVITY COLLABORATION et al., 2018.

TABLE i.1 – Tableau de comparaison des différents modèles de formation sur les paramètres de multiplicité. La fraction de compagnon ( $f_c$ ) est définie par le nombre de compagnons total divisé par le nombre de systèmes total.  $M_1$  et  $M_2$  sont les masses des composantes 1 et 2 d'un système binaire. La séparation est représentée par  $r$ , et  $M$  représente la masse du système. Le rapport des masses est représenté par  $q$ .

Paramètre	Accrétion sur le coeur	Accrétion compétitive	Collision
Fraction de compagnon ( $f_c$ )	$f_c \propto$ masse totale	$f_c \propto$ masse totale	-
$M_1$ et $M_2$	corrélé	-	-
$r$ et $M$	corrélé	$r \propto M^{-2}$	décorrélé
$q$ et $r$	-	anti-corrélé	-

On peut voir dans ce tableau que chaque modèle prédit une relation différentes entre la séparation d'un compagnon ( $r$ ) et la masse totale du système ( $M$ ). Ces paramètres physiques liés à la multiplicité des étoiles massives sont donc important pour contraindre les modèles de formations de ces étoiles.

#### i.1.4 État de l'art des techniques d'observation

Pour étudier la multiplicité des étoiles massives, nous devons combiner différentes techniques d'observation afin de sonder l'ensemble des séparations physiques possibles, allant d'un dixième d'unité astronomique (AU) pour les plus proches, à plusieurs centaines d'AU pour les plus éloignées. Nous combinons donc plusieurs techniques présentées dans cette section.

##### i.1.4.1 Photométrie

La photométrie consiste à mesurer le flux provenant d'un système stellaire. Cette technique permet de détecter les transits d'objets en face d'une étoile.

Pour l'étude des étoiles massives cela revient à observer des étoiles binaires à éclipse. Lorsque les deux étoiles sont côte à côte dans le plan de l'observateur, on mesure le flux combiné des deux étoiles. Lorsque l'une des composantes passe devant l'autre, la première va masquer tout ou partie du flux de l'étoile se trouvant derrière, faisant baisser le flux total mesuré.

Cette technique permet d'obtenir la période de révolution de ces systèmes, ainsi que leur inclinaison et leur rayon. Avec la période et l'inclinaison nous pouvons déduire la masse absolue des deux étoiles.

**LIMITATIONS** Cette technique se limite à l'observation des binaires massives très proches physiquement et dont l'inclinaison permet d'observer le transit des étoiles l'une devant l'autre. Il s'agit donc en

majorité de systèmes perturbés par l'irradiation et les forces de marée, et pour lesquels il y aura un transfert de masse si ce n'est pas déjà le cas. Ce ne sont donc pas les systèmes idéaux pour calibrer les modèles de formation, de structure et d'évolution.

#### i.1.4.2 *Imagerie Directe*

L'imagerie directe consiste en l'observation directe de l'étoile avec un instrument imageur. Pour l'observation d'une étoile non résolue, l'image obtenue est un disque d'Airy. Le pic central du disque d'Airy est caractérisé par  $\alpha = 1.22 \frac{\lambda}{D}$  où  $\alpha$  est la taille angulaire en radian,  $\lambda$  est la longueur d'onde et  $D$  est le diamètre du miroir primaire. Pour résoudre un système binaire, il faut que sa séparation soit supérieure à  $\alpha$ . Le pouvoir de résolution du télescope est donc fixé par son diamètre et la longueur d'onde d'observation. Si on souhaite résoudre des binaires, il faut utiliser un télescope adapté à la séparation des composantes. Pour un télescope de 8 m de diamètre comme les télescopes du VLT, cela représente un pouvoir de résolution d'environ 50 mas en bande H.

En pratique, le pouvoir de résolution d'un télescope au sol est limité par la turbulence atmosphérique. Pour se rapprocher du pouvoir de résolution théorique, il faut corriger la phase du front d'onde des déphasages induits par la turbulence atmosphérique. Pour cela il faut utiliser un système d'optique adaptative. Ce système analyse le front d'onde afin d'apporter en temps réel les corrections nécessaires à l'aide d'un miroir déformable. Un bon exemple d'instrument utilisant l'optique adaptative est l'instrument VLT/SPHERE (BEUZIT et al., 2019).

Un autre moyen de lever cette limitation est d'utiliser des télescopes spatiaux. Ceux-ci ne sont pas affectés par l'atmosphère, et sont donc seulement limités par le diamètre de leur miroir primaire. Le meilleur exemple est le télescope spatial Hubble (ou HST, de l'anglais Hubble Space Telescope). Avec son miroir de 2.4 m de diamètre, cela nous donne un pouvoir de résolution d'environ 30 mas dans le visible. Le problème est qu'il est difficile de spatialiser un grand miroir, les difficultés de lancement du futur James Webb Space Telescope (JWST) en sont l'exemple (GARDNER et al., 2006), avec un miroir de 6.6m.

Pour étudier la binarité d'un système, il faut également que le contraste de l'étoile secondaire par rapport à l'étoile principale ne soit pas trop important, au risque d'être ébloui par l'étoile la plus brillante. Pour augmenter la performance en contraste, il est possible d'utiliser un coronographe afin d'atténuer la diffraction de l'étoile centrale. Encore une fois, l'instrument SPHERE est un bon exemple d'instrument utilisant un coronographe.

**ÉTUDES DÉJÀ RÉALISÉES** Des relevés ont déjà été réalisés avec des techniques d'imagerie directe afin de rechercher des compagnons pour les étoiles massives. Un relevé important est celui effectué par le "Fine Guide Sensor" (FGS) du HST (ALDORETTA et al., 2015). C'est un relevé sur le ciel entier, résolvant des compagnons avec une séparation entre 0.01 seconde d'arc (as) et 1.0 as avec un contraste maximum de 5 magnitudes. Le FGS n'est cependant pas un instrument utilisant une technique d'imagerie directe à proprement parler, mais une technique d'interférométrie utilisant le miroir primaire du télescope (NELAN et al., 1998). Il a observé 224 étoiles massives, majoritairement des étoiles B et O de la Voie Lactée.

Un autre relevé important est celui réalisé en utilisant l'interférométrie des tavelures, sur les étoiles O (MASON et al., 1998). Ce relevé a observé 227 systèmes d'étoiles O avec une magnitude en bande V inférieure à 8. Cette technique permet de résoudre des compagnons ayant une séparation entre 0.035 as et 1.5 as, avec un contraste en magnitude d'au maximum 3 magnitudes.

Plus récemment, le relevé SMASH+ (SANA et al., 2014) comporte une partie d'imagerie directe. Ce relevé a observé plus de 160 systèmes avec l'instrument VLT/NACO-SAM (masque d'ouvertures éparées) et VLT/NACO-FOV (imagerie directe avec optique adaptative). Ce relevé ne se limite pas à de l'imagerie directe et j'en parlerai plus en détail dans les sections i.2.6 et vi.1.

La figure i.1 est un exemple d'observation de systèmes d'étoiles massives par imagerie directe. On peut voir que les composantes A et B de ce système ne sont pas résolues par l'instrument NACO, mais les composantes C et D sont facilement résolues.

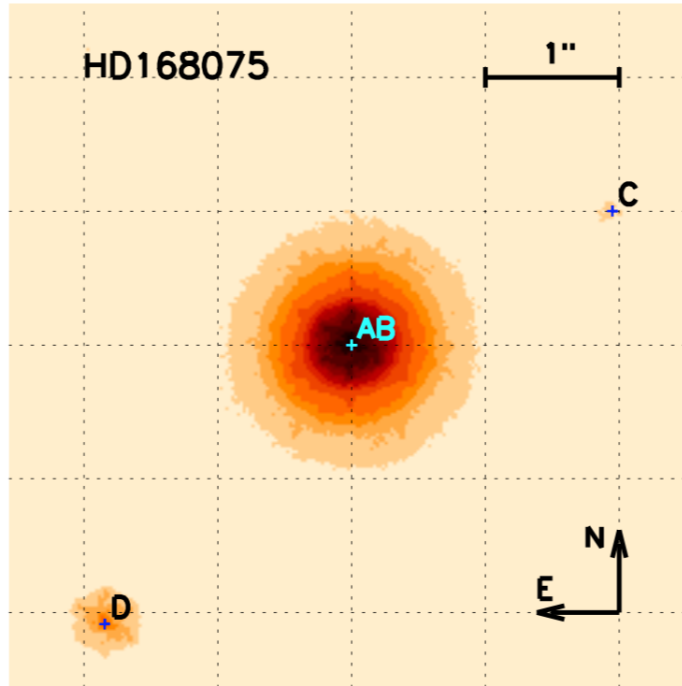


FIGURE i.1 – Exemple d’observation d’un système d’étoiles massives en imagerie directe : observation de HD 168175 avec l’instrument NACO (Fig. 4 de SANA et al., 2014)

Un relevé utilisant l’instrument VLT/SPHERE, appelé CHIPS (RAINOT et al., 2017), est en cours. Ce relevé se concentre sur les étoiles O de la nébuleuse de la Carène.

**LIMITATIONS** La limitation de l’imagerie directe pour la recherche de compagnons est principalement son pouvoir de résolution, limité par la taille du miroir primaire du télescope. Pour détecter des compagnons ayant une petite séparation, typiquement moins de quelques dizaines mas, il faut utiliser d’autres techniques.

### i.1.4.3 Vitesses Radiales

La technique des vitesses radiales utilise l’étude du spectre de l’étoile visée. La longueur d’onde observée d’une raie dépend notamment de la vitesse de déplacement de l’objet observé par rapport à l’observateur. Si l’objet se déplace dans la direction de l’observateur, la raie va se déplacer vers des longueurs d’ondes plus courtes (on parle communément d’un décalage vers le bleu) et inversement si l’objet s’éloigne, les raies vont se déplacer vers des longueurs d’ondes plus grandes (décalage vers le rouge). Ce changement de longueur d’onde est dû à l’effet Doppler-Fizeau (DOPPLER et STUDNICA, 1903).

Lorsque plusieurs objets sont trop proches pour être résolus spatialement, nous obtenons le spectre combiné de tous ces objets. Si deux étoiles sont liées gravitationnellement, elles vont orbiter chacune autour de leur centre de masse. Cette différence de vitesse aura pour effet, dans des conditions données de projection dans le plan de l’observateur, de décaler de façon différente le spectre de chaque objet. Le décalage des spectres des deux étoiles varie de façon périodique au cours du temps, avec le mouvement orbital des deux objets l’un autour de l’autre.

$$K_{\star_1} = \frac{M_{\star_2} \cdot \sin(i)}{(M_{\star_1} + M_{\star_2})^{2/3}} \times \frac{(2\pi G)^{1/3}}{p^{1/3} \sqrt{1 - e^2}} \quad (\text{i.1})$$

L'équation i.1 donne le décalage Doppler maximum subi par une étoile 1 dans un système binaire, aussi appelé semi-amplitude des vitesses radiales.  $M_{*1}$  et  $M_{*2}$  sont les masses respectivement de l'étoile 1 et de l'étoile 2,  $G$  est la constante de gravitation,  $p$  est la période de révolution des étoiles l'une autour de l'autre. La période de révolution est directement liée à leur séparation physique par la troisième loi de Kepler.

On voit que le décalage est sensible à la distance physique entre les deux objets, ainsi qu'à leur rapport de masse. Plus les objets sont proches, plus leur période de rotation est courte, plus l'amplitude du décalage est grande. Pour le rapport de masse, plus celui-ci est proche de 1, plus le décalage des deux étoiles sera symétrique par rapport à la moyenne des deux décalages ; par contre plus le rapport s'éloigne de 1, et moins le spectre de l'objet le plus massif s'écartera de la position moyenne, alors que l'objet moins massif s'en éloignera d'autant plus.

Lorsque l'on recherche un signal de binaire dans un spectre, plusieurs cas peuvent exister :

- Le premier est que l'on observe qu'une seule composante dans le spectre n'ayant pas de variation de longueur d'onde périodique. Il n'y a donc pas de compagnon détecté.
- Le deuxième est que l'on observe qu'une seule composante dans le spectre, mais dont la vitesse radiale varie périodiquement. Dans ce cas là, on détecte donc bien un compagnon, mais on ne peut pas mesurer les masses individuelles. Nous appelons alors ces binaires spectrales des SB1.
- Le troisième cas est si l'on met en évidence deux ou plus composantes dans le spectre. Par exemple si la raie est asymétrique, si on observe la présence simultanée de deux types spectraux différents dans un même spectre, ou encore un dédoublement évident des raies. Dans ce cas là nous pouvons caractériser le système et avoir des informations sur le compagnon. Nous appelons ces binaires spectrales des SB2 (ou SBx pour x composantes).
- Un cas particulier de SB2 est lorsque nous pouvons mesurer les semi-amplitudes des vitesses radiales des deux composantes. Dans ce cas là on peut mesurer les masses individuelles des deux composantes, à l'inclinaison près.

**ÉTUDES DÉJÀ RÉALISÉES** Plusieurs relevés ont déjà été effectués sur les étoiles massives. Le tableau i.2 reprend le tableau de SANA, 2017 qui récapitule les récents relevés qui ont apporté des précisions sur la statistique de la multiplicité des étoiles massives.

TABLE i.2 – Tableau récapitulatif des relevés spectroscopiques récents sur les étoiles O (SANA, 2017). Ce tableau ne reprend que les relevés sur les étoiles O, sachant que certains de ces relevés ont également observé des étoiles B. La première colonne indique le nom du relevé et/ou celui de la/des région(s) observées par les relevés. La deuxième colonne indique le nombre d'étoiles O observées dans chaque relevé. La troisième colonne contient les références de ces relevés.

Region/Relevé	N	Référence
Voie Lactée		
relevé BESO	243	CHINI et al., 2012
Jeunes amas	71	SANA et al., 2012
GOSSS	194	SOTA et al., 2014
IACOB	141	SIMÓN-DÍAZ et al., 2015; SIMÓN-DÍAZ et al., 2017
OWN	205	BARBÁ et al., 2014
Cyg OB2	45	KOBULNICKY et al., 2014
Grand nuage de Magellan		
30Dor/VFTS	360	SANA et al., 2013
30Dor/TMBM	93	ALMEIDA et al., 2017

Il est à noter que les relevés de la Voie Lactée contiennent souvent un grand nombre d'étoiles en commun. Un nouveau relevé est en projet à l'heure actuelle, appelé MONOS (MAÍZ APELLÁNIZ et al., 2019). Ce relevé se concentrera sur les étoiles O de l'hémisphère nord.

**LIMITATIONS** Nous l'avons vu dans l'équation i.1, plus les objets sont éloignés, et plus il est difficile de séparer les différentes composantes du système. La précision en vitesse radiale pour les étoiles massives est de l'ordre de quelques km/s, à cause de la largeur des raies de ces étoiles, due à leur rotation rapide et à leurs vents stellaires. Si on prend en compte un système binaire de 20 masses solaires, avec des vitesses radiales de l'ordre de 15 km/s, nous obtenons une période de révolution de 15 ans. À une distance typique de 2 kpc, cela nous donne une séparation d'environ 6 mas. Il est donc difficile de détecter par spectroscopie des compagnons éloignés de plusieurs mas d'arcs. De plus, les longues périodes demandent un suivi pour la technique des vitesses radiales sur plusieurs années, ce qui est couteux en temps d'observation.

### i.1.5 Les zones non explorées

Les trois techniques précédemment présentées sont les trois techniques communément utilisées pour l'étude de la multiplicité des étoiles massives. Elles ont toutes les trois la sensibilité nécessaire pour en observer un grand nombre et ainsi faire des études statistiques pertinentes.

Cependant, ces trois techniques qui sondent des échelles de séparations différentes ne recouvrent pas l'intégralité des séparations possibles. Il existe un intervalle, entre 1 mas et 50 mas, qu'aucune de ces trois techniques ne peut explorer efficacement.

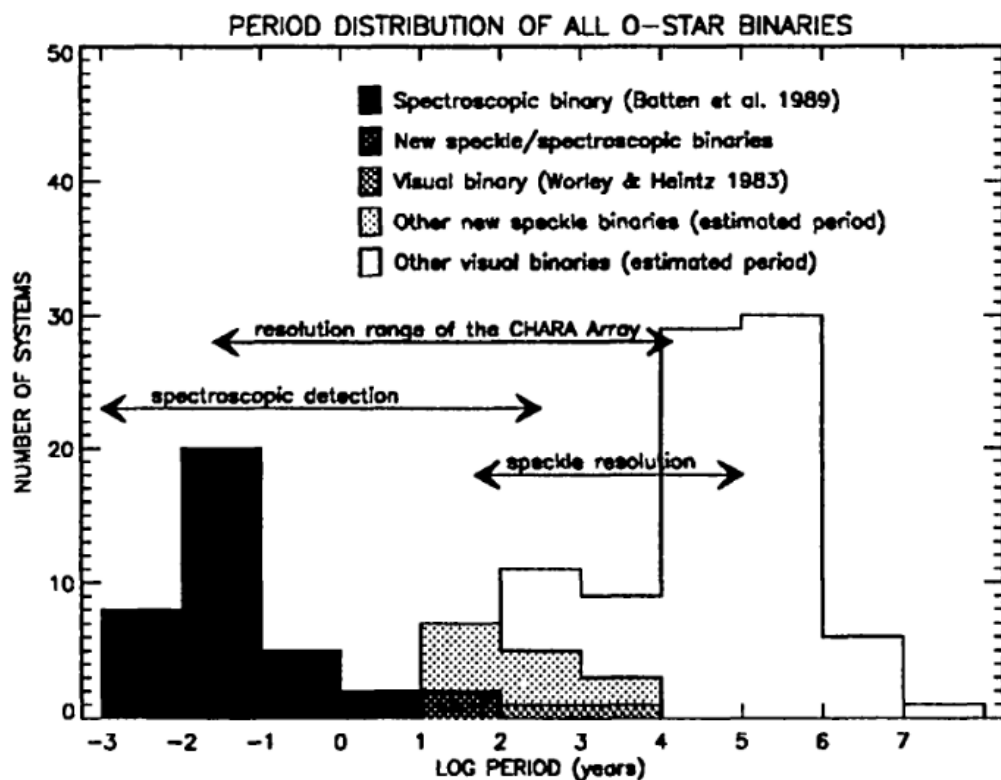


FIGURE i.2 – Histogramme des périodes de révolution des systèmes connus de binaires massives en 1996 (Fig. 1 de MASON et al., 1996)

La figure i.2 représente les périodes des systèmes massifs multiples connus en 1996. On voit bien un manque de systèmes pour des périodes entre 1 an et quelques dizaines d'années, domaine qui pourrait être sondé par le réseau CHARA grâce à la technique OLBI.

Cette gamme de séparation peut être comblée par l'utilisation de l'interférométrie optique à longue ligne de base (ou OLBI pour "Optical Long Baseline Interferometry"), comme expliqué en 1996 dans MASON et al., 1996. Cette technique, qui fait l'objet de ma thèse, ne pouvait pas être utilisée pour l'étude des étoiles massives jusqu'à il y a quelques années pour des raisons instrumentales que je vais présenter dans la suite de ce chapitre introductif.

## I.2 INTERFÉROMÉTRIE OPTIQUE À LONGUE LIGNE DE BASE

L'interférométrie stellaire consiste à combiner de manière cohérente la lumière d'un objet astrophysique récoltée par plusieurs télescopes.

### i.2.1 Historique de l'interférométrie optique en astronomie

C'est en 1868 que Fizeau émet l'idée que "en terme de résolution angulaire, deux petites ouvertures séparées d'une distance  $B$  sont équivalentes à une seule grande ouverture de diamètre  $B$ ". Cela ouvre la voie à la très haute résolution angulaire.

En 1920, Arthur A. Michelson utilise ce principe pour fabriquer le premier interféromètre stellaire (MICHELSON, 1920), qu'il installe sur le télescope de 100 pouces de l'observatoire du Mont Wilson, en Californie. Il l'utilise pour faire la première mesure de diamètre d'étoile, en mesurant le diamètre de Bételgeuse avec Francis G. Pease (MICHELSON et PEASE, 1921). Cet interféromètre est composé de deux miroirs, pouvant être séparés de 6 m.

En 1974, Antoine Labeyrie relance l'intérêt de l'interférométrie optique pour les mesures à haute résolution angulaire (LABEYRIE, 1975), en utilisant cette fois-ci deux télescopes différents espacés de 12 m, ouvrant la porte à l'interférométrie optique à longue ligne de base (OLBI).

### i.2.2 Principe de l'interférométrie

#### i.2.2.1 Le pouvoir de résolution angulaire d'un interféromètre

L'interférométrie à longue ligne de base utilise le principe énoncé par le théorème de Zernike et Van Cittert, à savoir que pour une source incohérente, dans des conditions quasi-monochromatiques, le flux cohérent complexe  $\Gamma_{12}$  loin de la source est égale à la transformée de Fourier de sa distribution de lumière :

$$\Gamma_{12}(u, v) = TF[I(l, m)] \quad (i.2)$$

Avec  $\Gamma_{12}$  le flux cohérent complexe entre deux points 1 et 2 dans le plan de l'observateur,  $u$  et  $v$  les coordonnées des deux points dans le plan de l'observateur, en fréquences spatiales exprimées en unité de longueur d'onde,  $I$  est l'intensité lumineuse de la source et  $l$  et  $m$  sont les coordonnées angulaires de la source dans le plan du ciel.

Ce théorème permet de relier le flux cohérent complexe à la distribution de luminosité de la source. En interférométrie stellaire, les deux points 1 et 2 dans le plan de l'observateur sont les 2 télescopes.

Le pouvoir de résolution de cette technique est défini par  $\lambda/B$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde et  $B$  la distance séparant les deux télescopes.

#### i.2.2.2 Le plan $(u, v)$

Les coordonnées  $u$  et  $v$  nous indiquent donc sur quelle fréquence spatiale dans l'espace de Fourier nous obtenons une information. Nous appelons cet espace de Fourier le plan  $(u, v)$ . Avec 2 télescopes, nous avons une ligne de base. Cela nous donne un point dans le plan  $(u, v)$ . Il est à noter que nous



obtenons également le point aux coordonnées  $(-u, -v)$  par symétrie du plan de Fourier. Avec  $N$  télescopes, nous obtenons  $\frac{N(N-1)}{2}$  lignes de bases, et donc un échantillonnage de  $\frac{N(N-1)}{2}$  points dans le plan  $(u, v)$ . Une couverture importante du plan  $(u, v)$  permet d'avoir des informations complémentaires pour chaque fréquence spatiale, et d'avoir plus d'informations sur l'objet observé.

### i.2.3 Les observables mesurées

Contrairement à l'interférométrie radio, l'interférométrie optique ne permet pas une mesure directe du flux cohérent complexe, car la vitesse de calcul nécessaire pour corrélérer les longueurs d'ondes optiques ne sont pas atteintes par les technologie actuelles. Nous passons donc par des estimateurs pour obtenir des informations sur ce flux complexe.

L'estimateur le plus couramment utilisé pour avoir une information sur la norme est appelé la visibilité carrée

$$V^2 = \left| \frac{\Gamma_{12}(u, v)}{\Gamma_{12}(0, 0)} \right|^2 \quad (\text{i.3})$$

qui correspond au carré de la norme du flux cohérent complexe normalisé. Elle est généralement obtenue en calculant la puissance des franges d'interférences formées sur le détecteur par transformée de Fourier.

Pour un estimateur de la phase, il existe différentes manières de procéder. Ces méthodes doivent être utilisées à cause de la turbulence atmosphérique qui perturbe la phase du front d'onde. L'une de ces méthodes est celle des clôtures de phases. C'est cette méthode que j'utilise dans cette thèse. Pour cette méthode, nous combinons les phases de trois télescopes. Dans la suite nous appellerons ces télescopes  $m$ ,  $n$  et  $o$ . Les phases des franges créées par chaque doublet de télescopes peuvent être notées

$$\Phi_{mn} = \Psi_{mn} + \psi_m - \psi_n \quad (\text{i.4})$$

$$\Phi_{no} = \Psi_{no} + \psi_n - \psi_o \quad (\text{i.5})$$

$$\Phi_{om} = \Psi_{om} + \psi_o - \psi_m \quad (\text{i.6})$$

où  $\Phi$  est la phase mesurée pour un doublet,  $\Psi_{mn} = \arg(\Gamma_{mn})$  est la phase réelle induite par l'objet observé sur un doublet et  $\psi$  est la phase induite par la turbulence sur un télescope. La clôture de phase (CP) est alors définie par l'argument du bi-spectre :

$$CP = \arg(\Gamma_{mn} \cdot \Gamma_{no} \cdot \Gamma_{om}) \quad (\text{i.7})$$

$$CP = \Phi_{m,n} + \Phi_{n,o} + \Phi_{o,m} = \Psi_{m,n} + \Psi_{n,o} + \Psi_{o,m} \quad (\text{i.8})$$

Nous n'obtenons donc pas directement la phase induite sur les franges d'un doublet de télescopes par l'objet observé, mais une combinaison linéaire des phases induites sur un triplet de télescopes. Nous avons donc une information partielle sur la phase du flux cohérent complexe.

### i.2.4 Installations actuelles utilisant l'interférométrie optique

Actuellement, il existe quatre installations permettant de faire de l'interférométrie optique à longue ligne de base. Deux d'entre elles sont utilisées de façon quotidienne pour faire des mesures astrophysiques, le VLTI pour "Very Large Telescope Interferometer" (WOILLETZ et al., 2018; MÉRAND, 2018), et le réseau CHARA pour "Center for High Angular Resolution Astronomy" (BRUMMELAAR et al., 2016). Je détaille ces deux infrastructures dans la suite.

Les deux autres infrastructures sont tout d'abord NPOI (ARMSTRONG et al., 2018) pour "Navy Precision Optical Interferometer", qui est une installation surtout utilisée pour le suivi des coordonnées et du mouvement propre des étoiles. Sa magnitude limite en bande V est de 5.5. Enfin, MROI (CREECH-EAKMAN et al., 2018) pour "Magdalena Ridge Observatory Interferometer", est une infrastructure

ambitieuse en cours d'installation. Il est prévu d'équiper MROI de télescopes de 1.4 m disposés en Y, et pouvant être déplacés pour atteindre des lignes de base allant jusqu'à 350 m. Comme ces deux dernières infrastructures ne sont pas utilisées quotidiennement pour des mesures astrophysiques, je ne les détaillerai pas plus.

#### i.2.4.1 Le VLTI

Le VLTI est un interféromètre opéré par l'ESO (European Southern Observatory) situé au Cerro Paranal au Chili. Cet interféromètre peut combiner la lumière de 4 télescopes, soit celle des télescopes auxiliaires (AT), d'un diamètre de 1.8 m, soit celle des télescopes unitaires (UT), d'un diamètre de 8.2 m. Les UT ont une position fixe, alors que les AT peuvent être disposés sur chacune des 30 stations disponibles à cet effet, ce qui permet de remplir plus efficacement le plan  $(u, v)$  couvert lors des observations. La ligne de base la plus longue du VLTI mesure 130 m. Il y a en ce moment trois instruments interférométriques installés au VLTI. Ces trois instruments sont PIONIER (LE BOUQUIN et al., 2011), GRAVITY (GRAVITY COLLABORATION et al., 2017), et MATISSE (LOPEZ et al., 2014).

TABLE i.3 – Information sur les instruments du VLTI. Les performances sont données pour une utilisation avec les AT.

Instrument	PIONIER	GRAVITY	MATISSE
Bande spectrale	H (1.6 $\mu\text{m}$ )	K (1.6 $\mu\text{m}$ )	L (3.8 $\mu\text{m}$ )/M (5.0 $\mu\text{m}$ )/N (11.5 $\mu\text{m}$ )
Résolution spectrale	30	22/500/4000	30(L, M, N)/200 (N)/500 (L, M)/1000 (L)
Magnitude limite	H = 7.5	K = 7	L = 6 (R = 30)

Le tableau i.3 recense les instruments interférométriques du VLTI, leurs caractéristiques et leurs performances lorsqu'elles sont connues.

PIONIER est un instrument développé par l'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG). GRAVITY est un instrument développé par un consortium international regroupant divers partenaires. Il est équipé d'un suiveur de frange dédié, lui permettant d'observer des objets avec une magnitude allant jusqu'à K = 10 avec les UT. MATISSE est un instrument qui est en train d'être validé. Il est prévu d'utiliser le suiveur de frange de GRAVITY pour stabiliser les franges de MATISSE lorsque cela est nécessaire.

#### i.2.4.2 CHARA

Le réseau de télescopes de CHARA est situé à l'observatoire du Mont Wilson, en Californie et est opéré par l'université de l'état de Géorgie. Il est composé de six télescopes fixes de 1m de diamètre chacun. La ligne de base la plus longue mesure 330 m. La lumière des télescopes est acheminée jusqu'aux instruments via des tubes sous vide, ce qui n'est pas le cas du VLTI. Ceci est avantageux pour la stabilité de la phase des franges d'interférences, qui sont sensibles à la température, la pression et l'humidité de l'air. CHARA proposait 6 instruments interférométriques au début de ma thèse. Il s'agissait de CLASSIC et CLIMB (STURMANN et al., 2010), JouFLU (SCOTT et al., 2013), PAVO (IRELAND et al., 2008), VEGA (MOURARD et al., 2009; MOURARD et al., 2011) et MIRC (MONNIER et al., 2008; MONNIER et al., 2012).

Le tableau i.4 recense les instruments de CHARA, leurs caractéristiques et leurs performances. CLIMB est la version à trois télescopes de CLASSIC et ses performances sont entre parenthèses dans le tableau. JouFLU est spécialisé dans la mesure précise des visibilités carrées. PAVO et VEGA étant des instruments observant dans le visible, leur pouvoir de résolution angulaire est de 2 à 3 fois supérieur aux instruments observant dans le proche infrarouge. MIRC est un instrument qui a été amélioré depuis le début de ma thèse. Cette amélioration fait l'objet de ma thèse.

TABLE i.4 – Information sur les instruments de CHARA. À noter que PAVO observe entre 630 et 950 nm, et VEGA observe entre 480 et 850 nm

Instrument	CLASSIC (CLIMB)	JouFLU	PAVO	VEGA	MIRC
Nb de télescopes	2 (3)	2	2/3	2/3/4	6
Bande spectrale	H/K	K	V	V	H
Résolution spectrale	bande large	-	30	6000/30000	42/150/400
Magnitude limite	H/K = 8.5 (7.0)	K = 6	V = 8	V = 8 (R = 6000)	H = 5

## i.2.5 Intérêts de l'interférométrie à longue ligne de base pour l'étude des étoiles massives

### i.2.5.1 Combler les lacunes des autres techniques d'observation

L'interférométrie à longue ligne de base présente l'intérêt de pouvoir résoudre des binaires dans des échelles de séparation qui ne sont atteintes ni par l'imagerie directe, ni par la spectroscopie (voir Fig. i.3).

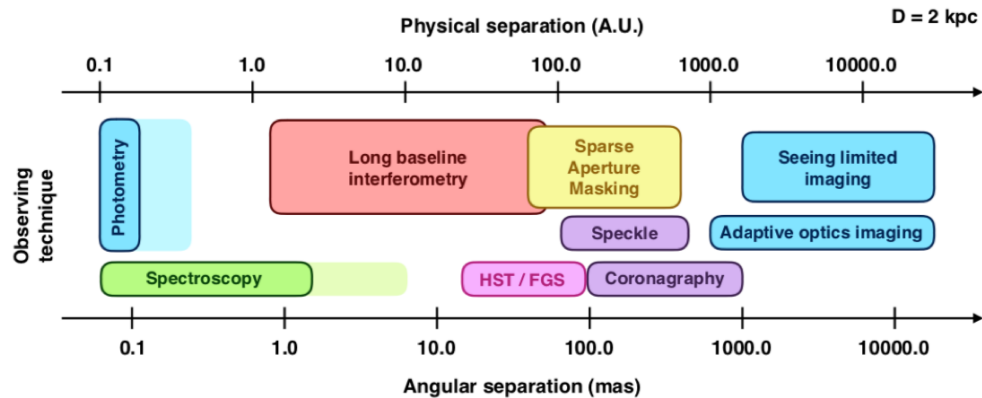


FIGURE i.3 – Schéma résumant les différentes techniques d'observation et les résolutions angulaires typiques de chacune des techniques (SANA, 2017)

La figure i.3 représente les différentes techniques d'observation des étoiles O, avec leur pouvoir de résolution angulaire typique sur le bas de la figure. En haut se trouve la séparation physique associée aux séparations angulaires en bas de la figure, pour un système ayant une distance typique de 2 kpc.

Cette figure montre bien que la spectroscopie et l'imagerie directe laissent un régime de séparation angulaire qui peut être rempli par l'interférométrie optique à longue ligne de base. De plus, cette technique recoupe une partie des régimes de résolution angulaire à la fois de la spectroscopie pour les courtes séparations, et de l'imagerie directe pour les longues séparations permettant des études combinant plusieurs techniques d'observations.

### i.2.5.2 Mesures directes des masses et distances

Grâce à des observations utilisant à la fois la technique OLBI et la spectroscopie, nous pouvons alors combiner les informations obtenues par ces techniques afin d'estimer la masse absolue des différentes composantes du système résolu par les deux techniques. En effet, comme le montre l'équation i.1, les paramètres orbitaux des vitesses radiales ( $P, T_e, K_1, K_2$ ) permettent de déterminer les masses individuelles mais avec une dégénérescence avec l'inclinaison (appelées masses projetées). Or, l'orbite apparente mesurée par OLBI permet de mesurer cette inclinaison.

Cette information sur la masse absolue des étoiles massives est importante pour l'étude de leur formation.

De plus, les informations apportées par GAIA et ses précisions sur la distance des systèmes vont permettre de contraindre plus précisément les séparations physiques des systèmes multiples, permettant une mesure des masses absolues des étoiles de ces systèmes avec une incertitude attendue de 5% (LE BOUQUIN et al., 2017).

### **i.2.6 Études déjà réalisées**

Des études récentes ont commencé à utiliser la technique OLBI pour rechercher des compagnons des étoiles massives dans la région inexplorée par la spectroscopie et l'imagerie directe. Le premier relevé à utiliser cette technique est SMASH+ (Southern MASSive Star at High angular resolution) (SANA et al., 2014). Ce relevé a observé plus de 100 systèmes d'étoiles massives avec l'instrument VLTI/PIONIER. En plus de cela, ce relevé a utilisé l'instrument NACO du VLT, comme mentionné dans la section i.1.4.2. À noter que la liste d'étoiles observées avec PIONIER et NACO se recoupe énormément. Cela a permis d'explorer un domaine de séparation conséquent, faisant largement le lien entre la spectroscopie et l'imagerie directe pour les systèmes de l'hémisphère sud.

Le deuxième relevé, que je vais appeler ORION (GRAVITY COLLABORATION et al., 2018), est un relevé interférométrique des étoiles les plus massives (O et B) de la région centrale de la nébuleuse d'Orion, utilisant l'instrument VLTI/GRAVITY.

Je décris plus en détails ces relevés plus tard dans ce manuscrit de thèse (sect. vi.1).

### **i.2.7 Limitations de l'interférométrie à longue ligne de base**

Le problème majeur de l'interférométrie optique à longue ligne de base pour l'étude des étoiles massives est son manque de sensibilité en comparaison avec les autres techniques d'observation comme la spectroscopie ou l'imagerie directe.

La figure i.4 est un histogramme cumulatif des étoiles O du catalogue GOSC (MAÍZ APPELLÁNIZ et al., 2013) en bande J. En bleu sont représentées toutes les étoiles du catalogue, en orange celles avec une déclinaison supérieure à -20 degrés (hémisphère nord). Les étoiles O étant des étoiles chaudes, leur magnitude ne varie pas beaucoup d'une bande spectrale à une autre. La magnitude en bande J fournie par le catalogue GOSC est donc une bonne approximation des magnitudes des étoiles O dans les bandes H et K.

On voit que pour observer dans un hémisphère un nombre d'étoiles suffisant (>100) pour pouvoir en tirer des informations sur les modèles de formation, il est nécessaire d'atteindre une magnitude proche de 7.5 dans le proche infrarouge. Cette magnitude limite n'était pas atteinte de manière routinière par les instruments utilisant plus de 3 télescopes en OLBI jusqu'à récemment. L'instrument PIONIER fut le premier à atteindre cette limite en 2011. La recherche et la caractérisation de binaires avec des instruments à 2 ou 3 télescopes est particulièrement inefficace à cause du manque de complétude dans le plan  $(u, v)$ . Avec 4 télescopes ou plus, il suffit de quelques observations pour détecter et caractériser une binaire inconnue.

## **I.3 LA PROBLÉMATIQUE DE LA SENSIBILITÉ**

Comme expliqué dans la section i.2.7, ce qui limite pour l'instant la technique OLBI est la sensibilité des instruments utilisant cette technique. Dans cette section je vais présenter les raisons de cette limitation, ainsi que les améliorations permettant de la repousser.

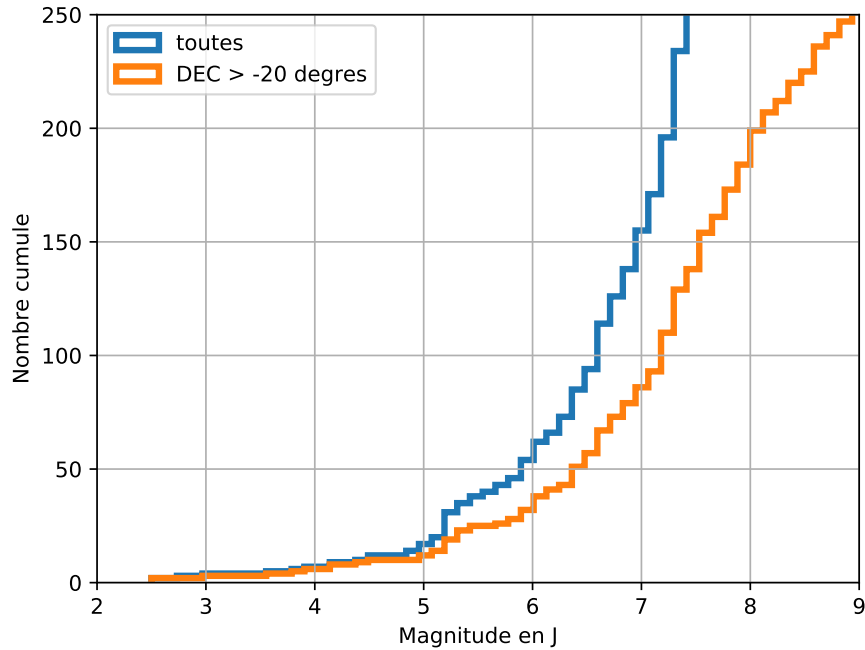


FIGURE i.4 – Histogramme cumulé des magnitudes des étoiles O du catalogue GOSC (MAÍZ APELLÁNIZ et al., 2013) en bande J.

### i.3.1 Justifications de la bande proche infra-rouge

Pour parler de la sensibilité des instruments, je dois d’abord spécifier dans quelles bandes spectrales les instruments OLBI observent préférentiellement, et pourquoi.

Les instruments utilisant la technique OLBI travaillent en général dans les longueurs d’ondes du proche infra-rouge, dans les bandes H ( $1.6 \mu m$ ) et K ( $2.2 \mu m$ ), comme montré dans les sections i.2.4.1 et i.2.4.2. Ces bandes spectrales sont favorisées pour des questions pratiques que j’explique dans cette section.

#### i.3.1.1 Brilliance du ciel

La première raison est que dans ces bandes spectrales, la brillance du ciel est suffisamment faible pour ne pas dégrader les données récoltées par les instruments. Si on considère le ciel comme un corps noir à 300 K, sa brillance est plus importante dans les grandes longueurs d’onde ( $10 \mu m$ ). Cela a pour conséquence d’éblouir l’instrument avec du flux non cohérent, réduisant ainsi la dynamique et la sensibilité des instruments OLBI dans ces longueurs d’onde. En pratique, le bruit correspondant à cette brillance devient dominant au-delà de  $2.5 \mu m$ .

#### i.3.1.2 Turbulence atmosphérique

La deuxième raison du choix du proche infrarouge est la turbulence atmosphérique. En effet, les paramètres de cohérence temporelle ( $\tau_0$ ) et spatiale ( $R_0$ ), varient en  $\lambda^{6/5}$ . Il est donc avantageux d’observer dans des longueurs d’onde plus grandes, ce qui favorise le proche infrarouge par rapport aux bandes spectrales du visible.

La stabilité de la turbulence atmosphérique est importante pour la stabilité des franges d’interférence sur le plan focal de l’instrument. En effet si les franges d’interférences bougent sur le détecteur pendant une acquisition, le contraste des franges sera brouillé par la moyenne temporelle du signal, et le contraste ainsi que la phase du signal s’en verront dégradés.

### i.3.2 Limite de la sensibilité : les détecteurs

C'est dans ce contexte d'instruments dans le proche infra-rouge que se joue la problématique de la sensibilité.

Pour détecter les franges d'interférences et ainsi en mesurer le degré de cohérence, il faut un rapport signal sur bruit (SNR) suffisant. Pour cela, soit on observe des objets intrinsèquement plus brillants et dans ce cas là on se limite à un certain nombre d'objets, soit on accumule le flux d'un objet pendant plus longtemps. Mais à cause du temps de cohérence de la turbulence atmosphérique, il est difficile d'intégrer de façon cohérente sur une longue période. Le temps de cohérence typique est de 20 ms. Or si on veut lire 20 canaux spectraux par exemple, avec 150 pixels par canal pour coder les 15 franges provenant de 6 télescopes, il faut lire les pixels avec une cadence de 150 kHz.

Le contributeur majoritaire au budget de bruit des instruments interférométriques dans le proche infrarouge était jusqu'à peu le bruit de lecture des détecteurs utilisés dans ces instruments. Les détecteurs les plus utilisés pour ces instruments sont des détecteurs dit CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor). Ces détecteurs ont atteint leurs limites techniques en terme de bruit de lecture, atteignant un minimum de l'ordre de la dizaine d'électrons de bruit par lecture et par pixel (PEDRETTI et al., 2004) pour les cadences de lectures qui nous intéressent.

Les besoins de l'interférométrie optique à longue ligne de base sont des détecteurs avec :

- Un grand format ( $> 20 \times 150$  pixels.)
- Une cadence de lecture rapide (supérieure à 100 Hz pour lire  $20 \times 150$  pixels), afin de lire le signal dans un temps plus court que le temps de cohérence de la turbulence atmosphérique et ainsi stabiliser les franges d'interférence.
- Un bruit de lecture faible ( inférieur à 1 e/lecture/pixel).
- Un courant d'obscurité de l'ordre de 100 e/s/pixel pour ne pas ajouter trop de bruit de photons au signal enregistré.

Il s'avère que les besoins de l'OLBI se recoupent avec les besoins de détecteurs en optique adaptative dans le proche infrarouge, puisque pour les deux techniques, il s'agit de gagner en sensibilité, tout en étant plus rapide que la turbulence atmosphérique. Ce parallèle a aidé à ce que les développements de ces détecteurs soit soutenus par la communauté astrophysique dans son ensemble.

Pour remédier à ce problème de sensibilité, des détecteurs de nouvelle génération sont continuellement développés afin de répondre aux différents besoins instrumentaux. Ces dernières années, plusieurs technologies ont donc vu le jour, la technologie des EMCCD (Electron Multiplying Charge Coupled Device) et celle des e-APD (electron Avalanche PhotoDiode). Les deux technologies utilisent le principe d'amplification du signal avant la lecture de celui-ci, afin d'en augmenter le rapport signal à bruit (SNR). Dans cette thèse je me concentre sur la technologie des e-APD.

### i.3.3 La révolution des e-APD

Les APD (Avalanche PhotoDiode) sont utilisés depuis les années 80 dans divers domaines scientifiques, mais il s'agit en général de détecteurs mono-pixels, et donc inutilisables pour imager les franges d'interférences d'un instrument OLBI. Ces dernières années, leur principe a été amélioré et adapté à des détecteurs matriciels suffisamment grands ( $>200 \times 200$  pixels) pour être utilisés en interférométrie ou en optique adaptative. Je décris le fonctionnement de la technologie des e-APD (pour electron Avalanche PhotoDiode) dans la section [ii.2.1](#)

**RAPID** Le premier détecteur e-APD matriciel à avoir été utilisé avec succès sur un instrument astrophysique est celui de la caméra RAPID (GUIEU et al., 2014). Il s'agit d'une matrice  $320 \times 255$  pixels, avec une cadence de lecture de 2 kHz. L'avantage de ce détecteur est qu'il est sensible sur un large intervalle de longueurs d'onde, allant du visible au proche infrarouge (entre 0.4 et  $3.2 \mu m$ ). Ce détecteur souffre cependant d'une cosmétique perfectible et d'un courant d'obscurité trop important ( $>500$  e/s/pixel). Le développement de ce détecteur s'est malheureusement arrêté avant que les problèmes le concernant ne soit corrigés. L'utilisation du détecteur RAPID a permis à PIONIER

d'améliorer sa résolution spectrale, sans impacter les performances en sensibilité de l'instrument. De plus, cela a permis de montrer que la technologie APD arrivait à un stade de maturité suffisant pour une utilisation dans les instruments astrophysiques.

**SAPHIRA** En parallèle du développement du détecteur RAPID, la société SELEX, maintenant Leonardo, a développé un détecteur e-APD appelé SAPHIRA (FINGER et al., 2010; FINGER et al., 2012; FINGER et al., 2014; FINGER et al., 2016), en collaboration avec l'ESO. Ce détecteur est sensible uniquement au proche infrarouge (bandes J, H, et K). Ce détecteur a montré des performances en bruit exceptionnelles, inférieures à l'électron par lecture et par pixel. L'instrument GRAVITY a opté pour l'utilisation d'un suiveur de frange, utilisant un détecteur e-APD (SAPHIRA) pour une lecture rapide du signal interférométrique, afin de stabiliser les franges sur le détecteur de la voie scientifique. Cette voie scientifique utilise un détecteur Hawaii 2RG (FINGER et al., 2008). À noter aussi que les senseurs de front d'onde infrarouges de GRAVITY (CIAO) utilisent chacun un détecteur SAPHIRA.

**C-RED ONE** Grâce aux performances offertes par le détecteur SAPHIRA, une compagnie française, First Light Imaging (FLI<sup>1</sup>) a décidé de commercialiser une caméra "clé en main", intégrant un détecteur SAPHIRA, appelée C-RED ONE (GREFFE et al., 2016). C'est la première caméra commerciale intégrant un détecteur e-APD. Elle permet une prise en main rapide et une facilité d'utilisation. J'apporte plus de précision sur cette caméra dans la section ii.3.

TABLE i.5 – Comparaison des caractéristiques des différents détecteurs. Les performances de courant d'obscurité de la SAPHIRA sont spécifiques au modèle utilisé dans la caméra C-RED ONE. Des modèles plus récents ont des courant d'obscurités plus faibles.

Détecteur	PICNIC (CMOS)	RAPID	SAPHIRA
Taille (pixel)	256 x 256	320 x 255	320 x 256
Bruit de lecture (e/lecture/pixel)	13	1	< 1
Courant d'obscurité (e/s/pixel)	800	> 500	200

Le tableau i.5 compare les performances des différents détecteurs présenté dans cette section, avec pour comparaison les performances des détecteurs utilisés précédemment en interférométrie optique à longue ligne de base.

### i.3.4 Les projets MIRC-X et MYSTIC

Les projets MIRC-X et MYSTIC font l'objet de cette thèse. Le projet MIRC-X consiste en l'amélioration de l'instrument CHARA/MIRC par l'implémentation d'une caméra C-RED ONE (KRAUS et al., 2018). MYSTIC est un deuxième instrument, basé sur le principe de MIRC-X et utilisant une C-RED ONE (MONNIER et al., 2018). Les instruments MIRC-X et MYSTIC observant dans les bandes spectrales différentes (J et H pour MIRC-X, K pour MYSTIC), l'objectif est de pouvoir utiliser l'un des instruments comme suiveur de frange de l'autre instrument, ou d'utiliser les deux instruments en même temps, afin d'observer un même objet sur un intervalle de longueurs d'onde plus grand, améliorant ainsi le plan  $(u, v)$  et la science pouvant être faite avec ces instruments.

Le projet est dirigé par Stefan Kraus (MIRC-X) et John D. Monnier (MYSTIC), et est donc une collaboration entre l'Université d'Exeter, l'Université du Michigan, et CHARA. MIRC-X a été installé et validé pendant ma thèse, et l'installation de MYSTIC est prévue pour septembre 2019.

L'objectif scientifiques de ces instruments est principalement l'étude d'objets stellaires jeunes, en utilisant la capacité qu'offre CHARA de faire de l'imagerie interférométrique. Le but est d'imager la partie interne des disques proto-planétaires des étoiles jeunes de type Herbig AeBe et T-Tauri..

1. <https://www.first-light-imaging.com>

## I.4 LA PROBLÉMATIQUE DE CETTE THÈSE

L'objectif de cette thèse est d'obtenir un large échantillon d'observations d'étoiles massives par interférométrie optique à longue ligne de base. Ces observations permettront d'en contraindre les caractéristiques de multiplicité de manière non biaisée. Cet objectif nécessite d'améliorer la sensibilité des instruments interférométriques multi-télescopes jusqu'à une magnitude  $H \approx 7.5$ . Pour cela j'ai eu une implication forte dans l'implantation des deux cameras C-RED ONE dans les instruments MIRC-X et MYSTIC du réseau CHARA, puisque gagner en sensibilité est une étape indispensable pour mener à bien ce projet astrophysique. Cette thèse se compose de deux parties. La première décrit la caractérisation des cameras C-RED ONE. La seconde décrit le relevé de démonstration effectué avec MIRC-X.





## PARTIE 1 : CARACTÉRISATION DES CAMÉRAS C-RED ONE



---

## AMÉLIORATION DE LA SENSIBILITÉ À CHARA

---

### Sommaire

---

II.1	L'apport des instruments MIRC-X et MYSTIC . . . . .	22
II.1.1	Amélioration des performances actuelles . . . . .	22
II.1.2	Changement de la caméra . . . . .	22
II.1.3	Impact sur l'optique . . . . .	22
II.1.4	Autres améliorations des optiques . . . . .	22
II.1.5	Nouveautés . . . . .	25
II.2	La révolution des e-APD . . . . .	26
II.2.1	Technologie . . . . .	26
II.2.2	Impact du processus d'avalanche sur le signal "final" . . . . .	27
II.2.3	Développement des e-APD en infrarouge proche . . . . .	27
II.3	La caméra C-RED ONE . . . . .	28
II.3.1	Configuration optique . . . . .	28
II.3.2	Caractéristiques du constructeur . . . . .	28
II.3.3	Modes de lecture . . . . .	30
II.4	Conclusion . . . . .	31

---

Dans ce chapitre, je vais présenter les instruments MIRC-X et MYSTIC de CHARA sur lesquels je me suis impliqué. Je vais ensuite présenter la technologie des photodiodes à avalanche. Enfin, je vais introduire la caméra que nous avons acquise pour ces instruments, embarquant un détecteur e-APD, et permettant d'en améliorer le sensibilité.

## II.1 L'APPORT DES INSTRUMENTS MIRC-X ET MYSTIC

### ii.1.1 *Amélioration des performances actuelles*

L'amélioration des performances de CHARA passe par l'implémentation de deux nouveaux instruments, MIRC-X et MYSTIC. Le premier (MIRC-X) est une amélioration de l'instrument MIRC déjà existant. Le but de cette modification est d'améliorer la sensibilité de l'instrument. Pour cela, deux éléments complémentaires présentés dans la suite sont modifiés. Le premier est la caméra de l'instrument, le deuxième est l'optique précédant la caméra.

### ii.1.2 *Changement de la caméra*

La caméra de MIRC est une caméra PICNIC avec un bruit total d'environ 14 électrons pour des durées d'exposition de 5 ms (MONNIER et al., 2006). Pour améliorer la sensibilité il faut trouver une caméra permettant de faire des acquisitions rapides (FPS = 300 Hz). Cette limitation est due au temps de cohérence de la turbulence atmosphérique dans le proche infrarouge, plus précisément dans la bande H pour MIRC-X (1.6  $\mu\text{m}$ ). Il faut également une caméra avec un faible bruit de lecture (bruit < 1 e/lecture/pixel). Jusque là les détecteurs utilisés en astronomie proche infra-rouge étaient limités par cette caractéristique. Enfin, il faut une caméra avec un courant d'obscurité convenable. Par courant d'obscurité, je parle du signal enregistré par la caméra sans illumination de celle-ci. Cela comprend le fond thermique de la caméra elle-même, le fond thermique de la scène observée par la caméra (les optiques), et le signal de biais créé par l'électronique de la caméra elle-même. Un faible courant d'obscurité évite de baisser le SNR en ajoutant trop de bruit de photons venant du fond thermique.

Pour toutes ces caractéristiques, il a été choisi d'acquérir une caméra C-RED ONE (GREFFE et al., 2016). Cette caméra, développée par la compagnie française "First Light Imaging" (FLI), utilise un détecteur SAPHIRA (FINGER et al., 2014). Ce détecteur a été développé par la compagnie Leonardo (précédemment SELEX), en collaboration avec l'ESO, pour l'instrument VLTI/GRAVITY (GRAVITY COLLABORATION et al., 2017). Il utilise la technologie de photodiode à avalanche (e-APD dans la suite, de l'anglais electron Avalanche Photo Diode).

### ii.1.3 *Impact sur l'optique*

Ce changement de caméra implique une adaptation des optiques disposées devant la caméra. En effet, la taille des pixels de la C-RED ONE est de 24  $\mu\text{m}$ , en comparaison des pixels de 40  $\mu\text{m}$  de la caméra PICNIC. En gardant les optiques de l'instrument MIRC, nous sur-échantillonnerions les franges d'interférences. Cela aurait pour conséquence de diminuer le flux envoyé sur un pixel et donc diminuerait la sensibilité de l'instrument. Avec les optiques adaptées, la base avec la fréquence spatiale la plus grande sur le détecteur est échantillonnée à 2.7 pixels/frange au milieu de la bande H.

### ii.1.4 *Autres améliorations des optiques*

Nous profitons du changement nécessaire énoncé dans la section précédente pour modifier d'autres optiques, en se basant sur l'expérience accumulée avec l'instrument MIRC, afin d'obtenir un meilleur résultat pour les observations.

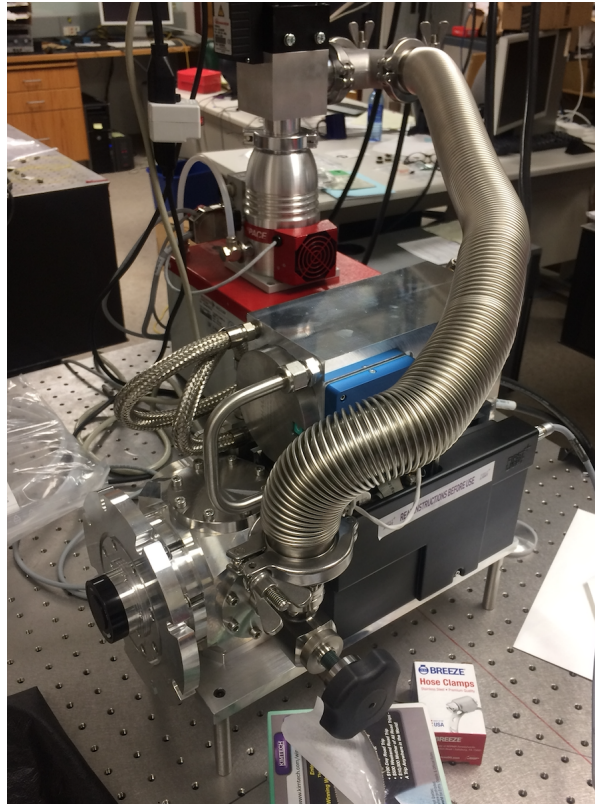
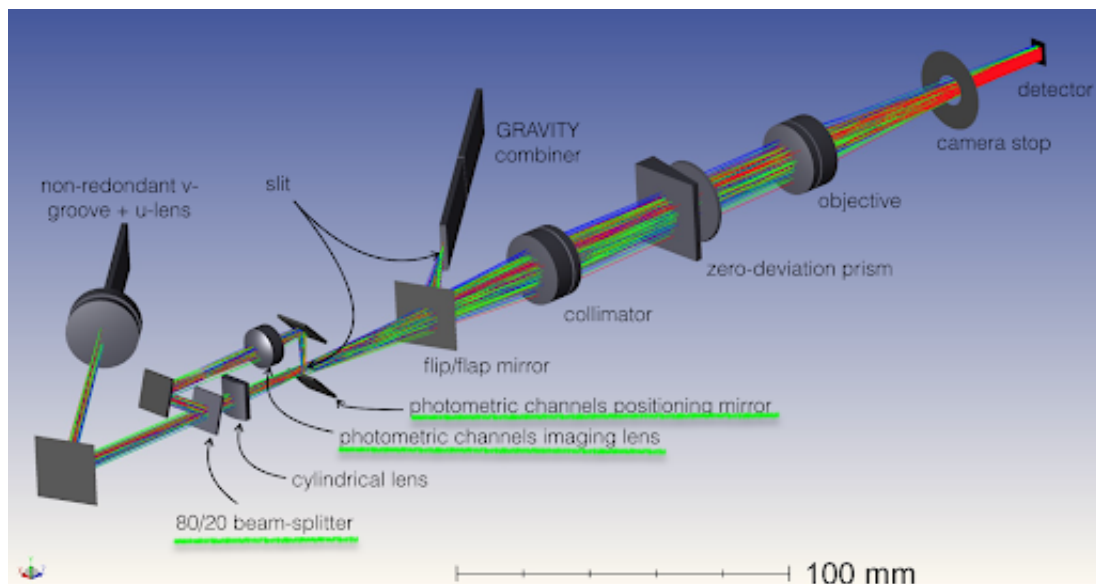


FIGURE ii.1 – Photo de la caméra C-RED ONE

FIGURE ii.2 – Schéma du système optique de l'instrument MIRC-X, "MYSTIC Preliminary Design Review, Cold Optics, March 2019"<sup>1</sup>

Une première amélioration est la non redondance des sorties du V-groove. En effet le concept de MIRC n'était pas le plus optimal pour pouvoir séparer les franges de 15 lignes de base dans l'espace de Fourier. Un travail a été effectué sur cet aspect.

1. <https://drive.google.com/drive/folders/1n5ssYigq3xvFJSNHGnjZeAc8DTa2kuly?usp=sharing>

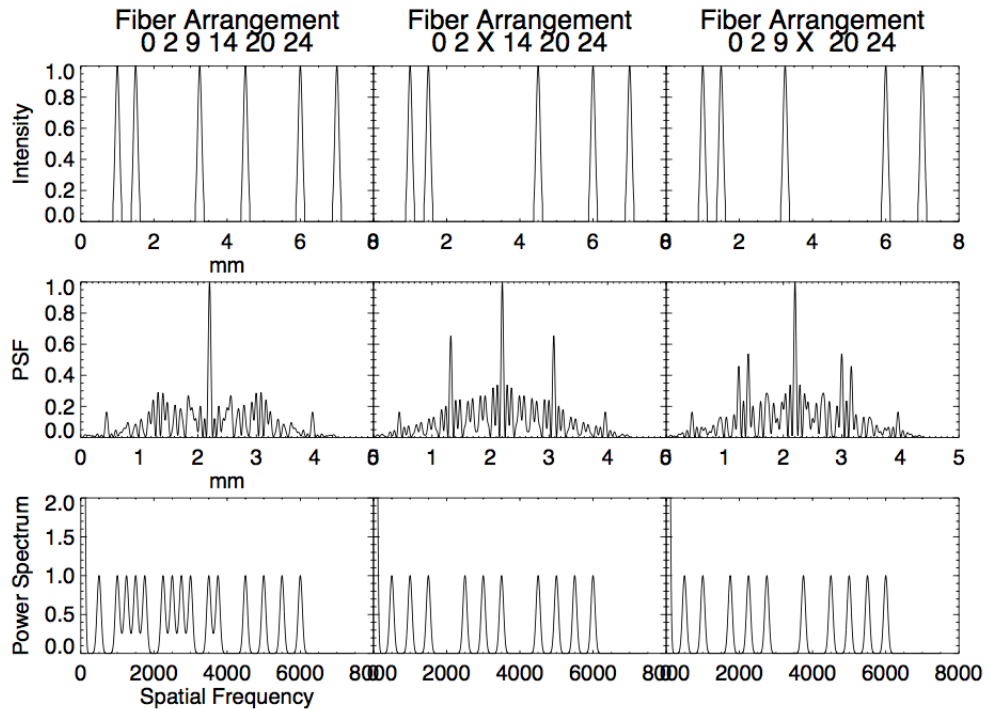


FIGURE ii.3 – Schéma de la redondance de sortie du V-groove et conséquence sur le spectre de puissance, bande H, 5 télescopes, “MYSTIC Preliminary Design Review, Cold Optics, March 2019”<sup>1</sup>. En haut, la position des sorties des 6 faisceaux de l’interféromètre CHARA pour trois utilisations différentes. Au milieu est représentée la figure d’étalement de point résultant de ces sorties. En bas se trouve le spectre de puissance résultant des positions des sorties. À gauche, la configuration à 6 faisceaux. À droite et au milieu, deux configurations différentes d’observations à 5 faisceaux.

La figure ii.3 représente la position des sorties des 6 faisceaux de l’interféromètre CHARA pour trois utilisations différentes (c’est à dire 3 configurations de fibres utilisées différentes) et leurs effets sur le spectre de puissance de l’instrument. C’est à partir du spectre de puissance (en bas) que nous extrayons les informations sur les contrastes des franges d’interférences de l’instrument. Les trois utilisations ont les sorties du V-groove aux mêmes positions, mais les utilisations à 5 faisceaux n’utilisent pas les mêmes sorties. On peut voir que pour les deux configurations à 5 télescopes, les pics du spectre de puissance sont séparés d’au moins 2-pupilles. Pour la configuration à 6 faisceaux, les pics sont espacés exactement de 1-pupille (= taille d’un pic). Néanmoins, à très faible résolution spectrale, les pics sont élargis à cause de la longueur de cohérence plus courte que le nombre de franges dans l’enveloppe spatiale<sup>1</sup>. Les modes à 5 faisceaux ont des pics suffisamment espacés pour rester séparés à très faible résolution spectrale, ce qui permet une meilleure sensibilité.

De plus, cette configuration des sorties du V-groove permet une configuration à 4 sorties qui sépare les pics dans le spectre de puissance, pour des observations en bande J, comme le montre la configuration centrale de la figure ii.4. En effet, en bande J les paires à haute fréquence spatiale ne sont pas échantillonnées correctement (< 2 pixels par frange à  $1.1 \mu m$ ). En supprimant deux des faisceaux, on supprime les pics à fréquence spatiale supérieure à 4000 (unités arbitraire), comme le montre la comparaison du spectre de puissance pour 6 faisceaux à gauche de la Fig. ii.4, et à 4 faisceaux, au centre et à droite. La possibilité d’observer en bande J est discutée plus en détail dans la sect. ii.1.5.1.

La deuxième amélioration est le concept des voix photométriques (voir les parties soulignées en vert de la Fig. ii.2). L’amélioration de la sensibilité de la caméra permet en effet d’envoyer moins de lumière venant de l’étoile dans les voies photométriques tout en gardant un SNR suffisant pour la calibration de la photométrie. Cela permet de gagner encore en sensibilité sur les franges d’interférences. Il a

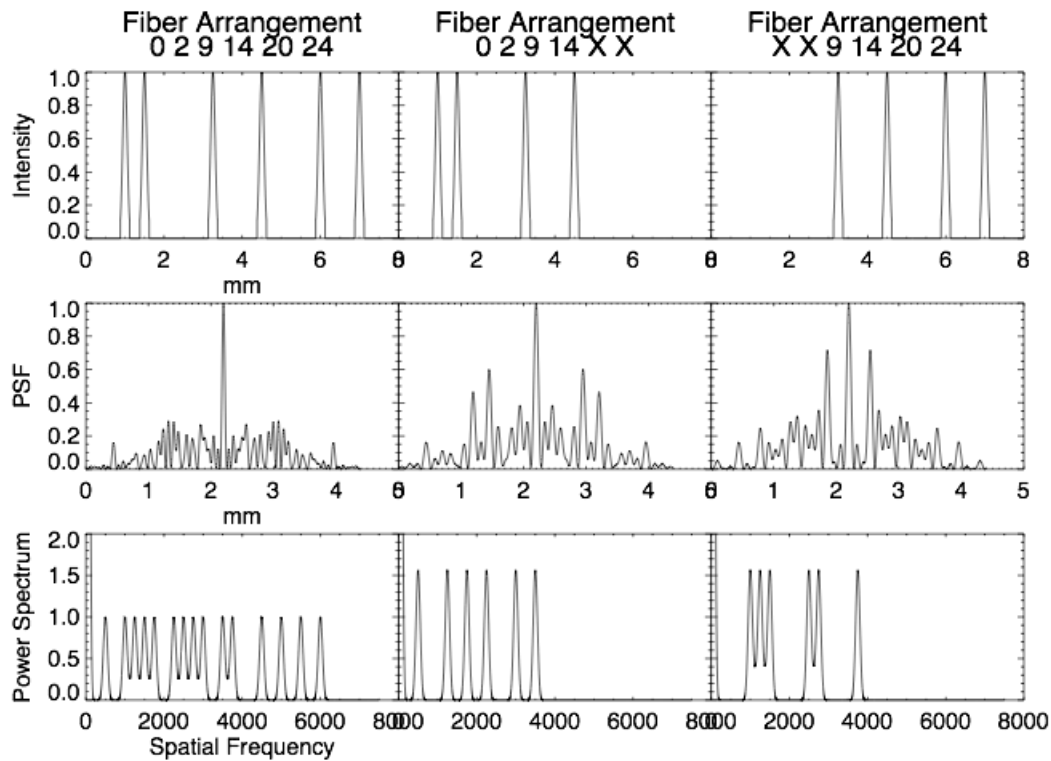


FIGURE ii.4 – Schéma de la redondance de sortie du V-groove et conséquence sur la puissance spectrale, pour la bande J et 4 télescopes, “MYSTIC Preliminary Design Review, Cold Optics, March 2019”<sup>1</sup>. En haut, la position des sorties des 6 faisceaux de l’interféromètre CHARA pour trois utilisations différentes. Au milieu est représentée la figure d’étalement de point résultant de ces sorties. En bas se trouve le spectre de puissance résultant des positions des sorties. À gauche, la configuration à 6 faisceaux. À droite et au milieu, deux configurations différentes d’observations à 4 faisceaux.

été opté d’envoyer 20% du flux dans les voies photométriques dans l’instrument MIRC-X, contre 30% dans l’instrument MIRC, mais suite à des problèmes de vignettage dus à l’alignement des voies photométriques il y avait une perte de flux conséquente, ce qui n’est plus le cas dans MIRC-X.

La dernière amélioration est la résolution spectrale offerte par l’instrument. Nous avons profité de ce changement d’optiques pour offrir quatre résolutions spectrales différentes ( $R = 22$ ,  $R = 50$  et  $R = 102$  et  $R = 190$ ). MIRC n’offrait que les résolutions spectrales  $R = 42$ ,  $150$  et  $400$ .

## ii.1.5 Nouveautés

Les changements apportés par MIRC-X n’ouvrent pas seulement la possibilité à des améliorations, mais aussi à l’ajout de nouvelles fonctionnalités.

### ii.1.5.1 Ouverture des bandes spectrales J et K

La première nouveauté est l’ajout de nouvelles bandes spectrales. Ceci est possible grâce à la sensibilité de la C-RED ONE dans trois bandes spectrales (J, H et K). Alors que MIRC ne disposait que de la bande H, MIRC-X est capable d’observer simultanément la bande H et la bande J, cela grâce à l’adaptation des optiques.

De plus, à l’aide d’un concept permettant l’ajout d’un deuxième instrument sur la même table optique, l’instrument MYSTIC permettra d’observer dans la bande K. Cette bande spectrale requiert

1. <https://drive.google.com/drive/folders/1n5ssYigq3xvFJSNHGnjZeAc8DTa2kuly?usp=sharing>



un instrument séparé car dans cette bande spectrale, le fond thermique dû aux optiques, à température ambiante, est trop important. Nous devons donc placer ces optiques dans un cryostat. Cela permettra également d'utiliser des optiques optimisées pour la bande spectrale K.

Cette ouverture à de nouvelles bandes spectrales permet notamment d'effectuer de la spectro-interférométrie sur des raies spectrales différentes, et donc de sonder différents phénomènes astrophysiques, mais également d'avoir une meilleure couverture du plan( $u, v$ ).

### ii.1.5.2 *Suiveur de franges*

Le fait d'avoir deux instruments dans des bandes spectrales différentes ouvre également la possibilité de développer un suiveur de frange. En effet nous serons capables d'observer avec un instrument tout en suivant les franges sur l'autre instrument. Cela permettra d'intégrer plus longtemps sur le premier instrument, et donc de gagner encore en sensibilité.

De plus, il est prévu de pouvoir utiliser MIRC-X et MYSTIC en même temps que l'instrument développé à l'Observatoire de la Côte d'Azur (OCA), SPICA. Cet instrument sera dédié au visible (bande spectrale R). Cela rajoutera encore une bande spectrale.

## II.2 LA RÉVOLUTION DES E-APD

### ii.2.1 *Technologie*

Les e-APD utilisent une technologie qui amplifie le signal rentrant dans le détecteur directement dans le pixel (FINGER et al., 2010). Cette amplification est effectuée avant la lecture du signal. Le signal est donc augmenté alors que le bruit de lecture reste le même, ce qui permet donc d'amplifier le rapport signal à bruit (SNR).

Un e-APD fonctionne sur le même principe qu'un détecteur CMOS. Un photon incident interagit avec le substrat du détecteur. Cette interaction absorbe l'énergie du photon pour libérer un électron dans la partie supérieure du pixel. Cet électron migre ensuite vers le bas du pixel.

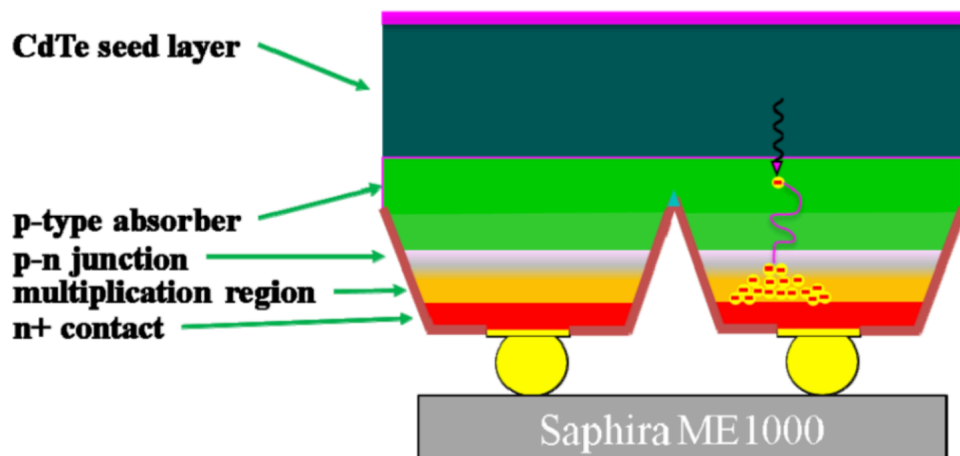


FIGURE ii.5 – Schéma pixel e-APD, FINGER et al., 2016.

Un détecteur e-APD se démarque par l'application d'une tension de polarisation dans la région appelée région de multiplication (voir Fig. ii.5). Cette tension permet d'accélérer le photo-électron. Cette accélération lui fait acquérir suffisamment d'énergie pour ioniser un atome du substrat. Cela crée donc un deuxième électron. Les deux électrons sont à nouveau accélérés par la tension appliquée, entraînant la libération d'autres électrons grâce à l'ionisation par collision. Cela crée une réaction

en chaîne, à l'instar d'une avalanche de neige en montagne. Cette comparaison donne son nom à la technologie.

À la fin du processus d'avalanche, un paquet d'électrons est accumulé dans la capacité du pixel, au lieu d'un seul. Cela augmente ainsi le signal mesuré. À noter que le facteur de multiplication augmente avec la tension appliquée dans la région de multiplication. Cela signifie que l'on peut moduler ce facteur, appelé gain d'avalanche ( $G_{av}$ ) dans la suite, en modulant cette tension. Dans la suite, j'appelle également le gain système ( $G_{sys}$ ) le gain de conversion du signal analogique vers digital du système de lecture.

## ii.2.2 Impact du processus d'avalanche sur le signal "final"

Le processus d'avalanche n'est cependant pas un processus déterministe. Pour un seul photon incident, nous pouvons obtenir différents nombres d'électrons à la fin du processus d'avalanche. Comme ce processus ne donne pas toujours le même gain, nous obtenons une distribution de gain d'avalanche. Cette distribution donne les probabilités, pour une même tension de polarisation et un électron incident, d'obtenir un certain nombre d'électrons finaux. J'appelle cette distribution  $M$  dans la suite de ce manuscrit.

On peut caractériser cette distribution par deux quantités : le gain d'avalanche moyen et le facteur d'excès de bruit.

### ii.2.2.1 Gain d'avalanche

Le Gain d'avalanche d'un e-APD est alors défini (KARDYNAL, YUAN et SHIELDS, 2008, TSUJINO, AKIBA et SASAKI, 2009) selon  $M$  par

$$G_{av} = \langle M \rangle \quad (\text{ii.1})$$

la moyenne de la distribution  $M$ .

### ii.2.2.2 Facteur d'excès de bruit

La deuxième caractéristique du processus d'avalanche est le facteur d'excès de bruit (ENF, de l'anglais Excess Noise Factor). Ce facteur est le bruit ajouté par l'aspect stochastique du processus d'avalanche. Ce bruit ajouté peut être considéré comme un facteur multiplicatif du bruit photonique en entrée du détecteur. Dans certains cas, la littérature parle d'ENF pour le facteur multipliant le bruit du signal ; dans d'autres cas, la littérature en parle pour le facteur multipliant la variance du signal.

Dans notre cas nous parlerons du facteur multipliant la variance, car c'est celui utilisé par le fabricant de la caméra. Dans cette définition de l'ENF, ce dernier peut être déduit (KARDYNAL, YUAN et SHIELDS, 2008, TSUJINO, AKIBA et SASAKI, 2009) de la distribution  $M$  par

$$ENF = \frac{\langle M^2 \rangle}{\langle M \rangle^2}. \quad (\text{ii.2})$$

## ii.2.3 Développement des e-APD en infrarouge proche

Les détecteurs de photodiodes à avalanche (APD) existent depuis quelques décennies dans le visible. Ils consistent majoritairement en des mono-pixels utilisés pour du comptage de photon dans l'étude de laser, par exemple.

Récemment, un effort conséquent a été fait sur la technologie e-APD pour que cette dernière puisse être appliquée aux matrices de détecteurs infrarouges. En parallèle du développement des détecteurs RAPID (GUEU et al., 2014) à Grenoble, cet effort a été initié par la compagnie Leonardo (SELEX à ce moment), en collaboration avec l'ESO. Le but de cette collaboration était de fournir des détecteurs grand format (au moins 200 x 200 pixels), rapides (cadence de lecture > 1000 Hz) et sensibles (bruit < 1 e-/lecture/pixel) en diminuant entre autres l'ENF. Ces détecteurs étaient destinés à

l'instrument interférométrique VLTI/GRAVITY. Plus précisément, ces détecteurs ont été développés pour les senseurs de front d'onde en proche infrarouge des 4 UT de GRAVITY ainsi que pour son suiveur de frange.

Le résultat de ce développement est le détecteur SAPHIRA. Son implémentation dans l'instrument GRAVITY a rempli parfaitement son rôle et a grandement participé au succès de l'instrument (FINGER et al., 2016). Le détecteur présent dans la caméra C-RED ONE décrite dans ce manuscrit est un modèle SAPHIRA dérivé de ceux utilisés dans l'instrument GRAVITY.

## II.3 LA CAMÉRA C-RED ONE

La caméra C-RED ONE est une caméra commerciale fournie par la compagnie First Light Imaging (FLI), basée dans le sud de la France. C'est une caméra dite "clé en main". En cela, elle est constituée d'un détecteur e-APD SAPHIRA. Le détecteur est refroidi à 80 K par un tube pulsé de marque Thales. Le tout est contenu dans un cryostat sous vide. L'électronique de lecture est fournie elle aussi. Les filtres dans la camera sont fixés dans l'écran froid, mais peuvent être changés suivant la bande spectrale.

### ii.3.1 Configuration optique

Pour les instruments MIRC-X et MYSTIC, nous voulons deux caméras (une par instrument). Chaque caméra est optimisée pour des bandes spectrales différentes. La caméra de MIRC-X est optimisée pour la bande H, mais peut aussi être utilisée en bande J. Pour cela l'entrée de la caméra est constituée de quatre filtres passe-bas pour limiter le fond thermique. Deux d'entre eux possèdent une longueur d'onde de coupure à 1.734  $\mu\text{m}$ . Les deux autres ont une longueur d'onde de coupure à 2.471  $\mu\text{m}$ . Les deux derniers filtres sont obligatoires pour augmenter le rejet des longueurs d'ondes supérieures à 3  $\mu\text{m}$ . La caméra de MYSTIC n'a quant à elle que les deux filtres coupant à 2.471  $\mu\text{m}$  car elle est optimisée pour l'utilisation en bande K.

La quantité théorique d'électrons dûs au flux du fond thermique vu par un pixel en une seule trame peut être calculée comme suit :

$$F_{\text{fond,thermique}} = \int_0^{\infty} B(\lambda, 300\text{K}) A \Omega T(\lambda) EQ(\lambda) \frac{1}{f} d\lambda, \quad (\text{ii.3})$$

où  $B(\lambda, 300\text{K})$  est l'émission d'un corps noir à 300 K,  $A = (24 \mu\text{m})^2$  est la surface du pixel,  $\Omega = \pi/64$  str est l'angle solide correspondant à l'ouverture froide de la caméra,  $T(\lambda)$  est la transmission combinée des filtres,  $EQ(\lambda)$  est l'efficacité quantique, et  $f$  est la cadence de lecture de la caméra en Hertz.

La figure ii.6 représente le flux perçu par les caméras de MIRC-X et MYSTIC provenant du fond thermique à une température de 300 K. En utilisant les valeurs théoriques de la transmission et de l'efficacité quantique, on voit que dans la bande K, le flux perçu par la caméra de MYSTIC est de plus de 100 ph/ms/pixel, comparé à la caméra de MIRC-X qui ne reçoit que 0.1 ph/ms/pixel grâce à ses filtres stoppant les photons de la bande K. Il faut donc refroidir les optiques devant la caméra de MYSTIC pour atteindre un niveau similaire au flux perçu par la caméra de MIRC-X.

La figure ii.7 représente le fond thermique perçu par les caméras de MIRC-X et de MYSTIC pour un fond thermique à une température de 220 K. On voit qu'à cette température, on atteint la valeur de la caméra de MIRC-X à température ambiante. Il s'agit de la température minimal que le cryostat doit atteindre pour minimiser le bruit de photon venant du fond thermique pour MYSTIC.

### ii.3.2 Caractéristiques du constructeur

Nos caméras C-RED ONE embarquent comme détecteur un modèle SAPHIRA MCT SWIR MARK13 e-APD 320×256 pixels. Les caractéristiques principales des caméras sont spécifiées dans le Tab. ii.1 Ce sont les chiffres de référence utilisés lors de la phase de caractérisation et d'acceptation de ces caméras.

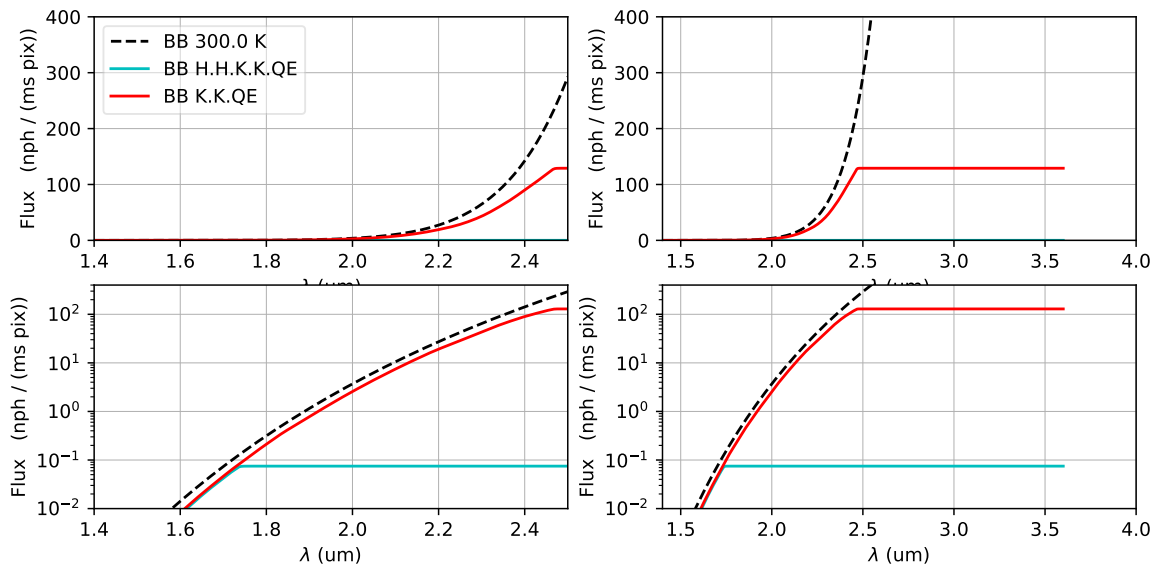


FIGURE ii.6 – Fond thermique (photon/ms/pixel) perçu par la caméra de MIRC-X et de MYSTIC, en fonction de la longueur d’onde, pour une température de 300 K. En haut en échelle linéaire, en bas en échelle logarithmique. À gauche centré sur la bande H, à droite centré sur les deux bandes H et K. Les pointillés noirs représentent le flux total du fond thermique, en cyan, le flux perçu par la caméra de MIRC-X, en rouge, celui perçu par la caméra de MYSTIC.

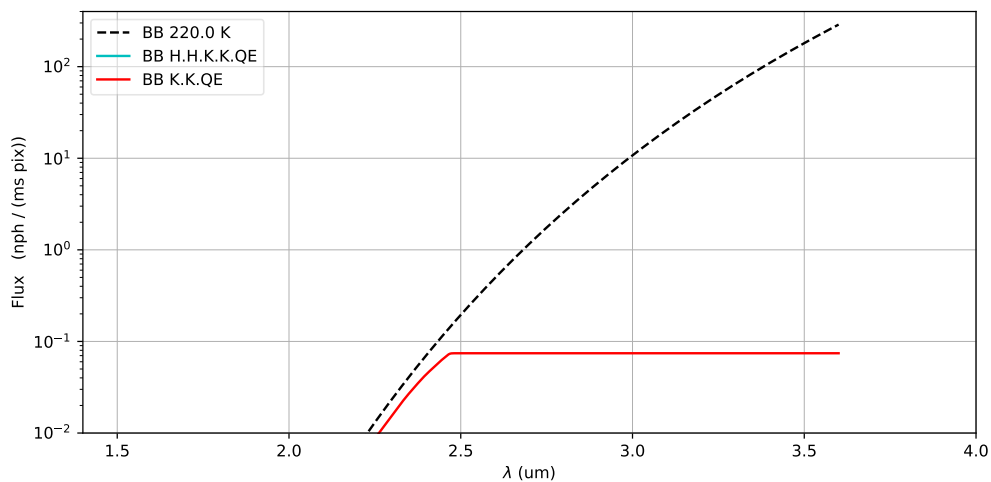


FIGURE ii.7 – Fond thermique (photon/ms/pixel) perçu par la caméra de MIRC-X et de MYSTIC, en fonction de la longueur d’onde, pour une température de 220 K. Le flux est en échelle logarithmique. La figure est centrée sur les deux bandes H et K. Les pointillés noirs représentent le flux total du fond thermique, en rouge, le flux perçu par la caméra de MYSTIC. Le flux perçu par MIRC-X est trop bas pour apparaître sur la figure.

L’électronique de lecture est constituée de 10 blocs de 32 sorties chacun, chaque bloc lisant ainsi  $32 \times 256$  (colonnes  $\times$  rangées) pixels. C’est cette parallélisation de la lecture qui permet d’atteindre une cadence de lecture de 3.5 kHz en lisant tout le détecteur.

TABLE ii.1 – Caractéristiques des caméras C-RED ONE de MIRC-X et MYSTIC, comme spécifié par le constructeur. Les tests du bruit des caméras ont été effectués avec un filtre K et 2 filtres H pour les deux caméras.

Caractéristiques	Valeurs	
	MIRC-X	MYSTIC
Format	320 × 256 pixels	
Sensibilité du détecteur	0.8 to 3.5 $\mu\text{m}$	
Vitesse de lecture, image entière lecture unique	3500 images/s	
Bruit total pour 1 ms d'intégration, regardant une scène à 300 K	0.4 e/pixel	0.55 e/pixel
Efficacité quantique	> 70 %	
Transmission des filtres froids (à 1.55 $\mu\text{m}$ )	81 %	87 %
Facteur d'excès de bruit (ENF)	1.25	
Gain système	0.77 ADU/e	0.84 ADU/e
Température d'opération	80 K	

### ii.3.3 Modes de lecture

Comme le système de lecture est fourni avec les caméras C-RED ONE, FLI propose des modes de lectures prédéfinis. Le système de lecture permet soit de lire le détecteur en entier, soit de délimiter une sous-fenêtre. Réduire la fenêtre lue sur le détecteur a deux conséquences. La première est la réduction de la taille des données. La deuxième, ayant une conséquence directe sur l'utilisation du détecteur en opération, est d'augmenter la vitesse de lecture, en réduisant le temps nécessaire à la lecture de la fenêtre. Dans la suite de cette section je présente les 4 modes de lecture disponibles pour nos deux caméras.

#### ii.3.3.1 Modes de lecture standards

Les trois modes de lectures standards proposés par FLI sont :

- Le premier est un mode à lecture unique. Dans ce mode, la fenêtre est lue une fois puis est réinitialisée immédiatement. Le temps d'intégration est le temps entre deux lectures. La cadence de lecture maximale est donc limitée par le temps de lecture de la fenêtre.
- Le deuxième mode de lecture est un mode à double échantillonnage corrélé (ou CDS, de l'anglais Correlated Double Sampling). Ce mode lit la fenêtre entière immédiatement après une demande de lecture et la réinitialise puis relit la fenêtre. Le résultat du mode CDS est alors la différence entre les deux lectures. La cadence de lecture maximale est donc deux fois moins élevée que celle du mode de lecture unique, pour une même fenêtre.
- Le troisième mode de lecture disponible est un mode à lectures multiples non destructives. Ce mode commence par la réinitialisation de la fenêtre. Ensuite la fenêtre est entièrement lue un nombre de fois spécifié par l'utilisateur avant la prochaine réinitialisation, à la cadence maximale permise par la fenêtre.

### ii.3.3.2 Mode de lecture dit "IOTA"

Ce dernier mode de lecture, appelé "IOTA", est inspiré par le schéma de lecture de la caméra PICNIC de l'instrument IONIC<sub>3</sub> installé à l'interféromètre IOTA (MONNIER et al., 2006). Il a été ajouté à la liste des modes disponibles par le constructeur à notre demande. Il consiste en de multiples lectures non destructives (NLectures) consécutives d'un même pixel. Ensuite le mode lit le pixel suivant dans la même ligne. Il effectue ces lectures une multitude (NBoucles) de fois sur une même ligne de la fenêtre avant de passer à la ligne suivante. À la fin de la lecture de la fenêtre, la lecture recommence avec le premier pixel de la fenêtre. La fenêtre est réinitialisée après un certains nombre (NFenêtres) de lecture de la fenêtre. NLectures, NBoucles et NFenêtres sont fixés par l'utilisateur. Ce mode a été ajouté car il permet un meilleur contrôle de la cadence de lecture et de diminuer le bruit de lecture.

## II.4 CONCLUSION

Le point crucial est que l'on veut gagner en sensibilité à CHARA. Pour cela nous installons deux nouveaux instruments, MIRC-X, installé pendant ma thèse et MYSTIC. Le point principal qui permet à ces instruments d'être plus sensibles est l'utilisation de détecteurs issus d'une nouvelle technologie, les e-APD. Pour cela, nous avons opté pour l'utilisation de deux caméras C-RED ONE, les premières caméras commerciales utilisant cette technologie. Nous devons donc caractériser ces caméras, ce qui est le sujet du prochain chapitre.



---

**TESTS D'ACCEPTANCE**

---

**Sommaire**

---

III.1	Performances haut niveau . . . . .	34
III.1.1	Objectif . . . . .	34
III.1.2	Protocole de mesure . . . . .	34
III.1.3	Carte de courant d'obscurité . . . . .	35
III.1.4	Carte de bruit . . . . .	36
III.2	Effets inattendus . . . . .	36
III.2.1	Signal parasite . . . . .	37
III.2.2	Anomalie de réinitialisation . . . . .	39
III.2.3	Bruit apparent sous Poissonien . . . . .	39
III.2.4	Tunneling . . . . .	40
III.3	Tentative de comptage de photons . . . . .	40
III.3.1	Configuration expérimentale . . . . .	40
III.3.2	Histogrammes . . . . .	42
III.3.3	Distributions non séparées . . . . .	43
III.4	Doutes sur les performances . . . . .	43
III.4.1	Doute sur la transmission . . . . .	43
III.4.2	Doute sur le gain . . . . .	43
III.4.3	Doute sur le Facteur d'Excès de Bruit . . . . .	46
III.5	Conclusion sur la caractérisation des caméras . . . . .	46

---



Dans ce chapitre, je détaille les tests d'acceptance et la caractérisation de la caméra C-RED ONE de l'instrument MIRC-X. J'aborde d'abord les performances basiques telles que le courant d'obscurité et le bruit du détecteur. Je décris ensuite les différents effets inattendus. Après cela, je présente une tentative de comptage de photons individuels. Toute cette caractérisation mène enfin à la mise en doute des performances de ces caméras, présentée dans la dernière section de ce chapitre.

### III.1 PERFORMANCES HAUT NIVEAU

Comme nous avons choisi de nous faire fournir les détecteurs e-APD par une compagnie, il a fallu tester les performances des caméras avant de les accepter. La technologie e-APD étant encore nouvelle dans son application astrophysique, les tests d'acceptance ne sont pas encore normalisés.

#### iii.1.1 Objectif

Les caractéristiques principales à vérifier pour la caméra sont d'une part le bruit, de lecture ou total, et d'autre part le courant d'obscurité. Le bruit de lecture est la variation de la valeur enregistrée par la caméra pour un même signal entrant. L'idée principale est de reproduire les figures de bruit (Fig. iii.1) et de courant d'obscurité (Fig. iii.2) fournies par le fabricant, et de les comparer avec les spécifications désirées des caméras.

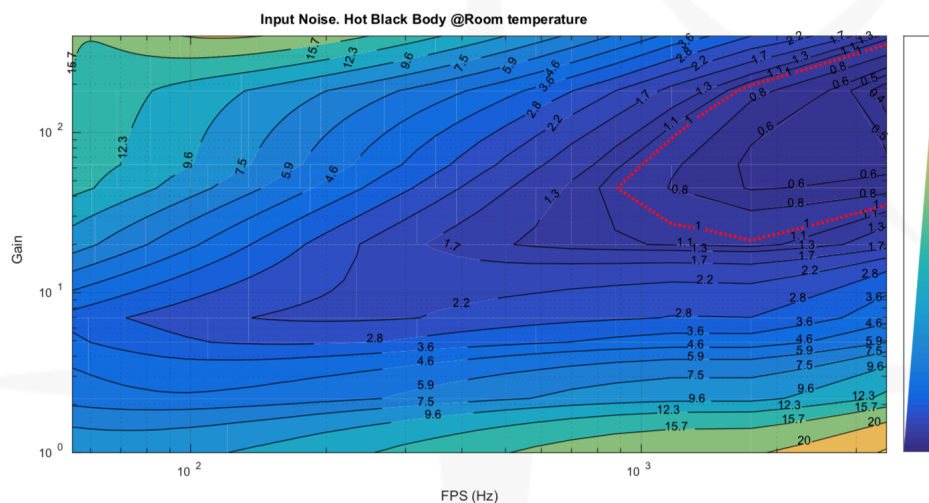


FIGURE iii.1 – Carte fournie par le constructeur du bruit total du détecteur de MIRC-X, en fonction de la cadence de lecture et du gain d'avalanche.

Pour reproduire de telles figures, nous avons utilisé le mode de lecture IOTA. La justification de ce choix est d'abord qu'il s'agit du mode de lecture que nous utiliserons en opération. Ensuite ce mode est non destructif. Cela nous permet de sonder plusieurs fréquences de lectures avec une seule mesure et permet une accumulation de plusieurs lectures grâce à la lecture non-destructive sur ce qu'on appelle une "rampe"

#### iii.1.2 Protocole de mesure

Comme l'a effectué le constructeur, pour obtenir la figure de courant d'obscurité et la carte de bruit j'ai pris des mesures sans illumination de la caméra, en regardant une scène à température ambiante ( $\approx 300K$ ).

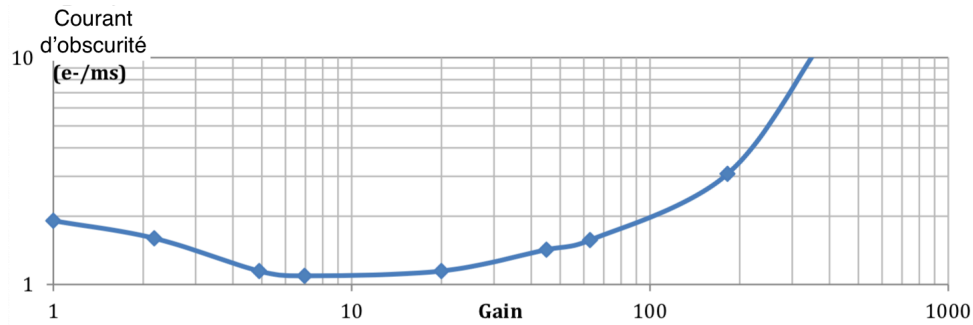


FIGURE iii.2 – Courant d'obscurité en fonction du gain d'avalanche de la caméra de MIRC-X. Documentation constructeur

Les figures iii.3 et iii.5 sont obtenues avec le même jeu de données. J'ai d'abord pris des mesures à différents gains d'avalanche (1, 5, 10, 15, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100, 125, 150, 175), afin d'échantillonner toute la gamme de gains dont nous pourrions nous servir en observation. Cela forme l'axe des ordonnées sur la carte de bruit.

Pour obtenir le signal accumulé dans un certain intervalle de temps, il suffit de soustraire deux lectures dans une même rampe séparées par cet intervalle. Et donc pour échantillonner différents intervalles, donc cadences de lecture, il suffit de soustraire deux lectures dans une rampe avec des intervalles différents. Pour cela, j'ai soustrait chaque lecture dans une rampe par la première lecture de la rampe.

Cela nous donne un échantillonnage, pour mes données, entre la cadence de lecture la plus élevée, 284 FPS (soit la soustraction de la deuxième lecture par la première de la rampe) et la cadence de lecture la plus lente, 2.9 FPS (soit la soustraction de la dernière lecture par la première lecture de la rampe).

### iii.1.3 Carte de courant d'obscurité

Le courant d'obscurité est le signal que nous obtenons lorsque nous n'éclairons pas la caméra. Il prend donc en compte le courant induit par la caméra elle-même ainsi que le flux du fond thermique que voit la caméra. Pour mesurer le courant d'obscurité, je fais la soustraction entre deux lectures séparées du temps d'intégration désiré. Ensuite j'effectue la moyenne sur les rampes de lectures non destructives. Enfin je prends la médiane du résultat sur les pixels de la fenêtre.

Sur la Fig. iii.3, l'abscisse représente la cadence de lecture effective et l'ordonnée représente le gain d'avalanche. Les deux axes sont en échelle logarithmique. Les différentes valeurs du courant d'obscurité sont montrées avec l'échelle de couleur logarithmique en e/s. On peut voir sur cette figure qu'à faible gain d'avalanche ( $G_{av} < 20$ ), le courant d'obscurité est très fluctuant en fonction de la cadence de lecture. Pour les cadences de lecture supérieures à 10 Hz, on voit même des courants d'obscurité négatifs, ce qui n'est pas physique. L'explication de cela est donnée en section iii.2.1. Pour les gains d'avalanches supérieurs à 20, on peut voir que le courant d'obscurité est constant avec la cadence de lecture. Nous pouvons voir que ce courant d'obscurité augmente avec le gain d'avalanche.

Pour mieux analyser le courant d'obscurité en fonction du gain d'avalanche, je prends les résultats de la Fig. iii.3 et en affiche les résultats pour une cadence de lecture fixe. La figure iii.4 montre le courant d'obscurité mesuré en fonction du gain d'avalanche. Sur cette figure, on voit bien l'augmentation du courant d'obscurité avec le gain d'avalanche. Cette augmentation est due au "tunneling" expliqué plus loin en sect. iii.2.4. Les résultats de cette figure sont globalement 10 fois plus faibles que ceux du constructeur, représentés en figure iii.2. De plus, le minimum de courant d'obscurité est obtenu au gain d'avalanche 5, et atteint un flux mesuré d'environ 50 e/s. Cette valeur est bien inférieure à celle du fond thermique théorique de l'équation ii.3, qui nous donne environ 100 e/s. En sachant que le fond thermique n'est qu'une des composantes du courant d'obscurité, on s'aperçoit que le résultat ici

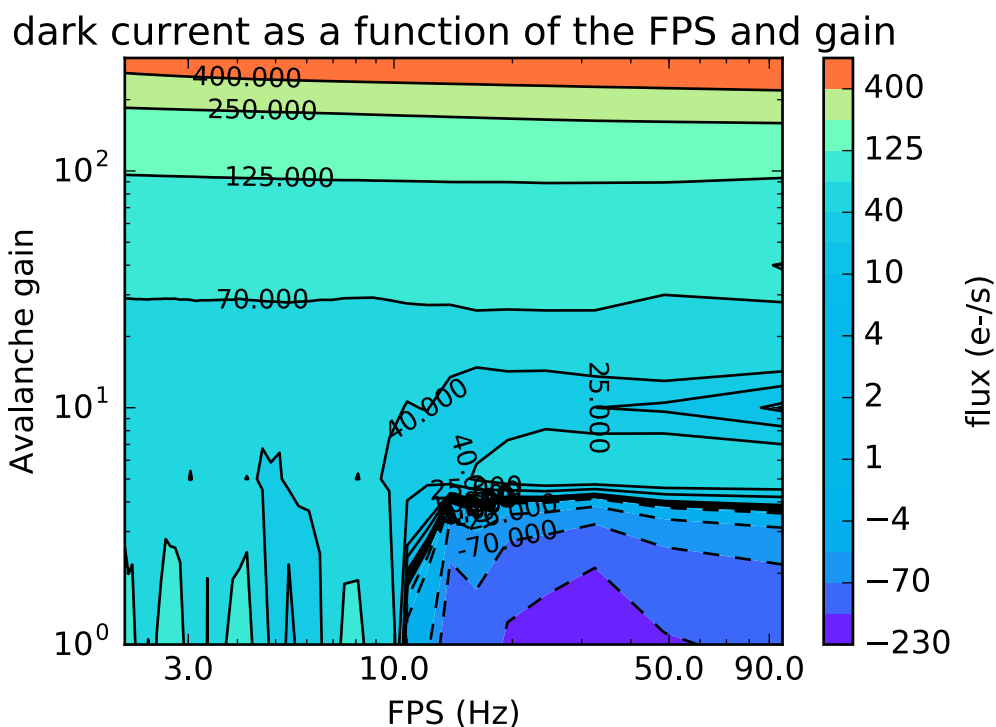


FIGURE iii.3 – Carte du courant d’obscurité du détecteur, en fonction de la cadence de lecture et du gain d’avalanche tel que je l’ai mesuré sur la caméra de MIRC-X

est incohérent. Nous avons donc un problème, soit venant de la mesure du courant d’obscurité, soit venant d’une valeur erronée dans un des termes de l’équation ii.3.

#### iii.1.4 Carte de bruit

Pour obtenir la carte de bruit je procède de la même manière que pour la carte de courant d’obscurité. Au lieu de prendre la moyenne sur les rampes, je prends l’écart-type sur les 40 rampes. Puis je prends la médiane du résultat sur les pixels de la fenêtre. Les résultats sont présentés sur la Fig. iii.5

Sur cette figure, nous voyons que pour les gains d’avalanche inférieurs à 10, le bruit mesuré du détecteur change en fonction de la cadence de lecture de façon périodique, créant des figures d’arche sur la carte de bruit. Ces arches ont la même origine que le courant d’obscurité négatif et fluctuant présenté dans la section iii.1.3 et seront expliquées en section iii.2.1. La figure de carte de bruit du fabricant (Fig. iii.1) ne montre pas cet effet.

Pour les gains d’avalanches supérieurs à 10, nous avons un bruit mesuré constant avec le gain d’avalanche pour les cadences de lectures inférieures à 10 Hz jusqu’à un gain d’avalanche de 100, à partir duquel le bruit augmente avec le gain, quelle que soit la cadence de lecture.

Dans cette figure, on voit une large zone de gains et de cadences de lecture avec un bruit plus petit que l’électron. Cette zone va jusqu’à des cadences bien plus faibles (20 Hz) que pour la carte de bruit fournie par le fabricant (Fig. iii.1, allant jusqu’à 1000 Hz).

## III.2 EFFETS INATTENDUS

Pendant cette première phase de tests pour valider les résultats du constructeur, nous avons rencontré plusieurs effets inattendus dans le comportement de la caméra. Je vais décrire dans cette

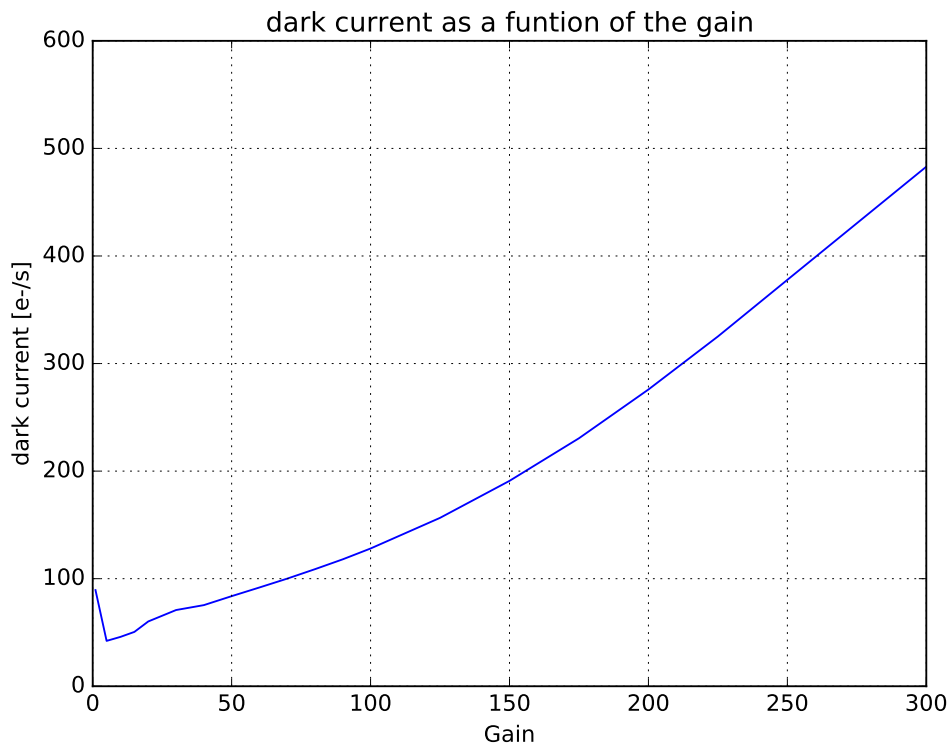


FIGURE iii.4 – Courant d’obscurité du détecteur en fonction du gain d’avalanche tel que je l’ai mesuré sur la caméra de MIRC-X

section ces différents comportements, notre compréhension de ces anomalies et comment nous les corrigeons.

### iii.2.1 *Signal parasite*

Le premier problème que nous avons rencontré est un signal que nous appelons signal parasite. Il s’agit d’un signal périodique sinusoïdal qui apparaît sur tout le détecteur. D’après FLI il s’agit d’un problème venant du tube pulsé servant au refroidissement de la caméra. La compagnie ne sait pas comment le faire disparaître pour l’instant.

La Fig. iii.6 est une rampe non destructive entre deux réinitialisations du détecteur, à une cadence de lecture de 3500 Hz. Cette figure montre un signal croissant dû à l’intégration du signal de courant d’obscurité, associé à un signal sinusoïdal en fonction du temps. Les différentes couleurs correspondent à différentes zones du détecteur. On observe alors que ce signal sinusoïdal a la même phase sur tout le détecteur, pour la cadence de lecture élevée qui a permis d’obtenir cette figure. Le signal parasite a une amplitude d’environ 20 ADU et une fréquence d’environ 90 Hz.

Ce phénomène est problématique pour obtenir un signal correct lorsque l’on fait la soustraction de deux lectures consécutives, amenant des valeurs négatives régulièrement.

J’ai mis en place deux méthodes pour corriger le signal final de ce signal parasite. Comme la fréquence du signal est plutôt lente (90 Hz) en comparaison avec la cadence de lecture du détecteur (jusqu’à 3500Hz pour une fenêtre comprenant tout le détecteur), il est possible de mesurer ce signal sur des parties non illuminées du détecteur, et de le soustraire au signal brut des parties illuminées du détecteur. La deuxième méthode utilise la propriété périodique du signal. En effet, en filtrant fréquemment le signal brut, il est possible de supprimer ce signal parasite.

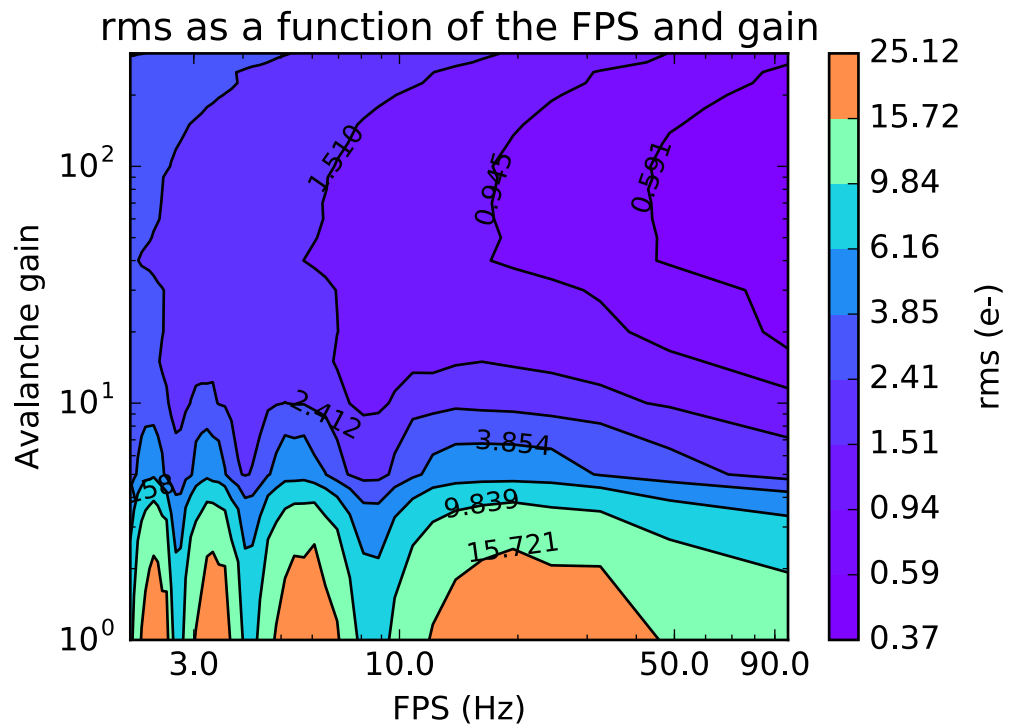


FIGURE iii.5 – Carte du bruit total du détecteur, en fonction de la cadence de lecture et du gain d’avalanche tel que je l’ai mesuré sur la caméra de MIRC-X

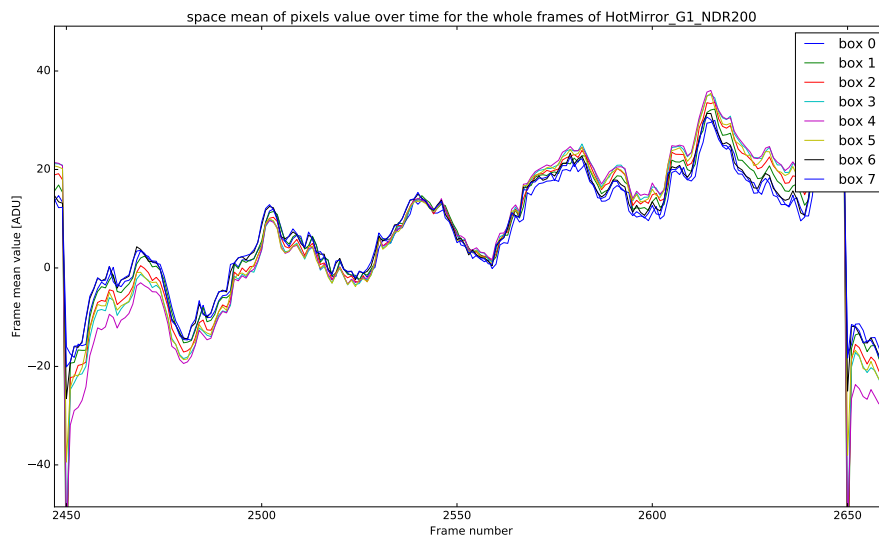


FIGURE iii.6 – Rampe non destructive montrant le signal parasite

La figure iii.7 montre la transformée de Fourier temporelle du signal, à gauche avant de filtrer la fréquence du signal parasite, à droite après avoir filtré le signal parasite. Les données utilisées pour cette figure ont été prises à un gain d’avalanche de 15. La figure iii.8 montre une rampe d’intégration du signal de la caméra. À gauche nous avons une rampe à gain d’avalanche de 15 avant filtrage du signal parasite, et à droite, la même rampe après filtrage du signal parasite. Le résultat ne dépend pas de la valeur du gain d’avalanche utilisé.

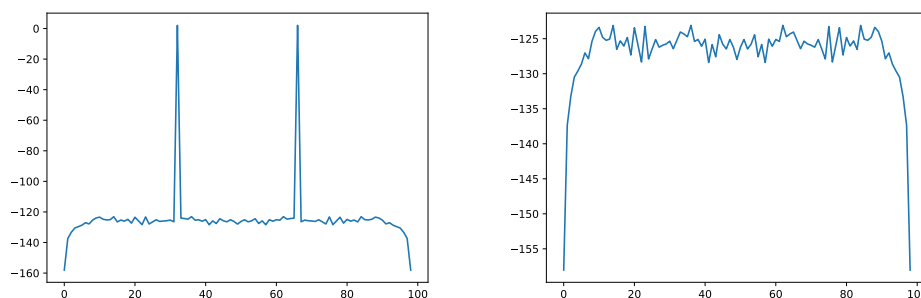


FIGURE iii.7 – Figure de la FFT temporelle du signal. À gauche, avec le pic vers 30, signifiant une période de 30 trame, soit environ 90 Hz avec des trames de 3 ms. À droite, corrigée

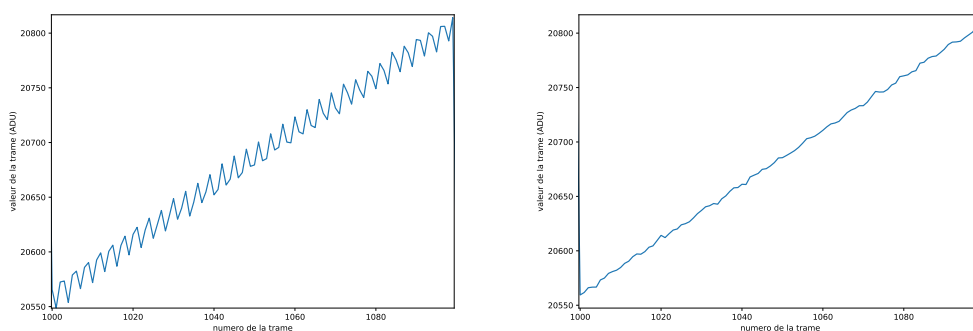


FIGURE iii.8 – Signal temporel avant (gauche) et après filtre fréquentiel (droite)

### iii.2.2 Anomalie de réinitialisation

Le deuxième effet inattendu est ce que nous appelons l'anomalie de réinitialisation. Ce phénomène apparaît à chaque réinitialisation du détecteur. Il a pour effet de donner une valeur anormale à la première lecture du détecteur après cette réinitialisation, ainsi qu'à la dernière lecture avant la réinitialisation du détecteur. Cette anomalie est visible sur la Fig. iii.6 aux lectures numéros 2450 et 2650. Cette anomalie est présente sur tout le détecteur e-APD SAPHIRA. Sa provenance est encore méconnue mais il semblerait que les modèles les plus récents ne présentent plus cette anomalie.

Nous ne pouvons pas corriger cette anomalie, mais savoir qu'elle existe nous permet de ne pas prendre en compte ces lectures dans l'analyse du signal. Nous ignorons donc la première et la dernière lecture de chaque rampe.

### iii.2.3 Bruit apparent sous Poissonien

Lors de l'analyse des cartes de bruit et de courant d'obscurité nous avons constaté un problème supplémentaire. Si nous considérons le flux mesuré sur les cartes de courant d'obscurité comme Poissonien, nous pouvons en calculer le bruit que nous devrions obtenir pour ce flux. Or, lorsque nous comparons ce bruit avec celui mesuré sur les cartes de bruit, nous trouvons que le bruit mesuré est plus petit que le bruit théorique.

En effet, si nous prenons le flux à gain d'avalanche de 200 sur la figure iii.3, on voit un flux relativement constant d'environ 250 e/s. Pour une cadence de lecture de 10 Hz, cela donne 25 électrons. Donc le bruit associé devrait être

$$\sigma_{th} = \sqrt{25} = 5e \quad (\text{iii.1})$$

où  $\sigma_{th}$  est le bruit théorique. Quand on regarde à la carte de bruit, on voit que le bruit mesuré à une cadence de lecture de 10 Hz et au gain d'avalanche de 200 est de  $\sigma_{mes} = 1.5$ .

Sachant que le bruit mesuré est le bruit total, prenant donc en compte le bruit de photon et le bruit de lecture, ce bruit mesuré ne devrait pas pouvoir être plus petit que le bruit de photon venant du fond thermique.

### iii.2.4 Tunneling

Le dernier effet inattendu est ce qu'on appelle le "tunneling" (GOEBEL et al., 2018). Ce phénomène est dû à la tension de polarisation à laquelle est soumise la région de multiplication de l'e-APD. Cette tension permet d'accélérer l'électron incident, mais elle réduit également l'énergie potentielle des électrons des atomes du substrat. La libération d'électrons de façon autonome par effet tunnel est alors facilitée. Cela crée donc une augmentation du courant d'obscurité. Cet effet est fortement visible sur la figure iii.4. L'augmentation du courant d'obscurité avec le gain d'avalanche est visible. Cela est dû au fait que pour augmenter le gain d'avalanche, il faut augmenter la tension de polarisation dans la région de multiplication, et donc augmenter la libération d'électrons par effet tunnel.

Ce n'est pas tant le phénomène de tunneling qui est inattendu, mais son intensité. Cela nous empêche d'utiliser des gains d'avalanches trop élevés. En effet le tunneling apporte du bruit au signal, et donc il arrive un moment où le bruit ajouté est plus important que la multiplication du signal par l'avalanche. Nous perdons alors en SNR.

## III.3 TENTATIVE DE COMPTAGE DE PHOTONS

Sur la figure iii.5, on voit un bruit maximum de 25 électrons lorsque l'on est dominé par le bruit de lecture. Ce bruit de lecture est donc d'environ 25 électrons par trame. Comme nous pouvons amplifier le signal jusqu'à un gain d'avalanche de 100, nous nous attendons à ce qu'à des cadences de lectures pour lesquelles le fond thermique est négligeable (1000 Hz) nous puissions détecter le signal d'un photon avec un SNR supérieur à 3, et donc effectuer du comptage de photon.

Dans cette section je propose de vérifier cela en mettant en place une mesure expérimentale à haute cadence de lecture.

### iii.3.1 Configuration expérimentale

Pour vérifier si le comptage de photon est possible, j'extrait des séquences temporelles de données prises avec une source blanche stable. La configuration instrumentale que j'ai utilisée est la même que celle que nous utilisons en opération. Cette configuration est schématisée sur la figure iii.9

La lumière est injectée dans une fibre dont la sortie agit comme la fente d'entrée d'un simple spectrographe. Un prisme disperse la bande H sur 12 pixels. L'image sur le détecteur consiste alors en  $3 \times 12$  pixels illuminés. Les pixels voisins ne sont pas illuminés par le flux venant de la fibre. Dans les résultats présentés dans la suite de ce manuscrit je n'utilise que la valeur d'un pixel du spectre. Ce pixel reçoit le flux d'une fine bande spectrale d'approximativement  $0.05 \mu m$  centrée à  $1.55 \mu m$ . Cette configuration me permet d'éviter un certain nombre de problèmes liés au chromatisme du détecteur, comme le changement d'efficacité quantique apparent avec le gain d'avalanche pour les photons avec une longueur d'onde supérieur à  $2.5 \mu m$  (voir Figiii.10).

Par exemple, il est connu que le modèle de détecteur que nous utilisons absorbe les photons au-delà de  $2.5 \mu m$  plus profondément dans le substrat, y compris dans la région de multiplication. Cela a pour effet de diminuer potentiellement le gain d'avalanche, et surtout d'augmenter l'ENF lié à cette avalanche. C'est pour cela que la coupure de fréquence du détecteur passe de  $3.5 \mu m$  à gain unitaire (sans processus d'avalanche) à  $2.5 \mu m$  avec un gain d'avalanche élevé (421). Comme les photons entre ces deux longueurs d'ondes ne déclenchent qu'un processus partiel d'avalanche (commençant plus bas

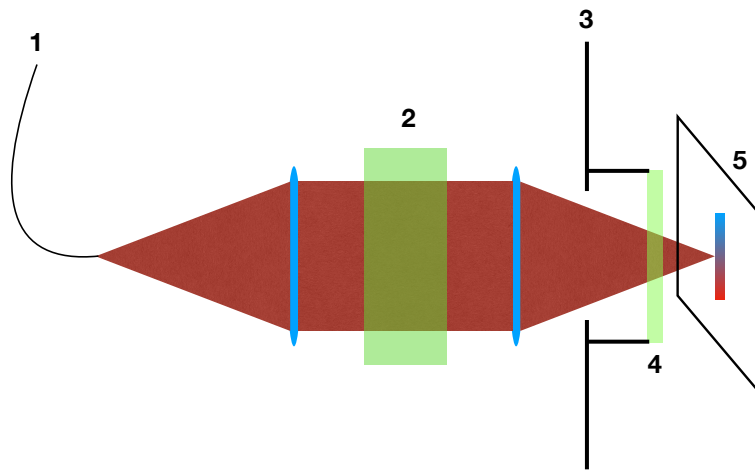


FIGURE iii.9 – Schéma de la configuration de l'expérience de comptage de photons. 1 : Fibre mono-mode bande H alimentée par une source de lumière blanche; 2 : Prisme dispersif; 3 : Fenêtre froide de la caméra et écrans; 4 : Filtre passe bas froid; 5 : Détecteur.

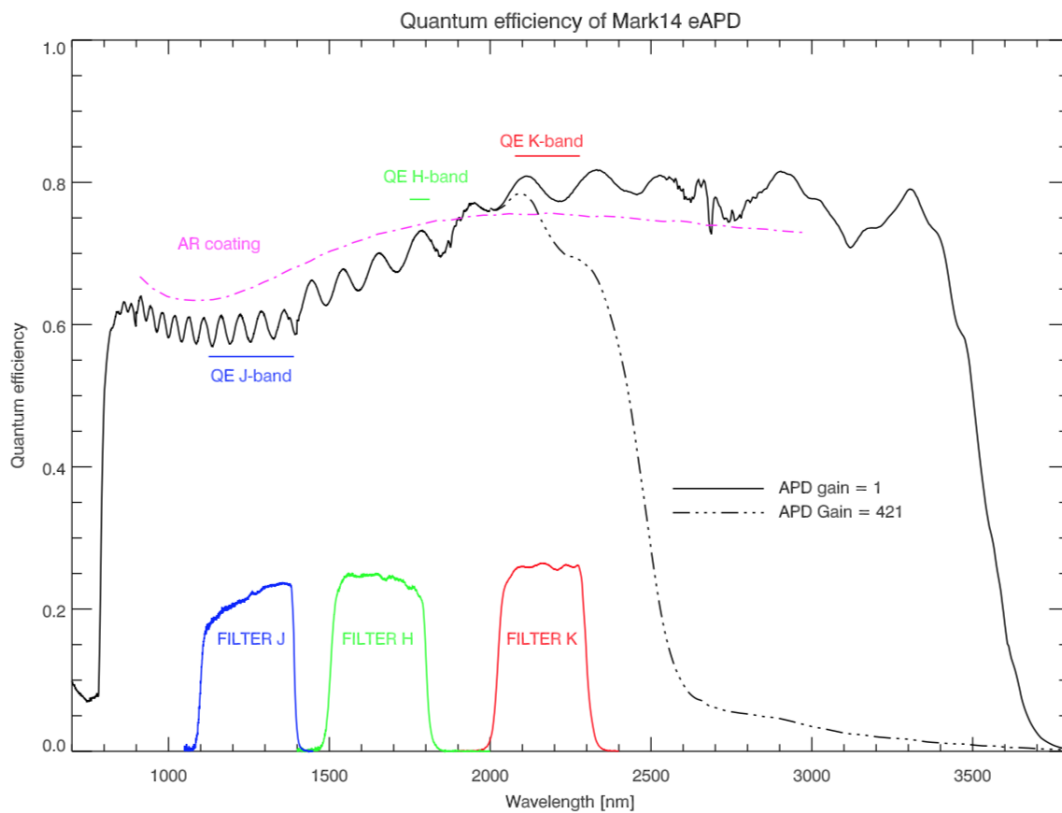


FIGURE iii.10 – Efficacité quantique du détecteur e-APD SAPHIRA en fonction de la longueur d'onde pour un gain d'avalanche de 1 (trait plein) et un gain d'avalanche de 421 (trait pointillé). (FINGER et al., 2016)



dans la zone de multiplication), ceux-ci sont vus comme ayant un flux moins élevé ce qui se traduit dans la Fig iii.10 comme une efficacité quantique plus basse.

Un autre aspect positif de ce dispositif expérimental est que l'on peut utiliser les pixels non illuminés de la même ligne que le pixel pour corriger les données de l'effet du signal parasite. En effet pour filtrer le signal parasite, je soustrais au signal du pixel que l'on souhaite extraire, le signal médian de plusieurs pixels non illuminés de la même ligne que le pixel souhaité. En plus de soustraire le signal parasite, cela soustrait également le courant d'obscurité.

### iii.3.2 Histogrammes

Pour la tentative de comptage de photons, je prends des données avec le mode de lecture IOTA, le même que celui utilisé en opération. Cependant, je réduis le nombre de Nlecture (8) et de NBoucles (2) ainsi que la taille de la fenêtre lue ( $320 \times 20$  pixels). Cette configuration est choisie pour obtenir un bruit total minimal. Pour cela il faut une cadence de lecture la plus élevée possible (1916 FPS), afin de réduire le courant d'obscurité, tout en réduisant le bruit de lecture en effectuant un maximum de lectures par trame. Ces deux contraintes étant contradictoires, il a fallu limiter la taille de la fenêtre de lecture pour y arriver.

Pour obtenir des histogrammes permettant de déterminer la capacité de la caméra à compter les photons, j'extrais la séquence temporelle d'un pixel illuminé (source allumée) en soustrayant la valeur de chaque trame par la valeur de la trame précédente. Je procède de la même façon sur les pixels non illuminés de la même ligne pour soustraire le signal parasite, comme expliqué dans la Sect. iii.3.1. J'ai alors pris l'histogramme de cette séquence temporelle. À noter que que l'histogramme du "Background" est obtenu de la même manière que les histogrammes avec illumination, mais avec la source éteinte.

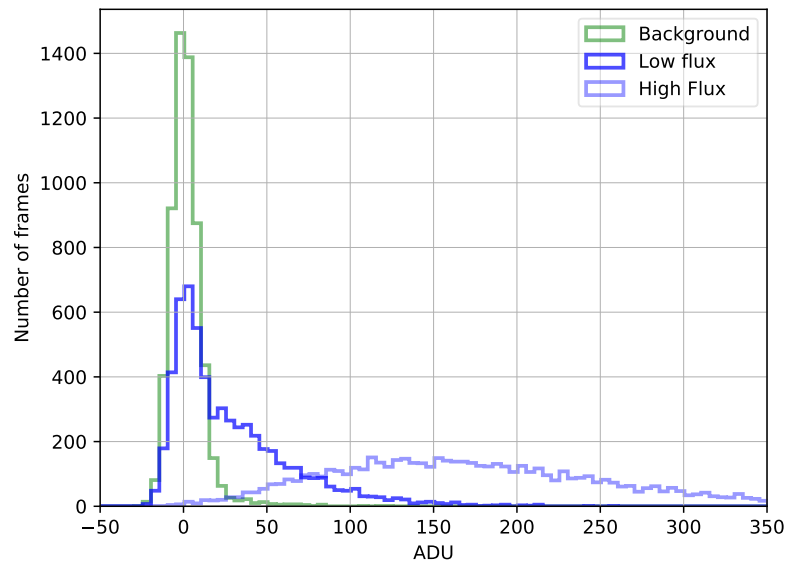


FIGURE iii.11 – Histogrammes des comptes mesurés sur 1 pixel, avec une illumination à faible flux ( $< 1$  e/trame/pixel, courbe bleue foncée) et une illumination à fort flux ( $> 3$  e/trame/pixel), courbe bleue claire). Le gain total est supposé être égal à 100 ADU/e. L'histogramme sans illumination (Background) est montré en vert et représente la statistique intrinsèque des événements à zéro photons.

La Fig. iii.11 est un histogramme typique des valeurs dans la séquence temporelle à faible et fort flux. Sur cette figure, l'axe des abscisses représente les valeurs des trames en ADU et l'axe des

ordonnées correspond au nombre de trames qui ont ces valeurs. L'histogramme est "binné" sur l'axe des abscisses avec une largeur de "bin" de 5 ADU.

### iii.3.3 Distributions non séparées

On peut d'abord remarquer qu'il n'y a pas de séparation dans la distribution des événements à différents nombres de photons. J'interprète l'histogramme sans illumination comme la somme (1) d'une distribution Gaussienne dont l'écart type est de 12 ADU, correspondant au bruit de lecture du détecteur ; et (2) une petite queue vers les valeurs positives correspondante aux quelques trames avec des photons du fond thermique (environ 1 toutes les 23 trames d'après le fond thermique théorique et avec notre cadence de lecture pendant ces mesures). L'histogramme pour l'illumination à faible flux montre une cassure vers 25 ADU que j'interprète comme une transition entre les événements à zéro photon et les événements à un ou plus de photon(s). Cela veut dire que l'on peut déduire la proportion d'événements à zéro photon, et donc le flux incident. À haut flux, la fraction d'événements à zéro photon devient négligeable. La transition claire entre les événements à zéro photon et les événements à un ou plus de photons n'est plus perceptible.

Par conséquent, il apparaît que réaliser du comptage de photons proportionnel n'est pas possible avec cette caméra. Par comptage de photons proportionnel, j'entends la capacité de donner pour chaque trame le nombre de photons incidents sur le pixel. À la différence du comptage de photons non proportionnel, qui ne peut faire la différence entre un ou plusieurs photons, mais qui peut déterminer si la trame possède au moins un photon incident. Ce dernier type de comptage de photons est possible avec cette caméra.

## III.4 DOUTES SUR LES PERFORMANCES

Plusieurs résultats discutés précédemment, comme le bruit apparaissant sous Poissonien ou le fond thermique plus bas que le permet la théorie, me poussent à douter des performances et caractéristiques de la caméra fournie par le constructeur. Dans cette section je vais expliquer en quoi ces résultats semblent erronés et proposer différentes hypothèses qui pourraient expliquer ces erreurs.

### iii.4.1 Doute sur la transmission

La première caractéristique est la transmission de la caméra. En effet, nous avons vu dans la Sect. iii.1.3 que le minimum de courant d'obscurité était bien plus bas que celui attendu pour le fond thermique seul, pour les valeurs de transmissions et d'efficacité quantique des différents filtres et du détecteur de la caméra. Nous pouvons alors mettre en doute ces valeurs, notamment ceux de la transmission des filtres. Le fabricant a expliqué lui même que l'utilisation d'une succession de filtres, comme dans la C-RED ONE, peut complexifier le calcul de la transmission globale de l'ensemble. Cela est dû à des effets de réflexion des photons entre deux filtres. Cet effet est censé être limité par une inclinaison astucieuse des filtres de la C-RED ONE, permettant de limiter le nombre de réflexions que peut faire un photon avant d'être stoppé par les écrans de la caméra.

### iii.4.2 Doute sur le gain

La deuxième caractéristique pour laquelle j'émet des doutes est le gain total de la caméra (la combinaison de  $G_{av}$  et de  $G_{sys}$ ). En effet, un gain erroné pourrait expliquer plusieurs résultats qui semblent faux.

### iii.4.2.1 Origine possible du bruit sous Poissonien

Premièrement, une erreur dans le gain peut expliquer le bruit sous Poissonien décrit dans la Sect. iii.1.4. Dans cette démonstration, je considère un bruit purement photonique, donc Poissonien. Pour dire que je trouve un bruit sous Poissonien, je compare le bruit mesuré avec la racine carrée du flux mesuré.

$$\sqrt{F_c} > \sigma_c \quad (\text{iii.2})$$

avec  $F_c$  le flux calculé en électrons et  $\sigma_c$  le bruit calculé en électrons également.

Nous en déduisons

$$\sqrt{\frac{F_{ADU}}{G}} > \frac{\sigma_{ADU}}{G} \quad (\text{iii.3})$$

avec  $F_{ADU}$  le flux mesuré par la caméra en ADU,  $\sigma_{ADU}$  le bruit du flux enregistré par le détecteur en ADU et  $G = \frac{G_{av}}{G_{sys}}$  le gain total de la caméra en ADU/e, où  $G_{av}$  est le gain d'avalanche et  $G_{sys}$  est le gain système en e-/ADU.

De cela il découle

$$\sqrt{\frac{F_e * G_R}{G}} > \frac{\sigma_e * G_R}{G} \quad (\text{iii.4})$$

avec  $F_e$  le flux photonique converti en électrons et  $G_R$  le gain réel.

Si nous prenons  $G = a * G_R$  avec  $a$  le coefficient d'erreur sur le gain réel, nous avons

$$\sqrt{\frac{F_e}{a}} > \frac{\sigma_e}{a} \quad (\text{iii.5})$$

$$\frac{\sigma_e}{\sqrt{a}} > \frac{\sigma_e}{a} \quad (\text{iii.6})$$

$$\frac{1}{\sqrt{a}} > \frac{1}{a} \quad (\text{iii.7})$$

Ceci ne peut être vrai que si  $a > 1$ , et donc que  $G > G_R$ .

Par cette démonstration je prouve qu'une erreur dans le gain total peut amener à un bruit calculé sous Poissonien.

Si on prend le flux à un gain d'avalanche de 100, on a un flux de 125 e/s (voir Fig. iii.3). Pour une cadence de lecture de 50 Hz, cela nous donne  $F_c = 2.5$  e-/trame. Pour ce même gain et cette cadence de lecture, nous avons un bruit total de  $\sigma_c = 0.6$  e-/trame (voir Fig. iii.5). Si on suit le calcul précédent, on obtient :

$$a = \frac{\sigma_c^2}{F_c} = \frac{0.6^2}{2.5} = 0.144 \quad (\text{iii.8})$$

Pour réconcilier le flux au bruit correspondant, il nous faudrait donc un  $G_R = 0.144G$ .

Si on prend en compte uniquement le bruit venant du fond thermique, nous avons un flux de 50 e/s (voir Fig. iii.4), soit  $F_c = 1.0$  à 50 Hz. ce qui nous donne  $a = 0.36$ .

Il existe une autre possibilité qui pourrait expliquer le bruit apparaissant sous Poissonien, mais ne faisant pas directement intervenir un gain erroné. Pour expliquer ce bruit non physique, je peux aussi considérer qu'une partie du signal n'est pas ou peu amplifié par le processus d'avalanche de l'e-APD.

En effet,

$$\sigma_{ADU}^2 = F_A * G^2 + F_{PA} * G_{PA}^2 \quad (\text{iii.9})$$

$$\sigma_{ADU} = \sqrt{F_A * G^2 + F_{PA} * G_{PA}^2} \quad (\text{iii.10})$$

$$\sigma_c = \frac{\sqrt{F_A * G^2 + F_{PA} * G_{PA}^2}}{G} \quad (\text{iii.11})$$

$$= \sqrt{\frac{F_A * G^2 + F_{PA} * G_{PA}^2}{G^2}} \quad (\text{iii.12})$$

$$= \sqrt{F_A + F_{PA} * \left(\frac{G_{PA}}{G}\right)^2} \quad (\text{iii.13})$$

avec  $F_A$  le flux totalement amplifié, en électrons,  $F_{PA}$  le flux partiellement amplifié, en électrons,  $G_{PA}$  le gain réel du flux partiellement amplifié, en ADU/e et  $1 \leq G_{PA} \leq G$ , et

$$F_c = \frac{F_{ADU}}{G} \quad (\text{iii.14})$$

$$= \frac{F_A * G + F_{PA} * G_{PA}}{G} \quad (\text{iii.15})$$

$$= F_A + \frac{F_{PA} * G_{PA}}{G} \quad (\text{iii.16})$$

$$\sqrt{F_c} = \sqrt{F_A + F_{PA} * \frac{G_{PA}}{G}}. \quad (\text{iii.17})$$

Comme  $1 \leq G_{PA} < G$ , nous avons  $\frac{G_{PA}}{G} < 1$ , donc  $\left(\frac{G_{PA}}{G}\right)^2 < \frac{G_{PA}}{G}$ . Nous obtenons alors

$$\sigma_c < \sqrt{F_c}. \quad (\text{iii.18})$$

Cette démonstration montre qu'un flux pas ou peu amplifié peut donner un bruit apparaissant non Poissonien.

#### iii.4.2.2 Distribution de Poisson incompatible avec le gain

La deuxième anomalie des résultats qui peut être expliquée par un gain total erroné est la distribution obtenue sur les histogrammes (Fig. iii.11). En effet, sur l'histogramme à haut flux, nous voyons que nous avons une proportion d'évènements à zéro photon négligeable. Cela veut dire que nous sommes dans un régime de flux pour lequel la probabilité d'avoir des évènements à zéro photon est faible. Sachant que le flux en e/trame/pixel est donné par

$$F(e/trame/pixel) = \frac{\langle ADU_{ill} \rangle - \langle ADU_{BKG} \rangle}{G} \quad (\text{iii.19})$$

où  $F$  est le flux calculé,  $\langle ADU_{ill} \rangle$  est la moyenne des valeurs du pixel illuminé,  $\langle ADU_{BKG} \rangle$  est la moyenne des valeurs du même pixel sans illumination et  $G$  est le gain total de la caméra. Si on suppose le gain calibré par le fabricant ( $G_{man} \simeq 100$ ), nous trouvons  $F = 2.26 e/trame/pixel$ . Pour comparer les observations statistiques avec la théorie, j'ai simulé la distribution de Poisson en supposant ce même flux. Les résultats sont montrés dans la Fig iii.12.

Sur cette figure, les points sont la distribution de Poisson. La courbe en trait plein représente l'histogramme des données normalisé afin de pouvoir être comparé avec les résultats de la distribution de Poisson. Nous voyons qu'avec la valeur du flux calculé à partir du gain de fabricant, la probabilité d'évènements à zéro photon est toujours de 10%. Pourtant l'histogramme des données ne montre presque aucun évènement à zéro photon.

Cette observation tend à valider le fait que le gain calibré par le fabricant n'est pas le gain réel.

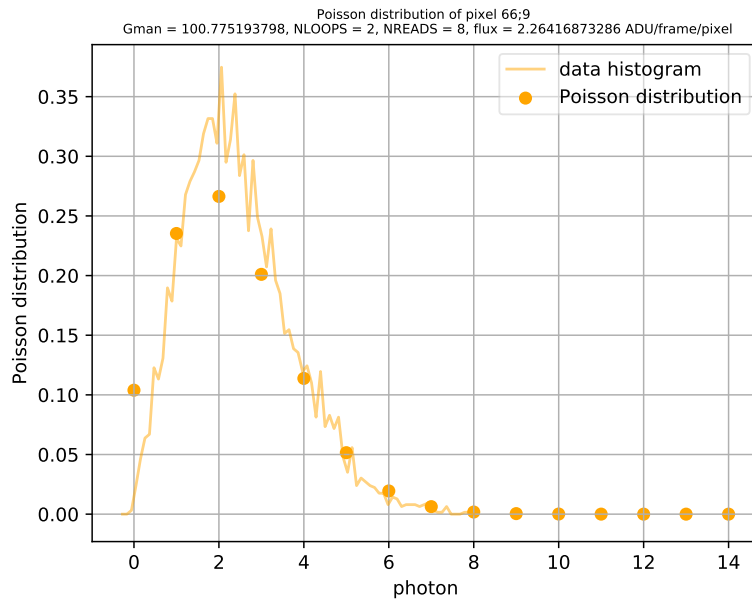


FIGURE iii.12 – Distribution de Poisson pour le flux calculé avec le gain du fabricant

### iii.4.3 Doute sur le Facteur d'Excès de Bruit

L'ENF est la caractéristique principale des détecteurs e-APD pour la problématique du comptage de photons. Pour séparer les différents pics des différents nombres de photons dans chaque évènement, il faudrait atteindre un ENF de 1.05 (GACH, 2018). Mais avec un ENF de 1.25, on s'attend à voir apparaître différents sauts dans la distribution du signal, nous permettant au moins de déterminer la position du maximum pour chaque nombre de photons dans un évènement.

Nous avons vu dans la section iii.3.2 qu'à part la transition entre les évènements à zéro photon et les évènements à un photon ou plus, à faible flux, il est impossible de déterminer la position des maxima de la distribution de chaque évènement. Cela tend à montrer que l'ENF de notre détecteur ne serait pas de 1.25 comme spécifié par le fabricant.

## III.5 CONCLUSION SUR LA CARACTÉRISATION DES CAMÉRAS

Dans ce chapitre, nous avons vu que les caractéristiques des caméras que je mesure ne sont pas en accord avec celles du constructeur, mais surtout que certaines d'entre elles ne sont pas en accord avec la physique.

J'ai émis des hypothèses sur la provenance de ces résultats et la vérification de ces hypothèses est le sujet du chapitre suivant.





---

**TEST DES CARACTÉRISTIQUES FONDAMENTALES**

---

**Sommaire**

---

iv.1	Analyse classique . . . . .	50
iv.1.1	Gain système par méthode moyenne-variance . . . . .	50
iv.1.2	Bruit total par méthode moyenne-variance . . . . .	51
iv.1.3	Gain d'avalanche . . . . .	51
iv.2	Transmission . . . . .	51
iv.2.1	Configuration expérimentale . . . . .	52
iv.2.2	Vérification du facteur de dilution . . . . .	53
iv.2.3	Résultats de la mesure de transmission . . . . .	54
iv.3	Modélisation de la distribution du signal . . . . .	56
iv.3.1	Principe du modèle . . . . .	56
iv.3.2	Modèle du signal . . . . .	56
iv.3.3	Recommandation pour le gain de distribution $M$ . . . . .	57
iv.3.4	Stratégie de minimisation . . . . .	57
iv.3.5	Résultats de la minimisation . . . . .	58
iv.3.6	Résultat du modèle sur le gain . . . . .	59
iv.3.7	Résultat du modèle sur le facteur d'excès de bruit . . . . .	60
iv.4	Résultats . . . . .	60
iv.4.1	Gain . . . . .	60
iv.4.2	Analyse du résultat du facteur d'excès de bruit . . . . .	63
iv.4.3	Courant d'obscurité . . . . .	65
iv.4.4	Courant d'obscurité minimum . . . . .	66
iv.4.5	Bruit . . . . .	67
iv.5	Conclusion sur la mesure finale des caractéristiques de la caméra de MIRC-X . . . . .	68

---



Nous avons vu dans le chapitre précédent (Sect. iii.4) que plusieurs caractéristiques basiques importantes spécifiées par le constructeur pouvaient être mises en doute. C'est le cas pour le gain de la caméra, sa transmission et son facteur d'excès de bruit (ENF). Pour tous ces doutes sur les caractéristiques de la caméra, j'ai décidé de faire des mesures indépendantes de ces caractéristiques, afin d'essayer d'obtenir un courant d'obscurité et un bruit physiquement corrects. Je présente d'abord dans ce chapitre les analyses classiques sur le gain et la transmission. Puis je présente un modèle du signal de la caméra, qui permet de caractériser le gain et l'ENF de la caméra. Enfin je présente les résultats sur ces caractéristiques ainsi que ce qui en résulte sur la mesure du courant d'obscurité et du bruit des caméras.

## IV.1 ANALYSE CLASSIQUE

Pour commencer ces mesures, j'ai d'abord effectué une analyse classique du gain système et d'avalanche de la caméra de MIRC-X, ainsi que de sa transmission.

### iv.1.1 Gain système par méthode moyenne-variance

Pour mesurer  $G_{sys}$  de façon indépendante, j'ai utilisé la méthode moyenne-variance. Cette méthode est très utilisée pour mesurer le gain et le bruit de lecture d'un détecteur (BOHNDIEK et al., 2008). Elle se base sur le fait que la variance temporelle d'un signal photonique stable est proportionnelle au flux du signal photonique. Le coefficient de proportionnalité est alors le gain total  $G$  multiplié par l'ENF dans le cas d'un e-APD. L'ordonnée à l'origine donne quant à elle le bruit total. Pour mesurer  $G_{sys}$  de notre détecteur, nous effectuons alors une courbe moyenne-variance au gain d'avalanche unitaire ( $G_{av} = 1$ ), ce qui veut dire sans processus d'avalanche. Cela permet de considérer l'ENF égal à 1 et d'obtenir directement  $G_{sys}$  avec le coefficient de proportionnalité.

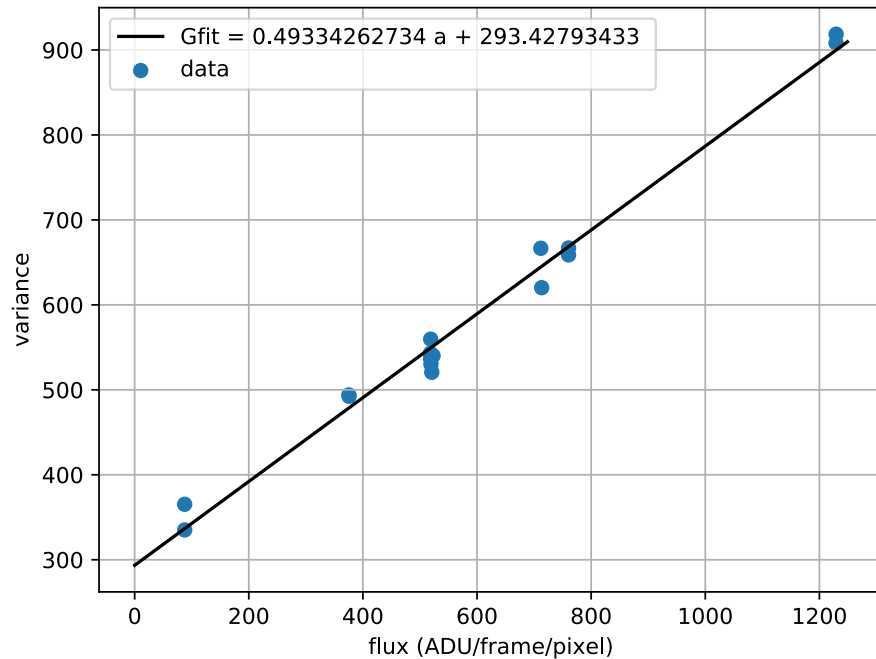


FIGURE iv.1 – Courbe moyenne-variance de la caméra C-RED ONE de MIRC-X à  $G_{av} = 1$ . L'axe des abscisses montre le flux moyen en ADU/frame/pixel alors que l'axe des ordonnées donne la moyenne sur les pixels de la variance temporelle. Les points bleus représentent les données. La droite noire est l'ajustement linéaire sur les données.

La Fig. [iv.1](#) est la courbe moyenne-variance effectuée sur la caméra C-RED ONE de l'instrument MIRC-X. Sur cette figure, je mesure un gain système  $G_{sys} = 0.49$  ADU/e.

### iv.1.2 Bruit total par méthode moyenne-variance

En plus du gain système, la méthode moyenne-variance permet d'estimer le bruit total d'une trame. Le bruit total est déduit de l'ordonnée à l'origine de l'ajustement linéaire,  $293 \text{ ADU}^2$ . Cela correspond à un bruit de total  $\simeq 17 \text{ ADU STD}$ , où STD est la déviation standard du signal. En utilisant  $G_{sys}$ , cela correspond à  $\simeq 35 \text{ e}$ , ce qui est comparable au 45 électrons mesurés sans gain d'avalanche par FINGER et al., [2016](#), sur un détecteur et avec une méthode similaires.

À cause du signal parasite décrit Sect. [iii.2.1](#), le bruit du détecteur est en fait partiellement corrélé. En filtrant le signal de ce parasite avec la méthode de filtrage fréquentiel, nous trouvons un bruit de lecture typique de  $\simeq 12 \text{ ADU STD}$ , équivalent à 24 e.

### iv.1.3 Gain d'avalanche

Le gain d'avalanche  $G_{av}$  est le nombre moyen d'électrons à la fin du processus d'avalanche pour un photo-électron incident. Cela représente l'amplification du signal accumulé dans la diode avant la lecture du détecteur.

#### iv.1.3.1 Protocole de la mesure du gain d'avalanche

Pour calibrer  $G_{av}$  je mesure le flux enregistré par la caméra à différents gains d'avalanche pour un même flux incident et je le divise par le flux mesuré à  $G_{av} = 1$ . À la longueur d'onde  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ , l'efficacité quantique de la caméra est constante avec  $G_{sys}$  (voir Fig. [iii.10](#)). J'utilise alors un laser à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  pour éclairer uniformément la caméra. J'ai vérifié la stabilité du flux sortant de la fibre relié au laser à l'aide d'une photo-diode calibrée. Au cours de la prise de mesures la photométrie calibrée de ma source était stable à quelques pourcents.

#### iv.1.3.2 Résultats de la mesure du gain d'avalanche

La Fig. [iv.2](#) montre le gain d'avalanche mesuré comparé à la calibration du fabricant. Le gain unitaire est utilisé comme référence pour calculer le gain d'avalanche et se situe donc par définition sur la ligne rouge de cette figure. Ma mesure du gain d'avalanche est de façon consistante 0.93 fois le gain d'avalanche calibré par le fabricant. Ce n'est pas représenté sur cette figure mais j'ai vérifié que cette relation s'appliquait jusqu'à un gain d'avalanche de 150.

La calibration par le fabricant pour notre caméra était basée sur une autre méthode ; il s'agit d'une méthode de moyenne-variance (décrite en Sect. [iv.1.1](#)) pour chaque gain d'avalanche. Ma mesure indépendante confirme cette calibration. La différence de quelques pourcents sur le gain total n'est pas un problème en opération. Ni les algorithmes de suivi de frange en temps réel ni les algorithmes de réduction de données des instruments ne dépendent de notre connaissance du gain absolu.

## IV.2 TRANSMISSION

Maintenant que j'ai une mesure du gain, je peux effectuer une mesure de la transmission totale de la caméra. En effet une étape de cette mesure a besoin de la connaissance du gain total de la caméra  $G$  (equ. [iv.2](#)). Comme il est difficile de séparer la mesure de l'efficacité quantique de la transmission de la caméra, la mesure présentée dans cette section est en fait une combinaison des deux.

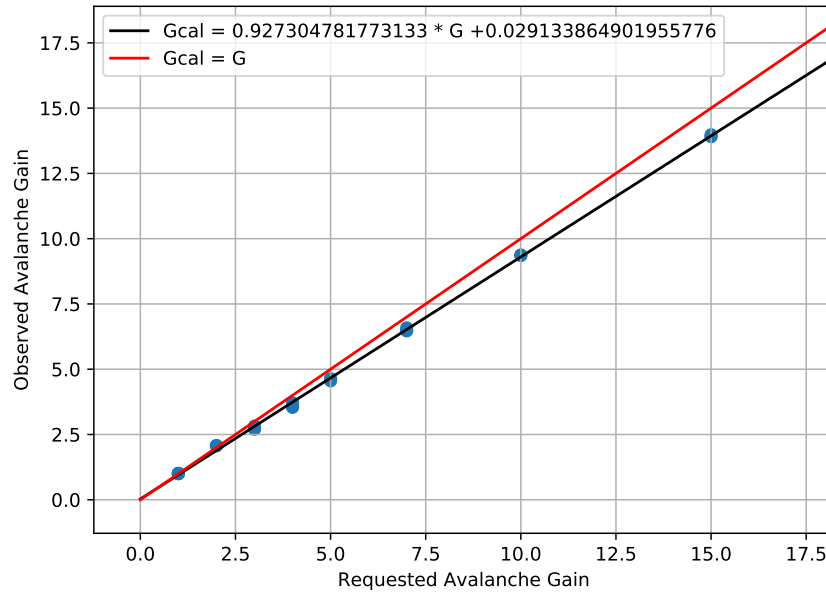


FIGURE iv.2 – Gain d’avalanche mesuré en fonction du gain calibré par le fabricant. Les points bleus représentent les données mesurées. La droite rouge est la relation 1 :1. La ligne noire est l’ajustement linéaire, excluant le gain unitaire

### iv.2.1 Configuration expérimentale

La difficulté pour mesurer la transmission de la caméra C-RED ONE est sa sensibilité, car il n’existe aucune diode calibrée sensible au même régime de flux en proche infrarouge que notre caméra. J’ai donc mis au point une procédure expérimentale permettant de faire cette mesure avec une diode calibrée moins sensible. La procédure expérimentale repose sur la dilution du flux prévisible selon la distance à la source du flux.

Comme le montre la Fig. iv.3, j’utilise un laser monochromatique à  $\lambda = 1550$  nm. Le choix de cette longueur d’onde se justifie par la constance de l’efficacité quantique apparente à cette longueur d’onde avec le gain d’avalanche (Fig. iii.10). Pour mesurer le flux émis par le laser j’ai utilisé une diode calibrée (modèle S132C) couplée à un appareil de mesure de puissance optique PM100A de THORLAB. Cette photodiode est sensible jusqu’à 5 nW. La sensibilité typique de la caméra C-RED ONE est de l’ordre de  $10^{-6}$  nW/pixel. Il nous faut donc bien une dilution entre la photo diode calibrée et la caméra, qui se fait à la fois par les rapports de surface de la diode et du pixel, et par la dilution du flux avec la distance.

La sortie de fibre est donc placée à une distance relativement importante de la caméra ( $L_p > 1$  m, la distance laser-pixel). La diode calibrée quant à elle est placée assez proche de la sortie de fibre, mais à une distance suffisante pour que la dilution du flux soit linéaire avec le carré de la distance ( $L_d =$  quelques dizaines de centimètres, la distance laser-diode).

De cette façon, le facteur de dilution ( $FD$ ) entre la diode et le pixel de la caméra est

$$FD = \frac{A_p \cdot L_d^2}{A_d \cdot L_p^2} \quad (\text{iv.1})$$

avec  $A_p$  l’aire d’un pixel ( $24 \mu\text{m}^2$ ) et  $A_d$  l’aire de la diode calibrée ( $(\frac{9.5}{2})^2 \cdot \pi \text{mm}^2$ ).

Pour avoir un contrôle partiel du flux du laser, on utilise un connecteur entre 2 fibres qui conduit la lumière du laser vers la sortie de fibre. En branchant plus ou moins les fibres au connecteur, on injecte plus ou moins de flux dans la fibre. Ce système ne permet pas de choisir avec précision le flux émis

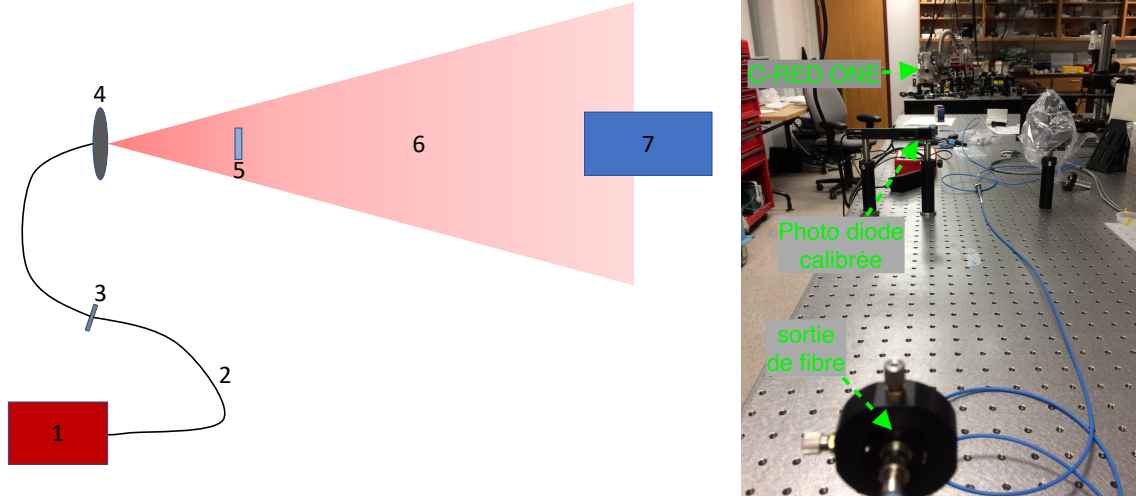


FIGURE iv.3 – à gauche, schéma de principe de la procédure expérimentale de mesure de la transmission. 1 : Laser monochromatique  $\lambda = 1.55 \mu m$ . 2 : fibre optique mono-mode. 3 : connecteur de fibre optique permettant un contrôle relatif du flux de sortie. 4 : porte fibre sans collimateur. 5 : Photo diode calibrée. 6 : Faisceau laser non collimaté. 7 : caméra C-RED ONE À droite, photo du montage.

par la fibre, mais ce même flux reste stable temporellement et peut donc être utilisé pour la mesure de transmission. De plus cela permet de prendre des mesures à des flux différents et également d'obtenir un flux assez faible pour ne pas saturer la caméra.

Pour mesurer la transmission, on mesure d'abord le flux du laser reçu sur la diode calibrée  $F_d$  en Watt. Puis on mesure le flux reçu par un pixel  $F_p$  en ADU/trame/pixel. Il faut ensuite convertir le flux  $F_p$  en Watt.

$$F_{pW} = \frac{F_p}{G} \cdot FPS \cdot E \quad (\text{iv.2})$$

avec

$$E = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (\text{iv.3})$$

où  $h = 6.68 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$ ,  $c = 3.0 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ , et  $G = G_{av} \cdot G_{sys}$  est le gain total de la caméra en ADU/e.

Ensuite, pour calculer la transmission, on a

$$F_{pW} = F_d \cdot FD \cdot T \quad (\text{iv.4})$$

où T est la transmission. Nous obtenons donc

$$T = \frac{F_{pW}}{FD \cdot F_d} \quad (\text{iv.5})$$

### iv.2.2 Vérification du facteur de dilution

J'ai d'abord vérifié que le facteur de dilution était correctement calculé en comparant le flux reçu par la diode à sa position pour la mesure de transmission et en la positionnant juste avant l'entrée de la caméra. Pour ces mesures,  $L_d = 0.250 \pm 0.005 m$  et  $L_{de} = 1.37 \pm 0.01 m$  la distance entre la sortie de fibre du laser et la diode calibrée à l'entrée de la caméra. Pour ce test, le facteur de dilution théorique

est  $FD_t = \frac{A_d}{A_d} \cdot \left(\frac{L_d}{L_{de}}\right)^2 = 0.0333$ . En effet, comme la surface de la diode calibrée de change pas, il ne s'agit que de la dilution induite par la position différente.

Pour le flux, j'ai effectué 7 mesures pour chacune des deux positions ; les résultats sont présentés dans le tableau [iv.1](#). J'ai alors pris la moyenne des flux à ces deux positions pour en déterminer le facteur de dilution mesuré  $FD_m = \frac{F_{de}}{F_d} = 0.0348$ . La différence entre le facteur de dilution calculé et le facteur de dilution mesuré est inférieur à 5% (4.3%). Cela est tout à fait acceptable pour la précision finale que nous souhaitons sur le calcul de la transmission ( $\approx 10\%$ ). Dans la suite, j'utilise le facteur de dilution théorique pour les nouvelles distances mesurées.

TABLE IV.1 – Mesure du flux pour la vérification du facteur de dilution  $FD$

$F_d$ (nW)	$F_{de}$ (nW)
330.7	11.8
327.2	11.3
327.3	11.1
329.6	11.4
330.0	11.4
326.3	11.3
319,0	11.4

Le tableau [iv.1](#) présente les mesures de flux effectuées lors de la vérification de calcul du facteur de dilution. L'erreur sur chacune de ces mesures est de  $\pm 0.5$  nW. Nous avons une moyenne de  $F_d = 327.26$  avec une variance  $V(F_d) = 13.41$ . Nous avons une moyenne sur  $F_{de} = 11.39$  avec une variance  $V(F_{de}) = 0.04$ .

### iv.2.3 Résultats de la mesure de transmission

Après cette vérification j'ai effectué les mesures de flux avec la caméra. Connaissant l'emplacement du détecteur de la caméra, j'ai mesuré qu'il y avait une distance de  $6.5 \pm 0.5$  cm entre le détecteur et l'emplacement la diode calibrée, à l'entrée de la caméra, pour la mesure de dilution. Nous avons donc  $L_d = 0.250 \pm 0.005m$  et  $L_p = L_{de} + 0.055 = 1.435 \pm 0.015m$  ce qui nous fait un facteur de dilution réel  $FD = 0.030$ .

J'ai mesuré le flux pour différents gains. Les 36 mesures ainsi que le résultat du calcul de transmission pour chaque mesure sont résumés dans le tableau [iv.2](#).

TABLE iv.2 – Mesure du flux pour la mesure de la transmission de la caméra MIRC-X

$G_{av}$	$F_d$ (nW)	$F_p$ (ADU/trame/pixel)	$Var(F_p)$	$Err(F_p)$	T (%)
1	329.1	522.9	540.2	23.2	49.0
1	327.4	520.6	520.6	23.4	49.1
1	325.2	518.5	536.8	23.2	49.2
1	323.3	518.4	543.0	23.3	49.5
1	323.0	518.7	559.7	23.7	49.6
1	324.2	519.2	530.1	23.0	49.4
2	324.8	1072.9	1486.7	38.6	51.0
2	324.3	1068.2	1485.2	38.5	50.8
2	322.3	1058.2	1476.2	38.4	50.7
3	320.0	1372.6	2597.8	51.0	44.1
3	310.0	1355.1	2561.2	50.6	45.0
3	307.5	1379.5	3874.0	62.2	46.1
4	320.1	1889.7	8422.3	91.8	45.5
4	330.0	1855.4	7324.3	85.6	43.4
4	333.3	1890.3	7917.9	89.0	43.8
5	335.5	2427.8	8082.4	89.9	44.7
5	331.6	2445.2	7141.4	84.5	45.5
5	334.8	2453.3	6658.6	81.6	45.2
7	329.4	3395.7	12369.7	111.2	45.4
7	330.8	3399.6	12444.0	111.6	45.3
7	324.8	3397.7	12403.7	111.4	46.1
10	321.4	4777.9	24349.2	156.0	45.9
10	321.5	4781.4	24349.0	156.0	45.9
10	320.8	4779.7	24299.8	155.9	46.0
15	320.2	7092.9	53445.3	231.2	45.6
15	322.0	7114.1	53575.8	231.5	45.5
15	320.7	7124.5	53664.1	231.7	45.7
20	50.6	1629.7	16918.4	130.1	49.7
20	50.2	1628.8	17016.5	130.4	50.1
20	49.3	1614.7	16792.8	129.6	50.5
60	46.7	4770.1	159278.7	399.1	52.5
60	46.5	4823.6	158062.7	397.6	53.4
60	48.3	4780.7	152930.7	391.1	50.9
40	49.0	3249.6	68521.3	261.8	51.1
40	45.2	3106.6	68156.4	261.1	53.0
40	47.5	3277.9	69571.1	263.8	53.2

Si on prend la moyenne de la transmission calculée, nous obtenons une transmission  $T = 48 \pm 3\%$ . L'incertitude donnée ici est l'incertitude statistique calculée à partir de la variance sur les 36 transmissions calculées. Ce résultat est en accord avec la transmission de 56 % théorique fourni par le fabricant (Transmission des filtres (81 %) x efficacité quantique (70 %))

### IV.3 MODÉLISATION DE LA DISTRIBUTION DU SIGNAL

La section [iv.1](#) présentait mon analyse du gain système et du gain d'amplification, basée sur une analyse classique. Cette analyse classique ne donne pas accès au facteur d'excès de bruit. Dans cette section, j'explore une autre méthode d'analyse, plus fondamentale, et basée sur une modélisation des histogrammes obtenus lors de la tentative de comptage de photons.

#### iv.3.1 Principe du modèle

Ces histogrammes (appelés H) sont caractérisés par quatre paramètres. Ces quatre paramètres sont le flux photonique ( $F$ ), le gain total ( $G$ ), l'ENF et la distribution du signal du courant d'obscurité. Les trois premiers ( $F$ ,  $G$ , ENF) sont des paramètres libres de mon modèle. Le dernier est obtenu grâce à l'histogramme du signal sans illumination, dont la courbe verte de la Fig. [iii.11](#) est un exemple.

Ce qui justifie l'utilisation de ce modèle est qu'à bas flux la proportion d'évènements à zéro photon soit suffisante pour pouvoir la distinguer, et ainsi contraindre la valeur du flux grâce à la distribution de Poisson associée. Si le flux est contraint, alors le gain total l'est aussi par l'équation [iii.19](#). Finalement, avec deux des trois paramètres contraints, le dernier (ENF) devrait l'être aussi, grâce à la forme générale de la distribution.

#### iv.3.2 Modèle du signal

Ce modèle peut être résumé par la formule

$$H = \overbrace{BKG(ADU, G)}^{(3)} * \sum_p \left[ \overbrace{P(p, F)}^{(2)} \cdot \overbrace{MC(ENF, \frac{ADU}{G})}^{(1)} \right], \quad (\text{iv.6})$$

où l'astérisque représente une convolution,  $BKG(ADU, G)$  est la distribution mesurée sans illumination,  $P(p, F)$  est la proportion d'évènements à  $p$  photons pour un flux moyen  $F$  et

$$MC = \overbrace{M(ENF, ADU/G) * M(ENF, ADU/G) * \dots}^{p-1 \text{ convolutions}} \quad (\text{iv.7})$$

est l'auto-convolution itérative de la distribution de gain  $M$  due au fait que chaque photon d'un évènement à  $p$  photons génère sa propre avalanche.

Le modèle est basé sur les hypothèses réalistes et suit les étapes suivantes :

1. Les gains d'amplification des photons individuels accumulés dans une trame avec  $p$  photons sont décorrélés. Par conséquent la distribution d'une trame à  $p$  photons est représentée par  $p - 1$  convolutions de la distribution de gains  $M$ .
2. Ces trames à  $p$  photons sont décorrélées, donc la distribution combinée est une somme pondérée par la distribution de Poisson pour le flux désiré.
3. Le flux du courant d'obscurité est additif et décorrélé du signal photonique avec illumination. Par conséquent la distribution donnée par l'étape précédente est convoluée par la distribution mesurée sans illumination.

Le point clé de ce modèle est la distribution de gains  $M$ . Celle utilisée pour cette étude est décrite dans la section suivante.

### iv.3.3 Recommandation pour le gain de distribution $M$

Comme montré dans la Sect. ii.2.2, le gain et l'ENF sont des propriétés intrinsèques de la distribution  $M$ . Dans mon modèle,  $M$  est la distribution du gain total  $G$ , et non uniquement la distribution du gain d'avalanche  $G_{av}$ , mais comme  $G = G_{sys} \cdot G_{av}$ , et que  $G_{sys}$  n'est qu'une constante, les équations ii.1 et ii.2 s'appliquent de la même manière pour  $G$  que pour  $G_{av}$ .

Dans la littérature, deux distributions sont principalement utilisées, la distribution Gaussienne et la distribution exponentielle décroissante. Une distribution purement Gaussienne (KARDYNAŁ, YUAN et SHIELDS, 2008) ne peut modéliser des distributions qu'à bas ENF (<1.2). Autrement la fraction d'amplification "négative" devient significative, ce qui n'est pas physique. Une distribution exponentielle décroissante (TSUJINO, AKIBA et SASAKI, 2009) possède quant à elle un ENF constant de 2.0, ce qui n'est pas approprié pour modéliser notre ENF de 1.25.

J'ai opté pour l'utilisation de la fonction Gamma. Cette distribution est classiquement utilisée pour modéliser les EMCCD (HIRSCH et al., 2013) et commence à être utilisée pour les e-APD. Elle décrit le processus de multiplication d'un photon à l'intérieur d'un pixel. La distribution Gamma est une distribution intrinsèquement asymétrique et définie sur  $\mathbb{R}^+$ . Elle est définie par deux paramètres positifs,  $k$  et  $\theta$  (voir annexe A.1). Le premier paramètre décrit la forme de la fonction alors que le deuxième décrit son étalement. Ces deux paramètres ont un lien direct avec l'ENF et  $G$ .

Pour cette distribution nous avons

$$G = \langle M \rangle = k\theta \quad (\text{iv.8})$$

et

$$\text{Var}(M) = k\theta^2. \quad (\text{iv.9})$$

De l'éq. ii.2, nous obtenons

$$\text{ENF} = 1 + \frac{\text{Var}(M)}{E(M)^2} = 1 + \frac{1}{k}. \quad (\text{iv.10})$$

Donc, de l'éq. iv.8 et iv.10, nous avons

$$k = \frac{1}{\text{ENF} - 1} \quad (\text{iv.11})$$

et

$$\theta = G(\text{ENF} - 1). \quad (\text{iv.12})$$

La distribution Gamma permet de couvrir l'intervalle des valeurs d'ENF entre 1 et  $+\infty$ . La figure iv.4 montre quatre exemples de distributions Gamma. Il est intéressant de remarquer que la distribution Gaussienne (en haut à gauche) et exponentielle décroissante (en bas à gauche) sont des cas particuliers de la distribution Gamma. En utilisant cette distribution j'inclus ainsi ces deux situations dans mon espace de paramètres.

### iv.3.4 Stratégie de minimisation

Mon modèle utilise trois paramètres libres  $F$ ,  $G$ ,  $\text{ENF}$  pour reproduire la distribution observée  $H(\text{ADU})$ . Comme la dégénérescence de ce modèle est inconnue, j'ai opté pour débiter par une minimisation par force brute en calculant le chi-carré réduit  $\chi_r^2$  entre les données et le modèle pour chaque point dans le cube  $(F, G, \text{ENF})$ . À la fin de la méthode de brute force, je lance une méthode de descente de gradient classique à partir des paramètres qui minimisent le  $\chi_r^2$  pour trouver les paramètres qui ajustent le mieux le modèle aux données.

Le processus entier sur 25 fichiers de données (différents flux et gains d'avalanche) prend environ 3 heures en prenant 25 points pour chaque paramètre sur la grille de minimisation de la méthode force brute. J'ai vérifié que cet échantillonnage est suffisant pour sonder la dégénérescence en procédant à la réduction sur certains fichiers de données avec 50 et 100 points pour chaque paramètre.



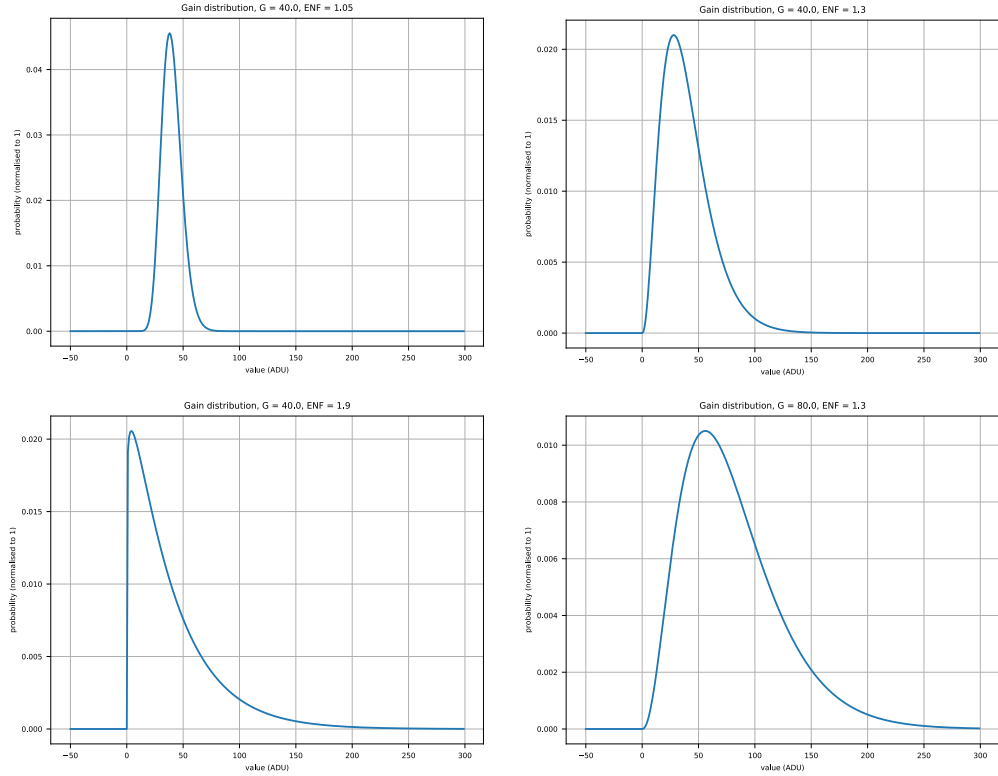


FIGURE iv.4 – Différents exemples de distributions de gains modélisées par la distribution Gamma. En haut à gauche : ENF = 1.05,  $G = 40$ . En haut à droite : ENF = 1.3,  $G = 40$ . En bas à gauche : ENF = 1.9,  $G = 40$ . En bas à droite : ENF = 1.3,  $G = 80$

### iv.3.5 Résultats de la minimisation

La figure iv.5 est un exemple des résultats de la minimisation pour un jeu de données à bas flux. La forme globale des données est reproduite de manière convaincante par la solution du meilleur ajustement. La solution est non dégénérée et il n'existe qu'un seul minimum de  $\chi_r^2$  pour chaque paramètre. Cela est dû à la proportion d'évènements à zéro photon qui est bien contrainte par le pic à zéro. Cela contraint donc le flux, ce qui contraint les deux autres paramètres, comme expliqué dans la section iv.3.

La figure iv.6 est un exemple des résultats de la minimisation pour un jeu de données à haut flux. Comme attendu, pour  $F > 3$  e/trame/pixel, on voit que la dégénérescence du modèle augmente significativement. Nous voyons sur la carte des  $\chi_r^2$  que nous n'avons qu'une limite basse sur  $F$ . Par conséquent, nous n'avons qu'une limite haute pour  $G$  et l'ENF est mal contraint. Les relations entre les différents paramètres suivent le comportement attendu. Le flux est proportionnel à  $\frac{1}{G}$  afin de retrouver le flux moyen en ADU,

$$F \cdot G = \langle ADU \rangle, \quad (\text{iv.13})$$

et le flux est proportionnel à l'ENF afin de retrouver la variance totale,

$$\frac{ENF}{F} = \frac{\text{Var}(ADU)}{\langle ADU \rangle^2}. \quad (\text{iv.14})$$

L'annexe A.2 montre des exemples de résultats des ajustements pour des données à faibles et forts gains, et pour des faible et forts flux. Le meilleur ajustement du modèle aux données reproduit ces données pour tous les flux et les gains. Cela confirme que la distribution Gamma est un modèle adéquat du processus d'amplification.

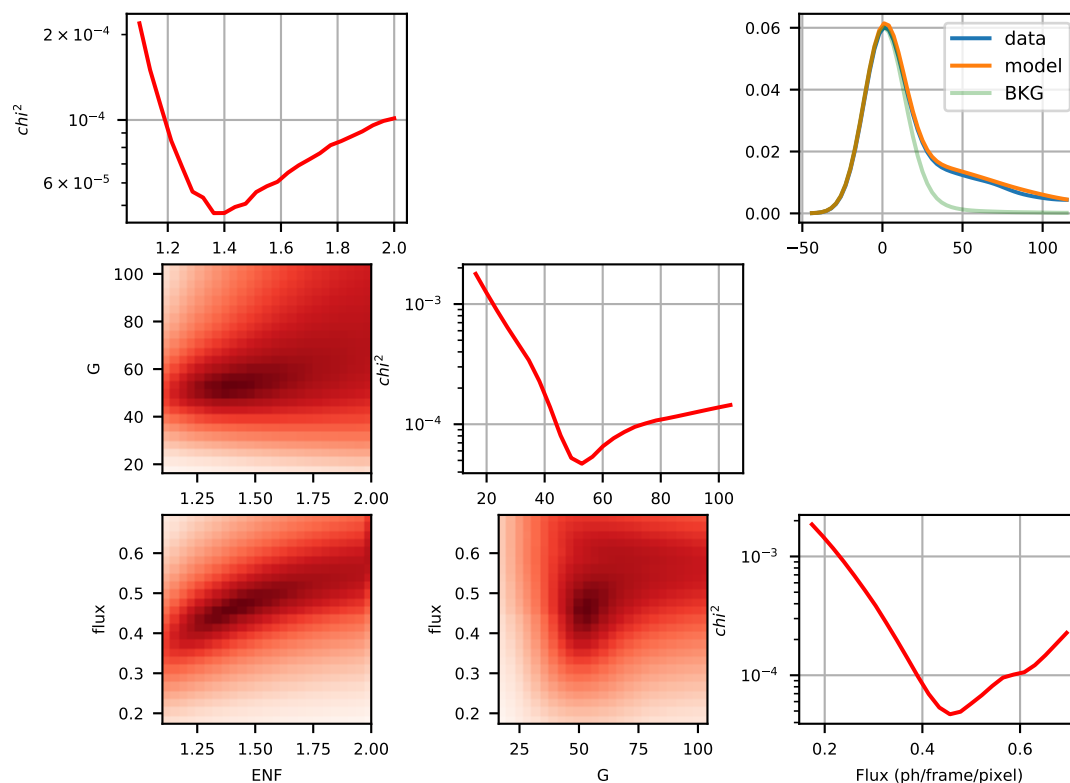


FIGURE iv.5 – Exemple de minimisation du  $\chi_r^2$  pour des données à bas flux. Cet exemple est pour un jeu de données avec un  $G_{man} = 102.7$ , le gain attendu par la calibration du fabricant. Les paramètres qui minimisent le  $\chi_r^2$  sont  $F = 0.46$ ,  $G = 52.2$ ,  $ENF = 1.38$ . **Diagonale.**  $\chi_r^2$  minimum en fonction de  $ENF$  (en haut à gauche), de  $G$  (au milieu) et de  $F$  (en bas à droite), les deux autres paramètres étant libres. **en bas à gauche.** Cartes des minimum de  $\chi_r^2$ . **En haut à droite.** Histogramme pour les données avec illumination en bleu, sans illumination en vert clair, et histogramme obtenu avec les paramètres qui minimisent le  $\chi_r^2$  en orange.

### iv.3.6 Résultat du modèle sur le gain

La figure iv.7 montre le gain du meilleur ajustement en fonction du gain calibré par le fabricant. La droite noire est un ajustement linéaire, alors que la droite rouge est celle que devrait suivre les points des données si le gain du fabricant était exact. Les différentes couleurs des points de données représentent différents flux estimés par l'ajustement du modèle. Les barres d'erreurs sont obtenues en prenant le minimum de  $\chi_r^2$ , en le multipliant par deux, puis en cherchant les gains minima et maxima pour lesquels nous obtenons cette valeur de  $\chi_r^2$ .

On voit que les résultats obtenus avec différents flux sont cohérents entre eux. L'ajustement linéaire donne un gain du meilleur ajustement de 0.55 fois le gain du fabricant. Dans la suite, j'appellerai ce rapport le facteur de gain ( $FG = \frac{G}{G_{man}}$ ). Ce facteur ne dépend ni du flux ni du gain total. On peut remarquer que plus le flux est élevé, plus la barre d'erreur est large. Cela est dû à la dégénérescence qui apparaît à haut flux. Il est intéressant de voir que le meilleur ajustement donne quand même un gain cohérent avec les flux plus bas. Cela vient certainement du fait que la stratégie de minimisation (force brute) assure de toujours converger vers le minimum global.

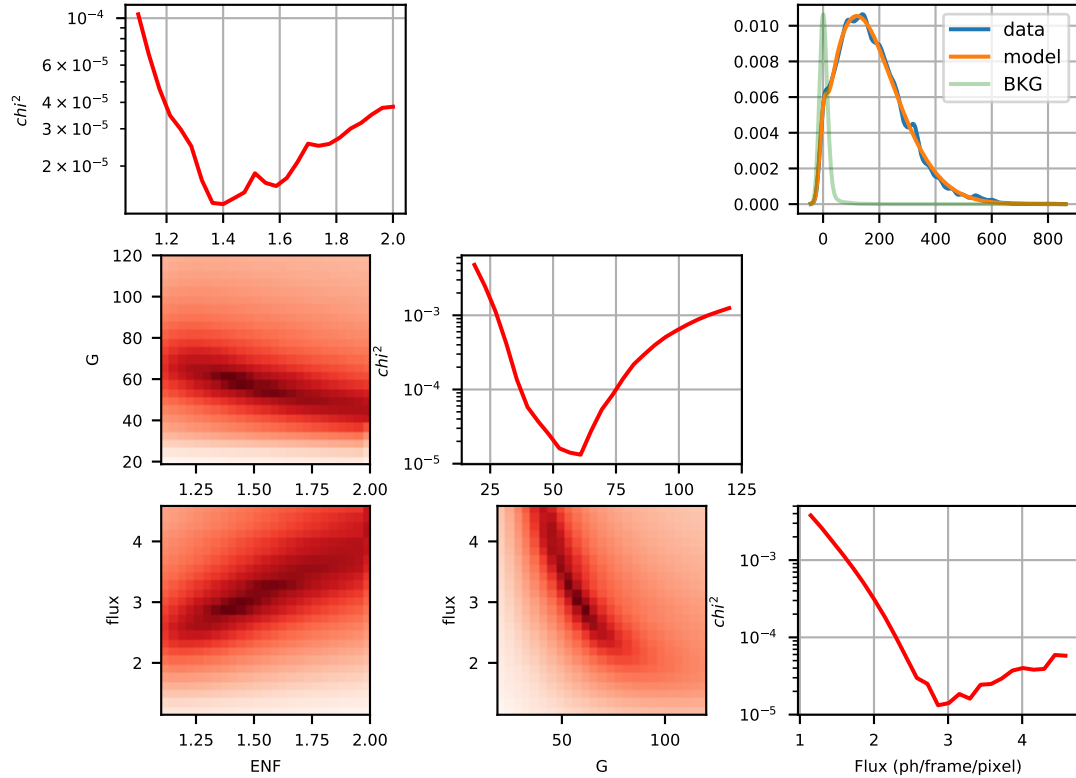


FIGURE iv.6 – Exemple de minimisation du  $\chi_r^2$  pour des données à fort flux. Cet exemple est pour un jeu de données avec un  $G_{man} = 118.5$

### iv.3.7 Résultat du modèle sur le facteur d'excès de bruit

La figure iv.8 montre l'ENF mesuré par le meilleur ajustement du modèle en fonction du gain du fabricant. La valeur médiane de l'ENF mesuré est  $1.49 \pm 0.12$ , ce qui est différent de l'ENF de 1.25 spécifié par le fabricant. Comme attendu, l'incertitude augmente pour les données à haut flux mais les barres d'erreurs, obtenues par la même méthode que celles des gains, restent compatibles avec la valeur médiane.

## IV.4 RÉSULTATS

Dans les sections précédentes, j'ai effectué plusieurs mesures des caractéristiques de la caméra. Dans cette section je vais comparer les résultats de ces différentes mesures entre elles, mais également avec celles du fabricant.

### iv.4.1 Gain

#### iv.4.1.1 Comparaison du gain estimé par PTC et du gain estimé par modélisation

J'ai mesuré le gain de deux façons différentes.

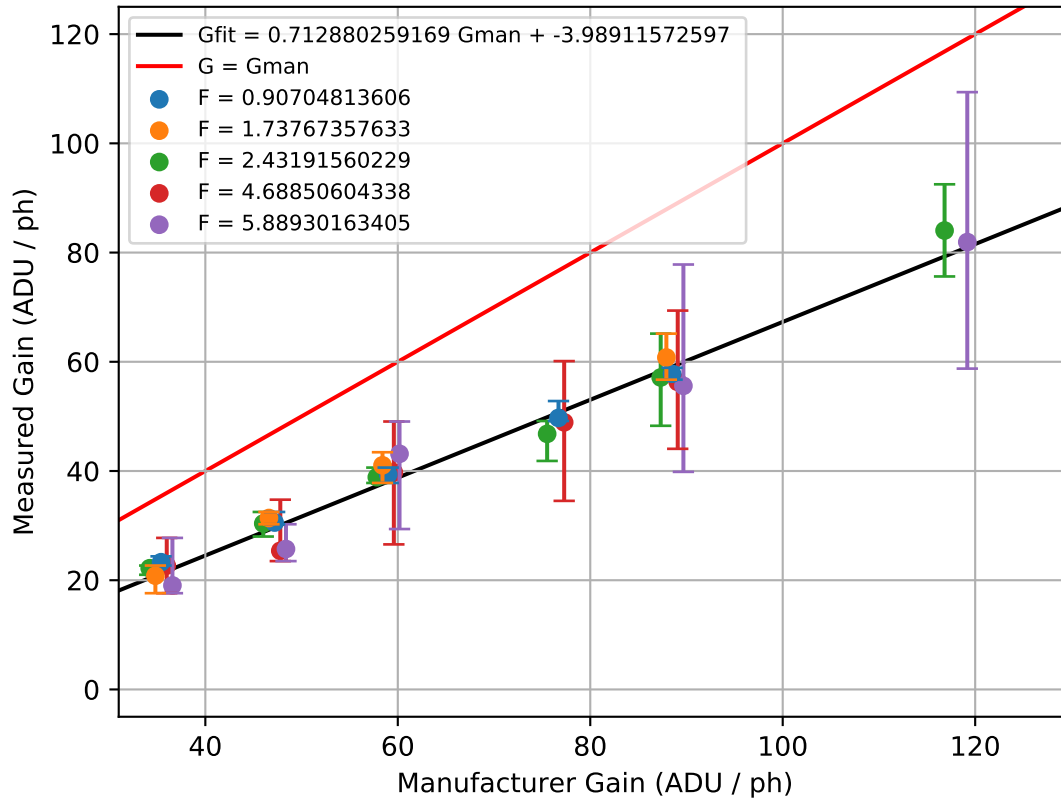


FIGURE iv.7 – Gain du meilleur ajustement en fonction du gain du fabricant.

Pour la première, j'ai mesuré séparément le gain système et le gain d'avalanche. De ces mesures (sections iv.1.1 et iv.1.3.2) on tire  $G_{sys} = 0.49$  à comparer au 0.77 calibré par le fabricant et un rapport entre  $G_{av}$  mesuré et celui de fabricant de 0.93. En combinant ces différences, on trouve un facteur de gain  $FG = \frac{0.49}{0.77} \cdot 0.93 = 0.59$  pour le gain total.

La deuxième méthode consiste à comparer un modèle avec des données. J'ai effectué l'analyse présentée en section iv.3.6 sur plusieurs pixels (voir résultats en annexe A.3) j'obtiens en moyenne  $FB = 0.53 \pm 0.04$ .

On voit que les résultats de ces deux mesures indépendantes sont cohérentes entre elles. De plus ces résultats montrent un gain significativement différent de celui annoncé par le fabricant. On peut également remarquer que la différence semble surtout venir d'une erreur sur la mesure du gain système du fabricant (0.79).

#### iv.4.1.2 Analyse des documents du fabricant

Après analyse détaillée du document de caractérisation du fabricant, j'ai réussi à comprendre d'où cette erreur venait. Le fabricant a tracé le bruit (et non la variance) en fonction de la moyenne du signal, en échelle logarithmique, comme voulu par la méthode de la PTC. Il a ensuite effectué un ajustement de la partie linéaire de la PTC avec la formule

$$y = a x^{1/2} \quad (\text{iv.15})$$

où  $y$  est le bruit et  $x$  est la moyenne du signal. Le fabricant a considéré le coefficient  $a$  de l'ajustement comme le gain système en ADU/e, comme s'il s'agissait de la méthode moyenne-variance. Or, lorsque

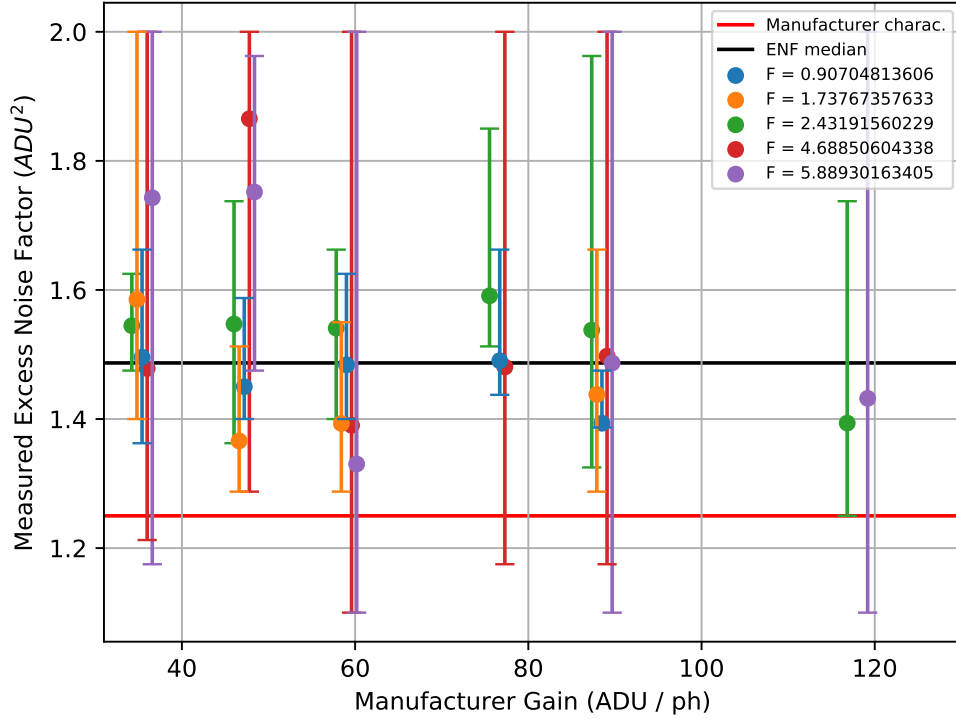


FIGURE iv.8 – ENF du meilleur ajustement en fonction du gain du fabricant.

l'on utilise la méthode de la PTC, le gain système est retrouvé en effectuant un ajustement avec la formule

$$y = a x^{1/2} + b \quad (\text{iv.16})$$

avec le gain  $G = 10^{a/b}$  en ADU/e, comme expliqué dans BOHNDIEK et al., 2008.

Si on essaie de retrouver le gain système avec les résultats provenant des documents du fabricant, il faut essayer de retrouver la méthode moyenne-variance avec les résultats donnés, car nous n'avons pas le coefficient  $b$  qui nous permettrait de directement appliquer la formule de la méthode PTC. Dans la suite je vais considérer  $b = 0$ .

Pour la méthode moyenne-variance on cherche à ajuster

$$y' = a' x' + b' \quad (\text{iv.17})$$

où  $y'$  est la variance et  $x'$  est la moyenne du signal. La coefficient  $a'$  est alors directement le gain en ADU/e. Le fabricant a alors tracé

$$\sqrt{y'} = y = \sqrt{a' x} = (a' x)^{1/2} = a'^{1/2} x^{1/2}. \quad (\text{iv.18})$$

On voit alors que le coefficient ajusté par le fabricant est

$$a = a'^{1/2}, \quad (\text{iv.19})$$

et donc

$$a' = a^2. \quad (\text{iv.20})$$

Pour retrouver une estimation du gain système avec les données du constructeur, nous devons donc prendre le carré du coefficient  $a = 0.77$  trouvé par le fabricant. On a donc  $G_{sys} = 0.77^2 = 0.59$ . Cela se

rapproche plus du 0.49 que j'ai mesuré. Comme il ne s'agit que d'une estimation du gain système par les calibrations du fabricant, avec un ajustement linéaire forçant le passage de l'ajustement à l'origine ( $b = 0$ ), cela peut en partie expliquer la différence toujours existante entre ces deux résultats.

En prenant en compte ce nouveau gain du fabricant, le facteur de gain déterminé à l'aide de mon modèle devient  $FB = 0.71$ . Il reste donc une différence entre les gains mesurés et ceux du fabricant. Cette différence peut s'expliquer par la non linéarité du détecteur. En reprenant les valeurs des points de données du fabricant, et en effectuant un ajustement avec la méthode moyenne-variance, suivant la portion de la courbe sur laquelle nous faisons notre ajustement, la mesure du gain système varie de 0.42 à 0.61.

#### iv.4.1.3 Analyse du résultat du gain d'avalanche

Pour calibrer le gain d'avalanche, le fabricant a utilisé une méthode différente de celle que j'ai employée (sect. iv.1.3.1). Sa méthode se base sur la méthode de moyenne-variance pour une multitude de valeurs de gains d'avalanche et en interpolant ces résultats pour les gains d'avalanche intermédiaires. Ma mesure de calibration de gain d'avalanche montre des résultats relativement similaires, avec une différence constante avec le gain d'avalanche, avec un rapport de 0.93 entre le gain de fabricant et celui que je mesure. Cette différence est assez petite pour qu'elle puisse être due à la non linéarité du détecteur. On peut donc penser que cela valide la méthode du fabricant.

### iv.4.2 Analyse du résultat du facteur d'excès de bruit

#### iv.4.2.1 Comparaison de l'ENF avec la littérature

Pour le facteur d'excès de bruit, seule l'utilisation de modèles me permet de le caractériser. En effectuant l'analyse présentée dans la section iv.3.7 sur plusieurs pixels, comme pour le gain, j'obtiens une moyenne de  $ENF = 1.47 \pm 0.03$  (voir annexe A.3 pour les détails des résultats). La différence entre ma mesure d'ENF et celle rapportée dans la littérature est frappante. FINGER et al., 2016, mesurent un ENF de 1.3 à 90 K et de 1.1 à 40 K. Le fabricant se base sur ces résultats pour estimer l'ENF de la caméra C-RED ONE à 1.25 avec une température de fonctionnement de 80 k. Dans cet article, la méthode pour mesurer l'ENF est indépendante du modèle de la distribution du gain. L'illumination est contrôlée en utilisant une source de type corps noir en face du détecteur. FINGER et al., 2016, comparent le bruit du signal enregistré par le détecteur à celui attendu pour le flux contrôlé.

L'étude détaillée d'un détecteur MARK13 SAPHIRA présentée dans ATKINSON et al., 2018, donne des indices intéressants sur l'ENF. La figure 6 de cet article présente un histogramme du signal du détecteur avec un flux très faible (environ 0.1 photon/trame/pixel). L'histogramme présente un pic à la position des événements à zéro photon et une queue pour les événements avec au moins un photon. Comme dans mes mesures, il n'y a pas de séparation entre ces deux distributions.

La figure iv.9 présente les résultats de la minimisation de  $\chi_r^2$  entre mon modèle et les données extraites de la figure 6 de ATKINSON et al., 2018. Le modèle reproduit bien la forme de l'histogramme des données. L'ENF résultant est de 1.45, en accord avec les résultats sur mes propres données.

#### iv.4.2.2 Effet du choix du modèle de distribution de gain

La différence entre mes résultats et la littérature pourrait s'expliquer par le choix arbitraire d'une distribution de gain  $M$  dans mon modèle. J'ai aussi essayé un modèle Gaussien défini sur  $\mathbb{R}^+$ . L'ENF résultant (1.53) ne diffère pas beaucoup de celui obtenu avec la distribution Gamma.

#### iv.4.2.3 Effet des photons infrarouges sur l'ENF

Une autre possibilité est que l'illumination contiendrait des photons à plus haute longueur d'onde. Ces photons seraient absorbés plus en profondeur dans le pixel et potentiellement dans la région de multiplication. Cela créerait un signal moins amplifié, étalant la distribution de gain. Mais comme expliqué dans la section ii.3.1, ma configuration optique disperse le spectre de la source blanche. En

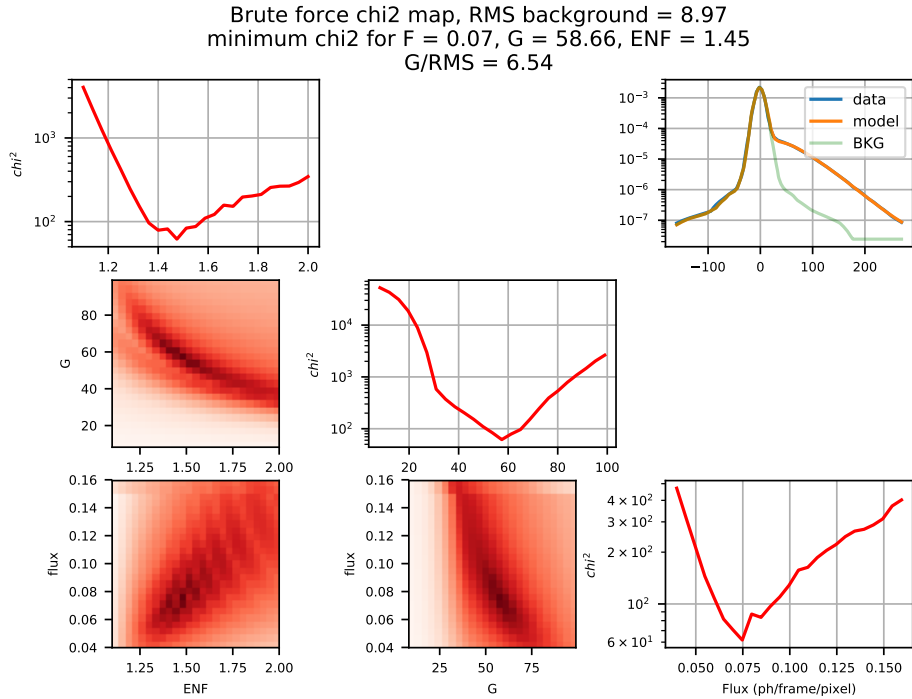


FIGURE iv.9 – Résultats de la minimisation du  $\chi^2$  pour les données provenant de la Fig.6 de ATKINSON et al., 2018

me basant sur la calibration spectrale de l'instrument, je suis sûr que les pixels considérés pour cette étude ne reçoivent que des photons ayant des longueurs d'onde entre 1.55 et 1.6  $\mu\text{m}$  en provenance de la source. Je rappelle que les photons du fond thermique sont déjà pris en compte dans l'histogramme sans illumination.

#### iv.4.2.4 Brouillage temporel dû à la réponse du détecteur

Une autre hypothèse serait que le signal est temporellement brouillé. Dans FINGER et al., 2016, le temps de réponse du détecteur est de l'ordre de 1 ms. Comme la mesure de l'ENF dans cet article est effectué à 1 kHz, le signal ne serait pas brouillé. Dans mon expérience, j'ai pris des données à 1.9 kHz, ce qui est plus rapide que la réponse du détecteur. Cela pourrait expliquer l'étalement du signal indiqué par la valeur supérieure de l'ENF que je mesure. Mais il est revendiqué dans ce même article que le temps de réponse du détecteur est dominé par la migration de l'électron dans le substrat, et non par le processus d'avalanche. Par conséquent, cela ne ferait que retarder le signal, pas le brouiller.

Un autre brouillage peut apparaître à cause de notre mode de lecture particulier, pour les photons arrivant entre les lectures consécutives du pixel. Ceux-ci seraient alors moyennés dans le calcul de la trame. La caméra lit une ligne entière plusieurs fois avant de passer à la lecture de la ligne suivante et moyenne ces lectures. Comme pour mes données 20 lignes étaient lues, cela signifie que 5% des photons sont brouillés de cette façon. C'est trop peu pour expliquer la différence entre la valeur d'ENF que je trouve et celle de la littérature. De plus, un tel effet étalerait la distribution de gain vers des valeurs plus faibles car un même signal sera découpé. Il n'étalerait pas la distribution vers des valeurs plus élevées comme vu sur la figure 6 de ATKINSON et al., 2018 et dans mes résultats, illustré par la partie droite des histogrammes du signal.

#### iv.4.2.5 Hypothèse d'une variation de l'ENF avec le flux

La dernière possibilité est que les résultats existants dans la littérature ont été obtenus à un flux relativement élevé (plusieurs dizaines de photons/trame/pixel), alors que les miens ont été obtenus





10 FPS, il reste des artefacts du signal parasite. Mais globalement le filtrage fonctionne sur le reste de la carte, avec un courant d'obscurité constant quelque soit la cadence de lecture. On voit que le courant d'obscurité diminue entre le gain d'avalanche 1 et le gain d'avalanche d'environ 10. Puis le courant d'obscurité augmente avec le gain d'avalanche, comme attendu suite à l'effet du "tunneling" (voir sect. [iii.2.4](#)).

#### iv.4.4 Courant d'obscurité minimum

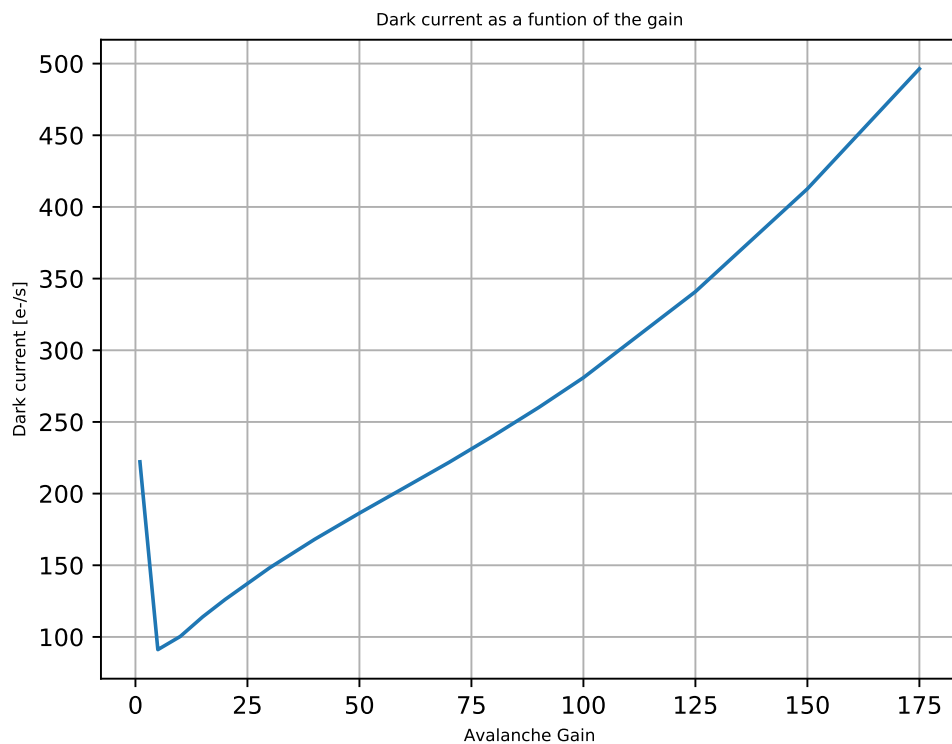


FIGURE iv.11 – Courant d'obscurité du détecteur en fonction du gain d'avalanche, pour une cadence de lecture de 2.9 FPS, après correction du gain et filtrage du signal parasite.

La figure [iv.11](#) est le courant d'obscurité en fonction du gain d'avalanche, avec le gain total corrigé et filtrage du signal parasite. On voit que la courbe a la même forme que celle de la figure [iii.4](#). Cela est normal car la correction du gain total ne va que multiplier le résultat trouvé précédemment par le *FB*. Je ne corrige pas le gain d'avalanche car les résultats de la calibration du gain d'avalanche (sect. [iv.1.3](#)) ne diffèrent pas beaucoup de ceux calibrés par le fabricant. Le minimum de courant d'obscurité est donc toujours pour un gain d'avalanche de 5, mais cette fois-ci la valeur de ce courant d'obscurité est d'environ 90 e/s.

En calculant le fond thermique théorique avec la transmission mesurée en section [iv.2](#), nous avons un nouveau fond thermique théorique de 80 e/s. Le courant d'obscurité minimum de 90 e/s est donc maintenant compatible avec le fond thermique théorique. On peut même en conclure qu'au gain d'avalanche de 5, le courant d'obscurité est dominé par le flux du fond thermique.

### iv.4.5 Bruit

En effectuant les mesures indépendantes précisées dans ce chapitre, j'ai plusieurs méthodes pour mesurer le bruit du détecteur.

#### iv.4.5.1 Carte de bruit corrigée

La première est de recréer la carte de bruit (Fig. iii.5), mais en prenant en compte le gain total mesuré et en filtrant le signal parasite. Pour le gain, j'ai utilisé le résultat du modèle car il est obtenu à des flux typiques de ce que l'on obtient en opération sur le ciel. Pour le filtrage du signal parasite, j'utilise le filtrage par fréquence temporelle.

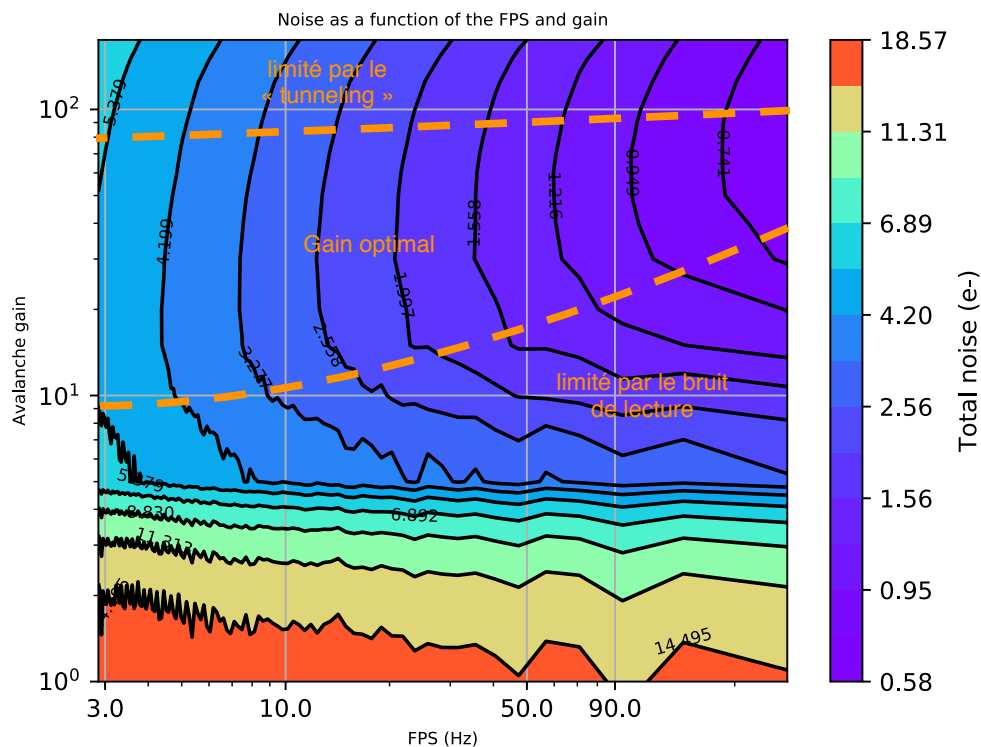


FIGURE iv.12 – Carte du bruit total avec gain corrigé et filtrage du signal parasite

La figure iv.12 est la carte de bruit total de la caméra. Contrairement à la figure iii.5, l'effet du signal parasite n'est plus visible, à part pour d'éventuels légers artefacts à bas gain et haute cadence de lecture. La première chose que l'on peut noter est qu'il existe une zone où le bruit est plus bas qu'un électron/trame/pixel, ce qui était l'un des buts de cette caméra. Cette zone est située entre 20 et 175 de gain d'avalanche et pour des cadences de lecture supérieures à 90 FPS. On remarque que pour  $G_{av} \leq 5$  le bruit est relativement constant en fonction de la cadence de lecture. Cela signifie que la caméra est limitée par le bruit de lecture. Pour des gains d'avalanche entre 5 et 10 le bruit commence à changer avec la cadence de lecture, surtout pour les cadences de lecture inférieures à 10 FPS. Cela veut dire que la caméra commence à être limitée par le courant d'obscurité, mais le bruit de lecture n'est toujours pas négligeable. Pour ces gains d'avalanche la caméra est toujours limitée par le bruit de lecture pour les cadences de lecture supérieures à 50 FPS.

Pour les gains d'avalanche situés entre 10 et 100, plus on augmente le gain d'avalanche, plus la limite de cadence de lecture pour laquelle la caméra devient limitée par le courant d'obscurité est élevée. Cette limite est montrée par la ligne en pointillés orange la plus basse. Pour les gains d'avalanche

entre 60 et 100, la caméra est toujours limitée par le courant d'obscurité pour la cadence de lecture maximum (284 FPS).

On remarque que pour  $G_{av} > 100$  le bruit commence à augmenter. La ligne en pointillés oranges la plus haute montre cette limite en fonction de la cadence de lecture. Cela est dû à l'augmentation du courant d'obscurité avec le gain d'avalanche, à cause de l'augmentation du "tunneling" expliqué sect. [iii.2.4](#).

#### iv.4.5.2 Bruit apparent sous Poissonien

Intéressons-nous maintenant au bruit apparent sous Poissonien présenté en section [iii.2.3](#). Sur la figure [iv.12](#), on a pour la cadence de lecture la plus faible (2.9 FPS) un bruit minimum de 5.6 e. Cela correspond à un flux associé de  $5.6^2 \cdot 2.9 \simeq 91 e/s$ . Ce résultat est le même que le minimum de courant d'obscurité de la figure [iv.11](#), que l'on considère comme venant uniquement du fond thermique. Cela confirme que la caméra est limitée par le courant d'obscurité, mais précise que celui-ci est largement dominé par le fond thermique dans ces conditions d'utilisation de la caméra. Ce résultat nous permet également de réconcilier le bruit mesuré avec la statistique de Poisson.

Cependant, le bruit pour  $G_{av} > 70$  est toujours plus bas que le bruit de poisson attendu pour le courant d'obscurité correspondant. Par exemple, au gain d'avalanche de 80 et 2.9 FPS, je mesure  $\simeq 260 e/s$ , donc  $\simeq 90 e$ . Le bruit de Poisson attendu est de  $\sqrt{90} \simeq 9.5 e$ . Mais le bruit mesuré est égal à 5.6 e. Ce résultat peut être dû au fait qu'une partie du signal pourrait être moins amplifiée, comme proposé en sect. [iii.4.2.1](#).

## IV.5 CONCLUSION SUR LA MESURE FINALE DES CARACTÉRISTIQUES DE LA CAMÉRA DE MIRC-X

Dans ce chapitre, je montre que le gain calibré par le fabricant est erroné, et je calcule de deux manières indépendantes le gain réel de la caméra. Je présente un modèle du signal des détecteurs e-APD, qui me permet de conclure que l'ENF de la caméra de MIRC-X, en opération, n'est pas le même que celui annoncé par le fabricant. Grâce à cela, je retrouve des caractéristiques de bruit et de courant d'obscurité cohérents.

Les résultats de la caractérisation de la caméra de MIRC-X sont résumés dans le tableau [iv.3](#).

TABLE iv.3 – Caractéristiques des caméras C-RED ONE de MIRC-X

Caractéristiques	Valeurs
Vitesse de lecture en observation	280 images/s
Bruit total pour 1 trame, regardant une scène à 300 K, $G_{av} = 80$	0.58 e/pixel
Transmission totale de la caméra (à 1.55 $\mu\text{m}$ )	48 %
Facteur d'excès de bruit (ENF)	1.47
Gain système	0.49 ADU/e







---

## CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

---

### Sommaire

---

v.1	Comparaison avec la caméra PICNIC . . . . .	72
v.2	Quelles seraient les améliorations possibles pour l'instrument MIRC-X/MYSTIC? . .	73
v.2.1	Implémentation d'un cryostat . . . . .	73
v.2.2	Amélioration du détecteur e-APD . . . . .	73
v.3	Conséquence générale sur la possibilité du comptage de photons . . . . .	74
v.3.1	Comptage proportionnel impossible . . . . .	74
v.3.2	Détection d'un photon possible par utilisation d'un seuil . . . . .	74

---

## V.1 COMPARAISON AVEC LA CAMÉRA PICNIC

L'ajout de la caméra C-RED ONE est le principal élément d'amélioration des performances de l'instrument MIRC en MIRC-X. Pour conclure sur la réussite de cette amélioration, j'ai simulé le rapport signal à bruit (SNR) de des instruments MIRC et MIRC-X pour deux situations réalistes. La première situation est l'observation d'un objet peu brillant (flux of 0.1 e/pixel/ms) et non résolu par l'interféromètre ( $V = 0.9$ ). C'est le cas typique des étoiles massives. Les étoiles massives sont l'objectif principal de cette thèse. Le contraste des franges pour ces objets est souvent élevé (proche de 1) car ce sont des objets non résolus. Pour le deuxième cas j'ai simulé un objet brillant avec un flux typique de 100 e/pixel/ms, et résolu. Ces objets-là ont un contraste de frange très bas ( $V = 0.01$ ), comme pour les observations de surfaces stellaires totalement résolues. Le bruit du détecteur et du fond thermique de la caméra PICNIC utilisée dans l'instrument MIRC et de la caméra C-RED ONE de MIRC-X sont estimés à partir de mesures faites lors d'expositions en observant une scène à température ambiante. Le gain d'avalanche utilisé pour la C-RED ONE est de 60. Il s'agit du gain avec le meilleur compromis entre le bruit de lecture et le bruit ajouté par le "tunneling" (voir Fig. iv.12). J'ai utilisé le résultat de la mesure de l'ENF (sect. iv.4.2.1) de 1.47 pour la caméra C-RED ONE alors que pour la caméra PICNIC, qui n'a pas de processus d'avalanche, j'ai fixé l'ENF à 1 (pas de bruit ajouté). Pour les deux caméras le signal des franges est codé sur 100 pixels. Les résultats sont montrés sur la figure v.1.

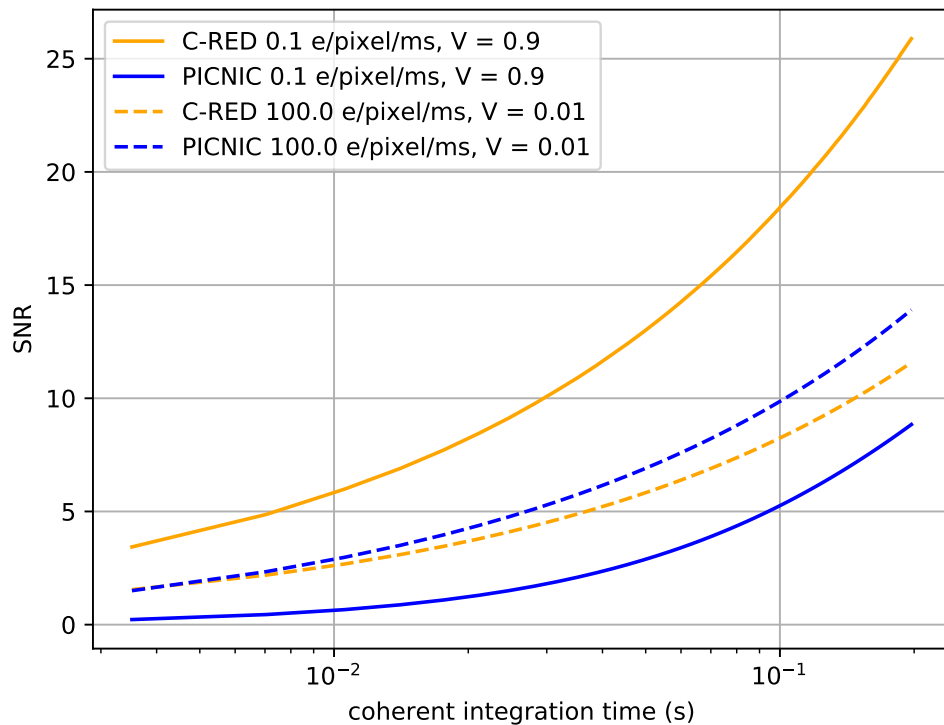


FIGURE v.1 – Simulation du SNR en fonction du temps d'intégration cohérent pour deux cas opérationnels de flux et de contraste des franges, pour la précédente caméra PICNIC de MIRC et la nouvelle caméra C-RED ONE de MIRC-X

La limite opérationnelle pour la détection des franges est défini par  $SNR > 3$ . Dans le cas du régime bas flux, la simulation montre une amélioration d'un ordre de grandeur en terme de temps d'intégration nécessaire entre la caméra PICNIC et la caméra C-RED ONE. Cela correspond à un gain en sensibilité de 2.5 magnitudes. Dans le cas du régime à fort flux, la caméra PICNIC est plus efficace mais la différence est minime en terme de magnitude limite. Dans le cas spécifique de moyennner

plusieurs expositions sur des étoiles brillantes avec le but d'obtenir un haut SNR, la caméra PICNIC reste théoriquement avantageuse car elle ne souffre pas du facteur d'excès de bruit. Cependant cela n'est pas vrai en pratique car d'autres effets deviennent rapidement dominants, comme le bruit de piston de l'atmosphère ou la précision de la calibration.

Les résultats de cette simulation sont comparables avec les résultats obtenus sur le ciel jusque là. La magnitude limite de l'instrument MIRC avec l'ancienne caméra PICNIC était de  $H \simeq 5.5$ . Depuis l'installation de la caméra C-RED ONE, il a été possible d'observer plusieurs YSOs à des magnitudes de  $H \simeq 7.5$ . Globalement, en termes de productivité scientifique pour MIRC-X, le gain en sensibilité obtenu à des régimes bas flux surpasse largement la perte à régime haut flux.

## V.2 QUELLES SERAIENT LES AMÉLIORATIONS POSSIBLES POUR L'INSTRUMENT MIRC-X/MYSTIC ?

La section précédente nous montre que MIRC-X apporte déjà un gain en sensibilité considérable. Mais la sensibilité reste un problème majeur pour élargir les applications astrophysiques de l'interférométrie à longue ligne de base dans le proche infrarouge. Il reste donc des améliorations à apporter pour repousser les limites de l'instrument MIRC-X. Dans cette section je vais présenter des pistes d'amélioration pour le futur de cet instrument.

### v.2.1 Implémentation d'un cryostat

Premièrement, on voit qu'avec la caméra C-RED ONE, nous ne sommes plus limités par les performances du détecteur, mais par le flux du fond thermique (cf. Fig iv.12). Une piste d'amélioration envisageable serait d'installer l'instrument MIRC-X dans un cryostat, ce qui diminuerait considérablement le fond thermique perçu par la caméra, et donc de réduire sa contribution au bruit total de la caméra.

Ce concept sera bientôt testé par l'instrument MYSTIC, utilisant lui-même une caméra C-RED ONE, mais dont les optiques seront installées dans un cryostat. Cette étape est nécessaire pour l'instrument MYSTIC, car celui-ci observera en bande K, et la contribution du fond thermique dans cette bande spectrale est bien trop importante à température ambiante.

### v.2.2 Amélioration du détecteur e-APD

Si l'on diminue le fond thermique, ce sera à nouveau le détecteur qui limitera la sensibilité de l'instrument. Une nouvelle piste d'amélioration de l'instrument MIRC-X serait d'améliorer la technologie e-APD de son détecteur.

L'une des limitations du détecteur e-APD de la caméra C-RED ONE est l'effet de tunneling, qui rend les gains d'avalanche supérieurs à 100 moins efficaces. Il faudrait alors combattre cet effet pour que sa contribution au bruit total du détecteur ne désavantage plus autant l'utilisation de ces gains d'avalanche.

Une dernière piste d'amélioration serait de réduire le facteur d'excès de bruit suffisamment pour que l'on puisse faire du comptage de photons proportionnel. Cela ferait rentrer l'interférométrie longue ligne de base dans des utilisations et avec des limitations totalement différentes de ce que l'on a jusque là.

À ma connaissance, les efforts d'améliorations de la technologie e-APD vont plutôt dans le sens d'augmenter le format du détecteur, plutôt que d'améliorer ses performances dans le format déjà existant.



### V.3 CONSÉQUENCE GÉNÉRALE SUR LA POSSIBILITÉ DU COMPTAGE DE PHOTONS

L'engouement pour la caméra C-RED ONE vient du bruit de lecture inférieur à l'électron. Cela amène à envisager l'utilisation de cette caméra pour faire du comptage de photons. Avec la caractérisation de cette caméra que j'ai effectué au cours de ma thèse, je peux conclure sur les capacités de cette caméra à être utilisée pour du comptage de photons.

#### v.3.1 *Comptage proportionnel impossible*

Pour effectuer du comptage de photons proportionnel, il faut séparer les distributions des différents nombres de photons dans une trame. Les résultats présentés dans la section [iii.3](#) montrent que cette capacité n'est en fait pas possible avec la caméra C-RED ONE. Il se trouve qu'avec l'ENF annoncé de 1.25 cela aurait été difficile (GACH, 2018). Mais en plus de cela, les résultats de la section [iv.3.7](#) montrent que l'ENF de notre caméra C-RED ONE pourrait finalement être plus élevé que celui annoncé, avec un ENF de 1.47.

#### v.3.2 *Détection d'un photon possible par utilisation d'un seuil*

Nous pouvons voir sur la figure [iii.11](#) qu'à faible flux, nous pouvons distinguer en partie la distribution des évènements à zéro photon et la distribution des évènements à un photon ou plus. En mettant en place un seuil, on pourrait détecter la présence d'un photon (ou plus) dans chaque trame. Nous n'avons pas implémenté cette possibilité dans le logiciel de réduction de données. En effet, lorsque les données contiennent une proportion significative de trames avec deux photons ou plus, un tel seuil complique énormément le débiaisement du signal du "bi-spectre", impliquant une mesure de la clôture de phase plus compliquée. Une discussion détaillée de l'impact de la mesure statistique sur le "bi-spectre" des franges peut être trouvée dans [BASDEN et HANIFF \(2004\)](#), [GORDON et BUSCHER \(2012\)](#), et [GARCIA et al. \(2016\)](#). À noter, notre compréhension de la statistique du signal utilisé dans le modèle dans la présenté dans la section [iv.3](#) est utilisée pour le débiaisement du "bi-spectre" qui est en train d'être implémenté dans le pipeline de réduction de données.





PARTIE 2 : ÉTUDE STATISTIQUE DE LA MULTIPLICITÉ DES  
ÉTOILES MASSIVES



---

**OBSERVATION DES ÉTOILES MASSIVES**

---

**Sommaire**

---

VI.1	État de l'art des observations interférométriques . . . . .	80
VI.1.1	SMASH+ . . . . .	80
VI.1.2	ORION . . . . .	81
VI.1.3	Relevé dans l'hémisphère nord avec CHARA . . . . .	82
VI.2	Observations des étoiles O avec MIRC-X . . . . .	82
VI.2.1	Contraintes . . . . .	82
VI.2.2	Liste du grand relevé . . . . .	83
VI.3	Observations . . . . .	89
VI.3.1	Nécessité du relevé de démonstration . . . . .	89
VI.3.2	Stratégie d'observations . . . . .	89
VI.3.3	Log des observations . . . . .	89
VI.3.4	Démonstration d'une magnitude limite de $H = 8$ . . . . .	90

---

Dans la partie précédente, nous avons vu l'amélioration en sensibilité que pouvait apporter la caméra C-RED ONE, en permettant des observations jusqu'à  $H = 7.5$ . Cette magnitude limite permet d'observer un nombre suffisant d'étoiles de type O pour réaliser une étude statistique des paramètres de multiplicité des étoiles massives.

Comme rappelé dans la section introductive (sect.i.1.5), l'interférométrie optique à longue ligne de base (OLBI) permet d'explorer les domaines de séparations que ne peuvent atteindre l'imagerie directe, la photométrie et la spectroscopie.

Dans cette partie, je présente les relevés utilisant l'OLBI pour la recherche de compagnons des étoiles massives, ainsi que le relevé que j'ai effectué. Ensuite je présente la méthode de réduction et d'analyse systématique des données acquises avec MIRC-X. Pour finir, je présente les résultats de l'analyse statistique préliminaire effectuée sur mes données d'observations.

## VI.1 ÉTAT DE L'ART DES OBSERVATIONS INTERFÉROMÉTRIQUES

L'utilisation de l'interférométrie optique à longue ligne de base est récente pour l'observation de grand relevés des étoiles massives. Dans cette section je présente les relevés déjà effectués, avec les résultats qui en sont sortis. Je me restreins aux relevés systématiques de recherche de compagnons.

Il existe d'autres observations d'étoiles massives par OLBI se concentrant par exemple sur des étoiles individuelles pour déterminer leur caractéristiques propres comme leur diamètre (GORDON et al., 2018) ou leur vitesse de rotation, ou encore sur des binaires pour étudier leur masse en conjuguant l'OLBI avec la spectroscopie pour les SB2 (LE BOUQUIN et al., 2017), ou l'interaction de leur vent stellaire (GRAVITY COLLABORATION SANCHEZ-BERMUDEZ et al., 2018).

### vi.1.1 SMASH+

Le premier grand relevé de la multiplicité effectué sur les étoiles massives avec l'interférométrie optique à longue ligne de base est le "Southern MASSive Stars at High angular resolution survey" ou SMASH+ (SANA et al., 2014). C'est un relevé interférométrique sur les étoiles de type O de l'hémisphère Sud. Il se concentre sur la détection de compagnons à des séparations entre 1 et 250 mas. Il conjugue l'utilisation de deux instruments : le mode SAM (de l'anglais Sparse Aperture Masking) de l'instrument NACO au VLT (LACOUR et al., 2011), qui permet de résoudre des compagnons entre 30 et 250 mas de séparation, et PIONIER (LE BOUQUIN et al., 2011), un instrument interférométrique recombinaut la lumière de 4 télescopes du VLTI, qui permet de résoudre des compagnons entre 1 et 45 mas de séparation. Ce relevé profite de l'arrivée de l'instrument PIONIER qui, lors de son installation en 2011, a permis d'atteindre pour la première fois une magnitude limite routinière de  $H=7.5$  avec les télescopes auxiliaires (AT) du VLTI. Précédemment, la magnitude limite était de  $H=6.0$  avec l'instrument AMBER<sup>1</sup> sur ces mêmes télescopes.

SMASH+ a observé 117 étoiles de type O à l'aide de PIONIER, et 162 étoiles de type O avec NACO, couvrant 96 d'entre elles avec les deux instruments. Pour la partie OLBI, qui m'intéresse plus particulièrement, PIONIER permet de détecter le signal d'un compagnon ayant une différence de 4 magnitudes avec l'étoile centrale.

L'étude a permis la découverte de 200 nouveaux compagnons de séparations comprises entre 1 mas et 8". L'étude permet également de résoudre une douzaine de binaires spectrales à longue période connues (LE BOUQUIN et al., 2017).

Ces nouveaux résultats donnent une fraction de multiplicité  $f_m = 0.91$  à 8" et  $f_m = 0.53$  à 200 mas. Ce chiffre est défini comme étant le nombre de systèmes observés ayant au moins un compagnon détecté divisé par le nombre de systèmes observés au total. La moyenne de compagnons par système est  $f_c = 2.2$  à 8". Il est à noter que les résultats de cette étude ne sont pas corrigés des biais observationnels. L'un des effets principaux de ces biais est une fraction de multiplicité plus importante qu'en réalité.

1. <https://www.eso.org/sci/facilities/paranal/decommissioned/amber/inst.html>

Cela est dû au fait qu'il s'agit d'un relevé limité par la magnitude, favorisant la sélection d'étoiles multiples, plus brillantes.

### vi.1.2 ORION

Le relevé que j'appelle ici ORION (GRAVITY COLLABORATION et al., 2018), est un relevé interférométrique des étoiles massives les plus brillantes du groupe d'étoiles du trapèze d'Orion. Ce relevé a observé 16 étoiles de types O et B avec l'instrument VLTI/GRAVITY (GRAVITY COLLABORATION et al., 2017).

Ce relevé a permis la découverte de 3 nouveaux compagnons, ainsi que de confirmer et d'améliorer l'astrométrie et la masse photométrique, c'est à dire l'estimation de la masse à partir de la magnitude de l'étoile, des compagnons déjà connus.

Ce relevé permet d'obtenir sur les 16 systèmes observés un total de 11 systèmes multiples, avec un total de 22 compagnons maintenant connus. Cela donne une fraction de multiplicité  $f_m = 0.688$ , et une moyenne de compagnons par système de  $f_c = 1.375$ . Ce relevé se limitant à une région donnée, il est considéré comme complet pour les étoiles de types O et B. Les résultats ne sont donc pas biaisés.

Ce relevé permet de contraindre les modèles de formation des étoiles massives, présentés en introduction (sect. i.1.3) dans cette région de formation stellaire. Notamment, ce relevé permet d'écarter le modèle de collision d'étoiles comme mécanisme de formation dominant des étoiles massives du groupe du trapèze d'Orion car la fonction de masse initiale trouvée dans leur étude n'est pas compatible avec ce modèle et la densité de cette région n'est pas suffisante pour que ce modèle puisse s'appliquer.

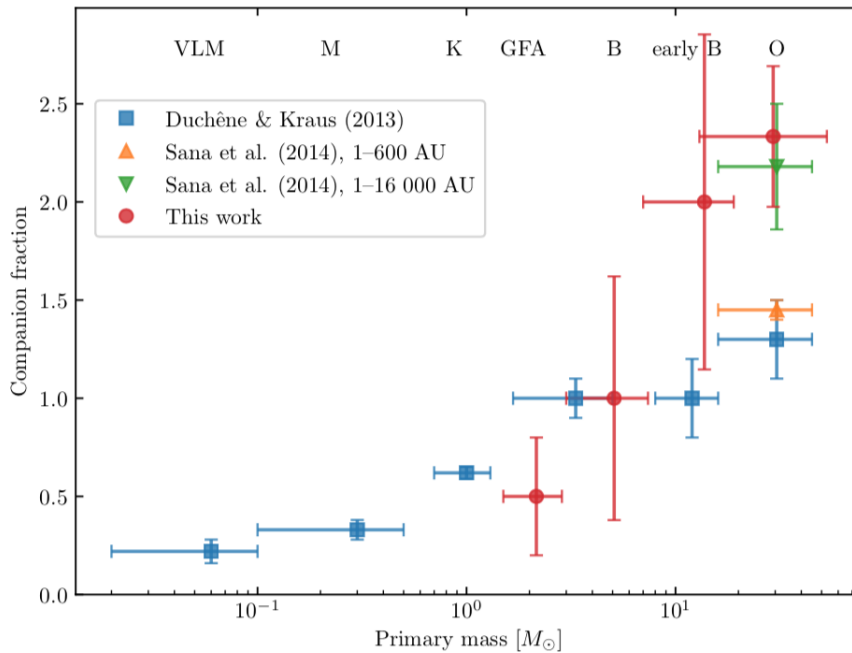


FIGURE vi.1 – Taux de compagnons en fonction de la masse de l'étoile primaire, Fig. 14 de la publication GRAVITY COLLABORATION et al., 2018

La figure vi.1 montre les résultats de l'étude du relevé d'ORION en matière de fraction de compagnon en fonction de la masse de l'étoile primaire, et les compare aux résultats de la littérature (Fig. 14 de GRAVITY COLLABORATION et al., 2018).

Cette figure montre une corrélation entre la fraction de compagnon et la masse de l'étoile primaire, ce qui est en accord avec les modèles de formation par accréation compétitive et accréation sur le cœur (voir tab. i.1).



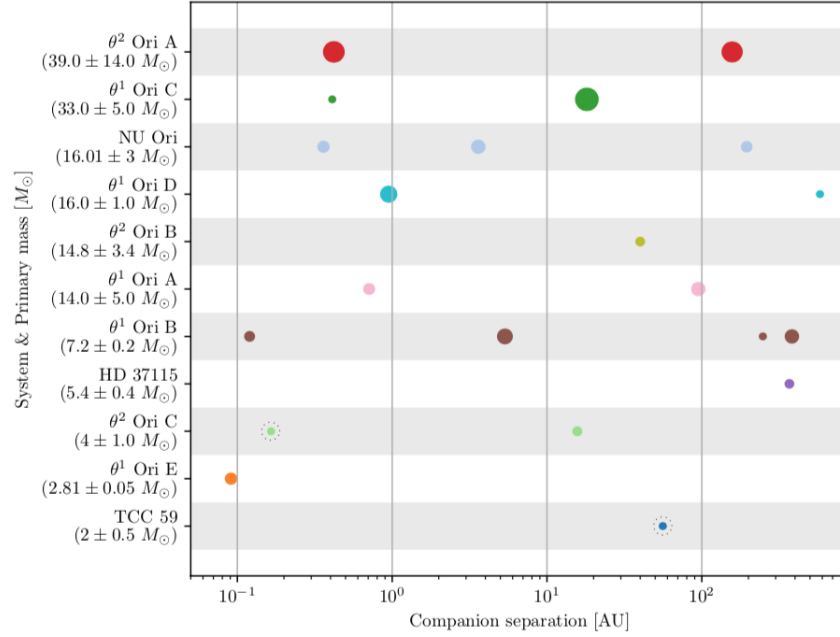


FIGURE vi.2 – Masse du système en fonction de la séparation des compagnons (AU), Fig. 23 de la publication GRAVITY COLLABORATION et al., 2018

La figure vi.2 représente les masses des compagnons détectés dans le relevé d’ORION en fonction de leur séparation en AU (Fig. 23 de GRAVITY COLLABORATION et al., 2018). Les couleurs indiquent les différents systèmes du relevé d’ORION, la taille des points indique la masse des compagnons. Sur cette figure on ne voit pas de corrélation entre la masse et la séparation des compagnons, ce qui n’est attendu ni pour le modèle d’accrétion compétitive ni pour celui de l’accrétion sur le cœur.

Au final, le relevé ORION ne permet donc pas de déterminer quel modèle, entre celui de l’accrétion sur le cœur et celui d’accrétion compétitive, est le mécanisme dominant la formation des étoiles massives dans cette région.

### vi.1.3 Relevé dans l’hémisphère nord avec CHARA

Dans la suite de cette thèse je présente le relevé que nous souhaitons effectuer dans l’hémisphère nord avec le réseau CHARA. Ce relevé sera complémentaire de celui de SMASH+ et permettra de doubler la statistique effectuée par ce dernier.

De plus, le réseau CHARA permet une meilleure résolution angulaire que le VLTI grâce à ses lignes de base plus longues (330 m à CHARA contre 130 m au VLTI). L’intervalle de séparation se recoupant avec les techniques de spectroscopie sera donc plus grand, permettant une étude croisée sur plus de systèmes pour des mesures de masse absolue.

## VI.2 OBSERVATIONS DES ÉTOILES O AVEC MIRC-X

### vi.2.1 Contraintes

Grâce à la nouvelle sensibilité apportée par MIRC-X ( $H = 7.5$ ), nous pouvons espérer observer un nombre suffisant d’étoiles O, afin d’en étudier la multiplicité, pour améliorer notre compréhension de leur formation. Pour obtenir un relevé pertinent, il faut d’abord comprendre les contraintes qu’impose l’utilisation de MIRC-X.

La première contrainte est la position de l'observatoire du Mont Wilson. Cela limite la partie du ciel que je peux observer avec l'interféromètre CHARA. Celui-ci est placé à une latitude de  $34^\circ$  Nord. Avec cette position géographique et l'élévation minimale des télescopes de CHARA, j'ai limité ma sélection à des étoiles ayant une déclinaison supérieure à  $-20^\circ$ .

La deuxième contrainte est la limite en magnitude imposée par l'instrument lui-même. Les spécifications font que l'instrument devrait atteindre une magnitude limite de 7.5 dans la bande H. De plus, le système de guidage des télescopes a également une magnitude limite dans la bande V. Celle-ci est de  $V = 12$ . Cette limitation n'est cependant pas un problème en général pour l'observation des étoiles O. En effet, les étoiles O sont des étoiles chaudes, donc leurs magnitudes ne varient que peu (une fraction de magnitude) dans les différentes bandes spectrales. Il existe cependant des exceptions, notamment dans certaines régions pour lesquelles il existe un rougissement important, et donc une magnitude en V pouvant être supérieure de plusieurs magnitudes à celle en bande H.

Ce relevé est donc limité par la magnitude des étoiles, et non pas par un volume ou une région du ciel. Cela amène des biais d'observation puisque ce sont les étoiles les plus brillantes qui sont sélectionnées. Cela pousse alors à garder, pour une même distance, plus d'étoiles multiples, qui auront alors un flux couplé plus élevé qu'une étoile seule. Le taux de multiplicité résultant de cet échantillon pourrait alors s'avérer surestimé.

## vi.2.2 Liste du grand relevé

### vi.2.2.1 Nombre de cibles

Pour effectuer une étude statistique de la multiplicité des étoiles massives, il faut en observer un nombre suffisant afin de limiter l'erreur statistique. Pour que l'incertitude statistique soit inférieure à 5%, il faut un échantillon d'au moins 100 étoiles (SANA et al., 2014). Pour atteindre un tel nombre d'étoiles massives observables depuis l'hémisphère nord, il faut atteindre une sensibilité voisine de  $H = 7.5$ , comme montré dans le chapitre introductif (Fig. i.4).

### vi.2.2.2 Listes d'entrées et sélection

Pour construire la liste d'étoiles, j'ai collaboré avec Hugues Sana (KU Leuven, Belgique). J'ai utilisé le catalogue GOSC (pour Galactic O Stars Catalog, MAÍZ APELLÁNIZ et al., 2013). Il s'agit d'un catalogue en ligne regroupant toutes les étoiles de type O de la galaxie. Avec cette liste, nous pouvons faire une requête en spécifiant la limite d'ascension droite, de déclinaison, et de magnitude en bande B ou J.

En terme de contraintes sur le type spectral ou la masse, le catalogue GOSC ne contenant que des étoiles de type O, je n'ai pas eu à faire de sélection. En appliquant les contraintes de la section précédente (sect. vi.2.1), GOSC m'a retourné une liste de 250 étoiles O. J'ai alors effectué une recherche croisée de cette liste avec le catalogue 2MASS (SKRUTSKIE et al., 2006) afin de récupérer les magnitudes en bande H et K, ainsi que d'autres informations, telles que leur identifiant HD et 2MASS, leurs coordonnées, leur magnitude en bande B, et leur distance. J'ai ensuite vérifié manuellement le résultat, afin d'enlever les mauvaises associations d'étoiles, en vérifiant les étoiles ayant plusieurs identifications possibles, et de corriger les magnitudes de certaines étoiles. En effet, pour des systèmes séparés dans le catalogue GOSC, le catalogue 2MASS n'a pas toujours l'information sur la photométrie de chaque composante, donnant alors la photométrie pour le système entier. Je considère alors que la photométrie se distribue de manière égale sur les différentes composantes, et augmente donc leur magnitude en conséquence.

Après cette sélection, j'ai enlevé de la liste toutes les étoiles qui ont une magnitude supérieure à 7.5 en bande H et K. Cela me donne alors une liste de 120 étoiles O, observables avec les instruments MIRC-X et MYSTIC.

## vi.2.2.3 Liste finale

TABLE vi.1 – Liste des étoiles O du grand relevé. La première colonne contient le nom de l'étoile tel qu'enregistré dans le catalogue GOSC, la deuxième colonne contient l'identifiant HD de l'étoile. La troisième colonne contient son identifiant 2MASS. Les quatrième et cinquième colonnes contiennent la magnitude dans la bande H et K respectivement. La sixième colonne contient la distance des systèmes en kpc, calculée à partir des parallaxes mesurées par GAIA DR2 (GAIA COLLABORATION et al., 2018). La septième colonne contient le statut de l'étoile dans le catalogue ALDORETTA et al., 2015. C signifie un signal constant, et donc non binaire spectrale, SB signifie un signal de binaire spectrale, avec le numéro qui suit (1, 2 ou 3) étant le nombre de composantes détectées et U si le statut est inconnu par manque de données, les étoiles n'étant pas dans le catalogue sont représentées par un " - ". La huitième colonne contient le nombre de compagnons de l'étoile principale observée par le FGS (Fine guidance Sensor) du HST. Pour les deux dernières colonnes, lorsque les séparations des compagnons sont connues, elles sont exprimées entre parenthèses en mas.

Nom	HD	2MASS	Hmag	Kmag	Dist (kpc)	SB	NFGS
lambda Ori A	36861	05350831+0956036	3.77	3.88	0.27	C	0
xi Per	24912	03585791+3547276	4.07	3.95	0.38	C	0
alpha Cam	30614	04540297+6620336	4.38	4.24	1.92	-	-
lambda Cep	210839	22113057+5924522	4.62	4.50	0.62	-	-
Cyg OB2-5 A	-	20322242+4118190	4.75	4.34	1.57	SB2	2(?)
HD 195 592	195592	20303498+4418548	4.91	4.62	1.74	SB1	1(?)
19 Cep	209975	22050878+6216473	4.92	4.94	0.86	C	0
68 Cyg	203064	21182718+4356453	5.11	5.11	0.59	SB1	0
HD 206 267 AaAb	206267	21385760+5729205	5.25	5.22	1.12	SB3	1(97.1)
MY Ser AaAb	167971	18180589-1214333	5.32	5.14	2.03	SB3	0
HD 207 198	207198	21445329+6227380	5.32	5.32	1.02	C	0
15 Mon AaAb	47839	06405866+0953447	5.32	5.34	0.28	SB1	1(253.5)
AE Aur	34078	05161814+3418443	5.36	6.64	0.41	-	-
10 Lac	214680	22391567+3903011	5.44	5.50	0.53	C	0
14 Cep	209481	22020454+5800012	5.45	5.49	1.10	SB2	0
1 Cam A	28446	04320185+5354389	5.46	5.45	0.77	C	0
HD 202 214 AaAb	202214	21114822+5959115	5.51	5.52	1.32	-	-
Bajamar Star	-	20555125+4352246	5.51	5.04	0.68	-	-
HD 166 734	166734	18164965-1631041	5.52	5.32	1.90	SB2	0
HD 193 322 AaAb	193322	18253147-1241241	5.69	5.72	3.13	SB1	1(65.3)
Cyg OB2-8 A	-	20331508+4118504	5.72	5.50	1.62	C	0
PZ Gem	45314	06271577+1453212	5.76	5.53	0.83	C	0
HD 47 129	47129	06372403+0608074	5.81	5.71	1.52	SB2	0
HD 199 579	199579	20563477+4455289	5.83	5.86	0.94	SB2	0
HD 188 209	188209	19515906+4701385	5.83	5.82	1.50	C	1(1947)
HDE 228 779	228779	20175419+3449020	5.83	5.66	1.79	-	-
Cyg OB2-10	-	20334610+4133010	5.84	5.58	1.69	C	1(?)
HD 24 431	24431	03553840+5238288	5.85	5.82	0.82	C	1(719.2)
HD 169515	169515	18253147-1241241	5.85	5.46	3.13	-	-

Suite à la page suivante

Suite de la page précédente

Nom	HD	2MASS	Hmag	Kmag	Dist (kpc)	SB	NFGS
Cyg OB2-9	-	20331074+4115081	5.90	5.57	1.66	-	-
HD 47 432	47432	06383818+0136484	5.95	5.87	2.58	C	0
CC Cas	19820	03140532+5933483	6.00	5.94	1.36	SB2	0
X Per	24534	03552309+3102449	6.07	5.92	0.81	SB1	0
HDE 229 196	229196	20231078+4052298	6.08	5.92	1.92	C	0
HD 217 086	217086	22564717+6243376	6.10	6.03	0.44	C	0
9 Sge	188001	19522176+1840186	6.17	6.15	1.87	C	1
HD 54 662 AB	54662	07092024-1020476	6.17	6.21	1.17	SB2	0
HD 17 505 A	17505	02510801+6025037	6.18	6.16	0.88	SB3	1(211.5)
BD +43 3654	-	20333607+4359075	6.20	5.97	1.65	-	-
HD 165 174	165174	18043735+0155085	6.22	6.24	1.11	-	-
Cyg OB2-11	-	20340850+4136592	6.23	5.99	1.72	SB1	0
HD 193 514	193514	20190849+3916242	6.24	6.18	1.91	-	-
HD 16 429 A	16429	02404494+6116560	6.25	6.15	3.57	SB3	1(284.9)
HD 192 639	192639	20143043+3721138	6.27	6.22	2.60	-	-
HD 15 570	15570	02324940+6122420	6.31	6.16	2.51	C	0
HD 193 443 AB	193443	20185171+3816464	6.34	6.34	1.38	SB2	1(137.7)
HD 204 827 AaAb	204827	21285777+5844232	6.36	6.32	1.29	-	-
ALS 15 108 AB	-	20332346+4109130	6.38	6.05	0.79	C	1(?)
AO Cas	1337	00174306+5125591	6.39	6.37	1.81	SB2	0
HD 46 150	46150	06315551+0456343	6.47	6.44	1.60	C	0
BD +66 1675	-	00021027+6724321	6.49	6.35	1.08	-	-
HD 48 099	48099	06415923+0620434	6.51	6.51	1.91	SB2	0
Tyc 4026-00424-1	-	00021911+6725382	6.55	6.21	1.20	-	-
HD 15 558 A	15558	02324253+6127215	6.61	6.52	2.15	-	-
HD 209 339	209339	22003925+6229161	6.62	6.62	0.84	-	-
V747 Cep	-	00014684+6730251	6.63	6.42	0.98	-	-
HD 194 649 AB	194649	20252212+4013011	6.63	6.51	-	-	-
HD 34 656	34656	05204307+3726192	6.63	6.68	2.49	-	-
Cyg X-1	226868	19582166+3512057	6.65	6.50	2.37	-	-
LY Aur A	35921	05294264+3522301	6.67	6.65	0.30	SB2	1(598)
HD 190 429 A	190429	05294264+3522301	6.70	6.70	0.30	-	-
HD 46 223	46223	06320931+0449246	6.70	6.68	1.74	-	-
HD 192 281	192281	20123311+4016052	6.73	6.70	1.33	C	0
HD 216 532	216532	22523057+6226259	6.73	6.68	0.75	-	-
HD 207 538	207538	21473980+5942014	6.76	6.76	0.84	-	-
HD 216 898	216898	22554246+6218229	6.76	6.73	0.84	-	-
Cyg OB2-8 B	-	20331476+4118416	6.76	6.57	1.60	SB1	0
Cyg OB2-8 C	-	20331798+4118311	6.79	6.58	1.80	SB2	0

Suite à la page suivante

Suite de la page précédente

Nom	HD	2MASS	Hmag	Kmag	Dist (kpc)	SB	NFGS
Cyg OB2-7	-	20331411+4120218	6.82	6.61	1.60	SB2	0
HD 108	108	00060337+6340467	6.85	6.78	2.60	C	0
BD +36 4063	-	20254060+3722270	6.85	6.64	1.74	-	-
Cyg OB2-B17	-	20302730+4113253	6.85	6.45	1.75	-	-
HD 17 603	17603	02514781+5702546	6.86	6.76	2.57	-	-
HD 213 023 A	213023	22265235+6343055	6.90	6.80	1.02	-	-
BD +66 1661	-	-	6.92	6.85	1.24	-	-
BD +62 2078	-	22253357+6325027	6.93	6.76	1.24	-	-
HD 191 201 A	191201	20072370+3543059	6.94	6.95	9.35	SB2	1(963.3)
HD 14 947	14947	02264699+5852332	6.95	6.86	3.78	-	-
HD 46 966 AaAb	46966	06362588+0604595	6.97	7.02	1.82	C	1(52.5)
Cyg OB2-22 A	-	20330879+4113182	7.00	6.70	1.60	U	2(?)
HD 41 161	41161	06055246+4814574	7.01	7.02	1.59	C	0
BD +66 1674	-	00021023+6725451	7.02	6.82	1.22	-	-
ALS 15 114	-	20342959+4131455	7.03	6.71	1.63	SB2	0
BN Gem	60848	07370572+1654153	7.07	6.97	3.20	C	0
HD 36 879	36879	05354052+2124117	7.09	7.09	2.23	C	0
Cyg OB2-A11	-	20323154+4114082	7.09	6.66	1.36	-	-
HD 191 612	191612	20092859+3544011	7.12	7.03	2.13	-	-
HDE 228 759	228759	20170754+4157264	7.12	6.99	1.74	-	-
HDE 228 854	228854	20184722+3620261	7.12	7.06	1.84	-	-
HD 202 124	202124	21122838+4431540	7.13	7.09	3.29	C	0
HD 36 483	36483	05334114+3627349	7.15	7.13	1.29	U	0
HD 18 326	18326	02592316+6033595	7.16	7.05	2.37	-	-
HD 46 573	46573	06342357+0232029	7.17	7.13	1.55	SB2	0
HD 193 682	193682	20200894+3749513	7.19	7.14	1.72	-	-
HD 206 183	206183	21382628+5658253	7.19	7.23	1.05	-	-
LS III +46 11	-	20351264+4651121	7.19	6.80	3.12	-	-
HD 218 915	218915	23110694+5303296	7.22	7.20	8.06	C	0
Cyg OB2-4 A	-	20321383+4127120	7.25	7.11	1.49	SB2	1
HD 46 149	46149	06315253+0501591	7.25	7.25	1.52	SB2	0
HD 186 980	186980	19461590+3206580	7.27	7.29	2.12	C	0
HD 190 864	190864	20053979+3536278	7.28	7.27	2.05	-	-
HD 18 409	18409	03002972+6243190	7.28	7.24	2.54	-	-
HD 190 429 B	190429	-	7.30	7.30	2.17	-	-
Cyg OB2-5 B	-	20322242+4118190	7.30	7.00	1.57	C	0
HD 15 629	15629	02332059+6131183	7.32	7.27	2.18	-	-
HD 37 737	37737	05423116+3612004	7.32	7.25	2.18	-	-
HD 42 088	42088	06093957+2029153	7.37	7.39	1.74	C	0

Suite à la page suivante

Suite de la page précédente

Nom	HD	2MASS	Hmag	Kmag	Dist (kpc)	SB	NFGS
HD 175 514	175514	18552313+0920480	7.38	7.33	1.28	C	0
HD 37 366 A	37366	05392479+3053267	7.39	7.44	1.99	SB2	1(564.5)
HD 210 809	210809	22113861+5225479	7.40	7.41	4.32	-	-
HDE 338 931	338931	19470273+2450556	7.41	7.32	2.16	-	-
BD +60 497	-	02315709+6136440	7.42	7.35	2.31	-	-
HD 168 075	168075	18183604-1347364	7.43	7.28	1.88	-	-
HDE 229 202	229202	20232284+4009225	7.43	7.31	2.03	-	-
HD 225 160	225160	00040379+6213188	7.43	7.34	3.40	-	0
HD 16 691	16691	02425201+5654164	7.44	7.36	2.28	C	0
HD 13 745	13745	02154594+5559467	7.45	7.43	2.27	-	-
BD +36 4145	-	20361820+3725028	7.46	7.43	1.41	-	-
HD 41 997	41997	06085580+1542180	7.46	7.41	2.16	C	0
BD +60 2522	-	23204452+6111404	7.47	7.38	2.69	-	-

Le tableau vi.1 contient la liste des 120 étoiles issue de la sélection d'étoiles de types O observables avec CHARA et ayant une magnitude H < 7.5. Ce tableau est trié par magnitude H croissante.

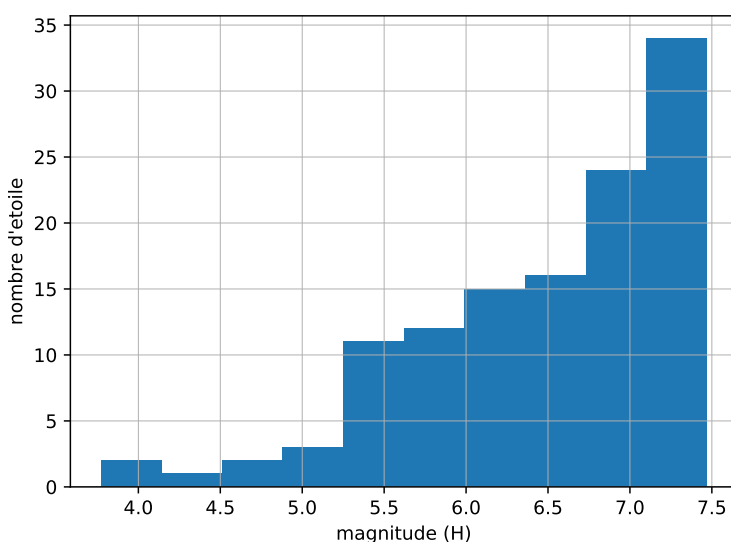


FIGURE vi.3 – Histogramme des magnitudes en bande H des étoiles de la liste du relevé (Tab. vi.1)

La figure vi.3 est un histogramme des magnitudes en bande H des étoiles de la liste du relevé présentée dans le tableau vi.1. On voit bien que l'histogramme présente un maximum entre  $H = 7.0$  et  $7.5$ , d'où la nécessité d'augmenter la sensibilité de l'ancien MIRC, avec MIRC-X, pour ce relevé. Une magnitude limite de  $H = 7.0$  ne serait pas suffisante pour observer les 100 étoiles O nécessaires à la précision désirée pour une étude statistique.

La figure vi.4 montre la position des étoiles du relevé dans le ciel. On voit que leur position suit une courbe représentant le plan galactique. La limite de déclinaison (DEC) du réseau CHARA fait que

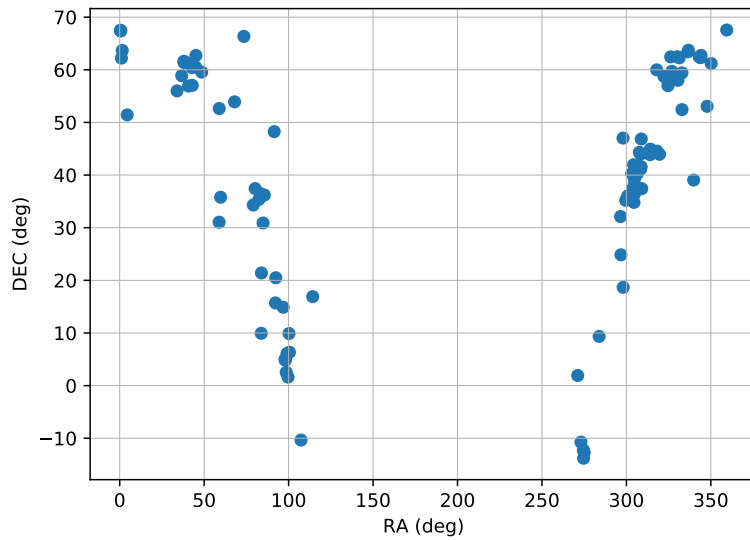


FIGURE vi.4 – Position dans le ciel (ascension droite (RA) et déclinaison (DEC) en degrés) des étoiles de la liste du relevé (vi.1)

nous ne pouvons observer le plan galactique pour les ascensions droites (RA) entre 100deg et 275deg. On constate également qu'une stratégie d'observation peut être mise en place puisque plusieurs étoiles se concentrent dans certaines régions du ciel. Cela permet un passage rapide d'un objet à l'autre et de partager des calibrateurs communs. Cela apporte un gain de temps et une meilleure connaissance de la fonction de transfert de l'instrument.

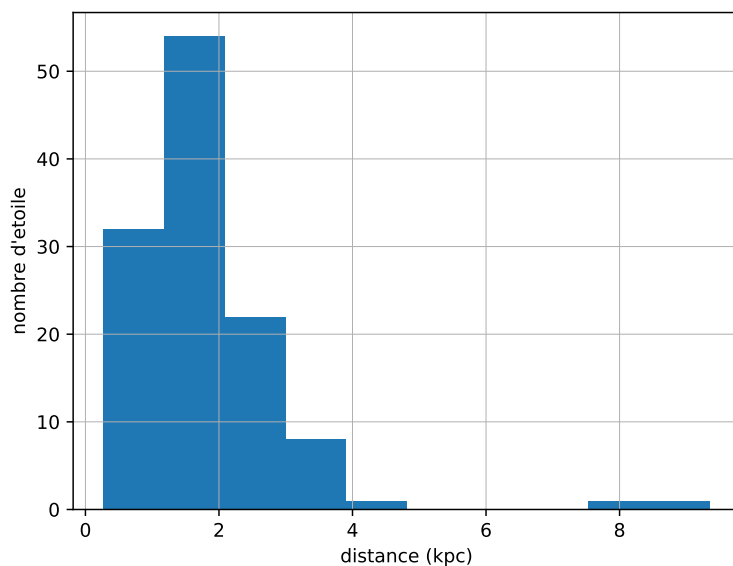


FIGURE vi.5 – Histogramme des distances des étoiles de la liste du relevé (vi.1), déduites des parallaxes de GAIA DR2 (GAIA COLLABORATION et al., 2018)

La figure vi.5 est l'histogramme des distances des étoiles du grand relevé. On voit qu'avec une magnitude maximale de  $H = 7.5$ , la distance typique des étoiles massives est autour de 2 kpc.

## VI.3 OBSERVATIONS

### vi.3.1 *Nécessité du relevé de démonstration*

Comme MIRC-X est nouvellement installé et en cours de validation, il n'offre pas encore officiellement la magnitude limite de  $H = 7.5$ , mais se limite à une magnitude limite de  $H = 6$ . J'ai alors entrepris de créer un relevé de démonstration. Celui-ci permet de (1) commencer les observations des étoiles O avec MIRC-X, (2) acquérir de l'expérience à CHARA afin d'optimiser les observations, et (3) de démontrer les performances de l'instrument et ainsi de pouvoir demander des magnitudes de  $H = 7.5$  à l'avenir.

Pour ce relevé de démonstration, je suis passé par le temps ouvert du NOAO<sup>2</sup>, en déposant une demande de temps permettant d'observer les étoiles O avec MIRC-X, le seul des deux instruments pour l'instant opérationnel. Pour cela, j'ai dû me conformer aux contraintes de sensibilité imposées par les demandes NOAO. Ma demande portait alors sur l'observation de toutes les étoiles de ma liste avec  $H < 6$ , soit 31 étoiles.

Ces étoiles n'étant pas toutes observables au même moment, j'ai déposé en tout trois demandes de temps. Ces 3 demandes de temps ont été acceptées, m'accordant en tout 14 nuits d'observation.

### vi.3.2 *Stratégie d'observations*

S'agissant d'un "mini" relevé, notre objectif est d'obtenir au moins une observation de qualité sur chaque étoile. Le suivi des objets intéressants pour obtenir une orbite sera effectué dans un second temps. Chaque étoile de la liste n'est alors censée être observée qu'une seule fois, afin d'obtenir des données de qualité suffisante pour pouvoir faire une recherche de compagnon par la suite. Comme l'instrument MIRC-X est un recombineur interférométrique à 6 télescopes, et que la disposition des télescopes de CHARA permet en une seule observation d'obtenir une couverture du plan  $(u, v)$  suffisante, une observation est considérée comme satisfaisante lorsque nous enregistrons les franges d'interférences de la combinaison d'au moins 5 des 6 télescopes.

#### vi.3.2.1 *Stratégie de calibration*

Pour la calibration, j'ai en général alterné l'observation d'un calibrateur avec l'observation d'une étoile de science.

Pour le choix des calibrateurs, j'ai utilisé l'outil du JMMC appelé "searchcal" (CHELLI et al., 2016), en associant pour chaque étoile de science au moins un calibrateur, situé à au plus 3 degrés d'angle, et avec une magnitude d'au plus 1.5 magnitude inférieure et 0.5 magnitude supérieure à la magnitude de l'étoile scientifique. Cela permet de calibrer la fonction de transfert de l'instrument qui pourrait varier avec la luminosité de l'étoile observée ou de sa position dans le ciel.

Pour certaines étoiles de science proches dans le ciel et en magnitude, certains calibrateurs pouvaient être communs. Lorsque cela est arrivé, j'ai préféré diversifier les calibrateurs utilisés, car il est plus robuste de calibrer chaque étoile par tous les calibrateurs proches. En effet certains calibrateurs peuvent s'avérer ne pas être de bons calibrateurs, par exemple s'il s'agit d'un système multiple pas encore connu mais résolu par l'instrument MIRC-X.

### vi.3.3 *Log des observations*

Les 14 nuits d'observations obtenues étaient découpées en 4 campagnes d'observations différentes. La première en février 2018, avec 2 nuits le 7 et le 8, la deuxième en juin 2018, avec 4 nuits d'observation du 9 au 12. La troisième était au mois de septembre 2018 avec 5 nuits d'observations du 23 au 27. La dernière était au mois de juin 2019, avec 6 demi nuits du 20 au 26.

2. <https://www.noao.edu/>



J'ai effectué 12 de ces 14 nuits d'observations moi même, en grande partie sur place, au réseau CHARA. Pour des raisons de chevauchement de calendrier, j'ai effectué les deux premières nuits d'observations de la deuxième campagne, en juin 2018, en utilisant le mode d'observations à distance, qui avait été mis en place peu avant. Les deux dernières nuits ont été effectuées par les opérateurs de CHARA. J'ai également effectué la campagne d'observation de juin 2019 à distance.

La liste des étoiles O observées lors du relevé de démonstration est donnée dans le tableau A1.2 en annexe. On peut y remarquer que la dernière étoile observée n'est pas dans la liste des étoiles O du grand relevé (vi.1). La raison est donnée dans la section suivante. Au final, j'ai pu observer un total de 44 systèmes d'étoiles massives, comparé aux 31 initialement prévus, c'est à dire 13 systèmes au-delà de la limite initiale en magnitude de  $H = 6$ .

### vi.3.4 Démonstration d'une magnitude limite de $H = 8$

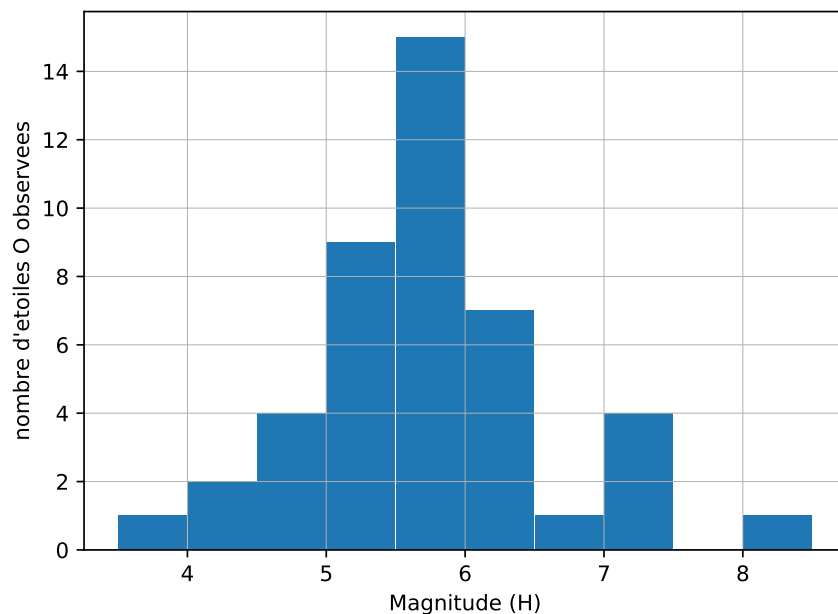


FIGURE vi.6 – Histogramme des magnitudes en H des étoiles O observées dans le cadre du relevé de démonstration

La figure vi.6 est l'histogramme des magnitudes des étoiles O observées pendant les différentes campagnes d'observations. Cet histogramme montre que plus on repousse la magnitude limite, plus le nombre d'étoiles O observables est important. On remarque que je me suis concentré sur les étoiles O les plus brillantes, allant jusqu'à une magnitude d'environ  $H = 6$ .

On remarque également que j'ai observé plusieurs étoiles ayant une magnitude proche de la magnitude limite théorique souhaitée de  $H = 7.5$ , observant même une étoile au delà de cette limite.

En effet, lors de la campagne d'observation de juin 2019, j'ai pu consacrer la dernière demi nuit qui m'était allouée pour essayer d'observer des étoiles proches de la limite de détection théorique recherchée en bande H avec MIRC-X, qui est de 7.5. Ayant réussi de façon convaincante à observer une étoile O de magnitude  $H = 7.4$  (HD 229202) de ma liste du grand relevé, j'ai décidé de rechercher une étoile observable ce jour là avec la configuration que j'avais demandée, avec une magnitude proche de  $H = 8$ . J'ai observé HD 201345, ayant une magnitude de  $H = 8.1$ . J'ai réussi à obtenir les franges d'interférences pour les combinaisons de lignes de base des 6 télescopes au complet.

La qualité des données récoltées, après inspection, est satisfaisante, et je peux affirmer qu'avec des conditions atmosphériques favorables, ce qui était le cas pour cette observation avec un  $R_o = 13$  cm, la magnitude limite de MIRC-X est au minimum de  $H = 8.1$ .



---

RÉDUCTION ET ANALYSE DES DONNÉES

---

**Sommaire**

---

vii.1	Réduction des données . . . . .	94
vii.1.1	Description des données brutes . . . . .	94
vii.1.2	Logiciel de réduction et validation des données . . . . .	94
vii.1.3	Méthodologie d'acceptation des données . . . . .	97
vii.2	Recherche de multiplicité dans les données des étoiles observées . . . . .	103
vii.2.1	L'outil CANDID . . . . .	103
vii.2.2	Choix des paramètres de l'analyse CANDID . . . . .	105
vii.2.3	Exemple de résultat de CANDID . . . . .	105
vii.2.4	Résultats étoile par étoile . . . . .	106
vii.2.5	Discussion . . . . .	114
vii.2.6	Mauvais calibrateurs . . . . .	114

---

Dans ce chapitre, je présente la réduction et l'analyse des données du relevé de démonstration. D'abord je présente la réduction de données, avec le nouveau logiciel de réduction de l'instrument MIRC-X, la stratégie d'acceptation des données, et la comparaison des performances avec MIRC.

Ensuite je présente l'analyse des données réduites pour la recherche de compagnons, à l'aide de l'outil CANDID (GALLENNE et al., 2015), et les résultats obtenus.

## VII.1 RÉDUCTION DES DONNÉES

Comme MIRC-X est un nouvel instrument, il a fallu développer et valider un nouveau logiciel de réduction de données. L'ancien logiciel de réduction de MIRC impliquait beaucoup d'étapes de sélections manuelles des données. Pour MIRC-X, il a été choisi d'avoir une réduction plus automatisée. Grâce à cela la réduction des données est facilitée, mais des ajustements sont nécessaires pour que la réduction fonctionne sur toutes les données.

### vii.1.1 Description des données brutes

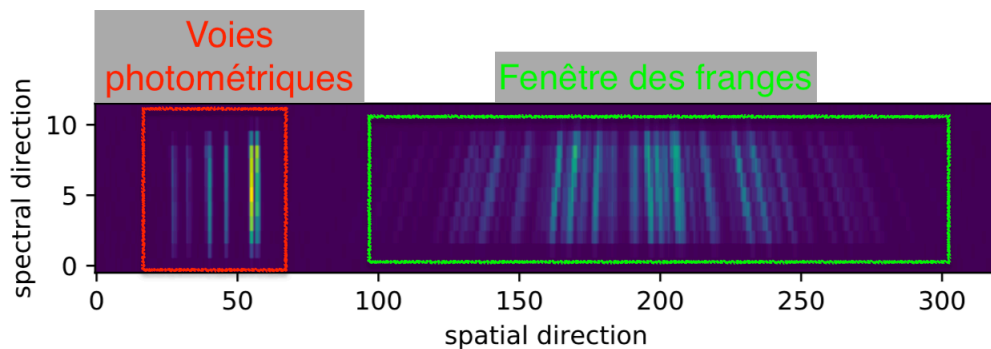


FIGURE vii.1 – Image brute du détecteur de MIRC-X à 6 télescopes, à gauche, encadrées en rouge, sont les voies photométriques. À droite, encadrées en vert, sont les franges d'interférences. Ces données ont été obtenues avec la source de calibration interne (STS)

La figure vii.1 montre une image brute du détecteur avec les franges d'interférences produites par 6 télescopes. L'ordonnée est la direction spectrale et l'abscisse est la direction spatiale. Les voies photométriques sont l'image des sorties du V-Groove (voir Fig. ii.3), ce qui explique l'espacement non redondant de chaque voie photométrique. Les deux voies les plus proches créent les franges les plus espacées, et les deux voies les plus éloignées créent les franges les plus rapprochées. En haut de la figure se trouve les longueurs d'onde les plus courtes de la bande H, et en bas se trouvent les longueurs d'ondes les plus grandes. Cette différence de longueur d'onde explique que les franges du haut sont plus serrées que celles d'en bas.

### vii.1.2 Logiciel de réduction et validation des données

Le logiciel de réduction de données est développé de manière collaborative sur GIT, sous la supervision de Jean-Baptiste Le Bouquin. Le logiciel est disponible publiquement à l'adresse : [https://gitlab.chara.gsu.edu/lebouqj/mircx\\_pipeline](https://gitlab.chara.gsu.edu/lebouqj/mircx_pipeline).

#### vii.1.2.1 Fonctionnement du logiciel de réduction de données

Le logiciel de réduction de données fonctionne en 3 étapes principales décrites ci-dessous :

1. Cette étape prend les données brutes (RAW) en entrée. Elle en extrait les signaux temps réel (RTS) de flux cohérent (en effectuant une transformation de Fourier de la fenêtre des franges, permettant de séparer la contribution des 15 bases dans l'espace de Fourier) et de flux photométriques (en intégrant le flux de chaque voie photométrique indépendamment).
2. Cette étape prend les fichiers RTS et en extrait les visibilité carrées et les clôtures de phases moyennées, en fonction des paramètres de réduction choisis comme le temps d'intégration cohérente, le seuil de SNR ou le temps d'intégration totale. Nous obtenons alors des fichiers OIFITS.
3. Cette dernière étape utilise les fichiers OIFITS et calibre les visibilité carrées et clôtures de phases des étoiles de science avec celles des étoiles de calibration afin de prendre en compte la fonction de transfert de l'instrument. Grâce à cela nous terminons avec des fichiers OIFITS calibrés.

### vii.1.2.2 Travail effectué sur le logiciel de réduction de données

Comme ce logiciel de réduction de données est nouveau, il faut vérifier qu'il ne souffre pas de dysfonctionnement donnant des résultats inexacts et qu'il fonctionne sur toutes les données de façon automatique.

J'ai participé à la vérification du logiciel en réduisant mes données d'observations. J'ai pu mettre en évidence plusieurs dysfonctionnements du logiciel. J'ai participé principalement à la correction de deux d'entre eux.

**PRISE EN COMPTE DE LA SATURATION DU DÉTECTEUR :** Le premier est la prise en compte de la saturation du détecteur. Nous avons donc ajouté un seuil maximum sur le niveau total du signal, pour qu'une fois ce seuil atteint, les trames suivantes soient ignorées par le logiciel, avant la ré-initialisation du détecteur. Ceci permet également d'ignorer les effets des rayons cosmiques, pouvant saturer plusieurs pixels lorsqu'ils traversent le détecteur.

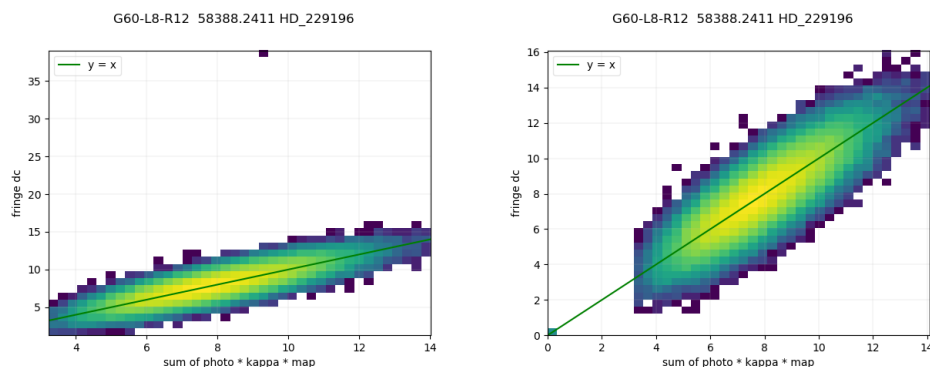


FIGURE vii.2 – Flux dans les franges en fonction du flux dans les voies photométriques. Exemple d'un rayon cosmique. À gauche, avant implémentation du seuil de saturation. À droite, après implémentation du seuil de saturation

Les figures vii.2 et vii.3 montrent le flux dans les franges en fonction du flux dans les voies photométriques. La figure vii.2 montre l'exemple d'un rayon cosmique, saturant un pixel subitement dans les franges, laissant un point isolé sur la figure de gauche. On voit que cette saturation est corrigée dans la figure de droite après implémentation. La figure vii.3 montre l'exemple d'une intégration qui sature les voies photométriques du détecteur, le flux de ces voies n'est plus proportionnel au flux des franges à cause de la non linéarité du détecteur. On voit que les trames saturées sont forcées à un flux de zéro dans la figure de droite, et donc ignorées par le logiciel de réduction.

**PRISE EN COMPTE DE LA DÉSYNCHRONISATION DES OBTURATEURS :** Le deuxième dysfonctionnement est la prise en compte du temps de réaction de la fermeture des obturateurs, lors de la prise

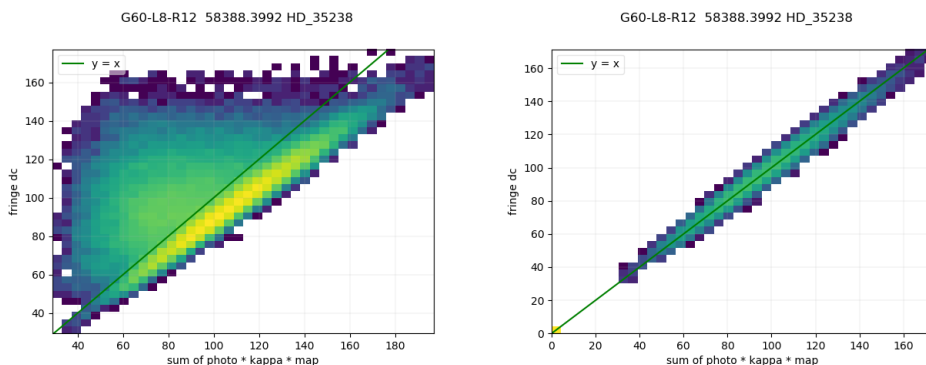


FIGURE vii.3 – Flux dans les franges en fonction du flux dans les voies photométriques. Exemple de saturation du détecteur. À gauche, avant implémentation du seuil de saturation. À droite, après implémentation du seuil de saturation

de données de calibration du courant d’obscurité de la caméra. En effet je me suis rendu compte que pour certaines de ces données, les premières trames montraient encore des signes d’illumination par le flux de l’étoile observée, alors que les obturateurs étaient censés empêcher l’arrivée de ce flux sur le détecteur.

Ceci était dû au fait qu’entre le temps d’envoi de la commande de fermeture des obturateurs, et celui du début de la prise des données, pour certaines données, les obturateurs n’avaient pas eu le temps de se fermer complètement. Comme ces données sont utilisées pour détecter les pixels fonctionnant mal, ce flux au début des données faisait que le logiciel de réduction identifiait ces pixels illuminés comme tels, et donc les ignorait. Mais comme ces pixels étaient ceux des voies photométriques, cela dégradait les calibrations les utilisant.

La solution a été d’ignorer les premières lectures de ces données pour être sûr d’ignorer les données avec du flux indésirable. Par la suite, un délai a été ajouté entre l’envoi de la commande de fermeture des obturateurs, et le début de la prise des données pour ne plus avoir ce problème dans les données futures.

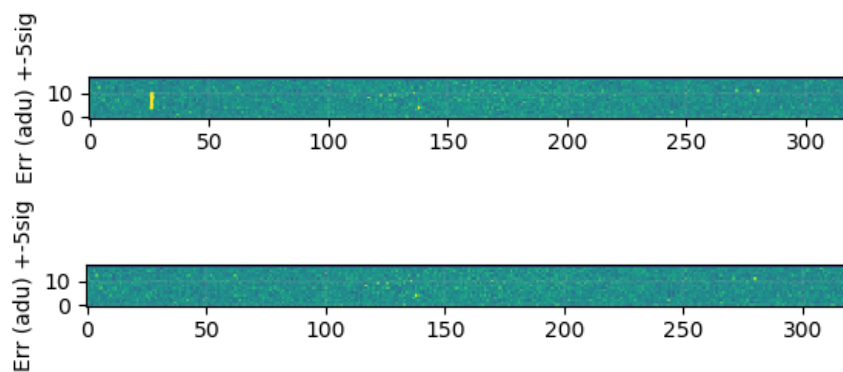


FIGURE vii.4 – Erreur calculée sur les données de mesure du courant d’obscurité. En haut, avant implémentation du délai. En bas, après implémentation du délai

La figure vii.4 montre l’erreur calculée sur la mesure du courant d’obscurité. On voit sur la figure du haut, avant implémentation du délai dans le logiciel de réduction, une bande jaune, signifiant une erreur plus élevée que les autres pixels. Il se trouve que ces pixels sont ceux d’une des voies photométriques. Leur bruit aberrant vient du bruit de photons dû au flux entrant dans cette voie photométrique sur les premières trames, avant la fermeture de l’obturateur. On voit qu’après ajout du délai, sur la figure du bas, le bruit redevient normal par rapport au reste du détecteur.

### vii.1.3 *Méthodologie d'acceptation des données*

Avec le logiciel de réduction de données automatisé en grande partie, il faut optimiser les paramètres de réduction afin d'obtenir des données réduites et calibrées ayant la meilleure qualité possible. L'objectif est de réduire le bruit des données calibrées et d'éviter les biais dans les mesures. Les paramètres qui jouent un rôle principal sont le temps d'intégration cohérente, le temps d'intégration totale, ainsi que le seuil du rapport signal à bruit (SNR) au delà duquel nous acceptons les données. De plus, le logiciel de réduction des données permet d'utiliser deux méthodes différentes pour débiaiser le signal de clôture de phase, il faut donc choisir laquelle fonctionne le mieux.

#### vii.1.3.1 *Choix du temps d'intégration cohérente*

Le temps d'intégration cohérente correspond au nombre de trames utilisé pour accumuler le flux cohérent, avant d'en prendre la puissance pour mesurer la visibilité. Plus le temps est long, plus le flux cumulé est élevé, et donc le SNR s'en voit amélioré.

Comme rappelé dans la section [i.3.1.2](#), la turbulence atmosphérique peut brouiller les franges d'interférences sur le détecteur si on intègre plus longtemps que le temps caractéristique de cette turbulence  $\tau_0$ . Ce temps de cohérence est défini par le temps caractéristique pour que la turbulence atmosphérique modifie la phase des franges de 1 radian. En bande H, les valeurs typiques de  $\tau_0$  sont comprises entre 10 et 100 ms. La cadence de lecture de la caméra de MIRC-X étant d'environ 300 Hz, nous pouvons donc accumuler entre 3 et 30 trames de façon cohérente, en fonction du temps de cohérence.

Pour choisir ce temps d'intégration cohérente, j'ai réduit le même jeu de données avec différentes valeurs pour ce paramètre. De ces réductions, j'ai extrait les erreurs sur les visibilités carrées et les clôtures de phase. Avec une étude visuelle de ces barres d'erreurs, j'ai estimé la valeur optimale du temps d'intégration cohérente pour les différentes campagnes d'observation. Il s'avère que la campagne de juin 2018, avec une météo moins clémente que les autres, implique un temps de cohérence plus faible que pour les campagnes de février 2018, septembre 2018 et juin 2019. J'ai donc utilisé un temps d'intégration cohérente de 15 ms pour les données de juin 2018, et un temps d'intégration cohérente de 30 ms pour les données de février 2018, septembre 2018 et juin 2019.

Entre temps une méthode a été développée par Narsi Anugu pour calculer de façon systématique le SNR des visibilités carrées et l'erreur sur la clôture de phase pour différents temps d'intégration cohérente. La figure [vii.5](#) est un exemple de SNR des visibilités carrées en fonction du nombre d'intégrations cohérentes (ncoh). Il s'agit du nombre de trames que nous additionnons de manière cohérente pour la réduction de données. Sachant qu'une trame dure environ 3 ms, il faut multiplier ncoh par 3 pour obtenir le temps d'intégration cohérente en ms. Cette figure a été obtenue sur des données d'observations par Narsi Anugu. On voit bien que le SNR varie en fonction du temps de cohérence, avec un maximum dans cet exemple pour un temps d'intégration cohérente autour de 21 ms (7 ncoh).

La figure [vii.6](#) est un exemple d'erreur sur la clôture de phase en fonction du temps d'intégration cohérente. Cette figure a été obtenue sur les mêmes données que la figure [vii.5](#). On voit que l'erreur sur la clôture de phase diminue lorsque l'on augmente de temps d'intégration cohérente jusqu'à atteindre un plancher. Le temps de cohérence pour atteindre ce plancher varie selon les triplets de télescopes entre 18 et 45 ms (6 et 15 ncoh).

Il serait intéressant d'utiliser cet outil sur chaque observation pour optimiser la réduction de données. De plus on voit que le temps de cohérence optimal n'est pas le même pour les visibilités carrées et la clôture de phase. Une fonctionnalité permettant un temps d'intégration cohérente différent pour ces deux mesures est en cours de discussion.

#### vii.1.3.2 *Choix du temps d'intégration totale*

Le temps d'intégration totale est le temps sur lequel nous moyennons les résultats trouvés pour chaque intervalle de temps cohérent. Or la projection des lignes de base interférométriques change pendant cette intégration, du fait de la rotation terrestre. Avec ce changement du plan  $(u, v)$ , une



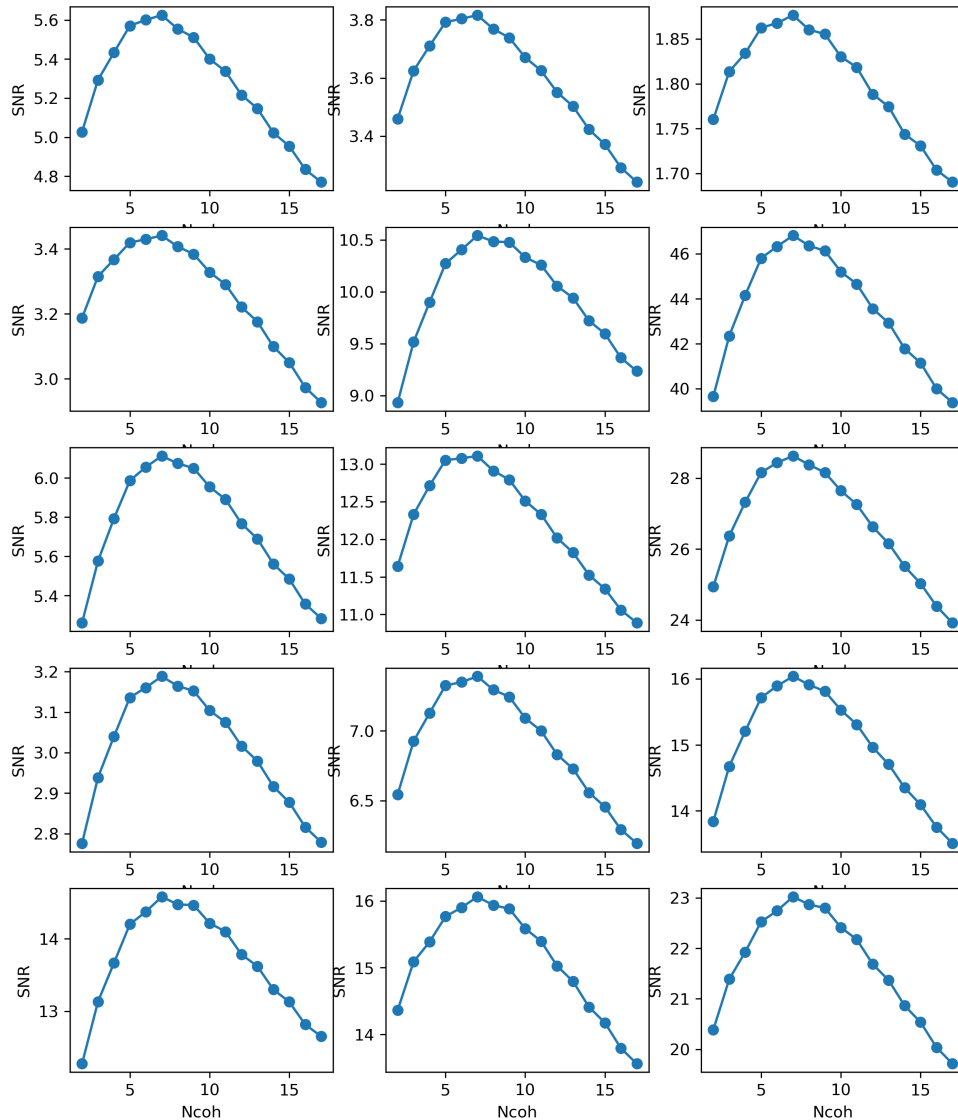


FIGURE VII.5 – SNR des visibilités carrées en fonction du nombre d'intégration cohérent (ncoh) pour les différentes lignes de base. ncoh = 10 correspond à 30 ms de temps d'intégration cohérent.

moyenne trop longue aurait pour effet de brouiller le signal sinusoïdal dans les visibilités carrées pour des binaires éloignées

La figure VII.7 représente la dérive du plan  $(u, v)$  lors d'une observation. On voit que les observations séparées de 5 minutes (300 secondes) voient une dérive de la phase du signal du modèle de binaire séparée de 50 mas de presque 360 degrés. J'ai donc choisi 220 s comme limite maximale du temps d'intégration total, pour ne pas brouiller le signal en le moyennant. Les 220 s permettent également de découper l'observation totale de façon relativement égale, comme une observation dure environ 600 secondes.

### vii.1.3.3 Choix de la méthode de débiaisement des clôtures de phases

Les clôtures de phase mesurées dans les données brutes sont biaisées par la méthode de codage des franges utilisée dans MIRC-X. En effet, contrairement à PIONIER ou GRAVITY, MIRC-X est un recombineur "tout en un", c'est à dire que les flux cohérents des différentes paires sont tous codés sur les mêmes pixels et par les mêmes photons. Lorsque l'on calcule la clôture de phase de trois lignes

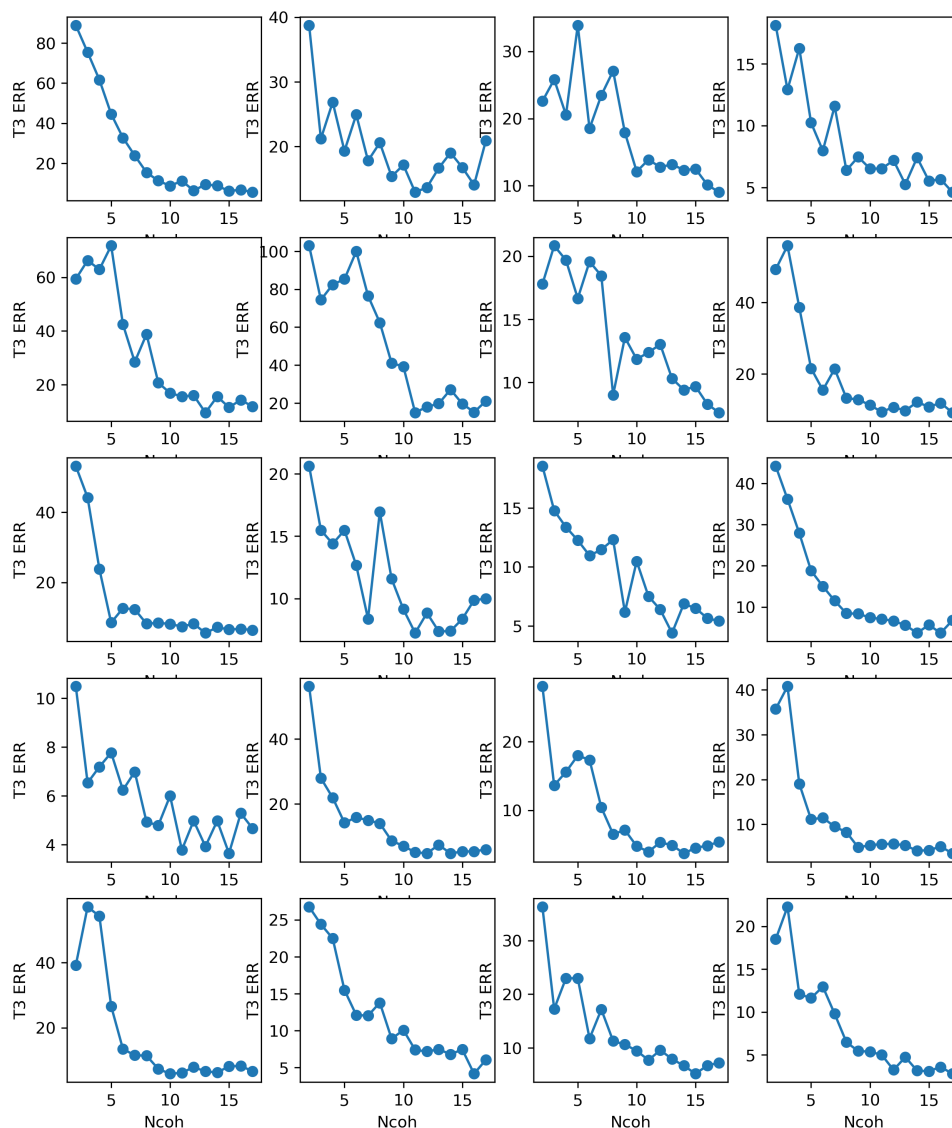


FIGURE vii.6 – Erreur sur la clôture de phase ( $T3_{err}$ ) en fonction du nombre d’intégration cohérente ( $ncoh$ ), pour les différents triplets de télescopes.  $ncoh = 10$  correspond à 30 ms de temps d’intégration cohérent.

de base avec la méthode du bi-spectre, la moyenne contient le bruit de détecteur et de photon corrélé entre les 3 lignes de base. Cela apporte un biais sur cette moyenne, et donc sur les clôtures de phases.

Pour débiaiser ce signal, le logiciel de réduction de données offre deux possibilités. Je peux utiliser soit une méthode calculant les clôtures de phases en décorrélant le bruit des différentes bases, c’est-à-dire en prenant des séquences pour chaque ligne de bases décalées dans le temps, soit une méthode qui fait une calibration empirique de ce biais, en se basant sur nos connaissances de la distribution du signal (inspiré de GARCIA et al., 2016). La première méthode nécessite de choisir le décalage temporel qui sera utilisé par le logiciel de réduction de données, alors que la deuxième se base uniquement sur des paramètres calibrés automatiquement par le logiciel de réduction de données.

La figure vii.8 représente l’effet de la méthode par estimation du biais. On voit que dans cet exemple, les courbes de clôtures de phase sont beaucoup plus proches du signal attendu après débiaisement (en bas). La méthode d’estimation du biais a été testée par Tyler Gardner, étudiant en thèse à l’université du Michigan, sur des observations dont nous connaissions le signal de clôtures de phase attendu. Ses conclusions montrent que cette méthode donne des résultats conformes aux attentes. Elle fera l’objet d’une publication de Tyler Gardner en préparation. Comme cette méthode ne demande de

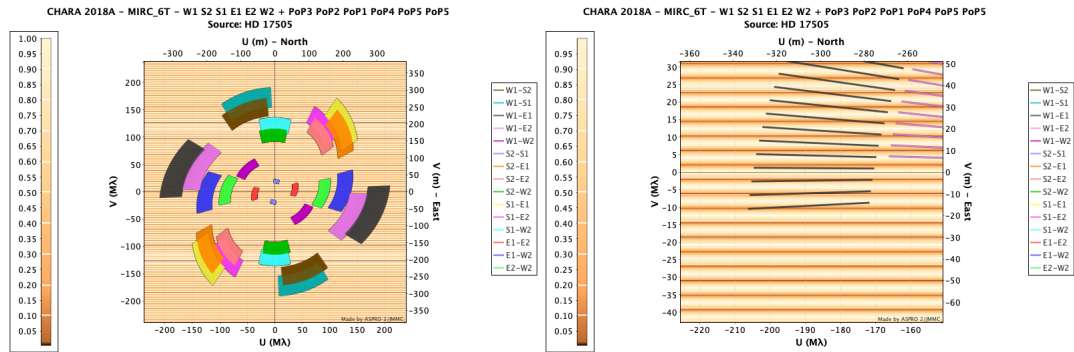


FIGURE vii.7 – Exemple de dérive du plan  $(u, v)$  modélisé avec le logiciel ASPRO2. À gauche, la vue globale du plan  $(u, v)$ . À droite, un zoom sur la dérive de la ligne de base la plus rapide. Sur la figure de gauche, les couleurs montrent la dérive de chaque ligne de base sur le plan  $(u, v)$  au cours d’une nuit entière. Sur la figure de droite, les traits noirs sont des observations espacées de 5 minutes. Les traits oranges horizontaux espacés régulièrement représentent le modèle de binaire avec une séparation de 50 mas. Le logiciel ASPRO2 est mis à disposition par le JMMC ([http://www.jmmc.fr/aspro\\_page.htm](http://www.jmmc.fr/aspro_page.htm)).

personnaliser un paramètre du logiciel de réduction de données, c’est cette méthode d’estimation du biais que j’ai choisi d’utiliser.

#### vii.1.3.4 Choix du seuil de SNR

En réduisant les données, je me suis aperçu que certains points de la visibilité carrée et de la clôture de phase étaient incohérents avec le reste des résultats. Pour remédier à ce problème, j’ai augmenté le seuil de SNR pour lequel le logiciel de réduction de données acceptait les données comme étant de bonne qualité. Le seuil par défaut est un SNR égal à 2. Pour déterminer le meilleur seuil pour mes données, je les ai réduites avec des seuils différents.

La figure vii.9 est un résumé des résultats de la réduction des observations de HD 47839, avec le seuil minimum de SNR par défaut fixé à 2. Sur la figure en bas à droite on y voit la visibilité carrée et sur la gauche la clôture de phase en degré, appelé  $T_3PHI$ . Un exemple détaillé est présenté en section vii.1.3.5. On voit sur la figure des visibilités carrées (en bas à gauche) plusieurs points proches de zéro totalement incohérents avec le reste des résultats. Sur la figure des clôtures de phase (en bas à droite), on voit également des points s’écartant très significativement des autres résultats.

La figure vii.10 est un résumé des résultats de la réduction des observations de HD 47839, avec le seuil minimum de SNR fixé à 4. On voit que les points des visibilités carrées près de zéro ont disparu, ainsi que les points disparates de la clôture de phase. De plus on peut noter que les quelques visibilités carrées bien supérieures à 1 sont maintenant inférieures à 1, grâce au rejet des intervalles de temps pendant lesquels les données n’avaient pas un SNR suffisant.

Il s’avère qu’un seuil fixé à 4 permet de ne plus avoir les points incohérents dans les résultats finaux. Cette valeur est tout à fait correcte et permet de ne pas éliminer un trop grand nombre de données de bonne qualité, ce qui serait problématique également.

#### vii.1.3.5 Résultats de la réduction de données

Après avoir choisi les bons paramètres de réduction des données, nous obtenons des fichiers calibrés au format OIFITS (DUVERT, YOUNG et HUMMEL, 2017) pouvant être utilisés. La figure vii.11 est un exemple du résultat de la réduction de donnée finale. En haut à gauche se trouve un tableau récapitulatif les observations, avec le nom de l’objet, ici HD 167971 (MY Ser), la magnitude dans les bandes V et K, le nombre de fichiers calibrés, et la/les date(s) des observations. En haut à droite se trouve le plan  $(u, v)$  compilé de tous les fichiers calibrés. Grâce à la configuration des 6 télescopes de CHARA, on voit qu’en une unique observation (600 secondes, donc deux fichiers calibrés), il n’y a pas de directions particulièrement inexplorées et l’échantillonnage est relativement homogène, ce qui permet d’obtenir l’information sur la binarité d’un système en une seule observation.

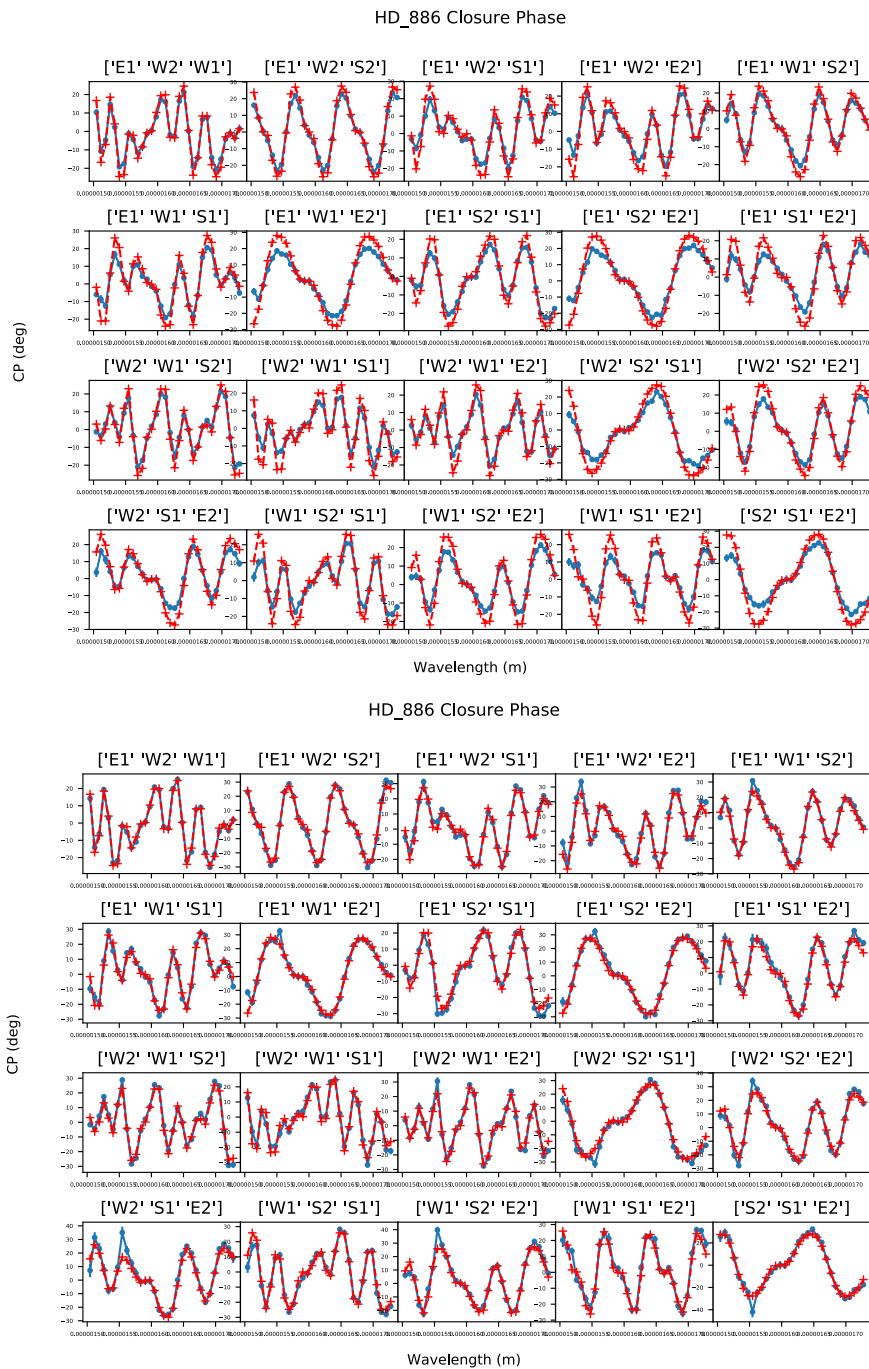


FIGURE vii.8 – Clôture de phase (CP) en fonction de la longueur d'onde, sans correction du biais en haut, et avec correction du biais par estimation de celui-ci en bas. Les points rouges représentent le modèle des clôtures de phases que nous voulons retrouver, en bleu sont les données. Crédit Tyler Gardner

En bas à gauche se trouvent les visibilité carrées ( $vis_2$ ) calibrées en fonction de la fréquence spatiale. Sur l'exemple présenté ici, on voit que les visibilité carrées varient sinusoidalement. Ce signal est typique de celui d'une binaire. La période des sinusoides indique la séparation des 2 composantes. Plus la période est courte, plus les binaires sont éloignées. L'amplitude des sinusoides indique le rapport de flux des deux composantes. Plus l'amplitude est élevée, plus le rapport des flux est proche de 1.

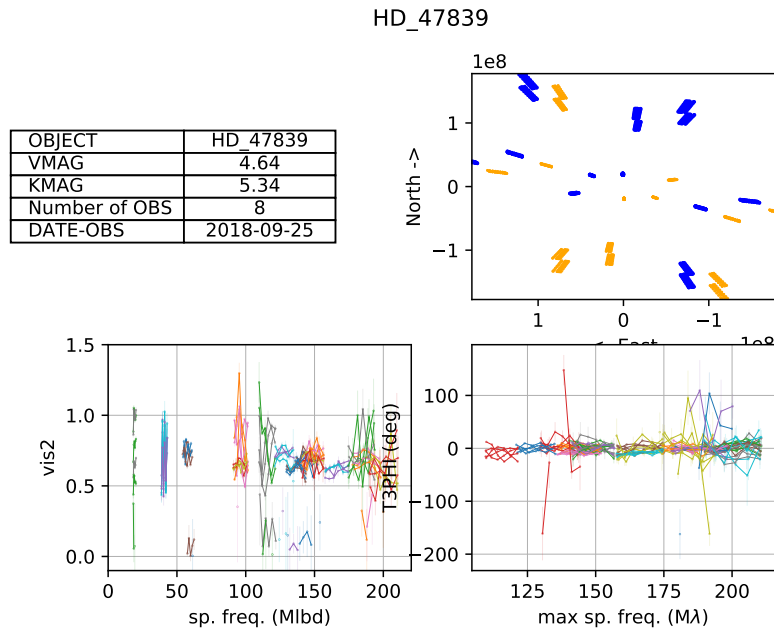


FIGURE vii.9 – Résumé de la réduction de HD 47839 avec un seuil de SNR de 2.

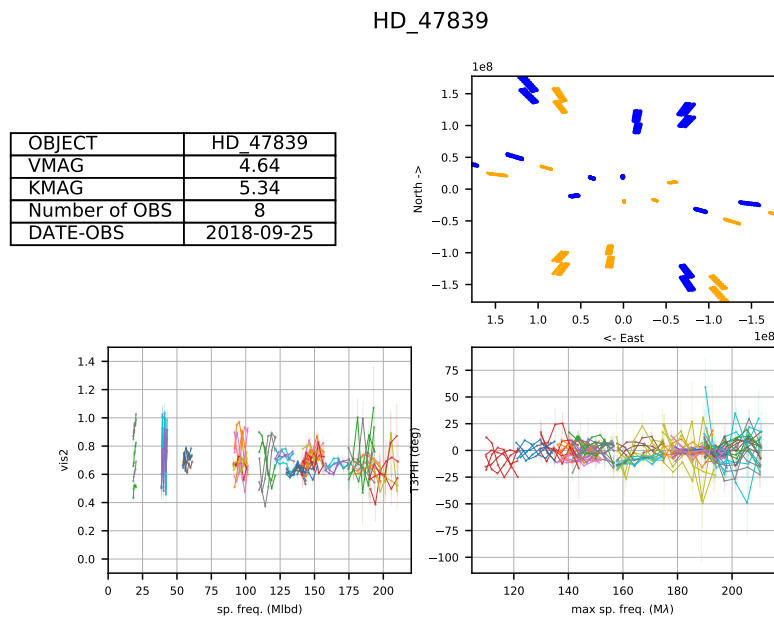


FIGURE vii.10 – Résumé de la réduction de HD 47839 avec un seuil minimum de SNR de 4.

En bas à droite il y a les clôtures de phase ( $T_3PHI$ ) calibrées en fonction de la fréquence spatiale. Pour un objet binaire, le signal de clôture de phase varie en fonction de la fréquence spatiale. La forme de ces variations nous donne les positions relatives des deux composantes, alors que l'amplitude nous donne une information sur le rapport des flux des deux composantes. Le résultat de chaque système observé se trouve dans l'annexe A.5

## HD\_167971

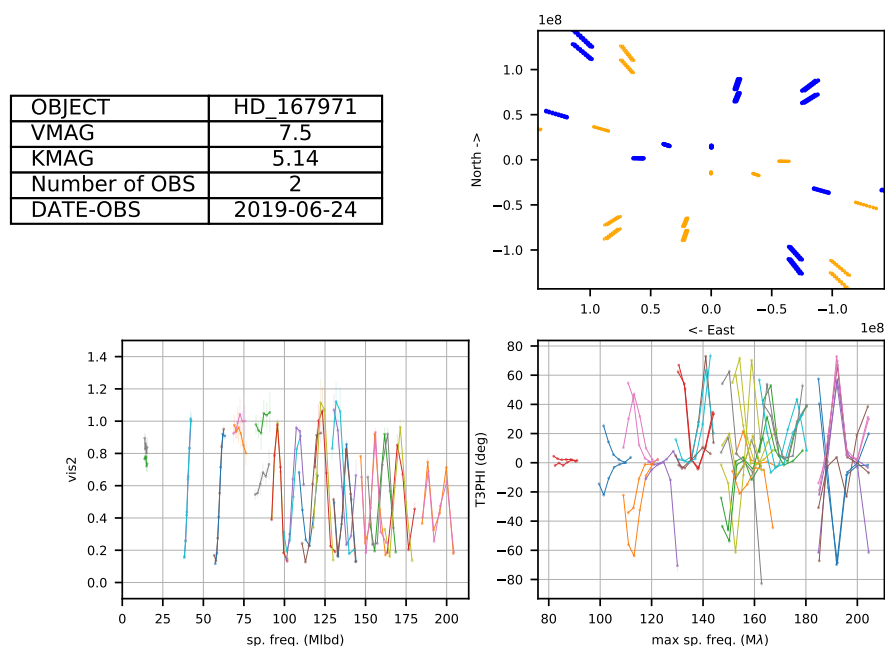


FIGURE vii.11 – Résumé de la réduction de HD 167971. En haut à gauche se trouve un tableau récapitulant les observations, avec le nom de l’objet, la magnitude dans les bandes V et K, le nombre de fichiers calibrés, et la/les date(s) des observations. En haut à droite se trouve le plan  $(u, v)$  compilé de tous les fichiers calibrés. En bas à gauche se trouvent les visibilités carrées ( $vis2$ ) calibrées en fonction de la fréquence spatiale. Les clôtures de phase (T3PHI) calibrées en fonction de la fréquence spatiale sont représentés en bas à droite.

## VII.2 RECHERCHE DE MULTIPLICITÉ DANS LES DONNÉES DES ÉTOILES OBSERVÉES

### vii.2.1 L’outil CANDID

CANDID (pour Companion Analysis and Non Detection in Interferometric Data) est un outil python développé par Alexandre Gallenne et Antoine Mérand (GALLENNE et al., 2015). Il permet de rechercher un signal de binarité dans des données interférométriques et d’obtenir la position et le rapport de flux de potentiels compagnons, ainsi qu’une limite de détection si aucun compagnon n’est trouvé.

#### vii.2.1.1 Fonctionnement de CANDID

CANDID peut prendre en entrée des fichiers OIFITS contenant des visibilités carrées ( $V_2$ ), des clôtures de phases (T3PHI) et des amplitudes de bispectres (T3AMP). Pour l’analyse de mes données j’ai utilisé uniquement les  $V_2$  et les T3PHI, les T3AMP obtenus par le logiciel de réduction de données de MIRC-X n’étant pas fiables pour l’instant.

Pour la détection de compagnon, CANDID effectue un ajustement des données par un modèle de binaire, sur une grille de position de côté  $N$ . Pour définir  $N$ , nous devons déterminer l’intervalle des séparations  $r$  que nous voulons sonder, ainsi que le pas  $s$  avec lequel nous voulons sonder la position de la potentielle binaire. La taille est donc définie par  $N = \frac{r_{max} - r_{min}}{s}$ , avec  $r_{max}$  et  $r_{min}$  respectivement la séparation maximale et la séparation minimale sondée.

Chaque point de cette grille constitue le point de départ d'un ajustement par méthode de minimisation du  $\chi_r^2$  avec, pour variables, la position du compagnon ( $x, y$ ), le rapport de flux ( $f$ ) et potentiellement le diamètre de l'étoile principale si nécessaire. Comme mes étoiles ne sont pas résolues, je n'utilise pas ce paramètre dans mon analyse. Chaque point de départ mène à un minimum local. Pour trouver le minimum global il faut donc sonder la totalité des minimums locaux. Pour être sûr de cela, il faut que chaque minimum local soit atteint par plusieurs points de départ de la grille. La taille du pas adéquat est estimée après une première recherche de compagnon. Pour cela, CANDID utilise deux critères :

1. Chaque minimum local doit être atteint par au moins 2 points de la grille de départ
2. La distance médiane entre un point de départ et son point d'arrivée (minimum local) doit être inférieure à  $\frac{\sqrt{2}}{2}s$ .

En sortie nous obtenons une carte de  $\chi_r^2$  ainsi qu'une carte de  $n\sigma$ . La carte de  $\chi_r^2$  nous indique la position la plus probable d'un compagnon, mais ne nous indique pas si cela signifie que le compagnon existe. La carte de  $n\sigma$  nous indique pour chaque position de départ la signification d'une détection de compagnon à cette position. Pour déterminer la valeur de  $n\sigma$ , CANDID compare le résultat de l'ajustement du modèle de binaire avec celui d'un modèle de disque uniforme (représentant une étoile seule). Cela donne une probabilité  $P$  (équation 8 de GALLENNE et al., 2015), qui est alors convertie en  $n\sigma$ . Par exemple une probabilité de 99.73% donne  $3\sigma$ . Nous considérons que  $n\sigma > 5$  correspond à la détection d'un compagnon, et que  $3 > n\sigma > 5$  signifie un candidat potentiel, qui demande plus d'observations pour confirmation. CANDID limite la valeur de  $n\sigma$  à un maximum de 49.96.

Pour la limite de détection, CANDID utilise deux méthodes. La première, que je nommerai méthode d'injection, consiste à injecter analytiquement dans les données un compagnon avec différents rapports de flux à chaque point de la grille de départ. La deuxième méthode, nommée ABSIL, est décrite dans ABSIL et al., 2011. Elle consiste à comparer le  $\chi_r^2$  d'un modèle de disque uniforme avec celui d'un modèle de binaire pour chaque point de la grille. Elle vérifie ensuite si la probabilité de détection d'un compagnon est compatible avec les données, en se basant sur la statistique du  $\chi_r^2$ .

Pour les deux méthodes, CANDID recherche alors le rapport de flux pour lequel le compagnon serait détecté à  $3\sigma$ . Un compagnon avec un flux moins élevé n'est donc pas détecté par CANDID, ce qui fixe la limite de détection. Nous obtenons une carte de limite de détection à  $3\sigma$ . CANDID détermine avec cette carte une limite de détection en fonction de la séparation.

### vii.2.1.2 *Systématisation de l'analyse avec CANDID*

J'ai travaillé en étroite collaboration avec Antoine Mérand sur l'adaptation de l'outil aux données MIRC-X ainsi qu'à la systématisation de l'analyse de mes données. Le résultat est une procédure qui suit les étapes suivantes :

- Pour chaque étoile  $O$  observée, et pour chaque nuit, je prends les fichiers réduits calibrés.
- J'effectue une première recherche de compagnon avec un pas de 0.5 mas. J'ai choisi ce pas après plusieurs test comme compromis entre le temps de calcul et la robustesse de l'exploration du minimum local.
- Si un compagnon est détecté avec suffisamment de confiance ( $n\sigma > 5$ ), j'effectue un "bootstrap" autour de la position du compagnon pour obtenir des barres d'erreurs sur la position et le rapport de flux.
- Si un premier compagnon est détecté, j'effectue une deuxième recherche de compagnon en soustrayant analytiquement le compagnon trouvé lors de la première recherche.
- J'effectue une recherche de limite de détection, en enlevant le signal du premier compagnon trouvé par la première recherche s'il y a lieu d'être.

Cette procédure permet une systématisation de la recherche de 2 compagnons dans les données, ainsi qu'un calcul de limite de détection. Je peux donc automatiser cette procédure pour permettre l'utilisation de serveurs afin de profiter de la parallélisation de CANDID.

Pour le moment CANDID ne permet que de soustraire le signal d'un seul compagnon. Si la découverte de candidats à un troisième compagnon se fait dans mes données, il est envisagé d'implémenter la possibilité de soustraire le signal de plusieurs compagnons dans CANDID.

## vii.2.2 Choix des paramètres de l'analyse CANDID

L'outil CANDID permet une utilisation variée et comprend donc un certain nombre de paramètres pouvant être fixés pour optimiser son utilisation. Dans cette section, j'explique et justifie les paramètres que j'ai utilisés.

### vii.2.2.1 Choix du rayon maximal

Le premier paramètre est le rayon maximal de recherche de binarité dans les données. Il fixe la séparation maximale pour laquelle CANDID va essayer d'ajuster le modèle de binaire aux données.

Pour les résultats présentés dans cette thèse, j'ai fixé ce rayon maximal à 50 mas. Cette séparation correspond à une estimation du champ de vue interférométrique (CVI) de MIRC-X pour la plus grande ligne de base (330m). Celui-ci est donné par la relation  $CVI = R \frac{\lambda}{B}$  en radian, avec R la résolution spectrale,  $\lambda$  la longueur d'onde et B la longueur de la ligne de base. Pour MIRC-X,  $R = 50$ ,  $\lambda = 1.6 \times 10^{-6}$  m et  $B = 330$  m. Cela nous donne  $CVI \simeq 50$  mas.

De plus, les séparations supérieures à 50 mas sont déjà explorées par ALDORETTA et al., 2015, avec le HST, et par les instruments d'imagerie directe assistés par optique adaptative. Le fait de se limiter à ce rayon permet également de réduire considérablement le temps nécessaire à l'analyse des données avec CANDID.

Cependant, la présence d'un compagnon avec une séparation supérieur à 200 mas pourrait induire un signal pouvant être traduit par cette analyse par un compagnon avec une séparation proche de la limite de 50 mas, laissant des résidus pouvant ensuite biaisé la recherche d'un deuxième compagnon. Une analyse avec un rayon maximal fixé à 200 mas pour de telles détections, ce qui correspond au champs de vue photométrique de MIRC-X, sera nécessaire. Mais les résultats au delà du champs de vue interférométrique ont tendance à présenter un biais dans le rapport de flux, comme expliquer dans SANA et al., 2014.

### vii.2.2.2 Choix du pas

Le deuxième paramètre est le pas de la recherche effectuée par CANDID. Ce dernier va effectuer un ajustement systématique pour chaque point sur une grille de position en utilisant ce pas. Diminuer ce pas permet de ne pas manquer un minimum local qui pourrait s'avérer être le minimum global de  $\chi^2$ . Mais cela a pour conséquence d'augmenter considérablement le temps nécessaire à l'analyse.

Pour les résultats présentés dans cette thèse, j'ai fixé le pas à 0.5 mas. En effet, lors des tests pour rendre opérationnel CANDID sur mes données, CANDID retournait une estimation du pas qu'il considérait adéquat, comme expliqué dans la section [vii.2.1.1](#). Ce pas était systématiquement autour de 2.0 mas. Cependant, j'ai remarqué dans certaines données que le résultat trouvé n'était pas le minimum global, trouvé avec un pas plus petit. J'ai alors fixé ce paramètre à 0.5 mas pour être sûr de ne pas manquer le minimum global, en contrepartie du temps d'analyse plus long.

## vii.2.3 Exemple de résultat de CANDID

Dans cette section je présente un exemple de résultat fourni par CANDID. Il s'agit de HD 167971, dont les données calibrées sont présentées en exemple dans la Fig. [vii.11](#).

La figure [vii.12](#) présente la carte de  $\chi_r^2$  avec la valeur de  $n \sigma$  pour la position du minimum de  $\chi_r^2$  et sa position en rouge. Dans cet exemple, on voit que la position la plus probable du compagnon est de  $x = -19.67$  mas et  $y = -2.94$  mas, et que le compagnon est détecté à  $49.96 \sigma$ , la valeur maximum affichée par CANDID.

Nous avons des jeux de données contenant un grand nombre de mesure ce qui permet l'utilisation des incertitudes empiriques estimées pas "bootstrap". La figure [vii.13](#) est le résultat du "bootstrap" pour trouver des barres d'erreurs statistiques réalistes. On voit que les barres d'erreurs ainsi trouvées sont plus larges que celles déduites du  $\chi_r^2$ . Il est donc possible que les incertitudes sur les visibilité carrée et les clôtures de phase soient sous-estimées par le logiciel de réduction de données de MIRC-X.



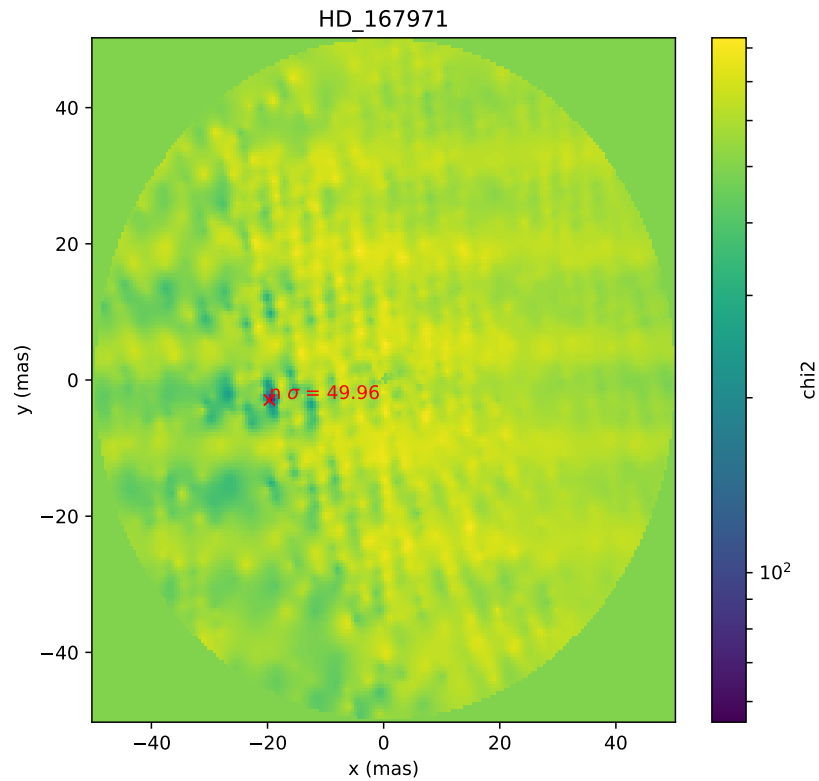


FIGURE vii.12 – Carte de  $\chi_r^2$  de la recherche de compagnon avec CANDID pour HD 167971. La position la plus probable d'un compagnon est marquée par une croix rouge, avec la signification ( $n\sigma$ ) d'un compagnon à cette position. L'échelle des couleurs représente le  $\chi_r^2$  en échelle logarithmique. Le minimum de  $\chi_r^2$  est d'environ 55.

La figure vii.14 montre le résultat de la recherche de limite de détection par CANDID. Pour cet exemple, les deux méthodes montrent des limites similaires, entre 1.6 et 2.6 magnitudes.

Avec les paramètres choisis plus haut, et en profitant de la parallélisation de CANDID par l'utilisation de 8 coeurs, l'analyse de l'observation d'une étoile prend environ 2 heures. Grâce à la méthode d'automatisation, je peux lancer l'analyse de l'ensemble de mes étoiles et la sauvegarde des résultats en une fois, et ainsi optimiser mon temps de travail.

#### vii.2.4 Résultats étoile par étoile

Dans cette section je présente les résultats de l'analyse de CANDID pour chaque étoile.

**Bajamar star** Un compagnon est détecté à 0.7 mas de séparation et 31 % de rapport de flux. Ce système n'avait aucun compagnon jusqu'à maintenant, c'est donc la première fois que ce compagnon est détecté.

**Cyg OB 2-5 A** : Un compagnon est détecté à une séparation de 15 mas et un rapport de flux de 21% en juin 2018. En juin 2019, un compagnon est également détecté, mais avec une séparation de 11 mas et un rapport de flux 27% . Les rapports de flux équivalents nous indiquent qu'il s'agit du même compagnon. De plus, un deuxième compagnon est détecté en juin 2019 à 20 mas et un rapport de flux de 2%. Ce système est connu pour être une binaire spectrale à éclipse avec une période de 6.6 jours (LINDER et al., 2009). La binaire à éclipse ne peut être résolue par MIRC-X, il ne s'agit donc pas de ce compagnon. La présence d'un autre compagnon est suspectée par l'étude indirecte des phénomènes (émission non thermique) de ce système (RAUW, NAZÉ et CAMPOS, 2019). Cette étude indirecte prédit

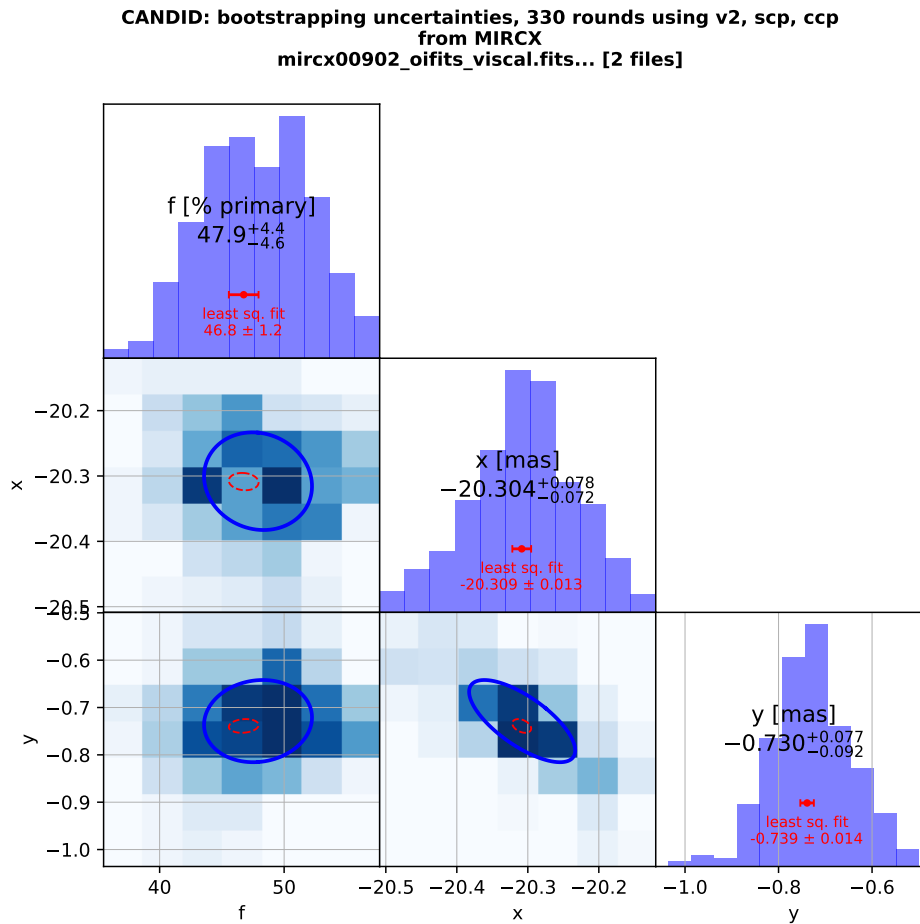


FIGURE vii.13 – Résultat du "bootstrap" sur les résultats de la recherche de compagnon de HD 167971. En diagonale se trouvent les histogrammes des résultats du bootstrap, donnant des barres d'erreurs réalistes en noir, comparées aux barres d'erreurs données par le  $\chi_r^2$  de la recherche de compagnon seul, en rouge.

une période de révolution de 6,5 ans. Pour une étoile de 20 masses solaires, et à la distance de ce système, cela donne une séparation d'environ 6 mas. Il se pourrait donc que le premier compagnon détecté, à une dizaine de mas soit cette étoile soupçonnée. Ce serait la première détection directe de cette étoile. Quant au compagnon détecté à 20 mas, c'est la première fois qu'il est détecté.

**Cyg OB 2-8 A** : Aucun compagnon détecté. Un compagnon avec une période de 21,9 jours est connu dans ce système (DE BECKER, RAUW et MANFROID, 2004).

**Cyg OB 2-9** : Un compagnon est détecté avec une séparation 0,8 mas et un rapport de flux de 66%. Ce système est une binaire spectrale connue avec une période de 2,4 ans et une forte excentricité. Le compagnon détecté pourrait être cette binaire spectrale.

**Cyg OB 2-10** : Un compagnon est détecté avec une séparation de 6,5 mas et un rapport de flux de 85% en juin 2018, mais n'est plus détecté en juin 2019. Un compagnon a déjà été détecté à 220 mas (CABALLERO-NIEVES et al., 2014). Le compagnon détecté à 6,5 mas est donc détecté pour la première fois.

**Cyg OB 2-11** : Un candidat est détecté avec une séparation de 3 mas et un rapport de flux de 9%. Ce système est une binaire spectrale connue avec une période de 72,3 jours (KOBULNICKY et al., 2012). Le candidat détecté pourrait être la composante de la binaire spectrale.

**HD 166734** : Aucun compagnon n'a été détecté pour ce système. Ce système est connu pour être une binaire spectrale avec une période de 34,5 jours (CONTI et al., 1980), en utilisant la troisième loi de Kepler, cela donnerait une séparation de 0,3 mas pour une étoile de 20 masses solaires à 2 kpc. Cette binaire spectrale n'est donc pas résolue par MIRC-X, ce qui est confirmé par la non détection.

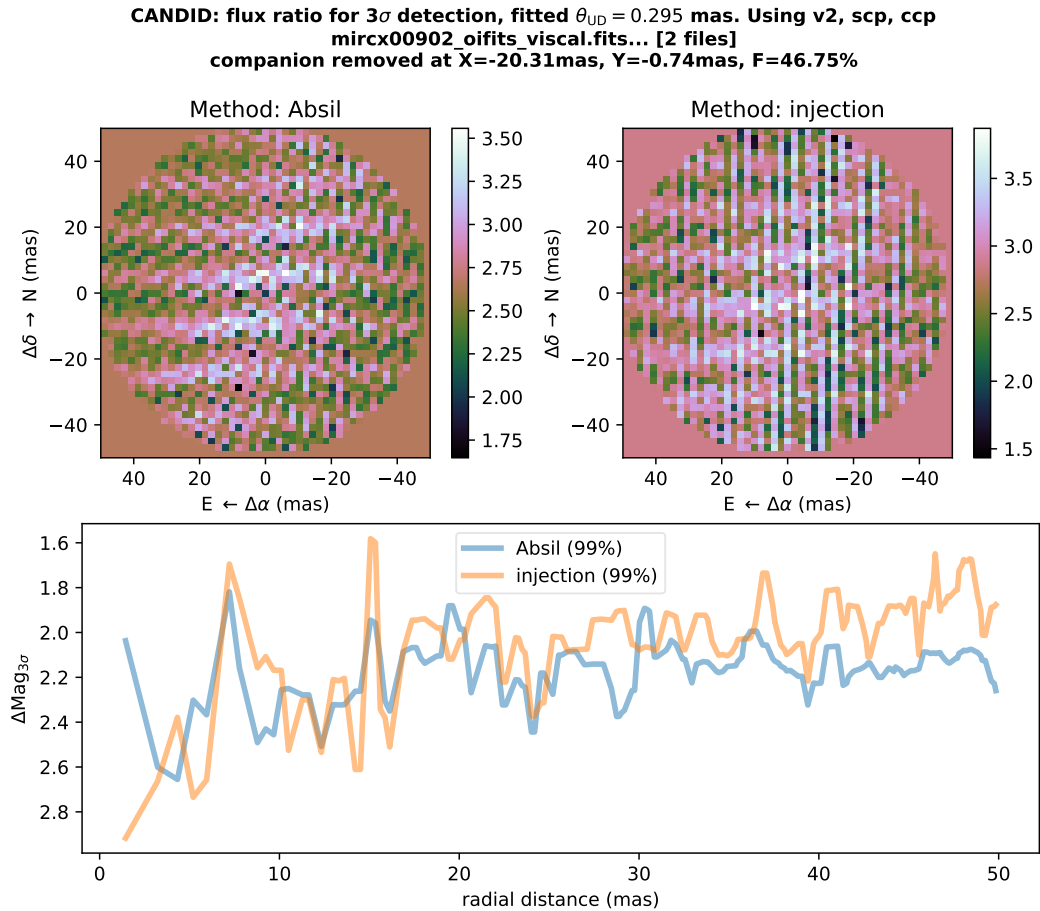


FIGURE VII.14 – Résultat de la recherche de la limite de détection de HD 167971. En haut à gauche, la carte de la limite trouvée par la méthode ABSIL. En haut à droite, celle trouvée par la méthode d’injection. En bas, la limite de détection en fonction de la séparation, en bleu la méthode ABSIL, en orange la méthode d’injection.

**HD 167971** : Un compagnon est détecté à 20 mas avec un rapport de flux de 57%. Ce système est connu pour être une SB<sub>3</sub> dont l’un des compagnons a une période de 3.2 jours (LEITHERER et al., 1987), donc avec une séparation trop faible pour être résolue par MIRC-X. Les caractéristiques de la troisième composante sont inconnues, il se pourrait que ce soit le compagnon détecté à 20 mas.

**HD 169515** : Aucun compagnon n’est détecté pour ce système. Ce système est connu pour être une binaire en interaction, avec une période de 11.2 jours (GRUNDSTROM et al., 2007), donc trop proche pour être résolue par MIRC-X.

**HD 17505** : Un compagnon est détecté à une séparation entre 16 mas et un rapport de flux entre 70% et 100% en un jour d’intervalle. Un candidat de deuxième compagnon est détecté dans l’une des observations. Il aurait une séparation de 2 mas et un rapport de flux de 14%. Ce système est connu pour être une SB<sub>3</sub> (HILLWIG et al., 2006) dont l’une des composantes a une période de 8 jours. Il se peut que le compagnon détecté soit la troisième composante.

**HD 188001** : Aucun compagnon détecté. Cette étoile n’a aucun compagnon connu pour l’instant.

**HD 188209** : Aucun compagnon détecté.

**HD 193322** : Un compagnon est détecté entre 49 et 50 mas de séparation et un rapport de flux entre 96% et 100%, sur 3 observations différentes en un an. Un deuxième compagnon est détecté dans les données de juin 2019, avec une séparation de 3 mas et un rapport de flux de 3%. Ce système est connu pour être une binaire spectrale (MCKIBBEN et al., 1998) avec une période de 311 jours et a un compagnon connu à 55 mas (MASON et al., 2009). Le premier compagnon détecté pourrait être ce compagnon déjà connu à 55 mas, car nous arrêtons notre recherche de compagnon à 50 mas, mais il

est possible de détecter un compagnon plus loin. Il serait intéressant d'effectuer une recherche plus large pour ce système. Le compagnon à 3 mas pourrait être la binaire spectrale.

**HD 195592** : Un candidat est détecté à une séparation de 8 mas et un rapport de flux de 8%. Ce système est une binaire spectrale connue, avec une composante à 5 jours de période et une composante à 20 jours de période. Ces périodes sont trop courtes pour que notre compagnon détecté soit une des composantes de la binaire spectrale. C'est donc la première fois qu'il est détecté.

**HD 19820** : Un premier compagnon est trouvé à une séparation entre 12 et 14 mas et un rapport de flux de entre 4 et 11%. Un deuxième compagnon est détecté à une séparation de 2 mas et un rapport de flux de 14%. Cette étoile est connue pour être une binaire à éclipse, avec une séparation de 0.14 mas (LEFÈVRE et al., 2009). Les 2 compagnons détectés sont donc tous les deux inconnus jusque là.

**HD 199579** : Un compagnon est détecté à une séparation de 4 mas et un rapport de flux de 83 %. Un candidat de deuxième compagnon est détecté avec une séparation de 1.5 mas et un rapport de flux de 28%. Ce système est connu pour être une binaire spectrale avec une séparation estimée à 1.2 mas (WILLIAMS et al., 2001). Il se peut que le candidat deuxième compagnon détecté soit ce compagnon spectral. Le premier est détecté pour la première fois.

**HD 201345** : Aucun compagnon n'est détecté pour ce système. Ce système est potentiellement une binaire spectrale (LESTER, 1973)

**HD 202214** : Un compagnon est détecté avec une séparation de 47 mas et un rapport de flux de 97%. Un deuxième compagnon est détecté avec une séparation de 43.0 mas et un rapport de flux de 4.1%. Étant donné que le premier compagnon est détecté à la limite de la recherche de compagnon, il se peut que celui-ci soit finalement plus loin, et que le deuxième compagnon soit dû au fait d'enlever ce premier compagnon avec une position erronée. Un compagnon est connu à moins de 100 mas (SOTA et al., 2014). Au vu de la détection d'un compagnon à la limite de la séparation maximale de recherche, il serait intéressant de lancer une recherche avec une séparation maximale supérieure.

**HD 203064** : Un compagnon est détecté à 23 mas de séparation et un rapport de flux de 14%. C'est la première fois que l'on détecte ce compagnon.

**HD 206183** : Aucun compagnon n'est détecté pour cette étoile qui n'a aucun compagnon encore détecté à ce jour.

**HD 206267** : Un compagnon est détecté avec une séparation comprise entre 44 mas et 47 mas et un rapport de flux entre 22% et 27% pour 2 observations écartées de 4 jours. Ce système comporte un compagnon connu à 100 mas (MASON et al., 2009). Une recherche avec une séparation maximale plus grande serait intéressante.

**HD 207198** : Un compagnon est détecté à 41 mas avec un rapport de flux de 1%. C'est la première fois que l'on détecte un compagnon pour ce système.

**HD 209481** : Aucun compagnon n'est détecté pour cette étoile. Les barres d'erreur montrent qu'il y a un problème dans l'analyse de ces données. Ce système est une binaire spectrale connue (MAHY et al., 2011).

**HD 209975** : Aucun compagnon détecté.

**HD 210809** : Un candidat est détecté à 4 mas et avec un rapport de flux de 3%. Ce serait le premier compagnon détecté pour ce système.

**HD 210839** : Un compagnon est détecté avec une séparation de 3 mas et un rapport de flux de 0.48%. Un candidat de deuxième compagnon est détecté avec une séparation de 14 mas et un rapport de flux de 0.5%. C'est la première fois que l'on détecte un compagnon pour ce système.

**HD 214680** : Un candidat est détecté à 2 mas et un rapport de flux de 5%. Un deuxième candidat est détecté à 8 mas et un rapport de flux de 7%. Des indices de binarité sont connues pour cette étoile (BODENSTEINER et al., 2018) (choc de vents), mais aucune détection directe n'a encore été faite.

**HD 217086** : Aucun compagnon détecté. Cette étoile n'a pas de compagnon connu.

**HD 228779** : Un premier compagnon est détecté avec une séparation de 1 mas et un rapport de flux de 4%. Un deuxième compagnon est détecté avec une séparation de 16 mas et un rapport de flux de 2%. C'est la première détection de compagnons pour ce système.

**HD 229196** : Un compagnon est détecté avec une séparation à 6 mas et un rapport de flux de 8%. Un candidat de deuxième compagnon est détecté avec une séparation de 4 mas et un rapport de flux de 4%. Cette étoile n'avait pas encore de compagnon connu jusque là.

**HD 229202** : Aucun compagnon n'est détecté et aucun compagnon n'est encore connu autours de cette étoile.

**HD 24431** : Un compagnon est détecté avec une séparation de 10 mas et un rapport de flux de 31%. Ce système a un autre compagnon connu à 719 mas (ALDORETTA et al., 2015).

**HD 24534** : Un compagnon est détecté à 8 mas de séparation et 100% de rapport de flux en février 2018, mais avec des données limitées, et n'est plus détecté en septembre 2018. Ce système est une binaire X connue (SOTA et al., 2011).

**HD 24912** : Un compagnon est détecté à une séparation de 0.7 mas et un rapport de flux de 100%. Aucun compagnon n'était connu jusque là.

**HD 28446** : Un compagnon est détecté avec une séparation entre 25 et 27 mas et un rapport de flux entre 24 et 32%. Cette étoile n'avait pas encore de compagnon connu.

**HD 30614** : Un candidat est détecté à 2 mas et avec un rapport de flux de 6%. Cette étoile n'a aucun compagnon connu.

**HD 34078** ; Un candidat est détecté à 7 mas et avec un rapport de flux de 4%. Cette étoile n'a aucun compagnon connu.

**HD 36861** : Aucun compagnon détecté.

**HD 45314** : Un candidat est détecté à 6 mas et avec un rapport de flux de 1%. Cette étoile n'a aucun compagnon connu.

**HD 47129** : Un candidat est détecté à 20 mas et avec un rapport de flux de 100%. Ce système est une binaire spectrale connue avec une séparation estimée à 0.19 mas (LINDER et al., 2008) non résolue.

**HD 47432** : Aucun compagnon détecté. Aucun compagnon connu jusque là.

**HD 47839** : Un compagnon est détecté à une séparation de 43 mas et un rapport de flux de 20%. Un candidat pour un deuxième compagnon est détecté, avec une séparation de 48 mas et un rapport de flux de 4%. Ce système n'avait qu'un compagnon connu à 128 mas de séparation (SOTA et al., 2011). Pour ce système aussi, une recherche avec une séparation maximale plus large serait intéressante.

**HD 48099** : Aucun compagnon détecté. Ce système est une binaire spectrale connue avec une séparation de 0.08 mas (MAHY et al., 2010) non résolue.

**LS III +46 11** : Aucun compagnon n'est détecté pour ce système, mais les données sont de très mauvaise qualité. Ce système est une binaire spectrale connue (MAÍZ APELLÁNIZ et al., 2015).

TABLE vii.1 – Récapitulatif des résultats de la recherche d'un premier compagnon par CANDID. La première colonne contient le nom du système observé. La deuxième colonne contient le signficance d'un compagnon aux coordonnées les plus probables du compagnon indiqué dans les troisième et quatrième colonnes. La cinquième colonne contient le flux le plus probable du compagnon, en pourcentage du flux de l'étoile principale. La sixième colonne contient la séparation en mas calculée à partir de la position du compagnon. La dernière colonne contient la date de l'observation des données utilisées pour l'analyse CANDID.

Nom	$n \sigma$	x [mas]	y [mas]	f [%]	sep [mas]	Dateobs
Bajamar Star	49.96	0.68 $^{+0.01}_{-0.01}$	-0.2 $^{+0.01}_{-0.01}$	31.46 $^{+0.85}_{-0.69}$	0.71	2018-09-25
Cyg OB2-5 A	35.38	13.57 $^{+0.06}_{-0.02}$	-6.09 $^{+0.17}_{-0.1}$	21.31 $^{+0.88}_{-1.7}$	14.87	2018-06-10
Cyg OB2-5 A	49.96	10.52 $^{+0.0}_{-0.0}$	-3.22 $^{+0.01}_{-0.0}$	27.08 $^{+0.34}_{-0.23}$	11	2019-06-23
Cyg OB2-8 A	0.6	1.34 $\pm 0.01$	2.09 $\pm 0.03$	43.38 $\pm 2.86$	2.49	2018-06-12
Cyg OB 2-9	0.9	-0.67 $\pm 0.37$	-0.32 $\pm 0.32$	12.86 $\pm 0.74$	0.74	2018-09-23
Cyg OB 2-9	49.96	0.35 $^{+0.01}_{-0.01}$	-0.7 $^{+0.0}_{-0.0}$	65.5 $^{+1.0}_{-1.23}$	0.78	2018-09-27
Cyg OB2-10	49.96	-2.57 $^{+0.02}_{-0.62}$	-6.01 $^{+0.03}_{-0.69}$	84.52 $^{+60.39}_{-10.55}$	6.53	2018-06-12
Cyg OB2-10	2.3	0.63 $\pm 0.01$	0.39 $\pm 0.01$	91.19 $\pm 3.69$	0.74	2019-06-23
Cyg OB2-11	4.33	-1.14 $^{+0.13}_{-0.29}$	-2.58 $^{+0.2}_{-0.4}$	9.18 $^{+2.19}_{-1.57}$	2.82	2018-09-25
HD_166734	0	-1.2 $\pm 0.01$	2.47 $\pm 0.01$	22.34 $\pm 1.08$	2.74	2019-06-24
HD_167971	49.96	-19.67 $^{+0.0}_{-0.01}$	-2.94 $^{+0.01}_{-0.01}$	57.14 $^{+1.34}_{-1.16}$	19.89	2019-06-24
HD_169515	0	-6.89 $\pm 0.01$	29.06 $\pm 0.02$	6.0 $\pm 0.15$	29.86	2019-06-24
HD_17505	49.96	-9.69 $^{+0.01}_{-0.03}$	-12.02 $^{+0.03}_{-0.03}$	68.36 $^{+7.0}_{-9.31}$	15.44	2018-09-25
HD_17505	49.96	9.68 $^{+0.01}_{-0.01}$	11.97 $^{+0.01}_{-0.01}$	103.62 $^{+0.0}_{-0.0}$	15.4	2018-09-26
HD_188001	1.62	9.84 $\pm 0.05$	1.37 $\pm 0.05$	1.3 $\pm 0.15$	9.93	2018-09-26
HD_188209	1.08	-8.6 $\pm 0.03$	-48.79 $\pm 0.18$	5.71 $\pm 0.43$	49.54	2018-06-09
HD_193322	49.96	0.73 $^{+0.12}_{-0.09}$	49.46 $^{+0.2}_{-0.14}$	101.09 $^{+0.0}_{-0.0}$	49.47	2018-06-12
HD_193322	49.96	25.32 $^{+0.09}_{-0.09}$	-41.57 $^{+0.16}_{-0.08}$	101.15 $^{+0.0}_{-0.0}$	48.67	2018-09-27
HD_193322	49.96	26.07 $^{+0.06}_{-0.05}$	-41.77 $^{+0.07}_{-0.08}$	95.85 $^{+7.84}_{-9.13}$	49.24	2019-06-24
HD_195592	3.19	-3.19 $^{+0.04}_{-0.11}$	-7.83 $^{+0.11}_{-0.06}$	8.02 $^{+0.77}_{-1.01}$	8.45	2018-06-11
HD_19820	45.96	0.06 $^{+0.07}_{-0.07}$	-2.4 $^{+0.04}_{-0.04}$	13.7 $^{+1.67}_{-1.86}$	2.4	2018-09-25
HD_19820	19.81	13.7 $^{+0.02}_{-0.02}$	1.74 $^{+0.02}_{-0.02}$	11.32 $^{+0.73}_{-0.67}$	13.81	2018-09-26
HD_199579	31.69	2.28 $^{+0.04}_{-0.04}$	-3.59 $^{+0.05}_{-0.04}$	83.02 $^{+7.05}_{-7.95}$	4.26	2018-06-11
HD_201345	2.31	3.91 $\pm 0.03$	1.17 $\pm 0.03$	2.26 $\pm 0.29$	4.08	2019-06-27
HD_202214	49.96	-36.31 $^{+0.06}_{-0.04}$	-30.27 $^{+0.03}_{-0.04}$	96.85 $^{+5.07}_{-6.05}$	47.27	2019-06-24
HD_203064	6.79	1.88 $^{+0.4}_{-0.31}$	-22.55 $^{+1.35}_{-1.3}$	13.61 $^{+4.31}_{-4.13}$	22.63	2018-06-10
HD_206183	0.67	-6.11 $\pm 0.21$	1.52 $\pm 0.14$	0.2 $\pm 0.15$	6.3	2019-06-27
HD_206267	49.96	-19.21 $^{+0.13}_{-0.13}$	-43.22 $^{+0.35}_{-0.49}$	22.01 $^{+2.38}_{-1.12}$	47.3	2019-06-22
HD_206267	46.37	-17.84 $^{+0.06}_{-0.3}$	-39.7 $^{+0.09}_{-0.15}$	25.66 $^{+1.31}_{-1.44}$	43.52	2019-06-26
HD_207198	5.32	-22.4 $^{+0.03}_{-0.03}$	34.45 $^{+0.06}_{-0.06}$	1.16 $^{+0.16}_{-0.13}$	41.09	2019-06-24
HD_209481	0.64	-15.74 $\pm 3744.44$	-35.66 $\pm 5048.83$	0.0 $\pm 0.12$	38.98	2019-06-24
HD_209975	0.72	-7.0 $\pm 0.4$	-2.83 $\pm 0.75$	0.26 $\pm 0.1$	7.55	2018-06-09
HD_210809	3.17	4.22 $^{+0.06}_{-0.07}$	1.48 $^{+0.04}_{-0.04}$	2.28 $^{+0.82}_{-0.73}$	4.47	2019-06-26
HD_210839	7.36	-3.24 $^{+0.02}_{-0.03}$	-0.05 $^{+0.04}_{-0.07}$	0.48 $^{+0.1}_{-0.12}$	3.24	2019-06-23

Suite à la page suivante

Suite de la page précédente

Nom	$n \sigma$	x [mas]	y [mas]	f [%]	sep [mas]	Dateobs
HD_214680	17.98	-2.27 $\begin{smallmatrix} +0.02 \\ -0.02 \end{smallmatrix}$	-0.71 $\begin{smallmatrix} +0.35 \\ -0.35 \end{smallmatrix}$	5.18 $\begin{smallmatrix} +0.82 \\ -1.19 \end{smallmatrix}$	2.38	2018-06-11
HD_217086	2.86	-2.29 $\pm 0.01$	-0.55 $\pm 0.01$	1.87 $\pm 0.08$	2.36	2018-09-26
HD_228779	19.19	-0.62 $\begin{smallmatrix} +0.02 \\ -0.01 \end{smallmatrix}$	1.23 $\begin{smallmatrix} +0.06 \\ -0.03 \end{smallmatrix}$	3.74 $\begin{smallmatrix} +1.1 \\ -0.93 \end{smallmatrix}$	1.38	2019-06-26
HD_229196	49.96	1.36 $\begin{smallmatrix} +0.04 \\ -0.03 \end{smallmatrix}$	5.72 $\begin{smallmatrix} +0.01 \\ -0.02 \end{smallmatrix}$	7.69 $\begin{smallmatrix} +0.38 \\ -0.57 \end{smallmatrix}$	5.87	2018-09-24
HD_229196	49.96	1.44 $\begin{smallmatrix} +0.04 \\ -0.03 \end{smallmatrix}$	5.71 $\begin{smallmatrix} +0.02 \\ -0.02 \end{smallmatrix}$	7.86 $\begin{smallmatrix} +0.4 \\ -0.41 \end{smallmatrix}$	5.89	2018-09-27
HD_229202	0	-2.87 $\pm 0.01$	1.45 $\pm 0.01$	11.39 $\pm 0.32$	3.22	2019-06-27
HD_24431	49.96	5.39 $\begin{smallmatrix} +0.03 \\ -0.03 \end{smallmatrix}$	-8.11 $\begin{smallmatrix} +0.01 \\ -0.01 \end{smallmatrix}$	30.57 $\begin{smallmatrix} +1.07 \\ -0.82 \end{smallmatrix}$	9.74	2018-09-24
HD_24534	30.13	-5.77 $\begin{smallmatrix} +0.23 \\ -0.59 \end{smallmatrix}$	5.61 $\begin{smallmatrix} +1.35 \\ -0.61 \end{smallmatrix}$	100.53 $\begin{smallmatrix} +0.0 \\ -0.0 \end{smallmatrix}$	8.05	2018-02-08
HD_24534	1.74	-13.35 $\pm 0.06$	4.39 $\pm 0.04$	2.62 $\pm 0.22$	14.05	2018-09-23
HD_24534	1.08	-4.85 $\pm 0.03$	1.41 $\pm 0.02$	3.24 $\pm 0.18$	5.05	2018-09-27
HD_24912	33.22	-0.32 $\begin{smallmatrix} +0.05 \\ -0.01 \end{smallmatrix}$	-0.63 $\begin{smallmatrix} +0.0 \\ -0.01 \end{smallmatrix}$	100.0 $\begin{smallmatrix} +0.0 \\ -0.0 \end{smallmatrix}$	0.71	2018-02-08
HD_28446	15.86	-17.94 $\begin{smallmatrix} +0.24 \\ -0.21 \end{smallmatrix}$	17.58 $\begin{smallmatrix} +0.03 \\ -0.03 \end{smallmatrix}$	24.09 $\begin{smallmatrix} +2.1 \\ -3.02 \end{smallmatrix}$	25.12	2018-02-08
HD_28446	49.96	-22.58 $\begin{smallmatrix} +0.01 \\ -0.01 \end{smallmatrix}$	15.24 $\begin{smallmatrix} +0.01 \\ -0.01 \end{smallmatrix}$	31.56 $\begin{smallmatrix} +1.33 \\ -1.57 \end{smallmatrix}$	27.24	2018-09-24
HD_30614	3.21	0.08 $\begin{smallmatrix} +0.04 \\ -0.05 \end{smallmatrix}$	-2.08 $\begin{smallmatrix} +0.03 \\ -0.07 \end{smallmatrix}$	5.6 $\begin{smallmatrix} +0.96 \\ -1.03 \end{smallmatrix}$	2.08	2018-09-25
HD_34078	3.45	-5.92 $\begin{smallmatrix} +0.08 \\ -0.15 \end{smallmatrix}$	2.94 $\begin{smallmatrix} +0.06 \\ -0.07 \end{smallmatrix}$	3.97 $\begin{smallmatrix} +1.43 \\ -1.01 \end{smallmatrix}$	6.61	2018-09-23
HD_34078	1.29	-1.3 $\pm 0.07$	-1.51 $\pm 0.04$	0.76 $\pm 0.08$	1.99	2018-09-27
HD_36861	1.2	-6.97 $\pm 0.06$	1.49 $\pm 0.06$	1.24 $\pm 0.27$	7.13	2018-09-26
HD_45314	3.32	3.33 $\begin{smallmatrix} +0.1 \\ -0.06 \end{smallmatrix}$	4.39 $\begin{smallmatrix} +0.05 \\ -0.08 \end{smallmatrix}$	1.41 $\begin{smallmatrix} +0.21 \\ -0.21 \end{smallmatrix}$	5.51	2018-09-25
HD_47129	3.61	-19.74 $\begin{smallmatrix} +0.05 \\ -0.51 \end{smallmatrix}$	-2.44 $\begin{smallmatrix} +0.06 \\ -0.05 \end{smallmatrix}$	100.07 $\begin{smallmatrix} +0.0 \\ -0.0 \end{smallmatrix}$	19.89	2018-09-23
HD_47129	1.66	0.76 $\pm 0.09$	3.9 $\pm 0.04$	1.3 $\pm 0.13$	3.97	2018-09-24
HD_47432	0.64	-19.36 $\pm 4022.1$	32.57 $\pm 6193.2$	0.0 $\pm 0.26$	37.88	2018-09-26
HD_47839	19.82	-15.05 $\begin{smallmatrix} +0.1 \\ -0.2 \end{smallmatrix}$	-40.08 $\begin{smallmatrix} +0.3 \\ -0.41 \end{smallmatrix}$	19.25 $\begin{smallmatrix} +1.87 \\ -1.66 \end{smallmatrix}$	42.82	2018-09-25
HD_48099	0.86	8.57 $\pm 0.24$	-42.4 $\pm 12.22$	30.7 $\pm 0.31$	43.26	2018-02-08
LS III +46 11	0.94	28.78 $\pm 2.62$	20.97 $\pm 2.02$	14.78 $\pm 0.78$	35.61	2018-09-24

Le tableau [vii.1](#) récapitule les résultats de la recherche du premier compagnon par CANDID dans mes données d'observations.

TABLE [vii.2](#) – Récapitulatif des résultats de la recherche d'un deuxième compagnon par CANDID. La première colonne contient le nom du système observé. La deuxième colonne contient le significance d'un compagnon aux coordonnées les plus probables du compagnon indiqué dans la troisième et quatrième colonne. La cinquième colonne contient le flux le plus probable du compagnon, en pourcentage du flux de l'étoile principale. La sixième colonne contient la séparation en mas calculée à partir de la position du compagnon. La dernière colonne contient la date de l'observation des données utilisées pour l'analyse CANDID.

Nom	$n \sigma$	x	y	f	sep(mas)	dateobs
Bajamar Star	0.71	0.19 $\pm 0.42$	3.73 $\pm 0.57$	0.16 $\pm 0.07$	3.73	2018-09-25
Cyg OB2-5 A	1.3	-12.94 $\pm 0.01$	9.36 $\pm 0.08$	5.19 $\pm 0.24$	15.97	2018-06-10
Cyg OB2-5 A	6.04	10.43 $\pm 0.02$	-17.47 $\pm 0.02$	1.91 $\pm 0.1$	20.35	2019-06-23

Suite à la page suivante

TABLE vii.2 – Récapitulatif des résultats de la recherche d’un deuxième compagnon par CANDID. La première colonne contient le nom du système observé. La deuxième colonne contient le signficance d’un compagnon aux coordonnées les plus probables du compagnon indiqué dans la troisième et quatrième colonne. La cinquième colonne contient le flux le plus probable du compagnon, en pourcentage du flux de l’étoile principale. La sixième colonne contient la séparation en mas calculée à partir de la position du compagnon. La dernière colonne contient la date de l’observation des données utilisées pour l’analyse CANDID.

Nom	$n \sigma$	x	y	f	sep(mas)	dateobs
Cyg OB 2-9	0.66	$0.77 \pm 0.49$	$0.57 \pm 0.38$	$0.11 \pm 0.11$	0.96	2018-09-27
Cyg OB2-10	1.31	$-0.24 \pm 0.0$	$-6.39 \pm 0.01$	$57.68 \pm 2.18$	6.4	2018-06-12
Cyg OB2-11	0.7	$7.44 \pm 0.28$	$3.38 \pm 0.32$	$1.89 \pm 0.53$	8.17	2018-09-25
HD_167971	1.11	$-7.08 \pm 0.07$	$-11.6 \pm 0.1$	$1.75 \pm 0.28$	13.59	2019-06-24
HD_17505	4	$1.08 \pm 0.02$	$2.19 \pm 0.02$	$14.2 \pm 0.97$	2.44	2018-09-25
HD_17505	0.66	$0.51 \pm 999.27$	$-29.45 \pm 2346.07$	$0.0 \pm 0.11$	29.45	2018-09-26
HD_193322	2.78	$-6.5 \pm 0.04$	$35.78 \pm 0.06$	$5.1 \pm 0.27$	36.36	2018-06-12
HD_193322	2.63	$4.37 \pm 0.05$	$-0.05 \pm 0.03$	$3.89 \pm 0.39$	4.37	2018-09-27
HD_193322	6.43	$2.33 \pm 0.04$	$-1.71 \pm 0.03$	$3.44 \pm 0.22$	2.89	2019-06-24
HD_195592	1.65	$5.94 \pm 0.03$	$18.72 \pm 0.11$	$2.23 \pm 0.14$	19.64	2018-06-11
HD_19820	19.08	$12.19 \pm 0.03$	$1.53 \pm 0.02$	$4.17 \pm 0.14$	12.29	2018-09-25
HD_19820	1.15	$-10.62 \pm 0.04$	$-1.75 \pm 0.04$	$1.89 \pm 0.2$	10.77	2018-09-26
HD_199579	4.03	$0.08 \pm 0.01$	$1.47 \pm 0.02$	$28.26 \pm 2.29$	1.47	2018-06-11
HD_202214	16.12	$-33.58 \pm 0.06$	$-27.96 \pm 0.05$	$4.82 \pm 0.2$	43.7	2019-06-24
HD_203064	0.87	$8.39 \pm 0.05$	$-21.44 \pm 0.15$	$6.73 \pm 1.18$	23.02	2018-06-10
HD_206267	0.89	$7.66 \pm 0.05$	$-6.87 \pm 0.08$	$2.24 \pm 0.39$	10.29	2019-06-22
HD_206267	2.02	$-17.58 \pm 0.04$	$-35.09 \pm 0.05$	$5.82 \pm 0.3$	39.24	2019-06-26
HD_207198	0.78	$2.62 \pm 0.06$	$7.38 \pm 0.11$	$0.51 \pm 0.18$	7.83	2019-06-24
HD_210809	0.89	$7.47 \pm 0.1$	$-0.95 \pm 0.08$	$0.51 \pm 0.1$	7.53	2019-06-26
HD_210839	4.42	$-9.81 \pm 0.03$	$9.68 \pm 0.03$	$0.27 \pm 0.02$	13.78	2019-06-23
HD_214680	4.78	$-7.03 \pm 0.01$	$2.63 \pm 0.04$	$7.28 \pm 0.24$	7.51	2018-06-11
HD_228779	13.49	$-9.05 \pm 0.02$	$-12.72 \pm 0.02$	$1.52 \pm 0.07$	15.61	2019-06-26
HD_229196	4.18	$-3.18 \pm 0.03$	$-1.59 \pm 0.02$	$3.82 \pm 0.22$	3.55	2018-09-24
HD_229196	1.49	$5.43 \pm 0.02$	$-8.02 \pm 0.02$	$2.79 \pm 0.13$	9.68	2018-09-27
HD_24431	2.83	$2.11 \pm 0.06$	$8.86 \pm 0.03$	$1.78 \pm 0.09$	9.1	2018-09-24
HD_24534	1.02	$8.02 \pm 0.02$	$13.14 \pm 0.03$	$36.82 \pm 2.95$	15.4	2018-02-08
HD_24912	0.65	$-3.18 \pm 0.97$	$-6.24 \pm 0.67$	$0.68 \pm 0.73$	7	2018-02-08
HD_28446	0.77	$-23.23 \pm 0.1$	$17.96 \pm 0.02$	$6.35 \pm 0.24$	29.37	2018-02-08
HD_28446	2.75	$-16.9 \pm 0.05$	$6.36 \pm 0.03$	$2.29 \pm 0.1$	18.06	2018-09-24
HD_30614	0.87	$-1.86 \pm 0.04$	$2.0 \pm 0.07$	$4.77 \pm 0.98$	2.73	2018-09-25
HD_34078	0.81	$-5.35 \pm 0.19$	$1.14 \pm 0.12$	$1.14 \pm 0.58$	5.47	2018-09-23
HD_45314	1.19	$-5.12 \pm 0.09$	$0.45 \pm 0.09$	$0.63 \pm 0.13$	5.14	2018-09-25
HD_47129	0.85	$-10.69 \pm 0.47$	$2.92 \pm 0.1$	$4.84 \pm 1.91$	11.08	2018-09-23
HD_47839	4.72	$-14.47 \pm 0.08$	$-46.5 \pm 0.14$	$3.61 \pm 0.2$	48.7	2018-09-25



Le tableau [vii.2](#) récapitule les résultats de la recherche d'un deuxième compagnon par CANDID dans mes données d'observations.

### **vii.2.5** *Discussion*

Les résultats présentés dans ce chapitre sont des résultats préliminaires. La réduction de données peut être optimisée. L'une des façons de le faire est d'améliorer le logiciel de réduction des données grâce à une meilleure connaissance de l'instrument. Une autre façon d'améliorer la réduction des données serait d'effectuer une recherche des paramètres optimaux au cas par cas. La première solution demande du temps et des études du comportement de l'instrument au cours du temps. La deuxième est déjà en train de se mettre en place.

La méthode d'analyse des données calibrées avec CANDID peut être optimisée également. Dans cette thèse, un compromis a été fait entre l'optimisation individuelle de l'analyse des données et le temps d'analyse. Une recherche avec un intervalle de séparation plus grand (jusqu'à 200 mas) permettrait une recherche plus complète des compagnons, ainsi qu'une complémentarité avec le relevé SMASH+, mais nécessite une réduction des données avec un temps d'intégration totale plus petit. Ces deux améliorations sont toutes deux très gourmandes en temps d'analyse.

Les systèmes avec un compagnon détecté à moins de 15 AU de séparation, au nombre de 13 dans les résultats du relevé de démonstration, seraient des candidats adaptés à un suivi régulier, afin d'en obtenir les paramètres orbitaux. Ces informations sont importantes pour l'étude de la formation des étoiles massives. De plus, l'observation combinant spectroscopie et interférométrie optique à longue ligne de base des binaires spectrales résolues par MIRC-X permettrait des mesures de masses absolues de ses systèmes.

### **vii.2.6** *Mauvais calibrateurs*

Pendant la calibration des étoiles du relevé de démonstration, j'ai remarqué que plusieurs calibrateurs que j'avais observés n'étaient finalement pas des calibrateurs adéquats car ils s'avèrent être des systèmes binaires résolus par MIRC-X. Ces calibrateurs sont HD 281311, HD 239636 et HD 47415. Ces mauvais calibrateurs seront rapportés au JMMC pour qu'ils mettent à jour leur base de données.





---

## ANALYSE STATISTIQUE

---

### Sommaire

---

viii.1 Performances de l'instrument MIRC-X . . . . .	118
viii.1.1 Effet de la magnitude et de la turbulence atmosphérique sur la qualité des données . . . . .	118
viii.1.2 Étude de la limite de détection en fonction de la séparation . . . . .	119
viii.1.3 Évolution des performances avec les améliorations de l'instrument . . . . .	120
viii.1.4 Récapitulatif des compagnons détectés par CANDID . . . . .	121
viii.1.5 Nombre de compagnons en fonction de la différence de magnitude . . . . .	124
viii.1.6 Comparaison des performances avec les besoins . . . . .	124
viii.2 Analyse préliminaire du relevé de démonstration . . . . .	125
viii.2.1 Fraction de multiplicité . . . . .	125
viii.2.2 Nombre de compagnons en fonction du rapport de masse . . . . .	125
viii.2.3 Nombre de compagnons en fonction de la séparation . . . . .	126
viii.2.4 Rapport de masse en fonction de la séparation . . . . .	126
viii.3 Discussions et perspectives . . . . .	127

---

Dans ce chapitre, je présente l'analyse statistique des observations du relevé de démonstration.

### VIII.1 PERFORMANCES DE L'INSTRUMENT MIRC-X

Avec les données du relevé de démonstration, je peux étudier les performances de MIRC-X, ainsi que leur évolution avec les différentes étapes d'amélioration de l'instrument. Je me concentre sur les paramètres pertinents dans ma recherche de compagnons que sont la magnitude limite en basse résolution spectrale et le contraste. Je ne vais pas parler dans ce manuscrit des performances en moyenne résolution spectrale, de la calibration ultra précise des visibilités ou encore de la stabilité de la calibration spectrale à long terme.

#### viii.1.1 Effet de la magnitude et de la turbulence atmosphérique sur la qualité des données

La qualité des données peut changer suivant différents paramètres. Ceux que je peux étudier grâce aux données du relevé de démonstration sont la magnitude des étoiles observées et la turbulence atmosphérique.

Pour déterminer la qualité des données, j'utilise le SNR donné dans l'entête des données réduites par le logiciel de réduction. Je prends la moyenne de ces SNR sur les différentes lignes de base pour estimer la qualité globale des données. Pour la magnitude, je prends la magnitude en bande H donnée par 2MASS (SKRUTSKIE et al., 2006).

Pour avoir une estimation de la turbulence atmosphérique, l'entête des données enregistre la valeur du paramètre de Fried dans le visible,  $R_0$  en cm, lors de la prise de données.  $R_0$  est la taille caractéristique d'une cellule de cohérence du front d'onde pour laquelle la phase des franges d'interférences est modifiée de 1 radian. Meilleures sont les conditions atmosphériques, plus cette valeur est élevée. Cependant, avec l'arrivée progressive de l'optique adaptative à CHARA, cette valeur n'est pas enregistrée dans l'entête de toutes les données.

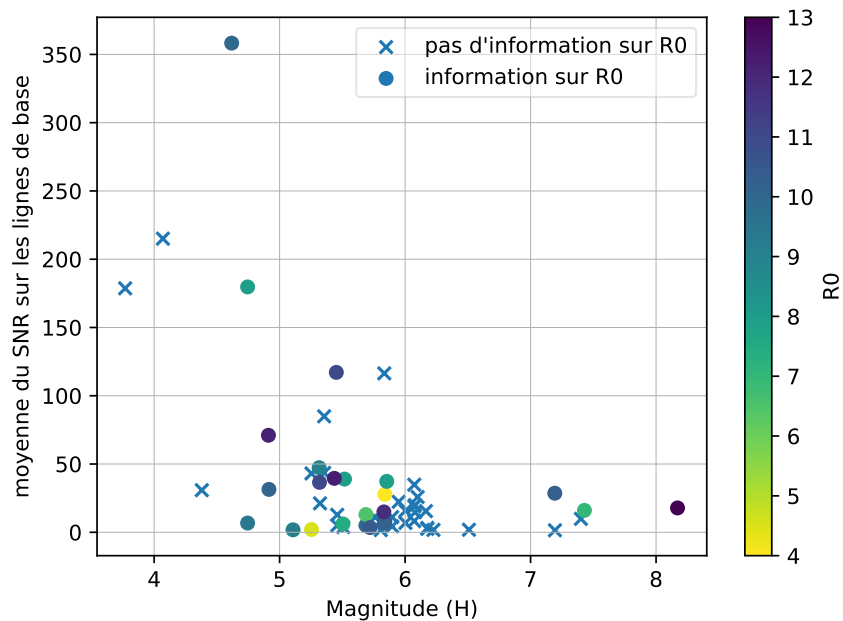


FIGURE viii.1 – Moyenne du SNR sur les lignes de base en fonction de la magnitude de l'étoile.

La figure [viii.1](#) montre le SNR des données en fonction de la magnitude des étoiles observées. Les croix sont les données sans l'information du  $R_0$  enregistrée dans leur entête. Les points sont les données avec cette information, et leur couleur indique la valeur de  $R_0$ .

Sur cette figure, on vérifie que le SNR des données a tendance à être plus faible avec des magnitudes plus élevées, et donc des étoiles moins brillantes. Pour les étoiles dont nous avons l'information sur la turbulence atmosphérique, nous voyons que pour une magnitude similaire ( $H \simeq 5$ ) le SNR est plus élevé lorsque les conditions atmosphériques sont meilleures, comme attendu. Nous pouvons voir aussi que pour certaines observations avec des conditions atmosphériques favorables, la qualité des données (SNR) est plus basse que pour des étoiles avec une même magnitude observé avec des conditions atmosphériques moins bonnes. Cela peut être dû à des observations effectués pendant des campagnes d'observations différentes, et donc avec des performances de l'instrument différentes, comme expliqué dans la section [viii.1.3](#).

Nous voyons également que pour l'étoile observée avec une magnitude de  $H = 8.1$ , malgré des conditions atmosphériques très bonnes ( $R_0 = 13$ ), le SNR des données restent assez moyen (SNR = 20), alors que pour les étoiles ayant une magnitude de  $H = 7.5$  ont le même SNR pour des conditions atmosphériques normales ( $R_0 = 8$ ). L'objectif de magnitude limite de  $H = 7.5$  est donc atteignable pour des conditions atmosphériques normales, tandis que pour des étoiles plus faibles, il faut des conditions atmosphériques très favorables.

Il faudrait effectuer une étude systématique du SNR en fonction de  $R_0$ , en séparant les étapes d'amélioration de MIRC-X pour pouvoir en tirer des conclusions plus précises, mais pour cela, l'information du  $R_0$  doit être enregistrée systématiquement dans les données, ce qui sera implémenté à nouveau prochainement.

### viii.1.2 Étude de la limite de détection en fonction de la séparation

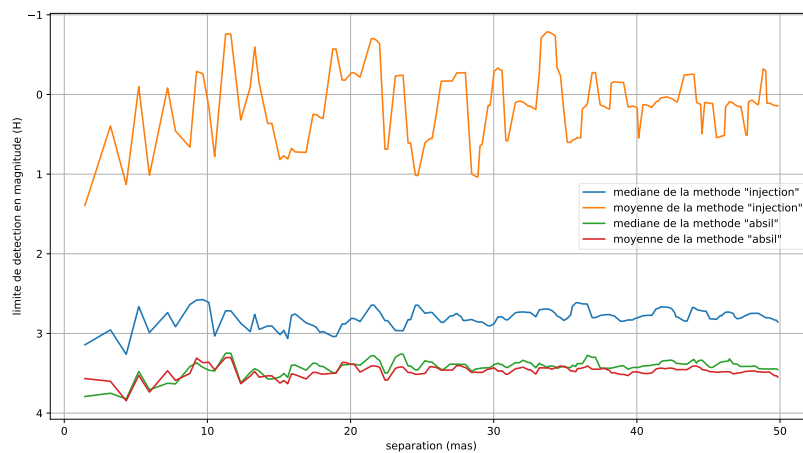


FIGURE [viii.2](#) – Comparaison des différentes méthodes de détermination de la limite de détection en fonction de la séparation

La figure [viii.2](#) montre les résultats de la limite de détection pour les deux méthodes implémentées dans CANDID, la méthode d'injection, et la méthode appelée ABSIL, décrites dans la section [vii.2.1.1](#). Pour obtenir ces résultats, j'ai calculé la moyenne et la médiane des limites de détection calculées par CANDID sur toutes les étoiles O observées.

La première chose que l'on peut voir, c'est que pour la méthode d'injection, la moyenne et la médiane ont environ 2 magnitudes de différence. Cela est dû à des résultats incohérents présents dans la méthode d'injection, avec des niveaux de limites de détection à -15 magnitudes, comme illustré par la figure [viii.3](#). La figure [viii.3](#) est un exemple de limite de détection présentant quelques valeurs

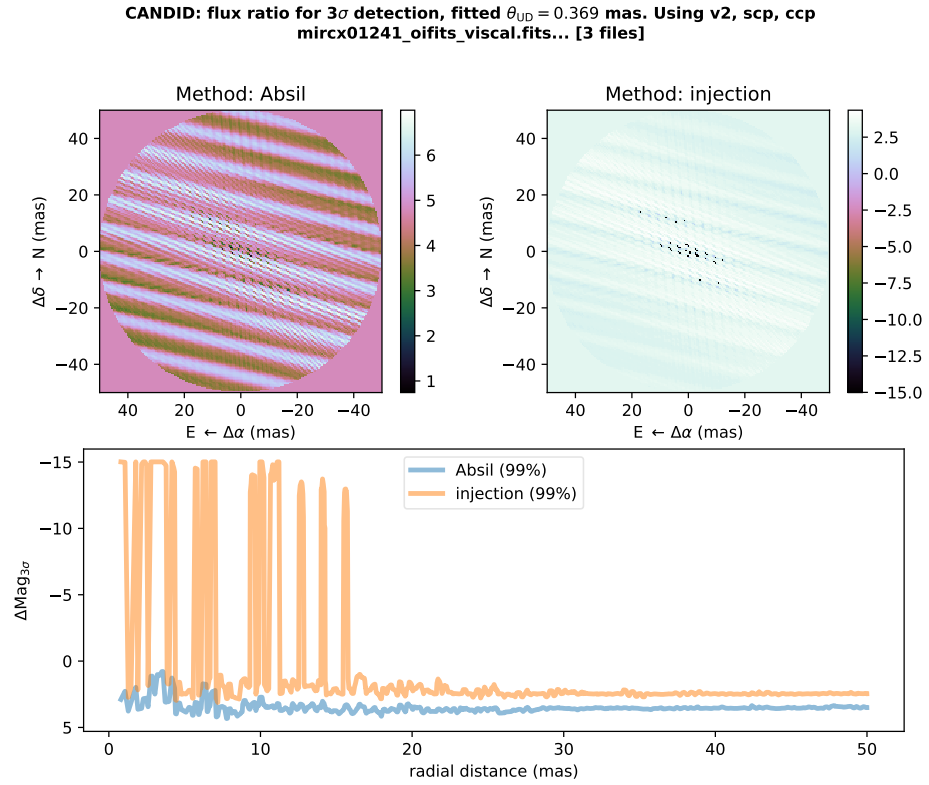


FIGURE VIII.3 – Résultats de la recherche de limite de détection de l’observation de Cyg OB2-8 A du 6 juin 2019

anormales. L’origine de ces valeurs aberrantes n’est pas comprise pour le moment, et devra être exploré avec Antoine Mérand dans la poursuite de ce travail. Ces valeurs incohérentes ont un effet important en utilisant la moyenne, mais sont écartés par l’utilisation de la médiane. Dans la suite je vais donc utiliser la médiane sur les étoiles.

Ensuite, on remarque sur la Fig. VIII.2 que la méthode ABSIL conduit à une limite de détection avec une différence d’environ 0.5 magnitudes, comparée à la médiane de la méthode d’injection, et ce pour tout l’intervalle de séparation étudié. Cela est dû au fait que la méthode d’injection est plus conservatrice que la méthode ABSIL, entraînant une valeur de limite de détection plus faible que la méthode ABSIL, surtout pour un instrument jeune comme MIRC-X pour lequel la contribution des erreurs systématiques est encore mal connue.

Enfin, sur cette même figure, nous pouvons voir que la limite de détection est relativement constante avec la séparation angulaire, ce qui veut dire que le plan  $(u, v)$  est suffisamment complet pour ne pas laisser de points inexplorés grâce à l’utilisation des six télescopes de CHARA et leur positionnement. Cela confirme que malgré la stratégie de n’effectuer qu’une seule observation de chaque système, nous ne devrions pas passer à côté de la détection d’un compagnon dans l’intervalle de séparation et de contraste atteignable par l’instrument, lorsque nous avons des données avec 6 télescopes.

### VIII.1.3 Évolution des performances avec les améliorations de l’instrument

Dans cette section, je présente l’évolution des limites de détection de l’instrument avec les différentes améliorations de MIRC-X.

La figure VIII.4 montre la médiane de la limite de détection calculée par CANDID avec la méthode d’injection pour chaque observation d’étoile O de mon relevé de démonstration, en fonction de la date de l’observation, en jour julien (MJD). À noter que l’axe des ordonnées est inversé et montre donc les meilleurs contrastes vers le bas de la figure. Le point à gauche provient de la campagne d’observation

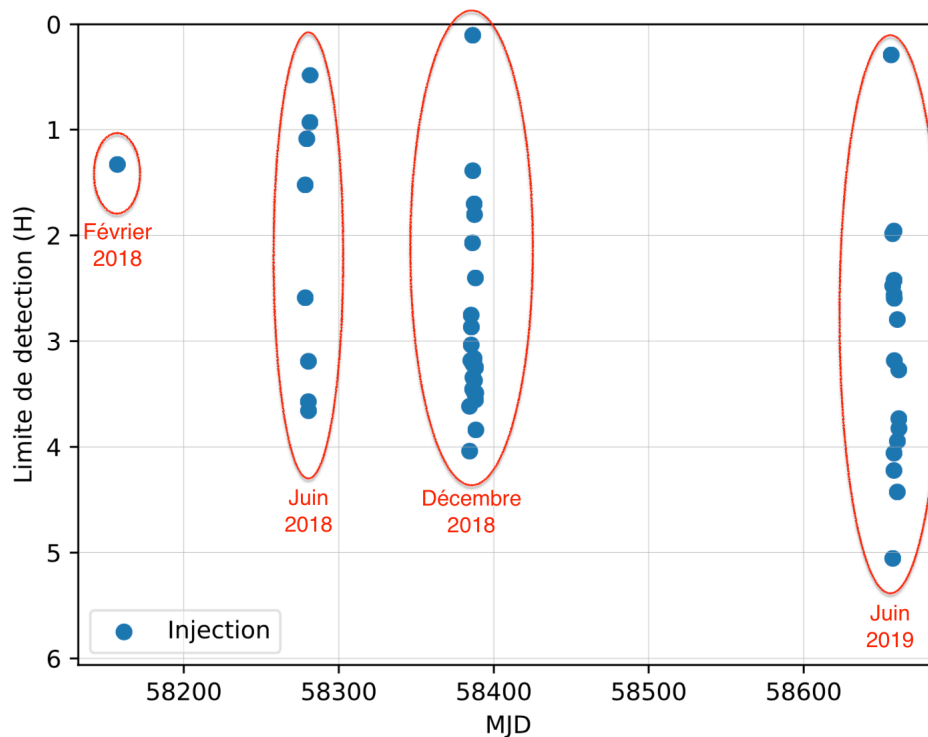


FIGURE viii.4 – Médiane de la limite de détection en fonction de la date d'observation.

de février 2018, puis vient la campagne de juin 2018. Vers le milieu sont les points des observations de la campagne de décembre 2018, et enfin à droite ceux de la campagne de juin 2019.

Sur cette figure on voit que les performances de l'instrument sont meilleures en décembre 2018 qu'en juin 2018. Cela est dû à l'implémentation des optiques adaptées à la caméra C-RED ONE entre les observations de juin 2018 et de décembre 2018. De plus, les performances semblent encore s'être améliorées entre décembre 2018 et juin 2019. Cela peut être dû à l'installation d'une source de calibration à 6 télescopes à CHARA. Cette source de calibration permet un meilleur alignement de l'instrument, ce qui permet d'injecter plus de lumière venant de l'objet observé dans l'instrument ainsi qu'une meilleure stabilité du suivi des franges pendant les observations. Cela permet d'obtenir des données de meilleures qualités, améliorant ainsi la limite de détection.

#### viii.1.4 Récapitulatif des compagnons détectés par CANDID

Je vais maintenant analyser les performances de l'instrument grâce aux détections de compagnons par CANDID dans mes données d'étoiles O observées. Pour cela, je commence par un récapitulatif des compagnons détectés.

La figure viii.5 montre le contraste des compagnons détectés en fonction de leur séparation. La couleur indique la pertinence de la détection du compagnon. En jaune, les compagnons avec  $n\sigma$  entre 3 et 5, qui ne sont que des candidats, et au dessus de  $n\sigma = 5$  (vert-bleu) les compagnons confirmés. Les détections du premier compagnon sont représentées par un point, celles d'un deuxième compagnon sont représentées par des triangles. On voit que plus le rapport de flux est élevé (haut du diagramme) et plus la signification de la détection du compagnon est élevée (couleur bleue). Cet effet est attendu.

Parmi les seconds compagnons détectés (triangles), six ne sont que des candidats (HD 17505, HD 199579, HD 210839, HD 214680, HD 229196 et HD 47839). Pour deux d'entre eux, HD 229196 et HD



47839, les candidats ont une séparation similaire au premier compagnon. Cela est peu probable, ces deux candidats semblent donc ne pas être réels.

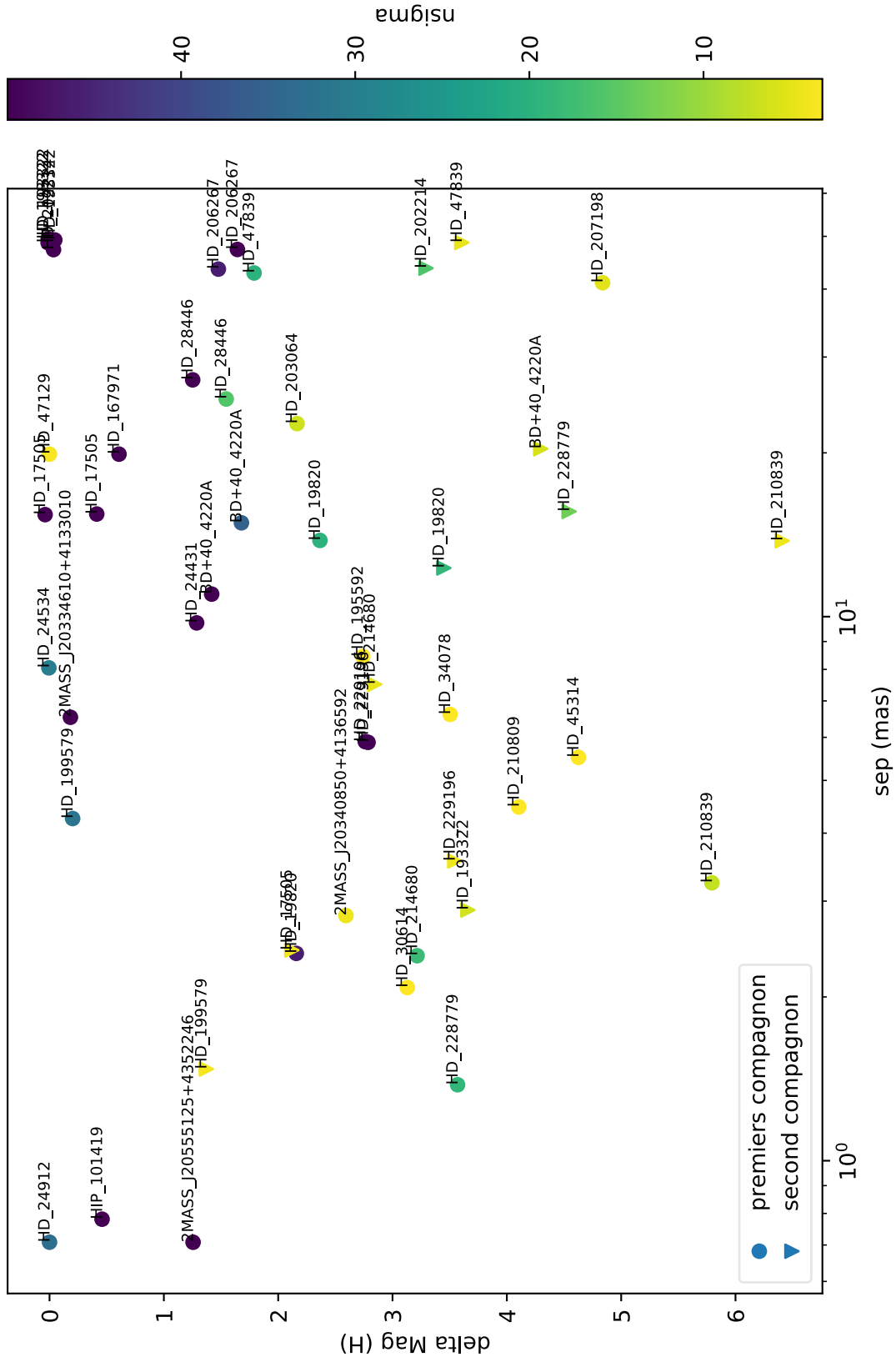


FIGURE viii.5 – Contraste en magnitude des compagnons en fonction de leur séparation

### viii.1.5 Nombre de compagnons en fonction de la différence de magnitude

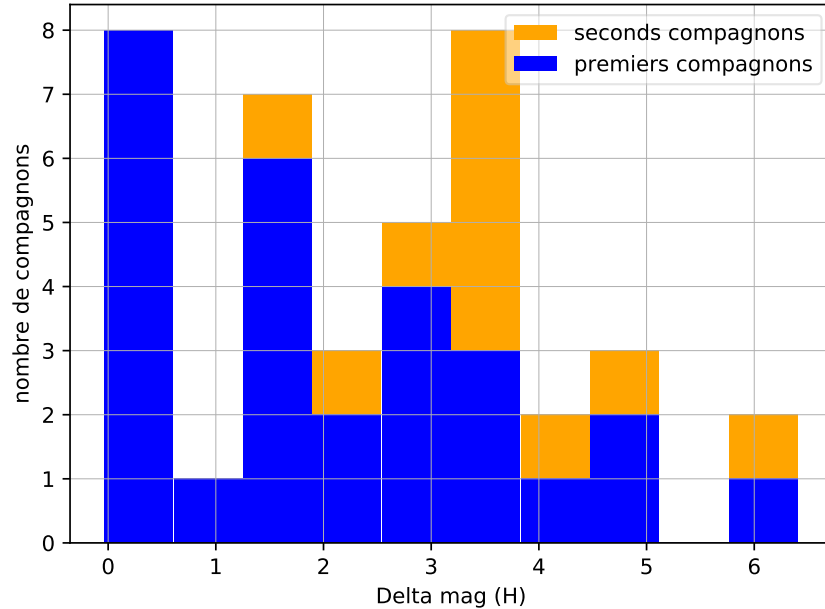


FIGURE viii.6 – Histogramme du contraste de magnitude des compagnons

La figure viii.6 est l'histogramme du contraste des compagnons détectés, en différence de magnitude en bande H. La distribution est assez étalée, ce qui peut s'expliquer par l'évolution des performances de l'instrument au cours des différentes campagnes d'observations viii.4. On observe quand même un regroupement autour de 3 magnitudes de différence, ce qui est en accord avec les résultats de la Fig. viii.2 obtenue par la méthode d'injection.

### viii.1.6 Comparaison des performances avec les besoins

Nous avons vu dans la section vi.3.4 qu'il était possible d'observer des objets avec une magnitude allant jusqu'à  $H = 8.1$  avec des conditions atmosphériques très favorables. De plus, j'ai pu observer plusieurs étoiles avec des magnitudes proches de  $H = 7.5$  avec des conditions atmosphériques normales. L'instrument MIRC-X remplit donc les besoins en magnitudes limites, et peut même les dépasser si les conditions sont réunies.

Pour ce qui est de la dynamique de l'instrument en terme de contraste, j'ai démontré que nous arrivions à des limites de détection à 3 magnitudes de différence des étoiles centrales. Cette limite de détection permet de détecter les compagnons les plus massifs (en particulier ceux laissant un signal SB), mais cela reste bien en dessous des capacités des instruments d'imagerie directe ( $\Delta H = 12.5$ ).

Enfin, grâce à la disposition des télescopes de CHARA, une observation permet de détecter un compagnon dans l'intervalle de séparation souhaité. Cela permet de réduire le temps d'observation d'une étoile comparé au VLTI, ce qui est conforme aux attentes. Lors de mes différentes campagnes d'observations, j'ai pu observer entre 6 et 8 étoiles de mon relevé de démonstration par nuit avec des conditions normales. Cela équivaut à observer les 120 étoiles de mon grand relevé en 18 nuits d'observations. Cela ne prend évidemment pas en compte les aléas pouvant empêcher ou retarder les observations certaines nuits, comme la météo ou les problèmes logistiques mais cela donne un ordre de grandeur réaliste pour les demandes de temps futures.

## VIII.2 ANALYSE PRÉLIMINAIRE DU RELEVÉ DE DÉMONSTRATION

Dans cette section, je me concentre sur l'aspect des détections de compagnons, en faisant une analyse statistique préliminaire du relevé de démonstration et en comparant mes résultats avec les relevés déjà effectués SMASH+ et ORION présentés dans les sections [vi.1.1](#) et [vi.1.2](#).

### viii.2.1 Fraction de multiplicité

Avec les 44 systèmes d'étoiles O observées, je confirme la détection de 27 compagnons pour 22 systèmes multiples. Cela nous donne une fraction de multiplicité  $f_m = 22/44 = 0.5$ , et une fraction de compagnon  $f_c = 27/44 = 0.61$ . Étant donné que je ne prends en compte que les compagnons confirmés, et pas les candidats potentiels, ces fractions constituent une limite basse pour mon relevé de démonstration. Cette fraction de multiplicité préliminaire est en accord avec le résultat de SMASH+, qui est  $f_c = 0.53$ , mais pour des séparations allant jusqu'à 200 mas comparé au 50 mas du relevé de démonstration, et avec un contraste de 4 magnitudes comparé à celui de 3 magnitudes du relevé de démonstration.

Parmi ces compagnons, 15 sont des compagnons détectés pour la première fois.

### viii.2.2 Nombre de compagnons en fonction du rapport de masse

Le rapport de masse n'est pas une observable directe des mesures interférométriques. Mais nous pouvons l'estimer à partir du rapport de flux en bande H. Pour ce faire, j'utilise la relation  $q = f_H^{0.7}$ , où  $q$  est le rapport de masse et  $f$  est le rapport de flux, utilisée également dans LE BOUQUIN et al., 2011, et s'appuyant sur les calibrations de MARTINS, F., SCHAEERER, D. et HILLIER, D. J., 2005.

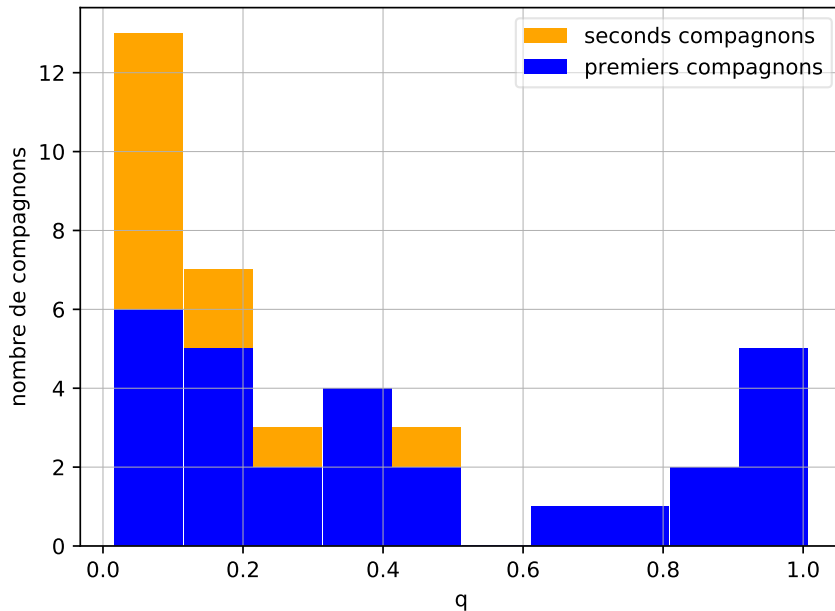


FIGURE viii.7 – Histogramme de la fraction de masse des compagnons

La figure [viii.7](#) est l'historgramme des rapports de masses. Le relevé de démonstration étant limité par la magnitude, le biais d'observation devrait favoriser les compagnons avec des rapports de masses élevés. Nous voyons que ce n'est pas le cas sur cet histogramme. L'historgramme montre une forte tendance pour des compagnons avec des rapports de masses faibles. Cela montre qu'il y a une vraie

tendance que nous devrions pouvoir mesurer une fois le relevé débiaisé. Cette conclusion est partagée par le relevé ORION, qui trouve une distribution pouvant être approximée par une loi de puissance  $\propto q^\alpha$  avec  $\alpha = 1.7$ .

### viii.2.3 Nombre de compagnons en fonction de la séparation

Pour comparer les résultats avec les modèles de formation des étoiles massives, il faut convertir la séparation angulaire en séparation physique. Pour cela j'utilise la distance déduite de la parallaxe mesurée par Gaia, présentée dans la [tableau vi.1](#).

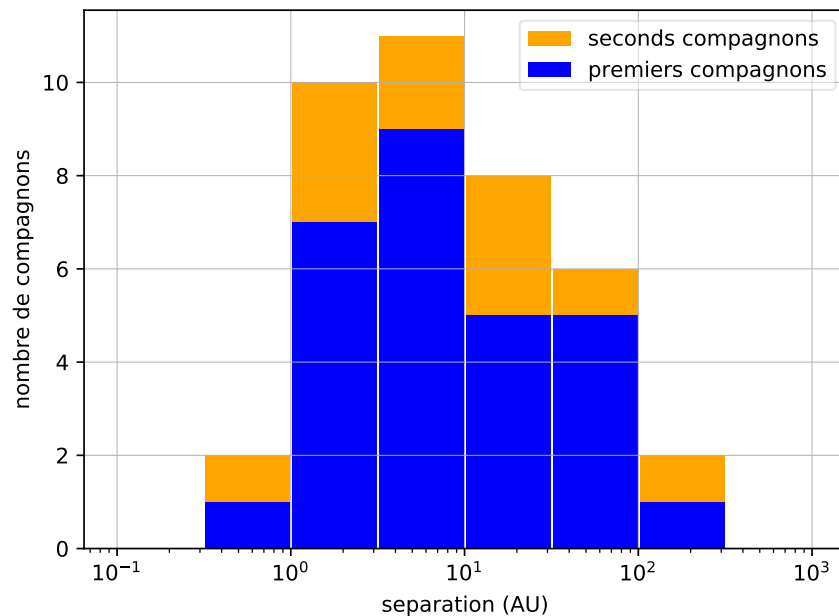


FIGURE viii.8 – Histogramme du nombre de compagnons en fonction de la séparation physique.

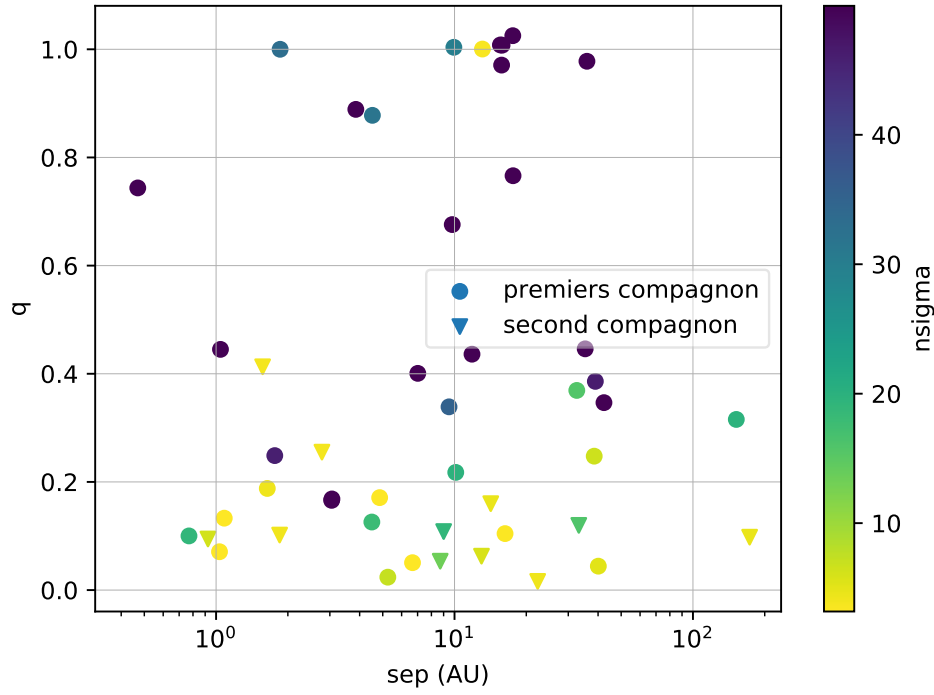
La figure [viii.8](#) est l'histogramme du nombre de compagnons en fonction de la séparation physique. À noter que l'axe des abscisses est en échelle logarithmique. On voit que la distribution est centrée sur une séparation de 20 AU, ce qui est le milieu de l'intervalle des séparations que nous souhaitons pouvoir sonder avec l'interférométrie optique à longue ligne de base. Cette figure confirme que MIRC-X peut être utilisé pour combler l'intervalle de séparations ne pouvant être sondé par spectroscopie et imagerie directe.

Pour aller plus loin et en déduire une potentielle information sur les modèles de formation en jeu, il faudrait ajouter les compagnons connus par spectroscopie et imagerie directe à cette distribution.

### viii.2.4 Rapport de masse en fonction de la séparation

La figure [viii.9](#) montre le rapport des flux des compagnons en fonction de leur séparation en AU. Le rapport des flux nous donne une indication du rapport de masse. Pour le modèle de formation d'accrétion compétitive, ces paramètres sont anti-corrélés (GRAVITY COLLABORATION et al., 2018). Dans la figure on ne voit cependant aucune corrélation.

FIGURE viii.9 – Flux du compagnon en fonction de la séparation physique



### VIII.3 DISCUSSIONS ET PERSPECTIVES

Les résultats présentés dans ce chapitre sont préliminaires. Il reste encore beaucoup de travail pour en tirer des conclusions astrophysiques robustes.

Premièrement, ces statistiques sont effectuées sur un nombre limité d'étoiles, et donc un nombre encore plus limité de compagnons. C'est pour cette raison qu'il est nécessaire d'effectuer le grand relevé sur plus de 100 étoiles O. Les résultats présentés ici sont prometteurs et indiquent que ce grand relevé devrait apporter des contraintes sur les modèles de formation des étoiles massives. Ils permettent également de confirmer la faisabilité du grand relevé, avec une magnitude allant jusqu'à  $H = 7.5$ , voire  $H = 8$  avec de très bonnes conditions atmosphériques.

Deuxièmement, les résultats présentés sont biaisés, d'une part par l'instrument, le logiciel de réduction de données étant encore en développement, et d'autre part par le choix des objets, limités par leur magnitude. Les résultats doivent donc être débiaisés lorsque l'on compare les résultats aux prédictions des différents modèles de formation. Il faudra prendre en compte les limites de détections et la sélection d'étoiles brillantes, favorisant la sélection d'étoiles multiples, pour débiaiser ces résultats.



*ix*

---

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

---



La partie astrophysique de ma thèse est dirigée vers la recherche de compagnons autour des étoiles massives avec MIRC-X. J'ai donc fait une liste des étoiles de type O pouvant être observées par MIRC-X (hémisphère nord,  $H < 7.5$ ) comprenant 120 étoiles. Je suis alors passé par des demandes de temps ouvert. J'ai commencé par effectuer un relevé de démonstration car l'instrument étant nouveau, la magnitude limite offerte pour les observations n'était pas encore la limite de magnitude théorique de MIRC-X de  $H = 7.5$ . Grâce à cela, j'ai obtenu 14 nuits d'observations réparties en plusieurs campagnes. La stratégie adoptée était d'obtenir au moins une observation de bonne qualité sur un maximum des 31 étoiles de la liste. J'ai finalement pu observer 44 étoiles massives.

Le relevé de démonstration a permis de démontrer la limite de magnitude de  $H = 7.5$  de MIRC-X en conditions atmosphériques normales, et même  $H = 8.1$  dans de très bonnes conditions. De plus, il confirme qu'une seule observation de bonne qualité est suffisante pour détecter des compagnons avec une différence de 3 magnitudes en moyenne entre le compagnon et l'étoile centrale du système. Ce relevé a permis la découverte de 15 compagnons encore inconnus, et résulte en une fraction de multiplicité  $f_m = 0.5$ . Les résultats sont préliminaires et ont besoin d'être débiaisés pour pouvoir apporter des contraintes sur les modèles de formation des étoiles massives. Cependant je peux conclure que le grand relevé peut être effectué avec MIRC-X. Celui-ci permettra de réduire l'incertitude statistique des résultats obtenus par le relevé de démonstration ainsi que le relevé SMASH+.

Pour cela, 18 nuits d'observations dans des conditions normales devraient suffire pour observer les 120 systèmes du grand relevé, d'après l'expérience accumulée lors des campagnes d'observations que j'ai effectuées. Ces nuits d'observations devront être réparties tout au long de l'année car les étoiles massives sont réparties majoritairement dans le plan galactique, et ne sont donc pas toutes observables à la même période.

Le relevé de démonstration, ainsi que le grand relevé, contiennent des systèmes propices à un suivi régulier de quelques années afin d'en obtenir les paramètres orbitaux, ce qui est important pour contraindre les modèles de formation des étoiles massives. Le relevé de démonstration montre aussi que sur les 44 systèmes observés, 12 d'entre eux semble avoir un compagnon avec une séparation  $< 15$  AU, ce qui pour des systèmes à 20 masses solaires, correspond à une période de révolution de moins de 15 ans (voir section [i.1.4.3](#)). Il faudra aussi donc envisager un suivi sur une longue durée des binaires spectrales pouvant être résolues par MIRC-X, afin d'effectuer des calculs de masses absolues des différentes composantes du système.







---

CONCLUSION GÉNÉRALE DE LA THÈSE

---

L'étude de la multiplicité des étoiles massives permet de comprendre leurs processus de formation, qui sont encore mal contraints. Pour cela, il est indispensable d'observer une grande diversité de systèmes. L'interférométrie optique à longue ligne de base (OLBI) permet de sonder un intervalle de séparation (de 0.5 mas à 50 mas) que ne peuvent sonder les autres techniques d'observation telles que la photométrie, la spectroscopie et l'imagerie directe. Cependant la sensibilité nécessaire à l'observation d'un nombre suffisant de systèmes d'étoiles massives (>100) n'était pas atteinte par la technique OLBI jusqu'à récemment. L'arrivée de détecteurs utilisant une nouvelle technologie, les photo diodes à avalanche (APD), a permis d'améliorer la sensibilité des instruments OLBI. Pour améliorer la sensibilité des instruments OLBI dans l'hémisphère nord, j'ai participé à l'amélioration de l'instrument MIRC, installé à CHARA, en MIRC-X, ainsi qu'à l'implémentation du nouvel instrument MYSTIC. Ces deux projets instrumentaux utilisent des caméras C-RED ONE, premières caméras commerciales utilisant un détecteur APD.

La caméra C-RED ONE étant utilisée pour la première fois en astronomie, nos connaissances la concernant étaient limitées. J'ai donc réalisé une caractérisation globale de la caméra de MIRC-X. La caractérisation basique de la caméra a révélé une calibration du gain de la part du fabricant erronée. Il s'avère que le gain système de la caméra est 1.6 fois moindre que celui caractérisé par le fabricant. La compréhension de cette erreur de gain m'a permis de comprendre les mesures incohérentes effectuées sur la caméra, comme le bruit sous Poissonien et la distribution du signal de la caméra. J'ai ensuite réalisé une mesure de la transmission qui a demandé un montage adapté à la sensibilité des caméras. Le résultat de 48% de transmission est un peu plus bas que prévu, mais reste en accord avec la transmission théorique de la caméra fournie par le fabricant (56 %) J'ai également caractérisé le gain système et le gain d'avalanche avec les méthodes classiques.

Pour valider cette caractérisation, j'ai construit un modèle de la distribution statistique du signal des détecteurs e-APD. J'ai confirmé la caractérisation du gain de la caméra. J'ai également mesuré un facteur d'excès de bruit (ENF) de 1.47, supérieur à celui annoncé par le fabricant (1.25). Cette valeur d'ENF explique que les différents pics de photons ne sont pas séparés ne serait-ce que partiellement, dans la distribution du signal. Cette incapacité à séparer les différents pics de photon dans la distribution du signal nous indique également qu'il n'est pas possible d'effectuer du comptage de photons proportionnel avec la C-RED ONE dans les conditions d'utilisation pendant les observations astrophysiques.

Cela étant, la caractérisation que j'ai effectuée sur la caméra m'a permis de mesurer ses performances en terme de bruit. Ces dernières sont bien meilleures que la précédente caméra PICNIC utilisée dans MIRC dans les conditions d'utilisation en observation. Pour une cadence de lecture de  $\approx 120$  Hz, nous obtenons un bruit total de 0.58 e/lecture/pixel, ce qui nous permet d'intégrer 10 fois moins de flux qu'avec la caméra PICNIC pour atteindre le même SNR qui nous permet de suivre les franges d'interférences. Cela correspond à un gain théorique de +2.5 magnitudes.

J'ai ensuite réalisé un relevé de démonstration sur un échantillon de 44 étoiles de types O. Ce relevé a permis, entre autres, de confirmer les performances de l'instrument MIRC-X. Premièrement, le gain de 2.5 magnitudes par rapport à MIRC en utilisation routinière, atteignant  $H = 7.5$ , est confirmé par l'observation de plusieurs étoiles de type O autour de cette magnitude. J'ai pu également démontrer qu'en conditions atmosphériques favorables, il est possible d'observer des étoiles avec une magnitude de  $H = 8.1$ . Ensuite, avec l'analyse de CANDID, j'ai pu déterminer la limite de détection de compagnon avec MIRC-X. Cette limite est en moyenne de 3 magnitudes de différence avec l'étoile centrale. Le principal but du relevé de démonstration était de démontrer la faisabilité d'un plus grand relevé sur 120 étoiles O de l'hémisphère nord ( $H < 7.5$ ), en commençant par l'observation des cibles les plus brillantes.. Ce relevé de démonstration s'avère être un succès. Dans les 44 systèmes observés, j'ai détecté 27 compagnons dans 22 systèmes multiples résolus par MIRC-X. Ces détections et l'observation de plusieurs systèmes autour de la magnitude  $H = 7.5$  confirme la faisabilité du grand relevé. L'analyse statistique préliminaire des résultats du relevé de démonstration ne permettent pas de conclure sur

les modèles de formation des étoiles massives. En effet, l'échantillon est trop restreint pour avoir une erreur statistique décente, et l'échantillon et les observations souffrent de biais. Cependant, les résultats préliminaires sont comparables à ceux de SMASH+ en terme de fraction de système multiple, et certaines tendances sur les paramètres de multiplicité semblent être en accord avec les conclusions du relevé ORION.

Les conclusions de cette thèse ouvrent des perspectives d'études pour le futur, tant en terme d'instrumentation que d'étude des étoiles massives. La caractérisation des caméras C-RED ONE montre que nos connaissances de la technologie des e-APD doivent encore être approfondies. La différence des résultats de la valeur de l'ENF de la caméra de MIRC-X en est l'exemple. Il serait intéressant de comprendre d'où vient une telle différence (entre 1.25 par le fabricant et 1.49 par mon modèle). De plus la capacités de comptage de photons s'avèrent moindres qu'escompté. Il semble possible de déterminer si un photon a été enregistré dans une trame, mais il n'est pas possible de déterminer le nombre de photons qui sont enregistrés dans une même trame. L'amélioration de la technologie des e-APD pourrait rendre cela possible et ouvrirait de nouvelles perspectives à leur utilisation pour l'astronomie.

L'étude des données du relevé de démonstration demandent encore du travail. La réduction de données et l'analyse CANDID peuvent être optimisées. De plus, les résultats doivent être débiaisés pour pouvoir apporter des contraintes sur les modèles de formation des étoiles massives. Maintenant que le relevé de démonstration a confirmé la faisabilité du grand relevé, il est important de le poursuivre, en effectuant les demandes de temps nécessaires. L'expérience que j'ai acquise lors de cette thèse sera précieuse afin d'effectuer les demandes et les observations efficacement. En plus du grand relevé, il faudra effectuer un suivi à long terme sur les systèmes intéressants pour une détermination des paramètres orbitaux avec un suivi de quelques années maximum. Pour les binaires spectrales résolues par MIRC-X, il sera important d'effectuer une étude combinée avec de la spectroscopie afin d'effectuer des mesures de masses absolues. Cela apportera des informations importantes sur la formation des étoiles massives.

Enfin, l'implémentation de l'instrument MYSTIC va ouvrir une nouvelle bande spectrale (K). Cela va permettre d'obtenir des observations avec un plan  $(u, v)$  encore plus complet. En plus de cela, la possibilité d'utiliser l'un des instruments MIRC-X et MYSTIC pour stabiliser les franges de l'autre va permettre des intégrations cohérentes plus longues, repoussant ainsi les magnitudes limites et les limites de détection de ces instruments. Tout cela sera profitable à l'observation des étoiles massives, et à la recherche de compagnons dans ces systèmes.



# A

---

## ANNEXES

---



## A.1 DISTRIBUTION GAMMA

La distribution Gamma peut être décrite par sa fonction de densité de probabilité, définie par

$$f(x, k; \theta) = \frac{x^{k-1} e^{-x/\theta}}{\theta^k \Gamma(k)} \quad (\text{A.1})$$

pour  $x > 0$  et  $k, \theta > 0$ , et où  $\Gamma(k)$  est la fonction gamma. Pour cette distribution, le paramètre  $k$  décrit la forme de la distribution et  $\theta$  décrit l'étalement de la distribution.

## A.2 RÉSULTATS DE LA MINIMISATION DES DONNÉES PAR LE MODÈLE

Cette annexe présente des exemples de résultats des ajustements du modèle sur les données pour des combinaisons de faibles et forts gains et flux.

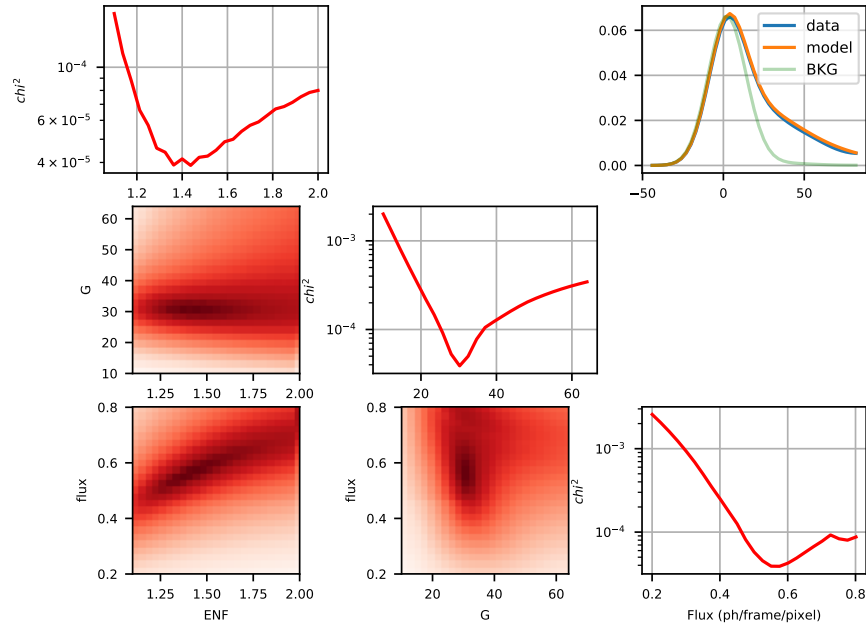


FIGURE A1.1 – Résultat de minimisation du  $\chi_r^2$  pour un gain faible et un flux faible. Cette figure est pour un jeu de données avec un  $G_{man} = 47$ . Les paramètres qui minimisent le  $\chi_r^2$  sont  $F = 0.56$ ,  $G = 30.31$ ,  $ENF = 1.40$ .

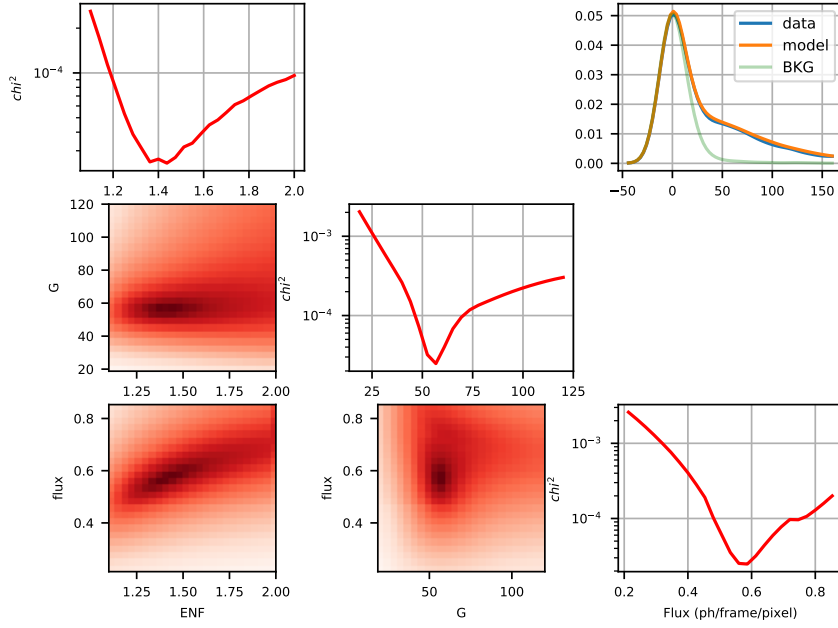


FIGURE A1.2 – Résultat de minimisation du  $\chi_r^2$  pour un gain fort et un flux faible. Cette figure est pour un jeu de données avec un  $G_{man} = 88$ . Les paramètres qui minimisent le  $\chi_r^2$  sont  $F = 0.57$ ,  $G = 55.65$ ,  $ENF = 1.4$ .

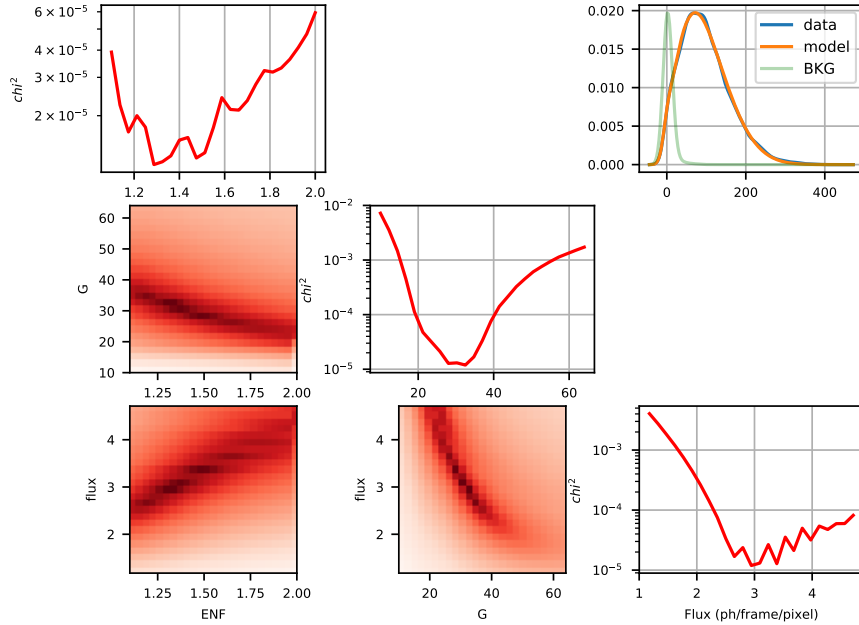


FIGURE A1.3 – Résultat de minimisation du  $\chi_r^2$  pour un gain faible et un flux fort. Cette figure est pour un jeu de données avec un  $G_{man} = 47$ . Les paramètres qui minimisent le  $\chi_r^2$  sont  $F = 2.98$ ,  $G = 31.76$ ,  $ENF = 1.31$ .

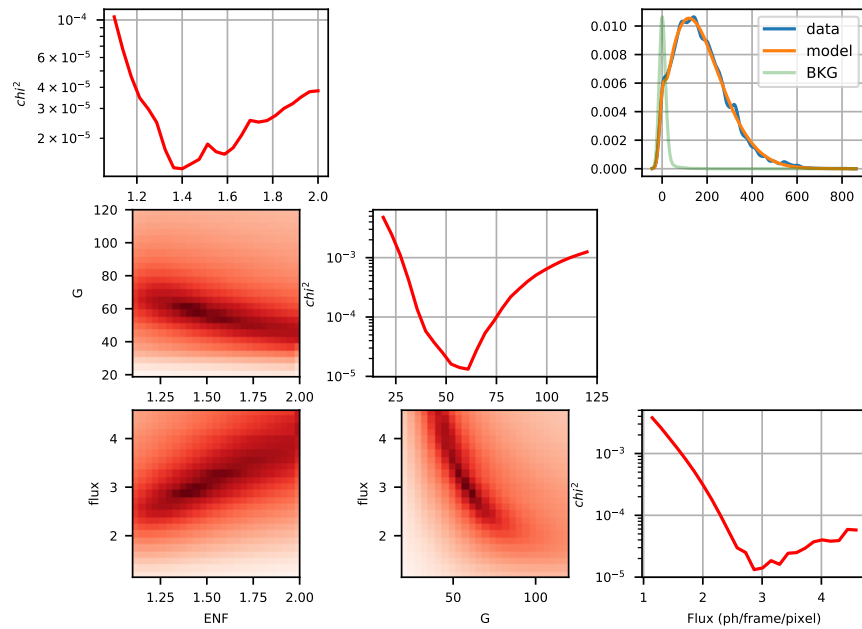


FIGURE A1.4 – Résultat de minimisation du  $\chi_r^2$  pour un gain fort et un flux fort. Cette figure est pour un jeu de données avec un  $G_{man} = 88$ . Les paramètres qui minimisent le  $\chi_r^2$  sont  $F = 3.01$ ,  $G = 57.81$ ,  $ENF = 1.45$ .

### A.3 RÉSULTATS DU MEILLEUR AJUSTEMENT POUR DIFFÉRENTS PIXELS

Le tableau A1.1 résume les résultats obtenus pour cinq pixels différents, afin de rapidement rendre compte de l'homogénéité des résultats à travers le détecteur.

TABLE A1.1 – Résultats du gain et de l'ENF pour cinq pixels différents

Coordonnée du pixel	$G/G_{man}$	ENF
(67; 7)	0.72	1.49
(67; 9)	0.73	1.49
(66; 9)	0.71	1.49
(67; 11)	0.69	1.44
(66; 13)	0.63	1.43

Les coordonnées sont mesurées dans la fenêtre de  $320 \times 20$  pixels. Le facteur de gain est calculé avec un ajustement linéaire du gain ajustant le mieux le modèle aux données par rapport au gain constructeur ( $G_{man}$ ). L'ENF est obtenu par la médiane des différents ENF mesurés par l'ajustement du modèle aux données sur les différents flux incidents. Les figures de ce manuscrit proviennent du pixel (66; 9) Le tableau A1.1 montre que nous obtenons des valeurs similaires pour ces différents pixels.

### A.4 LISTE DES ÉTOILES MASSIVES OBSERVÉES LORS DU RELEVÉ DE DÉMONSTRATION.

TABLE A1.2 – Liste des étoiles de type O observées pendant le relevé de démonstration. La première colonne contient le nom des systèmes observés. La deuxième colonne contient les dates d'observation des systèmes sous le format AAAA-MM-JJ. La troisième colonne contient les commentaires notamment sur la qualité des observations. Les commentaires sous la forme xT avec  $2 < x < 5$  signifient que l'on a pu obtenir la combinaison que de x télescopes, réduisant la complétude du plan ( $u, v$ ), comparée aux données obtenues avec 6 télescopes qui n'ont pas de commentaires.

Nom	Date-obs	Commentaires
HD 48 099	2018-02-08	4T
xi Per	2018-02-08	
X Per	2018-02-08, 2018-09-23, 2018-09-27	4T février
1 Cam A	2018-02-08, 2018-09-24	4T février
HD 188 209	2018-06-09	mauvaise qualité
19 Cep	2018-06-09	
68 Cyg	2018-06-10	
Cyg OB2-5 A	2018-06-10, 2019-06-23	
HD 195 592	2018-06-11	
10 Lac	2018-06-11	
HD 199 579	2018-06-11	
Cyg OB2-8 A	2018-06-12	4T

Suite à la page suivante

Suite de la page précédente

Nom	Date-obs	commentaires
HD 193 322 AaAb	2018-06-12, 2018-09-27, 2019-06-24	juin 2018 mauvaise qualité
Cyg OB2-10	2018-06-12, 2019-06-23	juin mauvaise qualité, 4T septembre
HD 47 129	2018-09-23, 2018-09-24	
Cyg OB2-9	2018-09-23, 2018-09-27	
AE Aur	2018-09-23, 2018-09-27	
LS III +46 11	2018-09-24	2T
HD 24 431	2018-09-24	
HDE 229 196	2018-09-24,2018-09-27	
Cyg OB2-11	2018-09-25	3T
Bajamar Star	2018-09-25	
15 Mon AaAb	2018-09-25	
PZ Gem	2018-09-25	
alpha Cam	2018-09-25	5T
HD 17 505 A	2018-09-25, 2018-09-26	
CC Cas	2018-09-25,2018-09-26	
9 Sge	2018-09-26	
HD 47 432	2018-09-26	
lambda Ori A	2018-09-26	
HD 217 086	2018-09-26	
HD 206 267 AaAb	2019-06-22, 2019-06-26	
lambda Cep	2019-06-23	
HD 166 734	2019-06-24	
MY Ser AaAb	2019-06-24	
HD 169515	2019-06-24	
14 Cep	2019-06-24	
HD 207 198	2019-06-24	
HD 202 214 AaAb	2019-06-24	
HDE 228 779	2019-06-26	
HD 210 809	2019-06-26	
HDE 229 202	2019-06-27	
HD 206 183	2019-06-27	
HD 201345	2019-06-27	H = 8.1, pas dans tab. <a href="#">vi.1</a>

Le tableau [A1.2](#) liste les étoiles O observées lors du relevé de démonstration. Il est rangé par date d'observation.

## A.5 RÉSULTAT DE LA CALIBRATION DES SYSTÈMES OBSERVÉS

### 2MASS\_J20334610+4133010

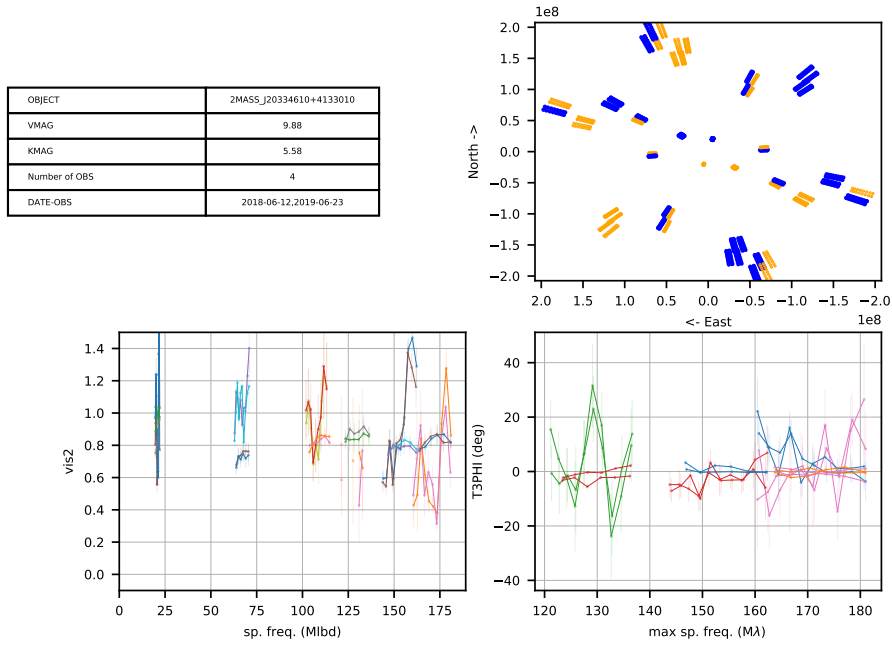


FIGURE A1.5 – Résumé de la réduction de 2MASS J20334610+4133010

### HD\_169515

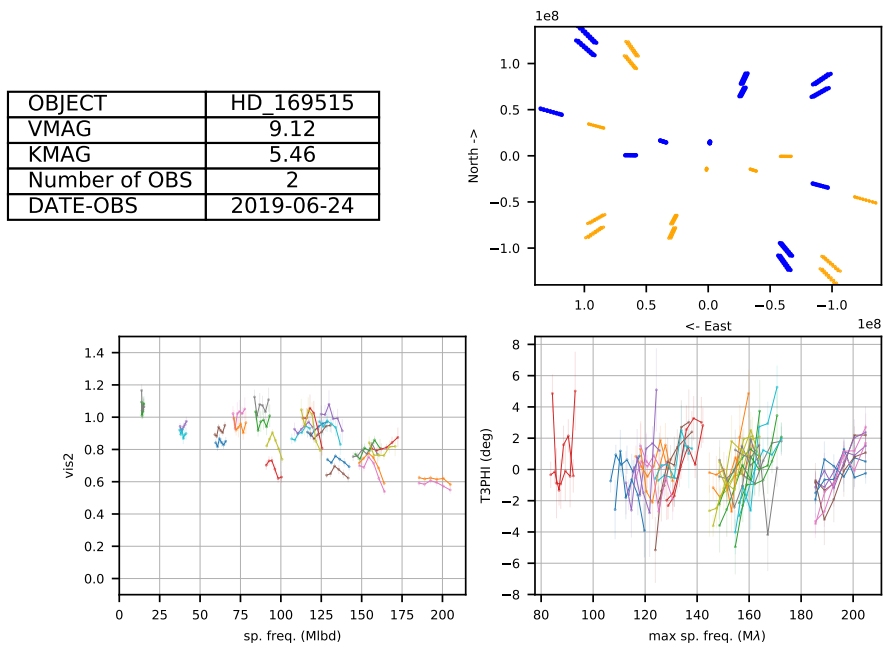


FIGURE A1.6 – Résumé de la réduction de HD 169515

### HD\_199579

OBJECT	HD_199579
VMAG	5.96
KMAG	5.86
Number of OBS	2
DATE-OBS	2018-06-11

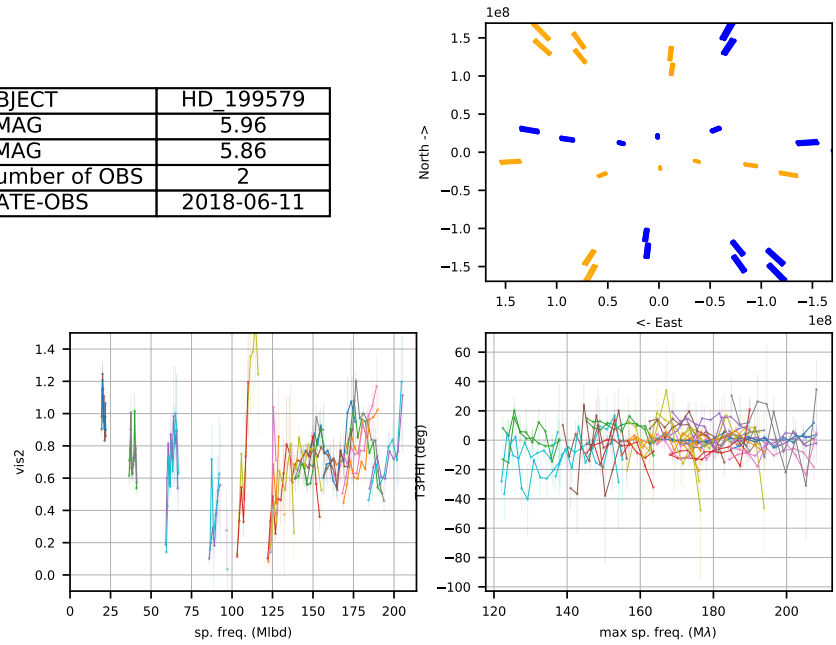


FIGURE A1.7 – Résumé de la réduction de HD 199579

### HD\_209481

OBJECT	HD_209481
VMAG	5.54
KMAG	5.49
Number of OBS	2
DATE-OBS	2019-06-24

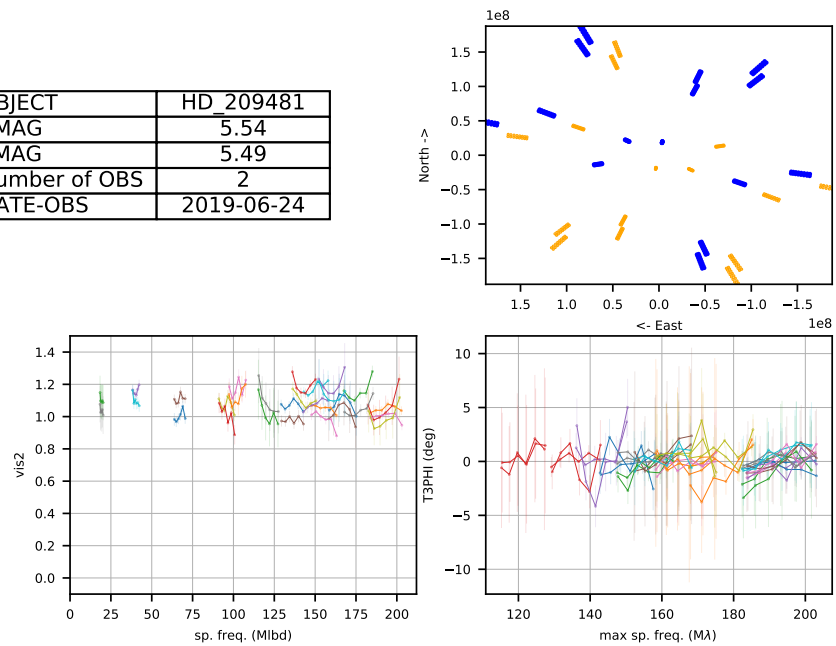


FIGURE A1.8 – Résumé de la réduction de HD 209481

HD\_229196

OBJECT	HD_229196
VMAG	8.59
KMAG	5.92
Number of OBS	4
DATE-OBS	2018-09-24,2018-09-27

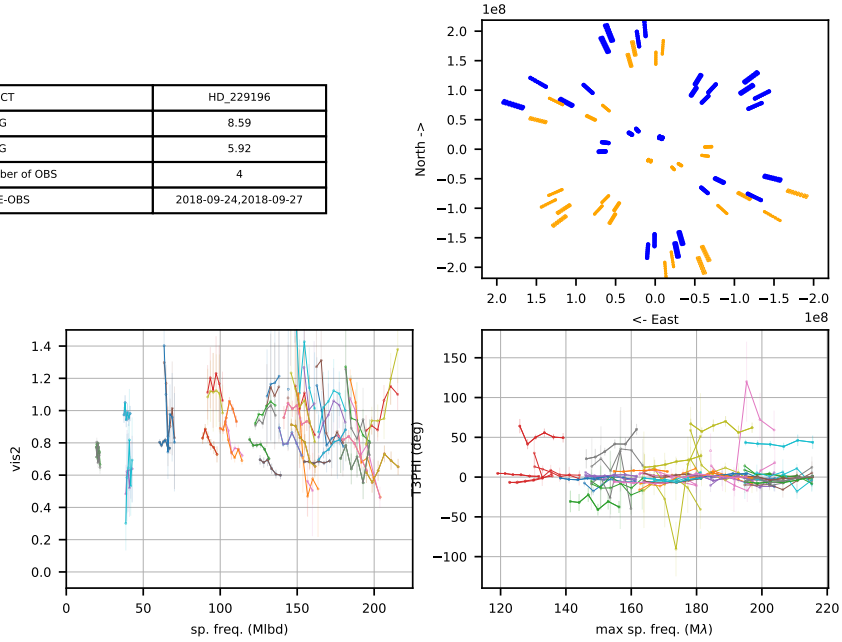


FIGURE A1.9 – Résumé de la réduction de HD 229196

HD\_34078

OBJECT	HD_34078
VMAG	5.96
KMAG	5.29
Number of OBS	6
DATE-OBS	2018-09-23,2018-09-27

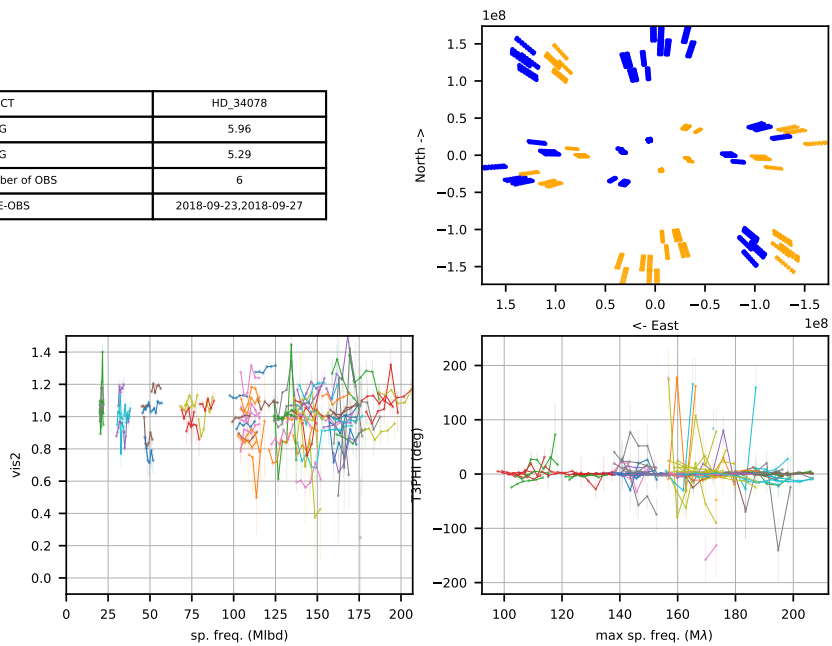


FIGURE A1.10 – Résumé de la réduction de HD 34078



### HIP\_101419

OBJECT	HIP_101419
VMAG	10.96
KMAG	5.57
Number of OBS	8
DATE-OBS	2018-09-23,2018-09-27

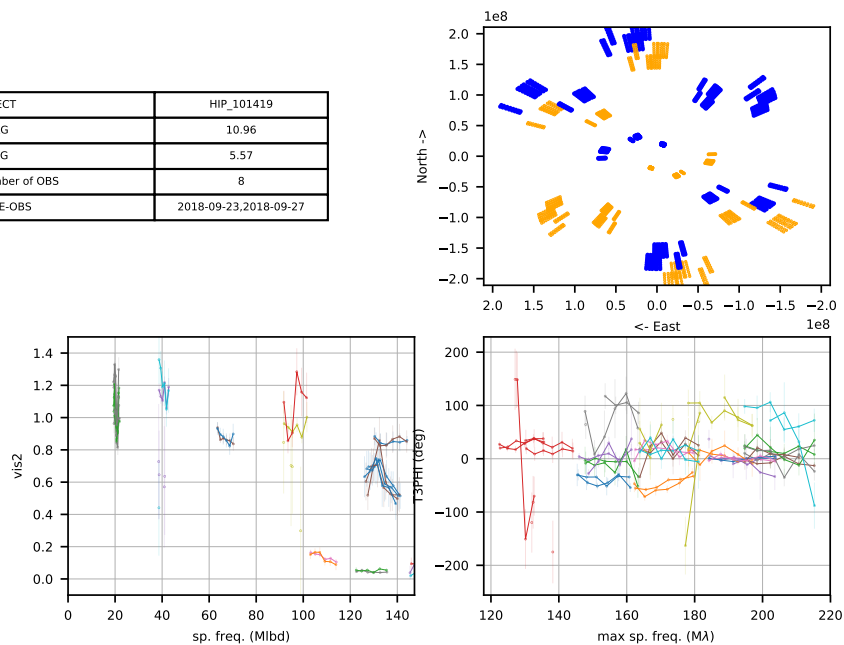


FIGURE A1.11 – Résumé de la réduction de HIP 101419 (Cyg OB 2-9)

### 2MASS\_J20340850+4136592

OBJECT	2MASS_J20340850+4136592
VMAG	10.03
KMAG	5.99
Number of OBS	1
DATE-OBS	2018-09-25

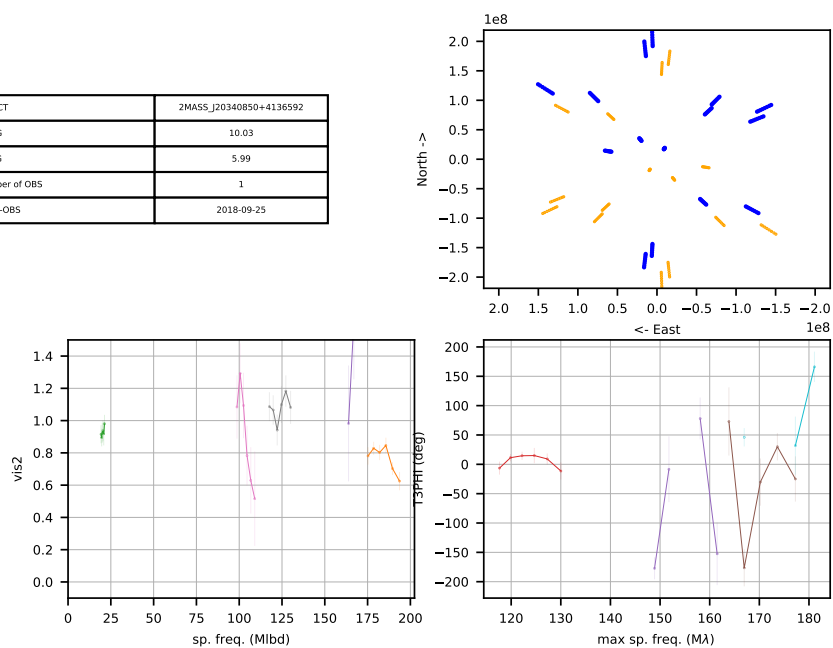


FIGURE A1.12 – Résumé de la réduction de 2MASS J20340850+4136592

HD\_17505

OBJECT	HD_17505
VMAG	7.07
KMAG	6.16
Number of OBS	15
DATE-OBS	2018-09-25,2018-09-26

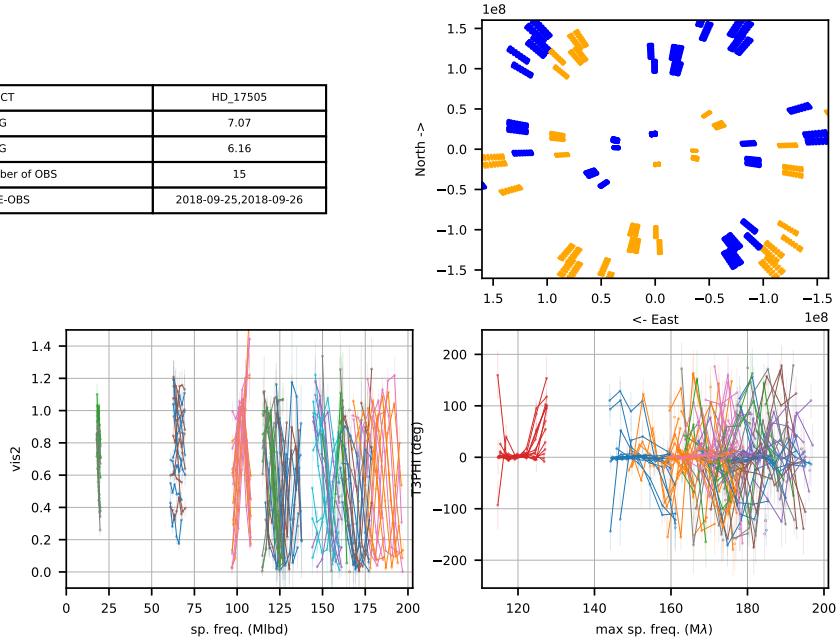


FIGURE A1.13 – Résumé de la réduction de HD 17505

HD\_201345

OBJECT	HD_201345
VMAG	7.76
KMAG	8.22
Number of OBS	2
DATE-OBS	2019-06-27

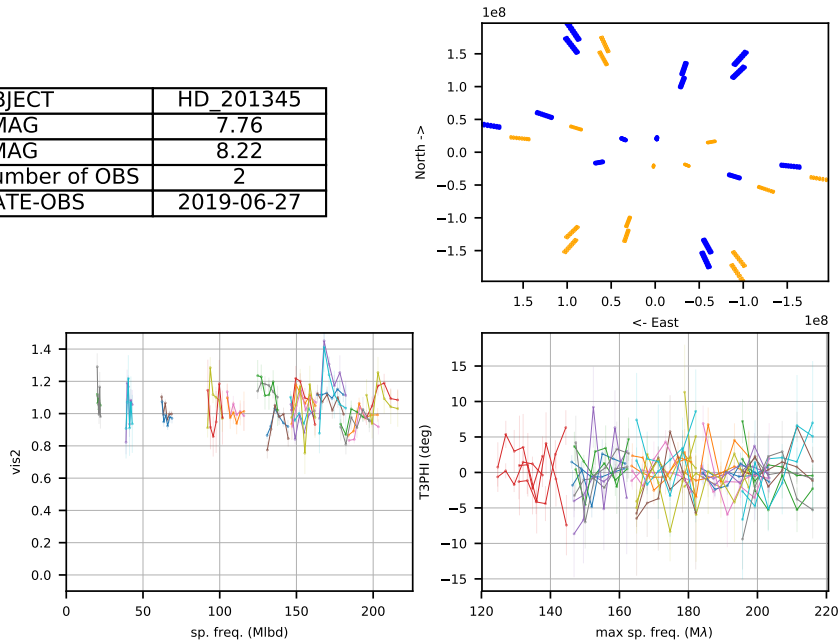


FIGURE A1.14 – Résumé de la réduction de HD 201345

### HD\_209975

OBJECT	HD_209975
VMAG	5.11
KMAG	4.93
Number of OBS	2
DATE-OBS	2018-06-09

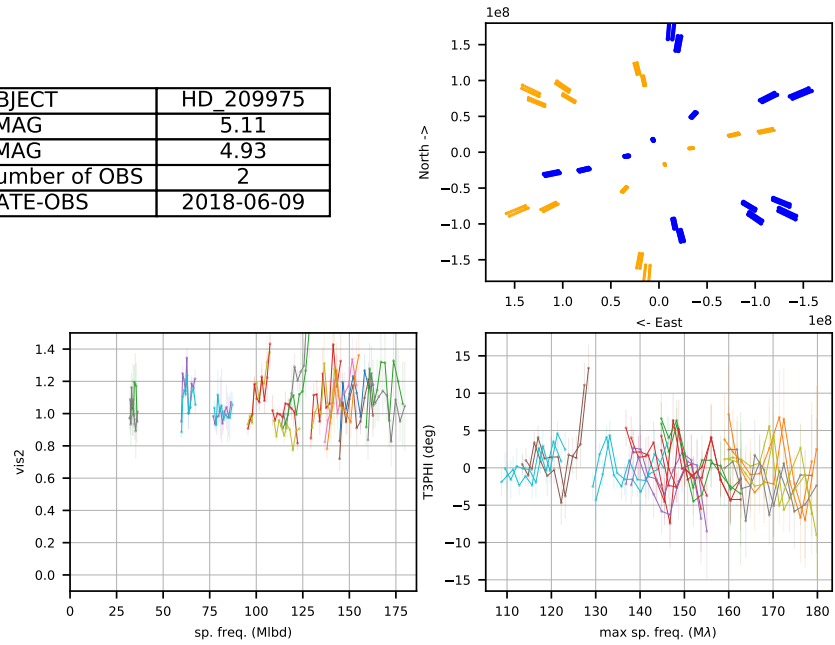


FIGURE A1.15 – Résumé de la réduction de HD 209975

### HD\_229202

OBJECT	HD_229202
VMAG	9.58
KMAG	7.31
Number of OBS	2
DATE-OBS	2019-06-27

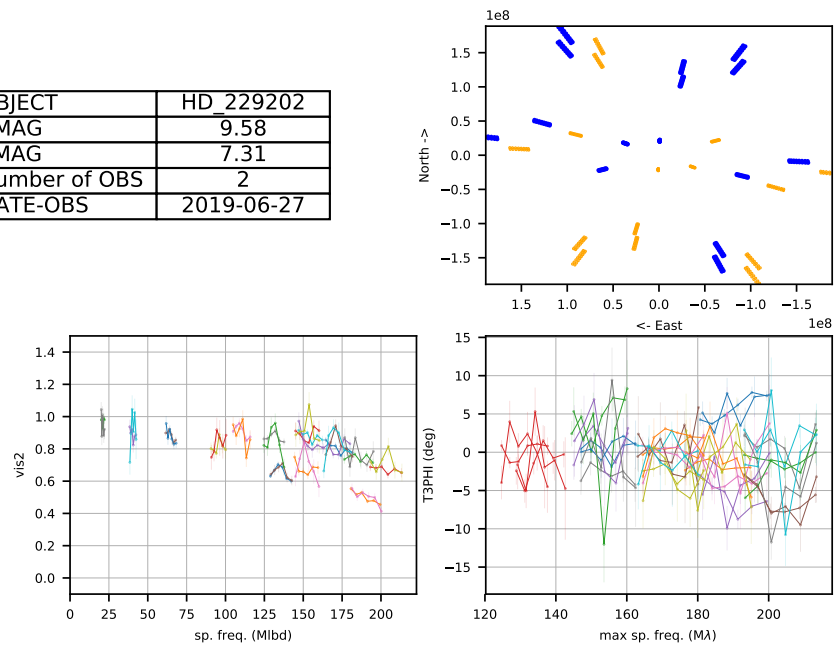


FIGURE A1.16 – Résumé de la réduction de HD 229202

HD\_36861

OBJECT	HD_36861
VMAG	3.47
KMAG	4.03
Number of OBS	2
DATE-OBS	2018-09-26

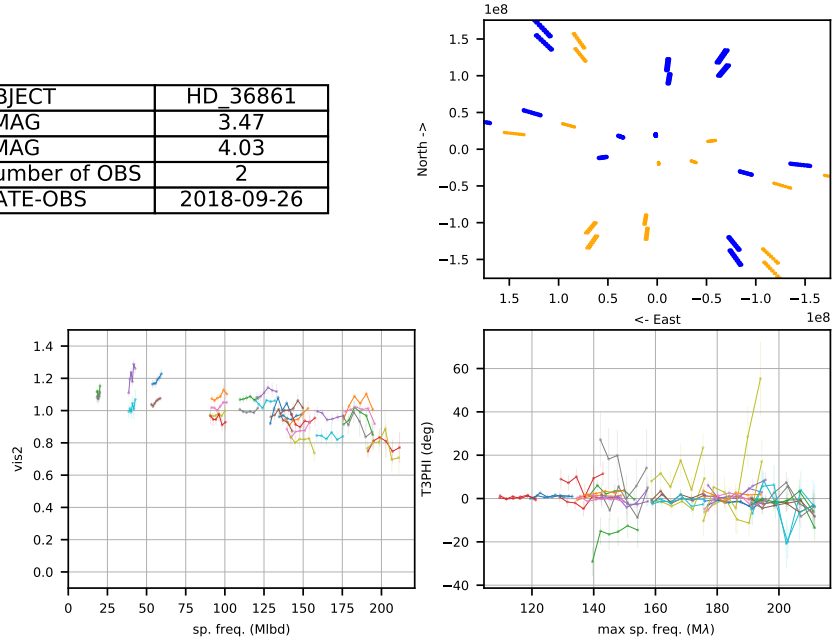


FIGURE A1.17 – Résumé de la réduction de HD 36861

SAO\_49781

OBJECT	SAO_49781
VMAG	8.98
KMAG	5.5
Number of OBS	3
DATE-OBS	2018-06-12

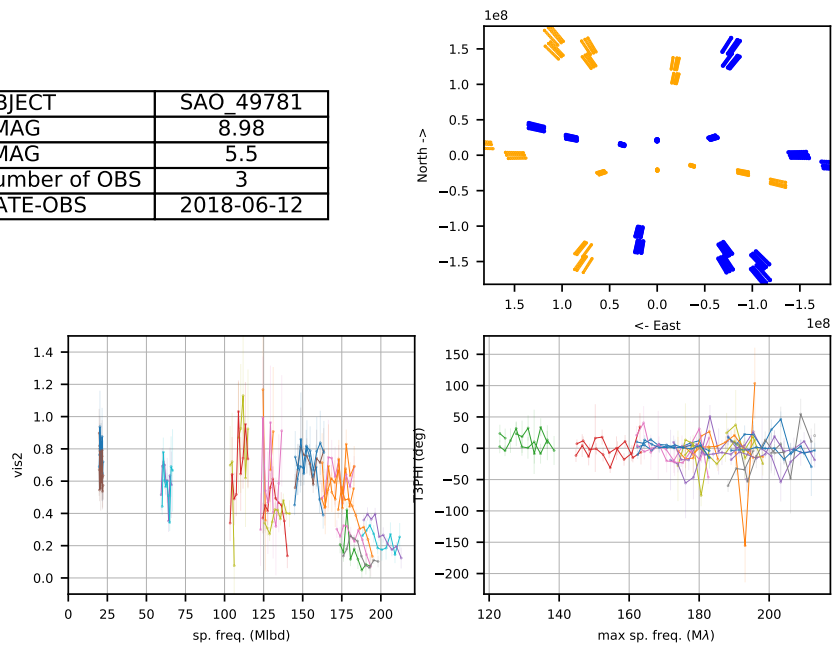


FIGURE A1.18 – Résumé de la réduction de SAO 49781 (Cyg OB 2-8A)

### 2MASS\_J20351264+4651121

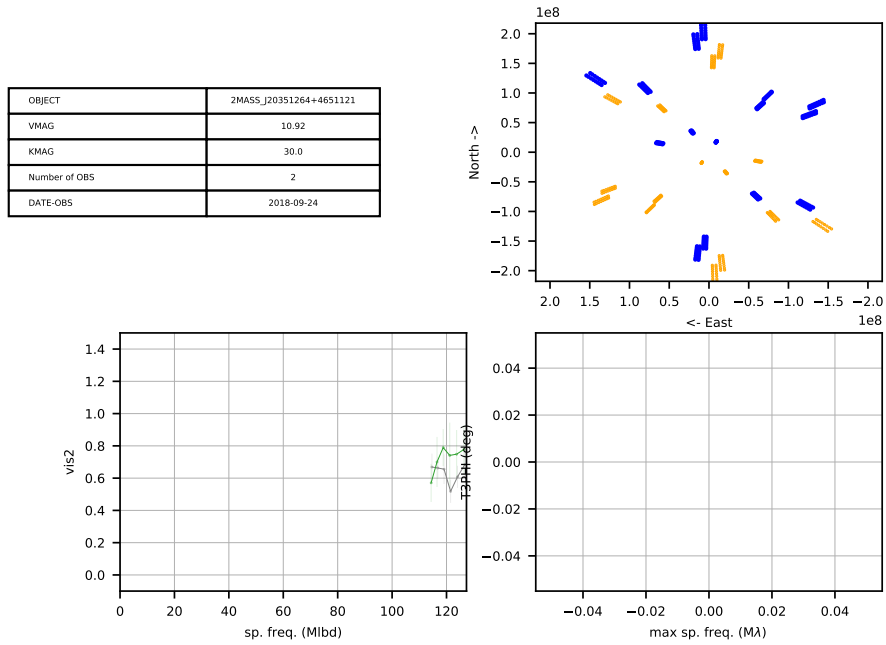


FIGURE A1.19 – Résumé de la réduction de 2MASS J20351264+4651121

### HD\_188001

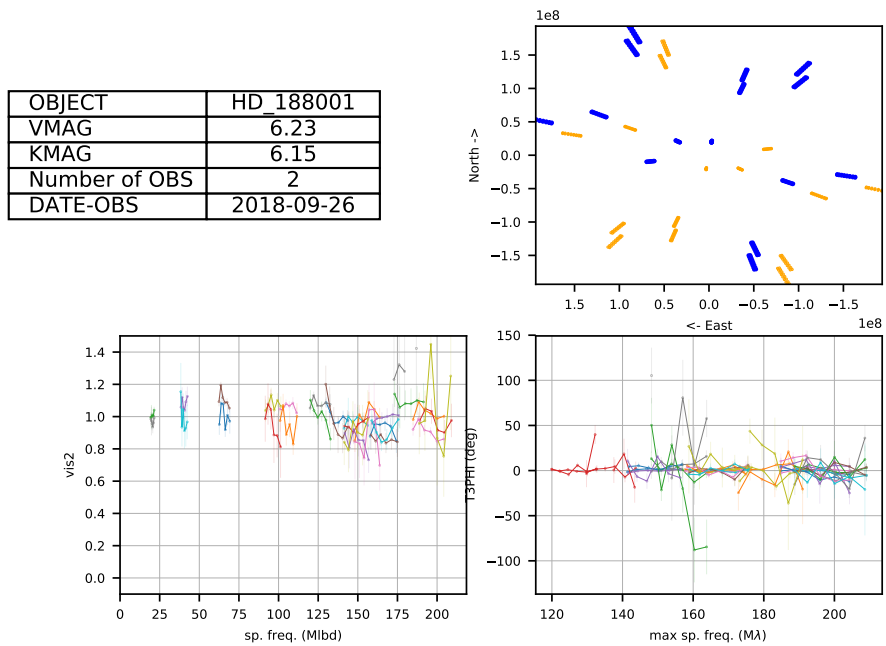


FIGURE A1.20 – Résumé de la réduction de HD 188001

HD\_202214

OBJECT	HD_202214
VMAG	5.72
KMAG	5.51
Number of OBS	2
DATE-OBS	2019-06-24

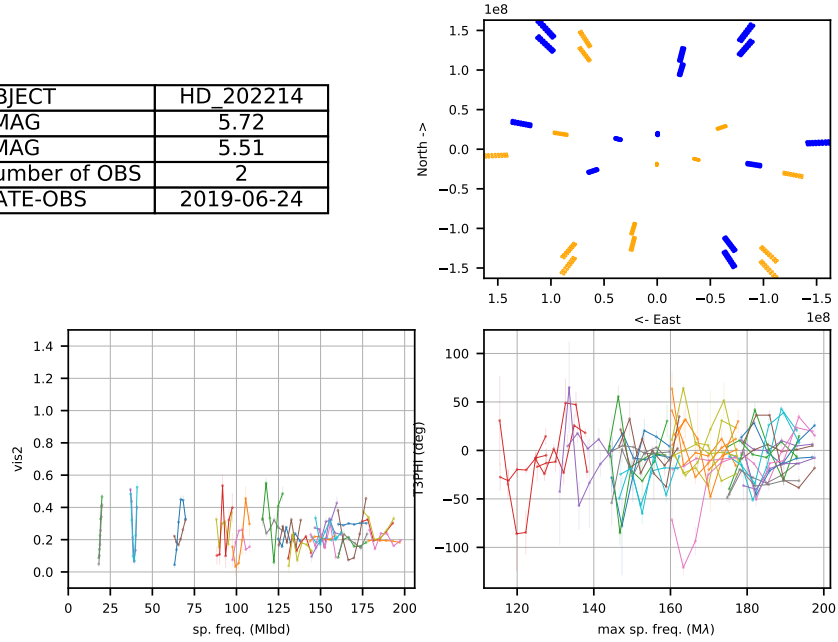


FIGURE A1.21 – Résumé de la réduction de HD 202214

HD\_210809

OBJECT	HD_210809
VMAG	7.56
KMAG	7.41
Number of OBS	3
DATE-OBS	2019-06-26

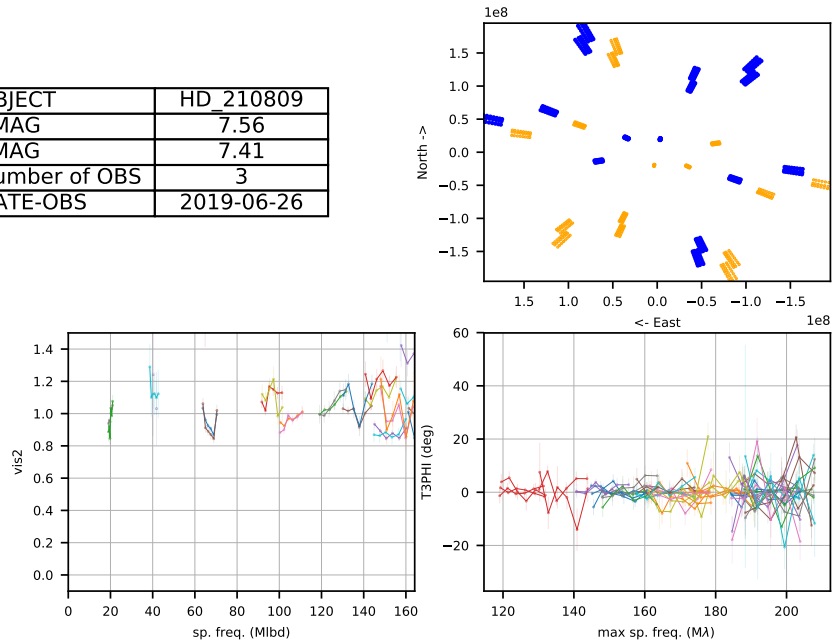


FIGURE A1.22 – Résumé de la réduction de HD 210809

### HD\_24431

OBJECT	HD_24431
VMAG	6.74
KMAG	5.82
Number of OBS	2
DATE-OBS	2018-09-24

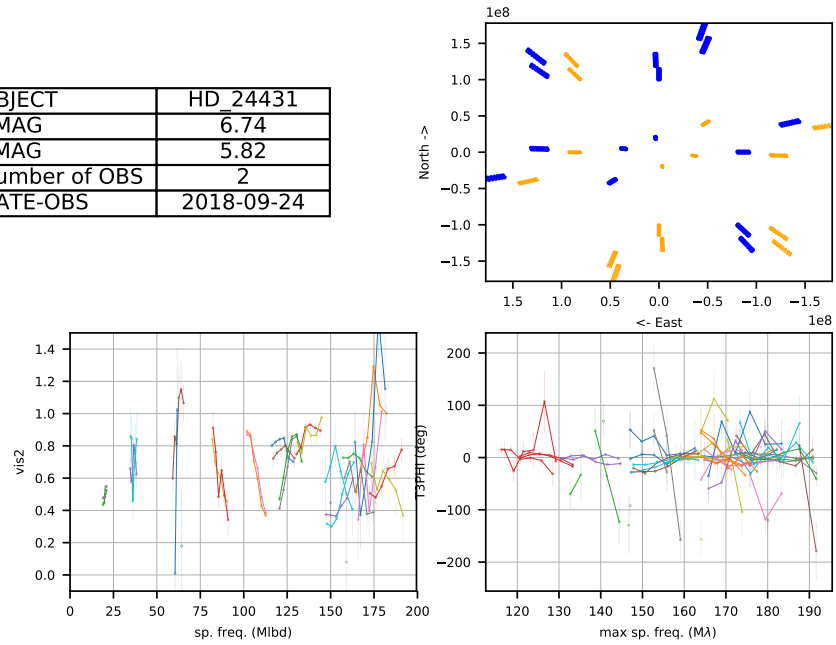


FIGURE A1.23 – Résumé de la réduction de HD 24431

### HD\_45314

OBJECT	HD_45314
VMAG	6.64
KMAG	5.53
Number of OBS	2
DATE-OBS	2018-09-25

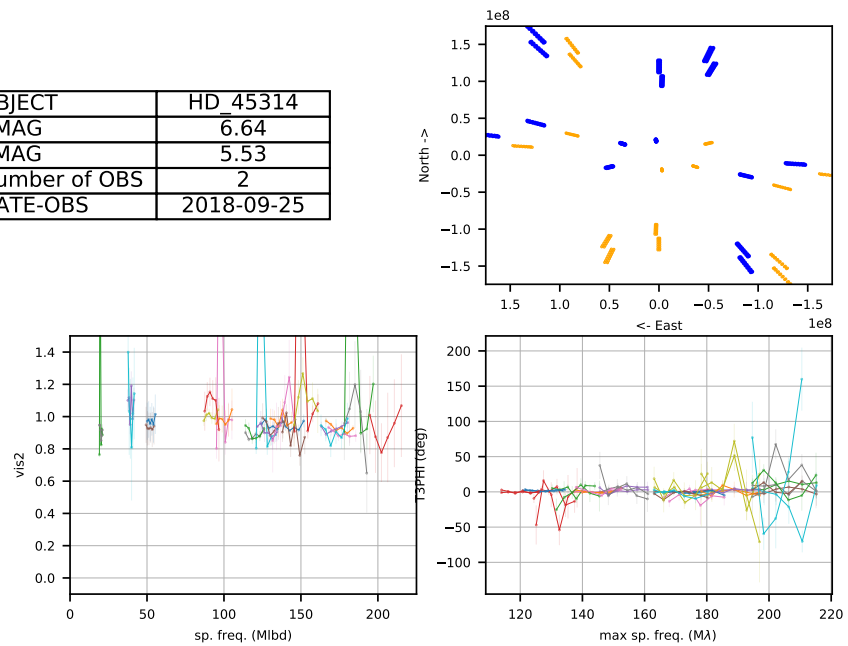


FIGURE A1.24 – Résumé de la réduction de HD 45314

2MASS\_J20555125+4352246

OBJECT	2MASS_J20555125+4352246
VMAG	13.24
KMAG	5.04
Number of OBS	2
DATE-OBS	2018-09-25

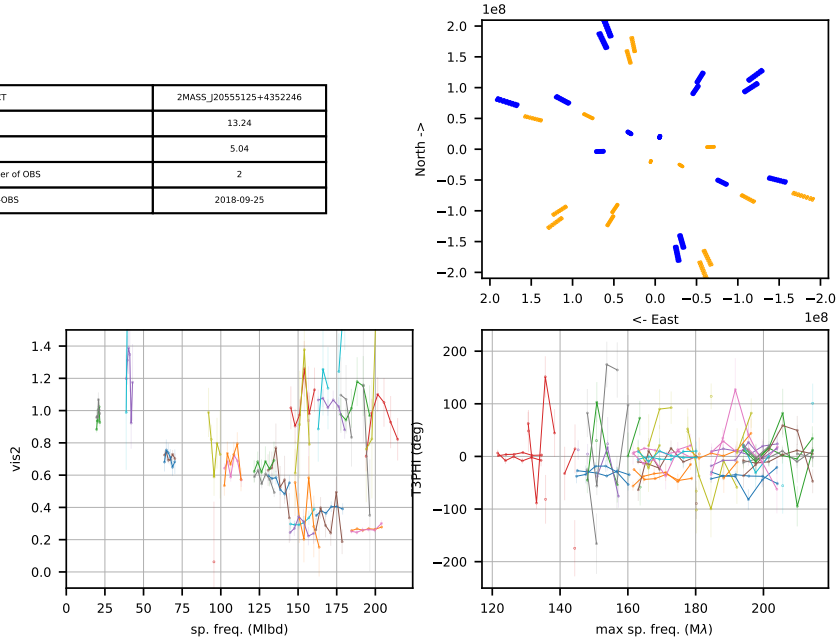


FIGURE A1.25 – Résumé de la réduction de 2MASS J20555125+4352246

HD\_188209

OBJECT	HD_188209
VMAG	5.63
KMAG	5.82
Number of OBS	1
DATE-OBS	2018-06-09

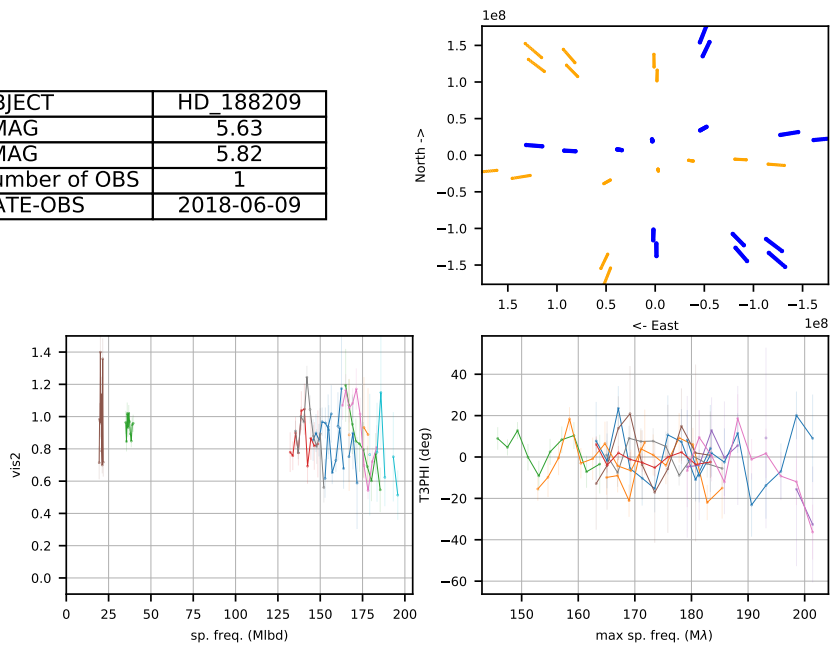


FIGURE A1.26 – Résumé de la réduction de HD 188209



### HD\_203064

OBJECT	HD_203064
VMAG	5.0
KMAG	5.11
Number of OBS	2
DATE-OBS	2018-06-10

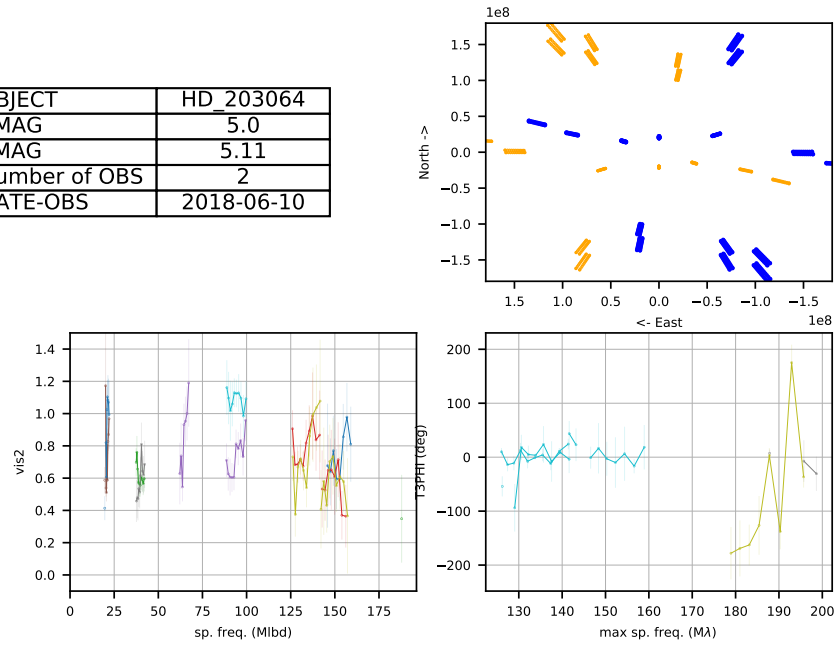


FIGURE A1.27 – Résumé de la réduction de HD 203064

### HD\_210839

OBJECT	HD_210839
VMAG	5.05
KMAG	4.5
Number of OBS	2
DATE-OBS	2019-06-23

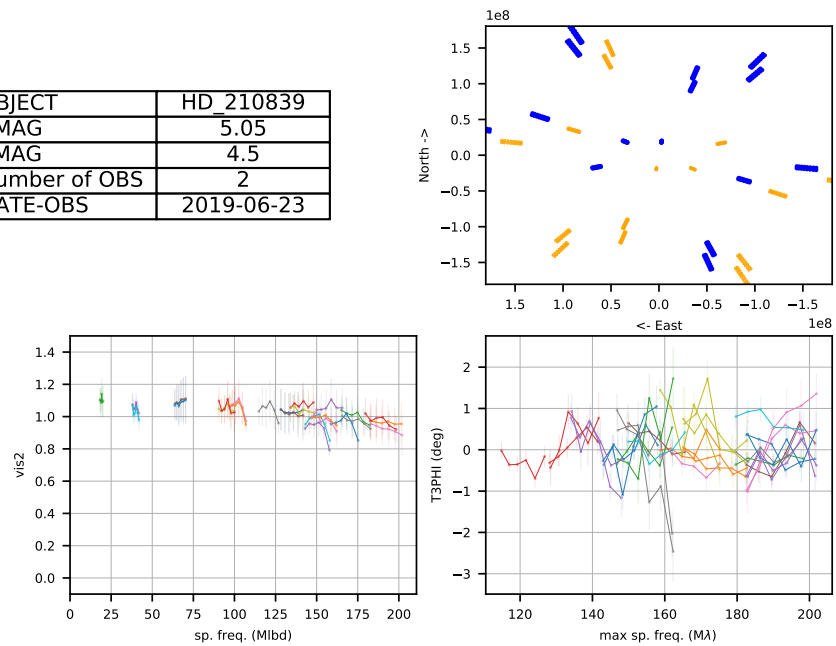


FIGURE A1.28 – Résumé de la réduction de HD 210839

HD\_24534

OBJECT	HD_24534
VMAG	6.72
KMAG	5.92
Number of OBS	9
DATE-OBS	2018-09-23,2018-02-08,2018-09-27

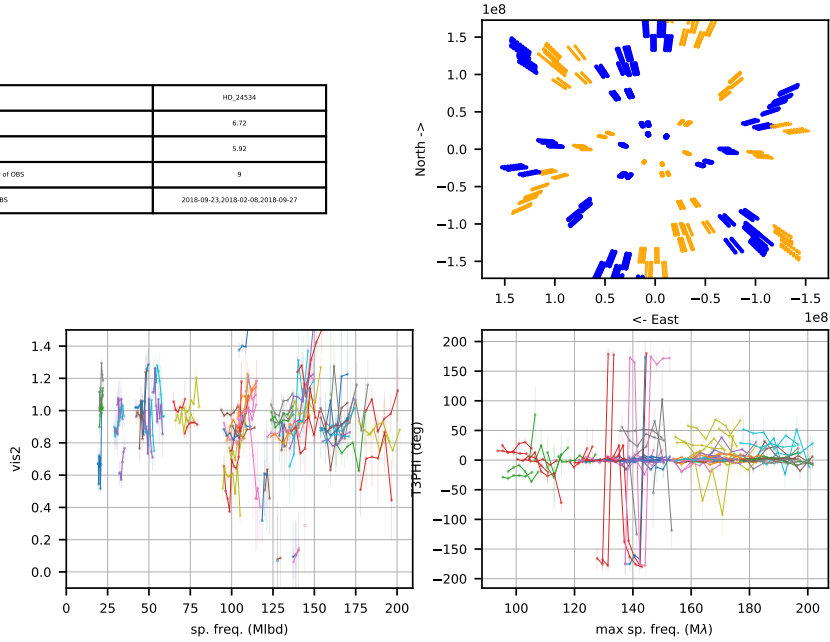


FIGURE A1.29 – Résumé de la réduction de HD 24534

HD\_47129

OBJECT	HD_47129
VMAG	6.06
KMAG	5.71
Number of OBS	5
DATE-OBS	2018-09-24,2018-09-23

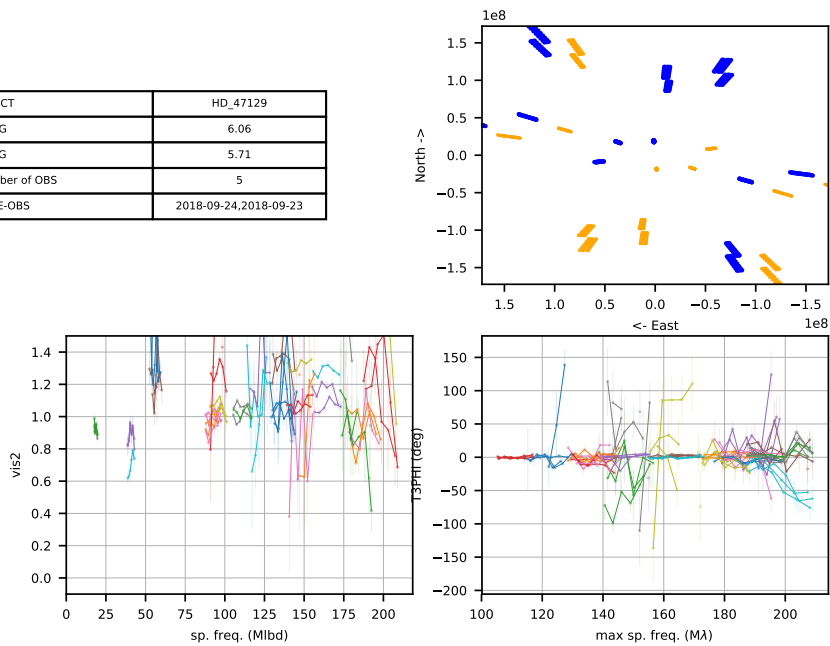


FIGURE A1.30 – Résumé de la réduction de HD 47129

### BD+40\_4220A

OBJECT	BD+40_4220A
VMAG	9.24
KMAG	30.0
Number of OBS	3
DATE-OBS	2019-06-23,2018-06-10

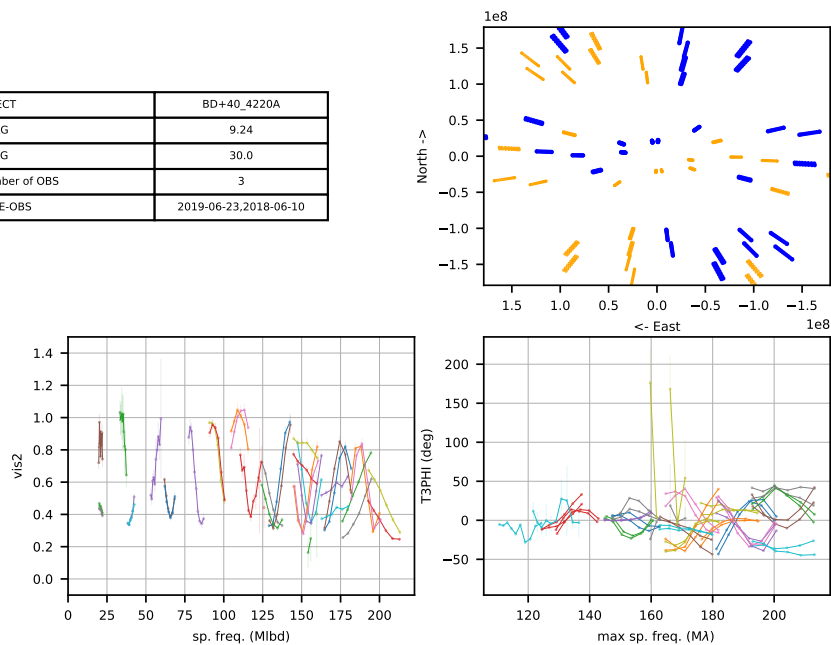


FIGURE A1.31 – Résumé de la réduction de BD+40 4220A (Cyg OB 2-5A)

### HD\_193322

OBJECT	HD_193322
VMAG	5.84
KMAG	5.72
Number of OBS	7
DATE-OBS	2018-08-12,2019-06-24,2018-09-27

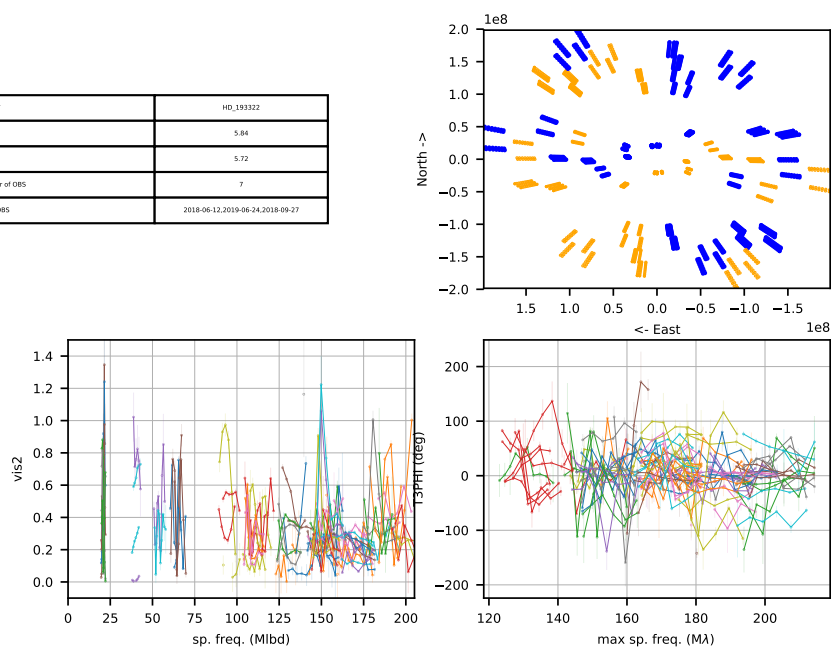


FIGURE A1.32 – Résumé de la réduction de HD 193322

HD\_206183

OBJECT	HD_206183
VMAG	7.41
KMAG	7.23
Number of OBS	2
DATE-OBS	2019-06-27

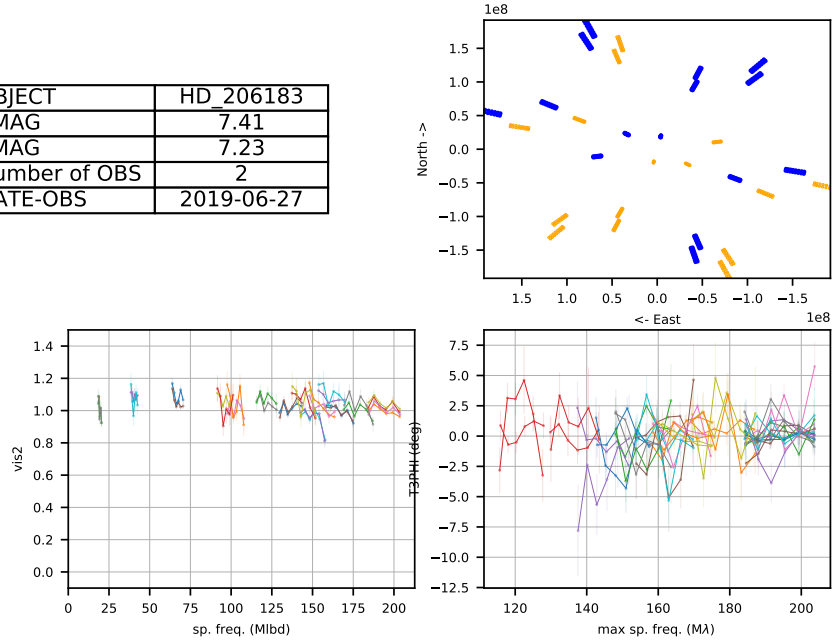


FIGURE A1.33 – Résumé de la réduction de HD 206183

HD\_214680

OBJECT	HD_214680
VMAG	4.88
KMAG	5.5
Number of OBS	2
DATE-OBS	2018-06-11

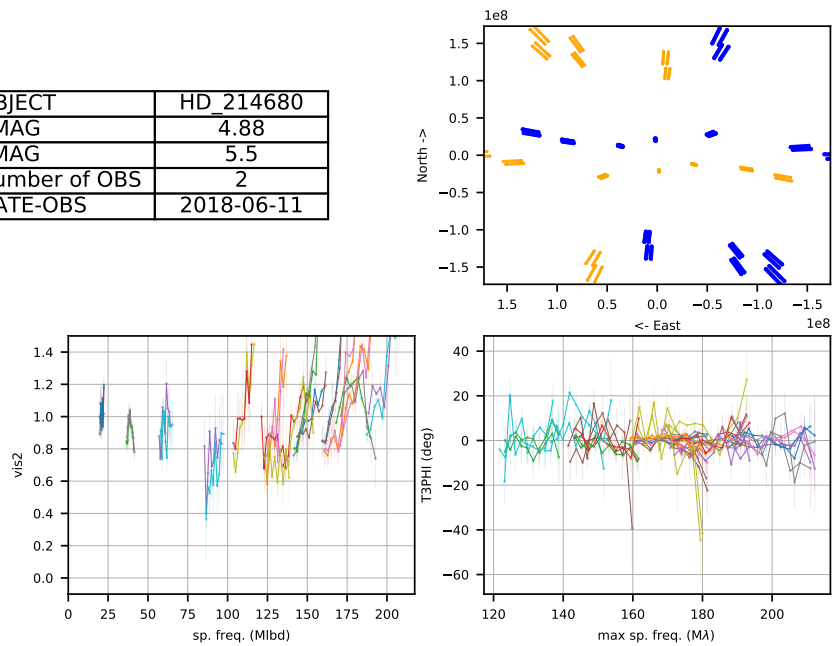


FIGURE A1.34 – Résumé de la réduction de HD 214680

### HD\_24912

OBJECT	HD_24912
VMAG	4.06
KMAG	3.95
Number of OBS	2
DATE-OBS	2018-02-08

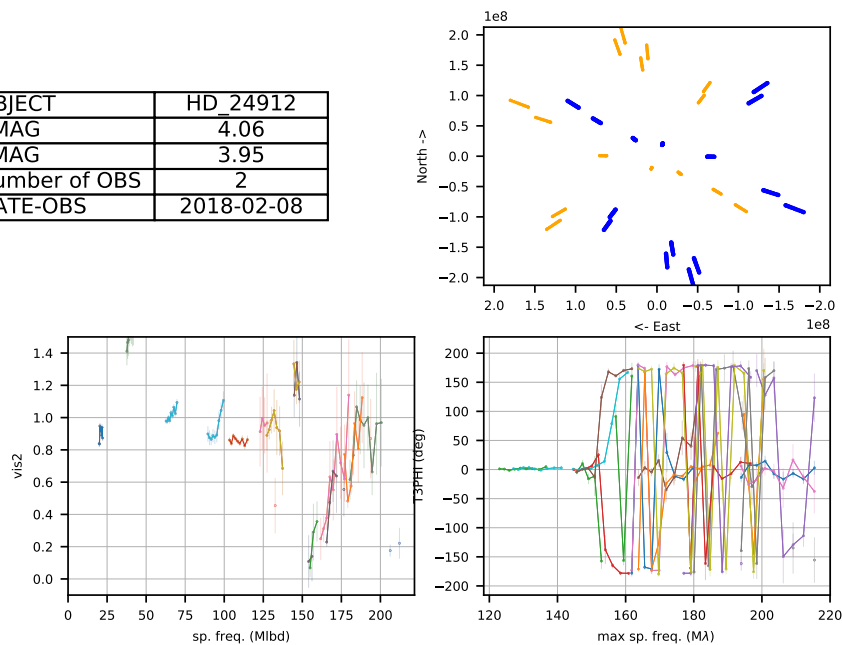


FIGURE A1.35 – Résumé de la réduction de HD 24912

### HD\_47432

OBJECT	HD_47432
VMAG	6.31
KMAG	5.87
Number of OBS	2
DATE-OBS	2018-09-26

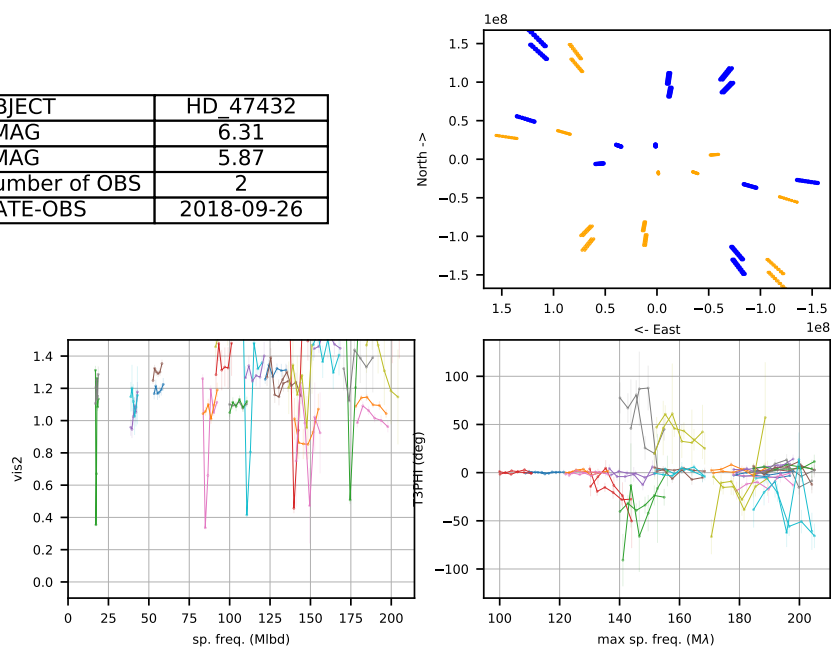


FIGURE A1.36 – Résumé de la réduction de HD 47432

HD\_166734

OBJECT	HD_166734
VMAG	8.42
KMAG	5.32
Number of OBS	2
DATE-OBS	2019-06-24

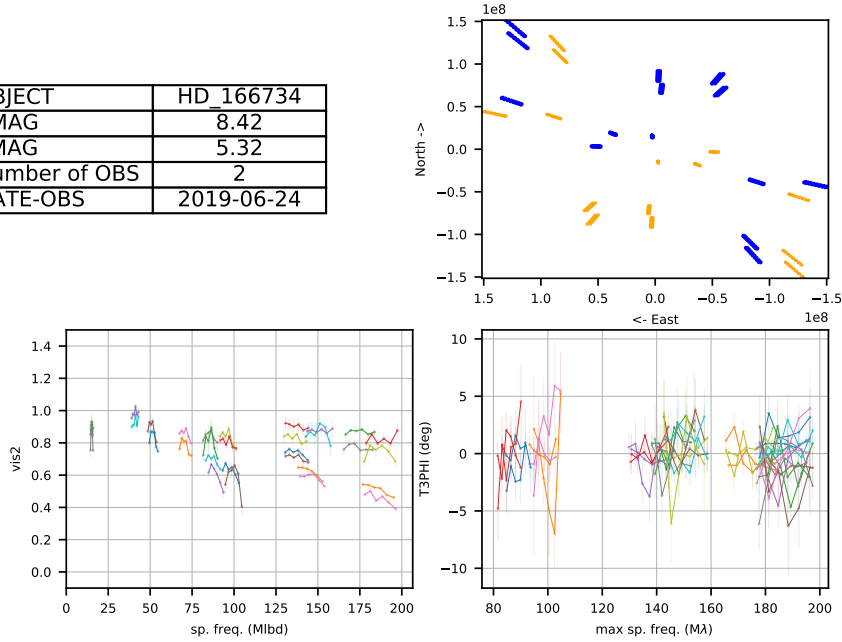


FIGURE A1.37 – Résumé de la réduction de HD 166734

HD\_195592

OBJECT	HD_195592
VMAG	7.08
KMAG	4.62
Number of OBS	2
DATE-OBS	2018-06-11

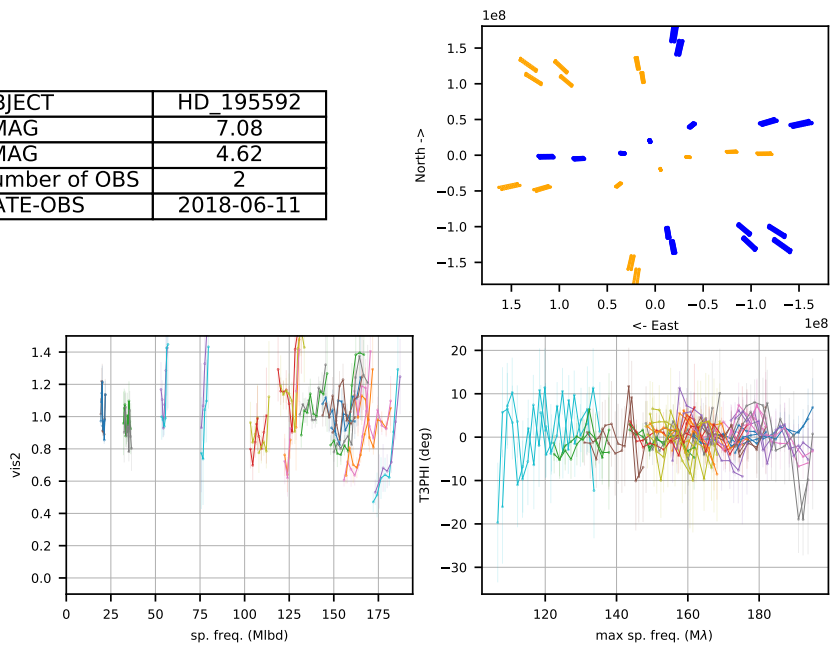


FIGURE A1.38 – Résumé de la réduction de HD 195592

### HD\_206267

OBJECT	HD_206267
VMAG	5.62
KMAG	5.21
Number of OBS	4
DATE-OBS	2019-06-22,2019-06-26

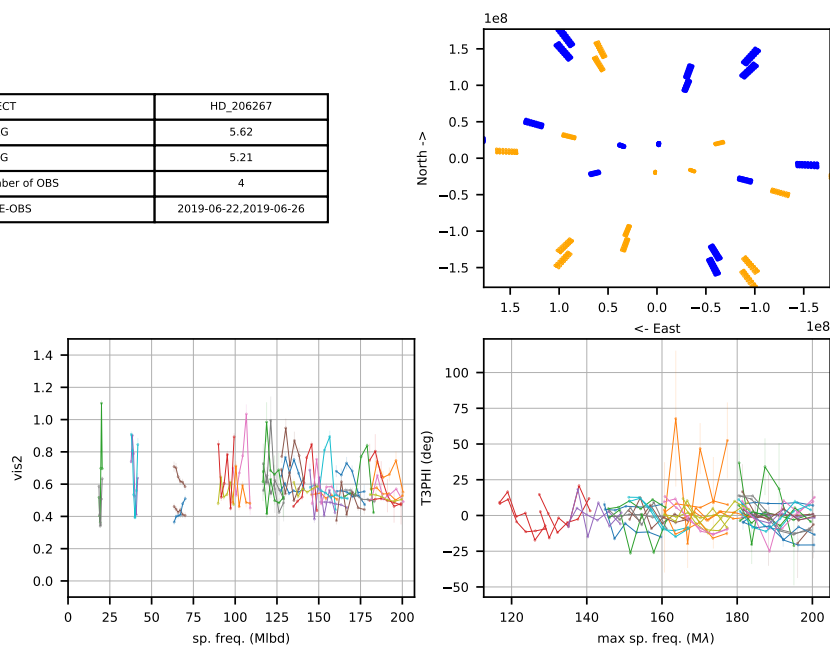


FIGURE A1.39 – Résumé de la réduction de HD 206267

### HD\_217086

OBJECT	HD_217086
VMAG	7.66
KMAG	6.03
Number of OBS	4
DATE-OBS	2018-09-26

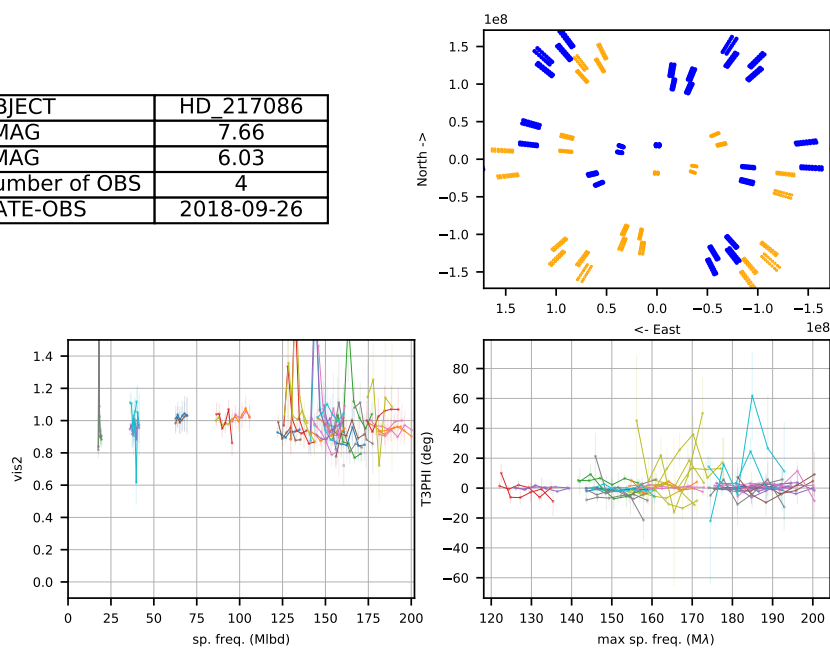


FIGURE A1.40 – Résumé de la réduction de HD 217086

HD\_28446

OBJECT	HD_28446
VMAG	5.77
KMAG	5.45
Number of OBS	3
DATE-OBS	2018-09-24,2018-02-08

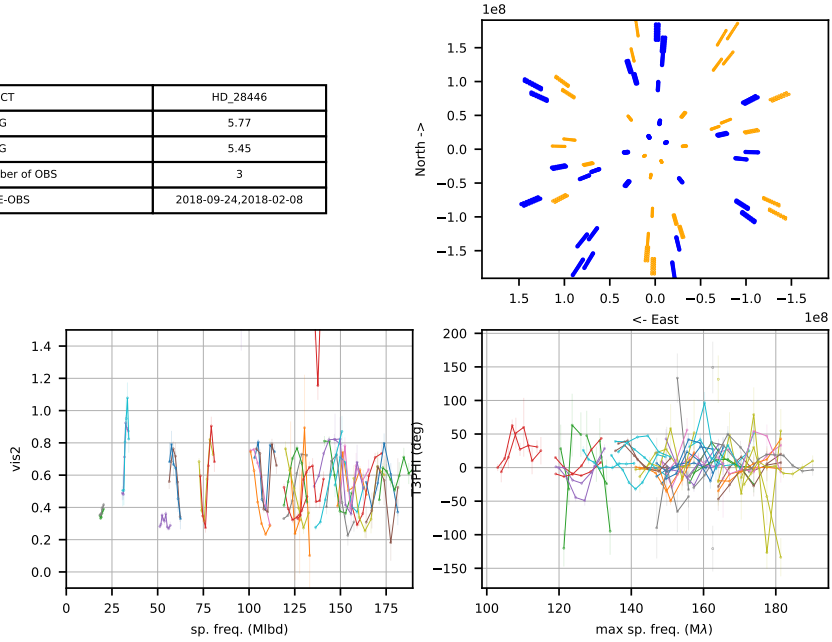


FIGURE A1.41 – Résumé de la réduction de HD 28446

HD\_47839

OBJECT	HD_47839
VMAG	4.64
KMAG	5.34
Number of OBS	5
DATE-OBS	2018-09-25

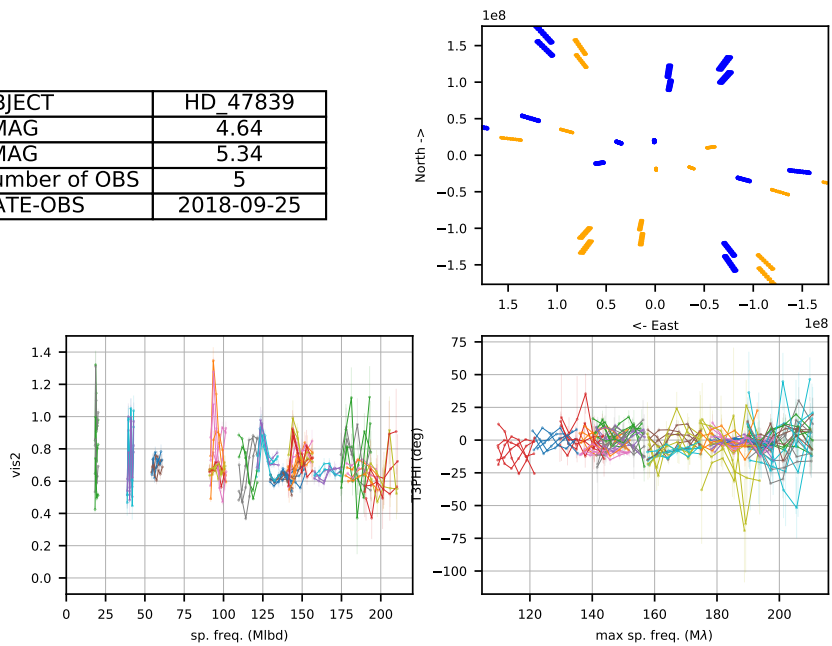


FIGURE A1.42 – Résumé de la réduction de HD 47839



### HD\_167971

OBJECT	HD_167971
VMAG	7.5
KMAG	5.14
Number of OBS	2
DATE-OBS	2019-06-24

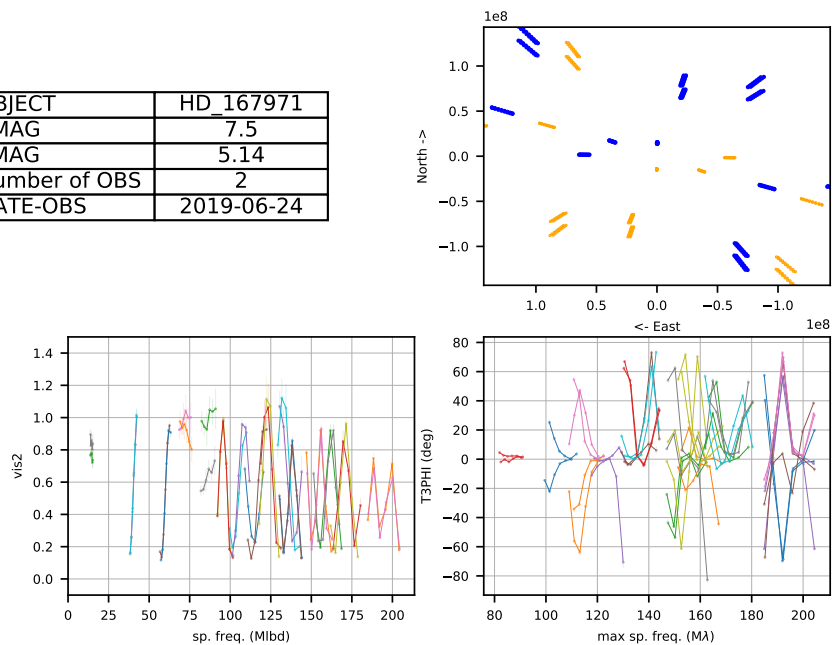


FIGURE A1.43 – Résumé de la réduction de HD 167971

### HD\_19820

OBJECT	HD_19820
VMAG	7.08
KMAG	5.94
Number of OBS	4
DATE-OBS	2018-09-25,2018-09-26

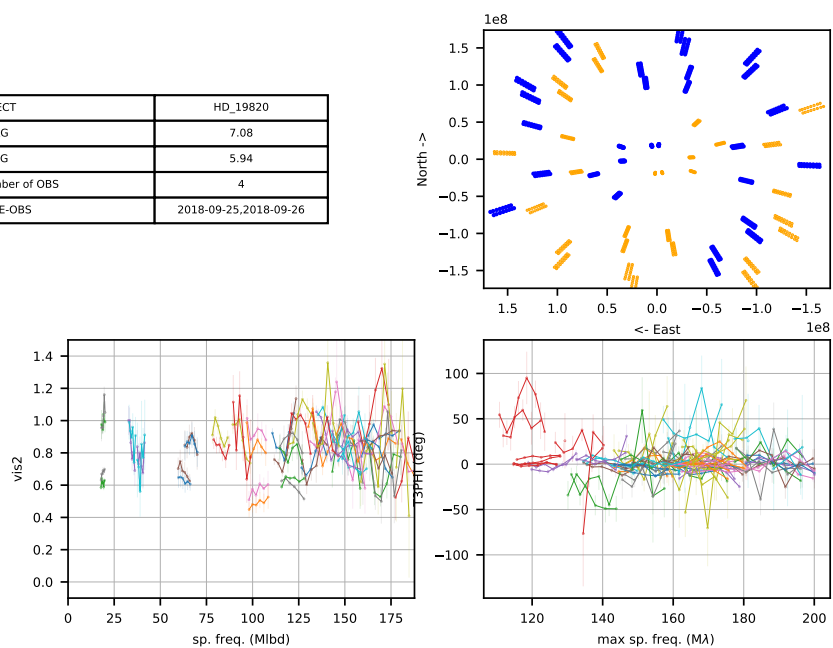


FIGURE A1.44 – Résumé de la réduction de HD 19820

HD\_207198

OBJECT	HD_207198
VMAG	5.94
KMAG	5.32
Number of OBS	2
DATE-OBS	2019-06-24

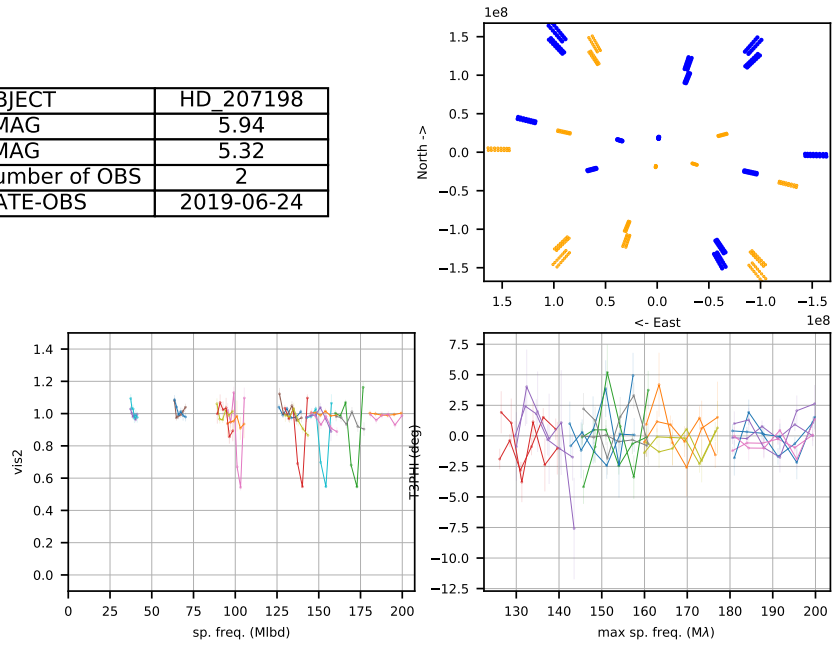


FIGURE A1.45 – Résumé de la réduction de HD 207198

HD\_228779

OBJECT	HD_228779
VMAG	8.92
KMAG	5.66
Number of OBS	1
DATE-OBS	2019-06-26

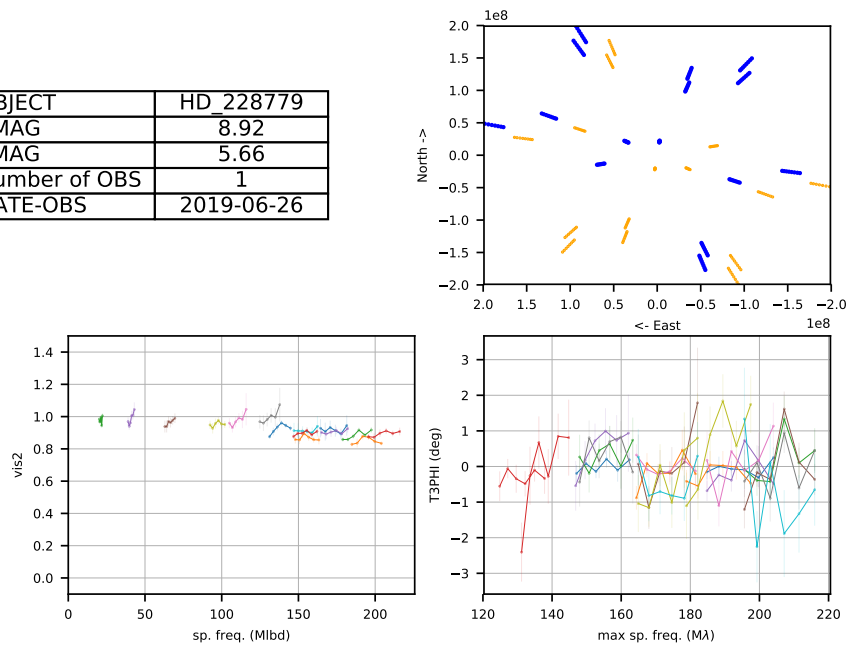


FIGURE A1.46 – Résumé de la réduction de HD 228779

### HD\_30614

OBJECT	HD_30614
VMAG	4.29
KMAG	4.24
Number of OBS	2
DATE-OBS	2018-09-25

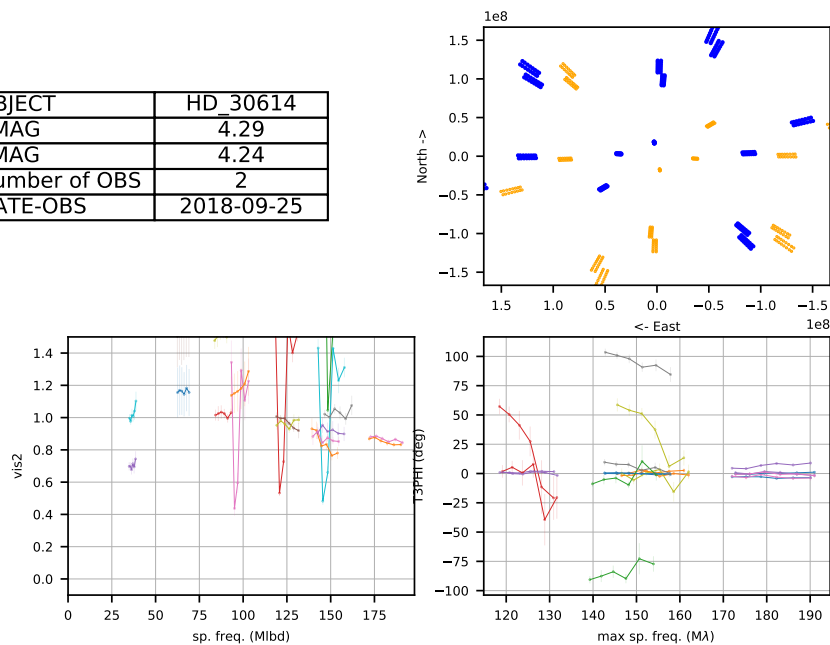


FIGURE A1.47 – Résumé de la réduction de HD 30614

### HD\_48099

OBJECT	HD_48099
VMAG	6.37
KMAG	6.51
Number of OBS	3
DATE-OBS	2018-02-08

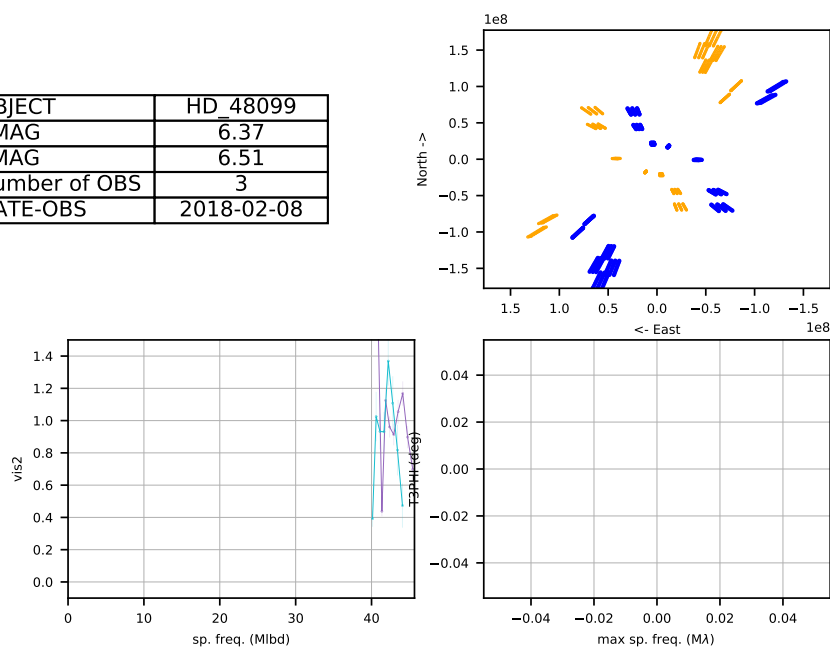


FIGURE A1.48 – Résumé de la réduction de HD 48099

# B

---

MES PUBLICATIONS

---

PUBLICATION NUMÉRO UNE : LANTHERMANN ET AL., 2018

# Astronomical interferometry with near-IR e-APD at CHARA: characterization, optimization and on-sky operation

Cyprien Lanthermann<sup>a</sup>, Jean-Baptiste Le Bouquin<sup>a,b</sup>, Narsireddy Anugu<sup>c</sup>, John Monnier<sup>b</sup>, and Stefan Kraus<sup>c</sup>

<sup>a</sup>Institut de Planetologie et d'Astrophysique de Grenoble , 414 Rue de la Piscine, 38400 Saint-Martin-d'Hres, France

<sup>b</sup>University of Michigan, Department of Astronomy, MI, United States

<sup>c</sup>University of Exeter, School of Physics and Astronomy, Stocker Road, Exeter, EX4 4QL

## ABSTRACT

We characterize a near-infrared C-RED ONE camera from First Light Imaging (FLI). This camera uses a SAPHIRA electron avalanche photo-diode array (e-APD) from Leonardo (previously Selex). To do so, we developed a model of the signal distribution. This model allows a measurement of the gain and the Excess Noise Factor (ENF) independently of preexisting calibration such as the system gain. The results of this study show a gain which is  $0.53 \pm 0.04$  times the gain reported by the manufacturer. The measured ENF is  $1.47 \pm 0.03$  when we expected 1.25. For an avalanche gain of  $\simeq 60$  and a frame rate larger than 100 Hz, the total noise can be lower than  $1 e^-/\text{frame}/\text{pixel}$ . The lowest dark current level is  $90 e^-/\text{s}/\text{pixel}$ , in agreement with the expected H-band background passing through the camera window. These performance values provide a significant improvement compared to earlier-generation PICNIC camera and allowed us to improve the performance of the Michigan infrared combiner (MIRC) instrument at the Center for High Angular Resolution Astronomy (CHARA), as part of our MIRC-X instrumentation project.

**Keywords:** SAPHIRA, detector, HgCdTe, e-APD, near-infrared, stellar interferometry, C-RED ONE

## 1. INTRODUCTION

Optical and infrared interferometry is an observation technique that permits to study astronomical bodies with a better angular resolution than with direct imagery observation at the same wavelength. But the interferometry suffers from a sensitivity limit. In the near-infrared, the typical coherence time is of few milliseconds. It corresponds to a sky background of  $< 0.1$  ph per exposure for a diffraction-limited instrument operating in H-band ( $1.65 \mu\text{m}$ ). With  $\simeq 10 e^-$  readout noise at these frame rates, classical near-infrared cameras are the limiting factor for sensitivity.

To improve the sensitivity of near-infrared interferometers, we need fast (frame rate  $> 200\text{Hz}$ ), sensitive (quantum efficiency  $> 50\%$ ), large format ( $> 200 \times 200$  pixels) and low readout noise ( $< 1 e^-/\text{frame}/\text{pixel}$ ) detectors. For this qualities, the electron avalanche photodiode arrays (e-APD<sup>1,2</sup>) present a breakthrough. That is why the e-APD technology has been chosen to improve the sensitivity of the Center for High Angular Resolution Astronomy (CHARA<sup>3</sup>) array (Mount Willson Observatory, USA) with the implementation of two C-RED ONE<sup>4</sup> cameras, from First Light Imaging (FLI). One camera is used for operations in the H-band in the instrument MIRC-X,<sup>5</sup> the successor of the Michigan infrared combiner (MIRC<sup>6</sup>), and the other is used for operations in the K-band in the upcoming instrument MYSTIC.<sup>7</sup> The H-band camera for MIRC-X sees a warm (300K) spectrograph at f/4, while the K-band camera for MYSTIC will be implemented in a 220K cryostat to minimize the instrument emission. The results in this paper are focused on the H-band camera of MIRC-X.

## 2. E-APD TECHNOLOGY

The e-APD<sup>1,2</sup> technology applies a bias voltage in a lower layer of the pixel called multiplication region. This bias voltage accelerates the electron, generated by a photon in the upper layer of the detector. This electron migrates to the bottom of the pixel through this multiplication region. The energy obtained by the acceleration

becomes sufficient to ionize an atom of the substrate by collision, generating a second electron. The first and the second electrons are accelerated again, generating others electrons and creating a chain reaction.

This process multiplies the photonic signal directly in the pixel, therefore increasing the signal to noise ratio (SNR) with respect to the readout noise. With a multiplexing readout system, we can read simultaneously several pixels, and hence increase the overall maximum frame rate. As the avalanche gain results in a process of impact ionization in the substrate of the detector, the total gain presents a certain probability distribution (M). The Excess Noise Factor (ENF) is then an additional noise and a consequence of this distribution. In the literature,<sup>8,9</sup> the gain is defined by the mean value of the gain distribution

$$G = \langle M \rangle \quad (1)$$

and the ENF is defined by

$$ENF = \frac{\langle M^2 \rangle}{\langle M \rangle^2}. \quad (2)$$

## 2.1 C-RED ONE SPECIFICITIES

The C-RED ONE is a fully-integrated camera system provided by FLI. It contains a SAPHIRA Mark13 model of an e-APD array made by Leonardo (previously Selex). This detector is placed in a vacuum container ( $10^{-5}$  atm in operation) and is cooled by a pulsed tube (80 K in operation). The camera window is open at f/4, and the thermal emission at wavelengths larger than  $1.9 \mu\text{m}$  is filtered by a set of four cold filters. The characteristics of the camera given by FLI<sup>10</sup> are summarised in Tab. 1.

Table 1. Characteristics of the C-RED ONE camera

Detector type	SAPHIRA MCT SWIR Mark13 eAPD 320X256
Wavelength ( $\mu\text{m}$ )	0.8 to 2.5
Read Out Speed, full frame single read (frame/s)	3500
Total noise (1 ms of integration, 300 K scene) ( $e^-/pixel$ )	0.5
Quantum Efficiency (%)	> 70
Excess Noise Factor (ENF)	1.25

The Mark13 model detector consists of ten blocks of 32 readout outputs, reading  $32 \times 256$  (columns x rows) pixels each. These multiple outputs permit the multiplexing of the detector and to obtain a fast read capability, up to 3500 Hz for full-frame and 1 read per frame. The readout system allows reducing the readout window by choosing the output we want to read (columns) and the number of rows we want to read. The windowing increases the readout speed accordingly.

The C-RED ONE camera has several readout modes implemented, including a single read mode, a correlated double sampling (CDS) mode, a multiple non-destructive reads mode and a "IOTA" readout mode. The single read mode reads the entire window once then reset it immediately. The integration time is the time between two frames. It is limited by the readout time of the window. The CDS mode reads the entire window immediately after a frame demand then reset it and automatically read it again. The result of the CDS processing is the difference between those two frames. The maximum speed is twice lower than the maximum frame rate in single read mode. The multiple non-destructive reads mode starts with a reset period and then a user-specified number of frames are read and delivered at maximum speed. The IOTA mode is inspired by a readout scheme that was implemented at the PICNIC camera<sup>11</sup> of the IONIC3 instrument at the IOTA array. It consists of a multiple (Nreads) consecutive non-destructive reads of the same pixel. Then it reads the next pixel of the same row. It performs those reads a multiple (Nloops) time for the same line before reading the next line. At the end of a frame, the reads start over again with the first pixel of the window. The window is reset after that a multiple (Nframes) frames have been read. Nreads, Nloops, and Nframes are set by the user.

We personally requested to FLI to implement the IOTA mode to our cameras. It's the one we focus on for the on-sky operation.

### 3. MODELING THE PHOTON DISTRIBUTION

#### 3.1 Description of our Model

It exists several ways to measure the characteristics of an e-APD detector. However, the classical methods rely on previous calibrations such as the system gain. In this section, we present our method to measure the total gain (including amplification) and the ENF, in a self-consistent way.

##### 3.1.1 Filtering the parasitic electronic signal

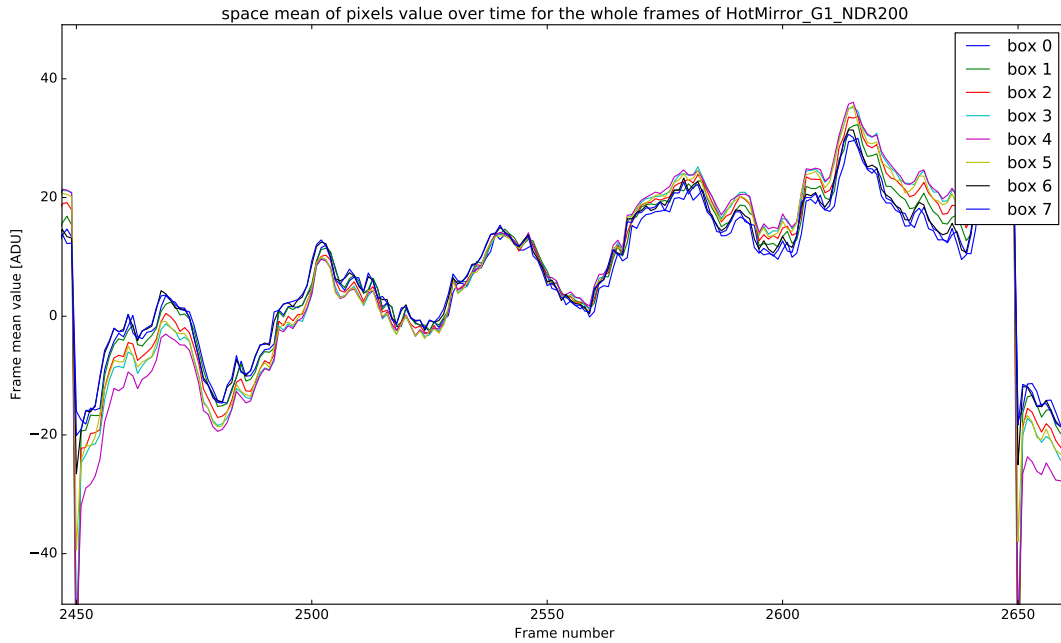


Figure 1. Frame mean value versus frame number when observing a room temperature mirror with 200 nondestructive reads. The x-axis is zoomed between two resets.

In Fig. 1, the x-axis is the frame number and the y-axis is the mean value of a sub-window of 320 x 32 pixels, called box, and represented with different colors. The mean value of the ramp is subtracted to recenter the different boxes on the same level. The maximum frame rate is 3500 Hz. There are 200 non-destructive read between two resets. The detector is reset at the frames number 2450 and 2650. These data have been taken watching a mirror at room temperature, in order to minimize the amount of incident flux.

We see that the first frame after a reset (2450) presents an anomaly that we call the reset anomaly. This frame is discarded in our analysis and in the pipeline of the instrument. We also see that during the integration the mean value of a box presents a sort of sinusoidal signal combined with a linear trend. The linear trend is due to the accumulating dark current. The sinusoidal signal is a parasitic electronic signal. This electronic signal actually comes from the pulsed tube that cools the detector. This signal has a frequency of  $\simeq 90$  Hz and an amplitude of  $\simeq 20$  ADU. FLI didn't manage to get rid of it yet.

### 3.1.2 Extracting temporal sequence

We collect data with the instrument configuration used for scientific operations but looking at an internal light. On that configuration, the image of a photometric channel consists in a band of  $\simeq 3$  pixels large and a dozen of pixels long. The dozen of pixels is actually the spectral dispersion of the light source. Because we are observing an internal light, the flux in the image is stable over time.

We use the IOTA readout mode, as for the sky observation. However, we slightly reduce the number of Nreads (8), Nloops (2) and the size of the window (320 x 20 pixels). These numbers were selected to achieve the highest possible maximum frame rate (1916 FPS), while still achieving a theoretical sub-electron readout noise. To our knowledge and understanding, this setup represents our best chance to measure individual photon in the camera signal. We use non-destructive reads of 50 frames between two resets. As said previously, we discard the first frame after reset.

We extract the flux of one pixel of a photometric channel by subtracting each frame value by its precedent. To get rid of the electronic sinusoidal signal (frequency  $\simeq 90$  Hz), this same operation is performed for several non-illuminated pixels in the same line of the extracted pixel. The median value of these pixels is subtracted from the value of the extracted pixel. This is possible because the maximum frame rate is high enough so we can consider that the sinusoidal signal is the same for a whole line (20 lines sample at  $\simeq 1900$  Hz, compared to a signal with a frequency of 90 Hz). The final product is the temporal sequence of one pixel, in ADU.

We tried different technics to subtract the parasitic signal, by using the mean or the median of many reference non-illuminated pixels (typically more than 20). We also tried filtering the 90 Hz signal from the signal of the studied pixel itself. We verified that the final results of our analysis are unaffected by this choice.

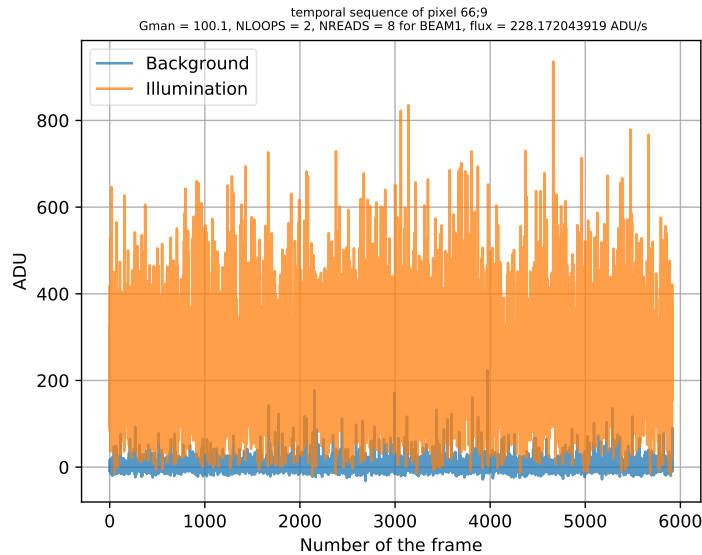


Figure 2. Example of temporal sequence

Figure 2 represents the pixel value in ADU versus the frame number. The temporal sequence when there is no illumination (Background) is in blue. The temporal sequence for the same pixel but with illumination is in orange. These additional photons are limited to the 1.6-1.65 $\mu\text{m}$  band-pass, thanks to the dispersive prism of the instrument.

### 3.1.3 Histograms

Figure 3 is the histogram of the value in the temporal sequence of Fig. 2. Figure 4 is an histogram of a temporal sequence with higher flux level. On these histograms, the x-axis is the values of the frames in ADU and the



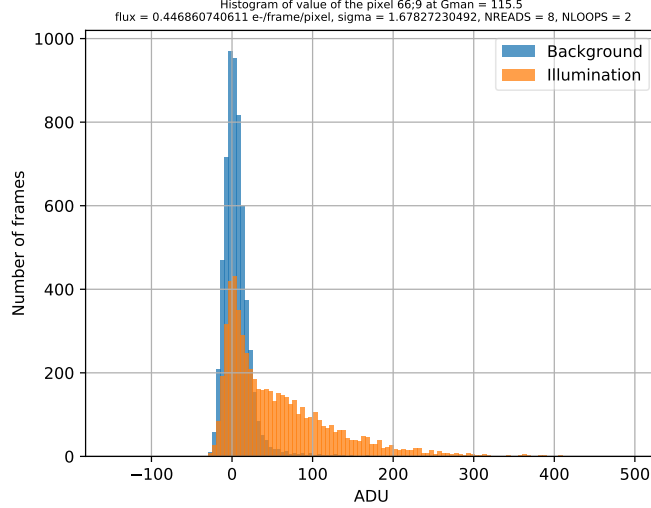


Figure 3. Histogram of a temporal sequence

y-axis is the number of frames that have these values. The histograms are binned in the x-axis with a bin width of 5 ADU.

The first thing that we notice in Fig. 3 and 4 is that we can't separate the different peaks of the different number of photons in a frame. If we had separated peaks, we could straightforwardly determine the number of photons on each frame by the mean of simple thresholds.

In Fig. 3, we see that the illuminated data in orange have a lower peak at 0-photon event than the background data and a larger spread of the histogram toward the positive values. It confirms that we have some flux in the illuminated data. We also note a break between the peak at 0-photon events and the remaining of the histogram. We could even guess a bump at  $\simeq 60$  ADU. Assuming that this bump is the signature of the 1-photon events, its position (60 ADU) implies that the gain calibrated by the manufacturer is wrong ( $G_{man} = 115.5 \text{ ADU}/e^-$ ).

A first conclusion is that the histograms of the 0-photon and 1-photon (and  $> 1$ -photon) events actually overlap. This blurring is either the result of a wrong estimation of the gain (the true gain being much lower than expected), and/or an effect of the so-called Excess Noise Factor (ENF).

In Fig. 4, we don't see the 0-photon events peak. It means that we are in a flux regime in which the probability to have 0 photons is negligible. The flux in  $e^-/frame/pixel$  is given by the mean of the illumination, subtracted from the background, and divided by the gain:

$$F(e^-/frame/pixel) = \frac{\langle ADU_{ill} \rangle - \langle ADU_{BKG} \rangle}{G} \quad (3)$$

Assuming the gain calibrated by the manufacturer ( $G_{man} \simeq 100$ ), we found  $F = 2.26 e^-/frame/pixel$ . In order to compare the observed statistic with the theory, we simulated the Poisson distribution assuming the same flux. Results are shown in Fig. 5. The dots are the Poisson distribution. The line is the histogram of the measured data, whose integral has been normalised to one.

At such a low flux-level, the Poisson probability of 0-photon events is still 10%. However, the measured histogram has nearly no 0-photon events. This observation tends to say that the gain calibrated by the manufacturer is wrong, at least in the operational scenario we are using. To our understanding, this is a robust demonstration as it relies entirely on the amount of 0-photon events, which are unaffected by the physics of the amplification. This discrepancy motivated us to derive an independent measurement of the gain, flux and ENF, based on a modeling of the signal distribution.

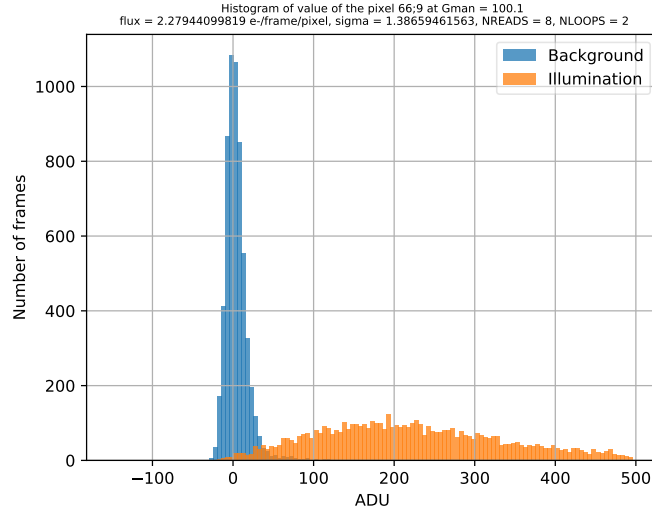


Figure 4. Histogram of the temporal sequence shown in Fig. 2

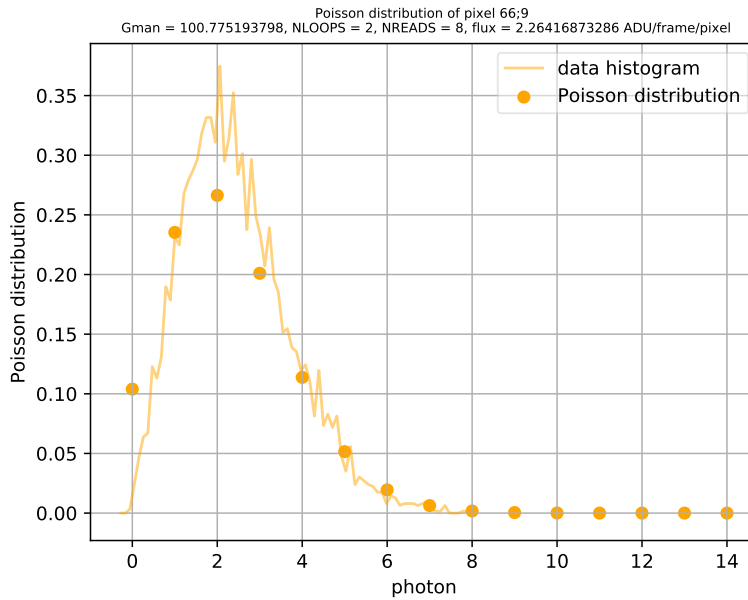


Figure 5. Poisson distribution for the flux of the data set of Fig. 4 with expected gain from the manufacturer calibration

### 3.2 Description of the model

Four parameters can modify the histogram of the data. They are the distribution of counts in the background (e.g histogram of the background), the flux ( $F$ ), the total gain ( $G$ ) and the ENF. Note that the information about readout noise is included in the histogram of the background. The gain is a free parameter because the previous section demonstrated that this parameter is false. The flux being unknown, it is a free parameter as well. The ENF is also a free parameter because even if the literature gives us a value between 1.25<sup>10</sup> and 1.3,<sup>12</sup> we would like to confirm it.

The rationale of our analysis is that at low flux, the ratio between the 0-photon events and the other events would constrain the Poisson distribution, so the flux. If the flux is constrained, the gain would be constrained as well thanks to eq. 3. The ENF would then be constrained by the global shape of the histogram.

The distribution of the data is modeled with the following formula:

$$Histo(G, F, ENF, adu) = \sum_p^{(3)} \left[ \overbrace{Poisson(p, F)}^{(2)} \cdot \overbrace{M(ENF, adu/G) * M(ENF, adu/G) * \dots}^{(1) \text{ } p-1 \text{ convolutions}} \right] * \overbrace{BKG(adu)}^{(4)}. \quad (4)$$

(1) The distribution of a  $p$ -photon event is represented by  $p - 1$  convolutions of the gain distribution  $M$ . (2) This distribution is weighted by the expected fraction of  $p$ -photon events, according to the Poisson distribution for the desired flux. (3) All the  $p$ -photon events distributions are summed. Finally, (4) the result is convolved by the histogram of the background.

We see that the key point of this model is the gain distribution  $M$ .

### 3.2.1 Gain distribution

As shown in Sec. 2, the gain and the ENF are intrinsic properties of the gain distribution  $M$ . A Gaussian distribution<sup>8</sup> can only model low ENF values ( $< 1.2$ ). Otherwise the fraction of “negative amplifications” becomes significant, which is not physical. A decreasing exponential distribution<sup>9</sup> has a constant ENF of 2.0, which is unsuited to model our expected ENF of 1.25.

The Gamma distribution is classically used to model the e-APD and the EMCCD.<sup>13</sup> It describes the process of multiplication of a single electron inside the pixel. The advantage of the Gamma distribution is that it is an asymmetric function and is defined by 2 positive parameters ( $k$  and  $\theta$ ). The former parameter describes the shape of the function. The later changes the scale of the function. These 2 parameters have a direct link with the ENF and the mean gain. For this distribution we have

$$G = \langle M \rangle = k\theta \quad (5)$$

and

$$Var(M) = k\theta^2. \quad (6)$$

From eq. 2, we get

$$ENF = 1 + \frac{Var(M)}{E(M^2)} = 1 + \frac{1}{k}. \quad (7)$$

So, from eq. 5 and 7, we have

$$k = \frac{1}{ENF - 1} \quad (8)$$

and

$$\theta = G(ENF - 1). \quad (9)$$

The Gamma distribution allows a range of ENF value defined by  $1.0 < ENF \leq 2.0$ . Figure 6 displays four examples of the gain distribution following a Gamma distribution. On the upper left corner, the  $ENF = 1.05$  and  $G = 40$ . On the upper right corner, the  $ENF = 1.3$  and  $G = 40$ . On the lower left corner, the  $ENF = 1.9$  and  $G = 40$ . On the lower right corner, the  $ENF = 1.3$  and  $G = 80$ . Note that the Exponential distribution and the Gaussain distribution are special cases of the Gamma distribution.

As a check, we tried an alternate gain distribution (a Gaussian truncated in 0). The results were relatively similar.

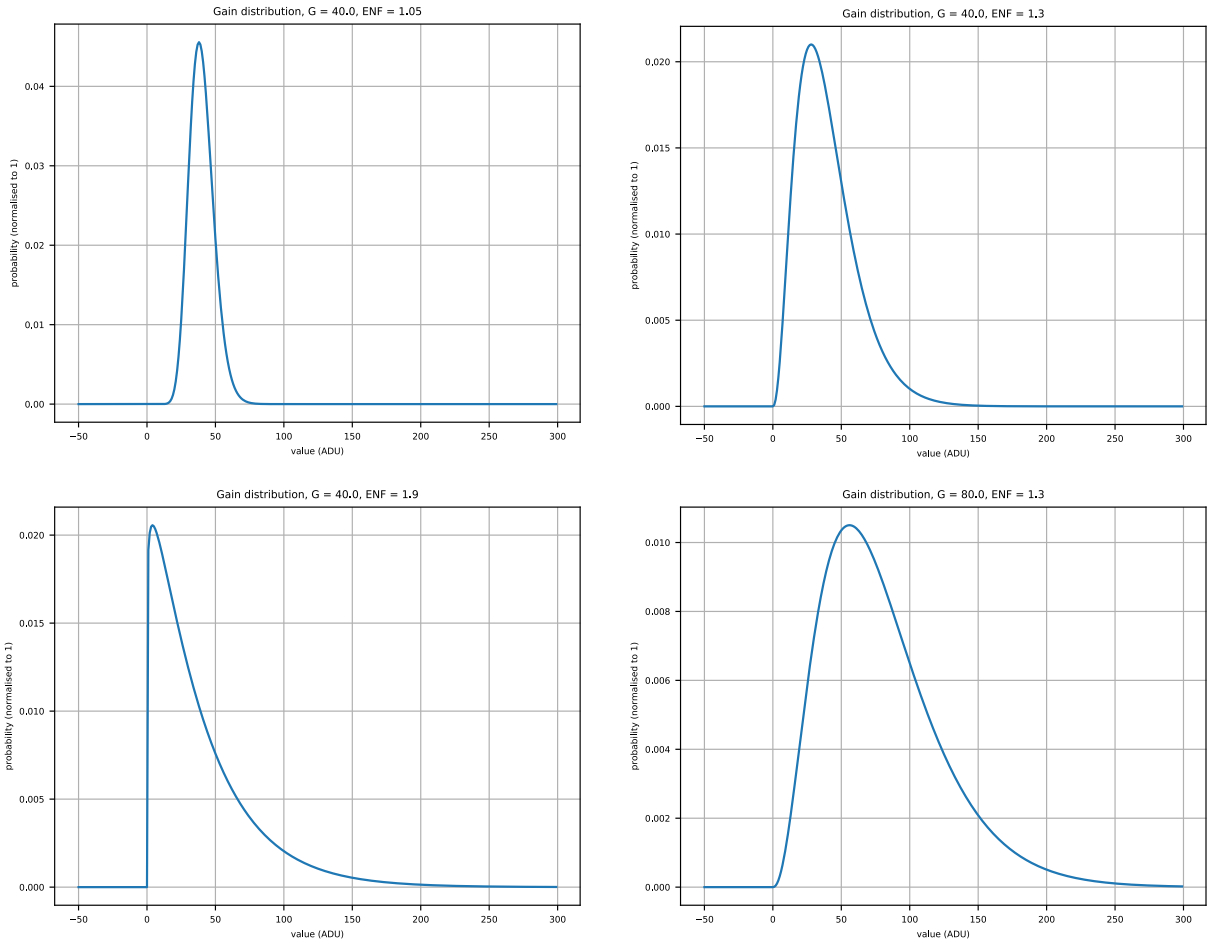


Figure 6. Different examples of gain distribution with Gamma distribution

### 3.2.2 Minimization strategy

We use a brute force method, which consists in computing the  $\chi^2$  between the data and the model for a large range of values of the three parameters. The ranges for the flux and the gain are centered around the expected solution. The range for the ENF is the entire range possible by our model of gain distribution (1 to 2). The result of the brute force exploration is a cube of  $\chi^2$ . The minimizer then performs a classical gradient descent toward the best-fit parameters by starting at the position of the minimum of  $\chi^2$  in the cube.

The whole process on the 25 data files takes between 2 and 3 hours with 25 points on the grid for each parameter, and 1 day with 50 points on the grid for each parameter.

## 3.3 Results and Interpretations

### 3.3.1 Degeneracy

Fig. 7 shows the results of the minimization for a temporal sequence with a low flux level. In the title,  $G_{man}$  is the expected gain from the manufacturer calibration.  $F$ ,  $G$  and  $ENF$  are the flux, the gain and the ENF that minimize the  $\chi^2$ . The red curves in the diagonal are the minimum  $\chi^2$  for the ENF (top left), the gain (middle) and the flux (bottom right), the two other parameters being free. The maps represent the values of the minimum of  $\chi^2$  as a function of two parameters. The redder it is, the lower is the  $\chi^2$ . In the upper right corner, we show the histogram for the illuminated data in blue, the histogram obtained with the parameters that

Brute force  $\chi^2$  map, gamma distribution model,  $G_{\text{man}} = 100.1$   
 minimum  $\chi^2$  for  $F = 0.804417239258$ ,  $G = 50.1188310937$ ,  $\text{ENF} = 1.51075278703$

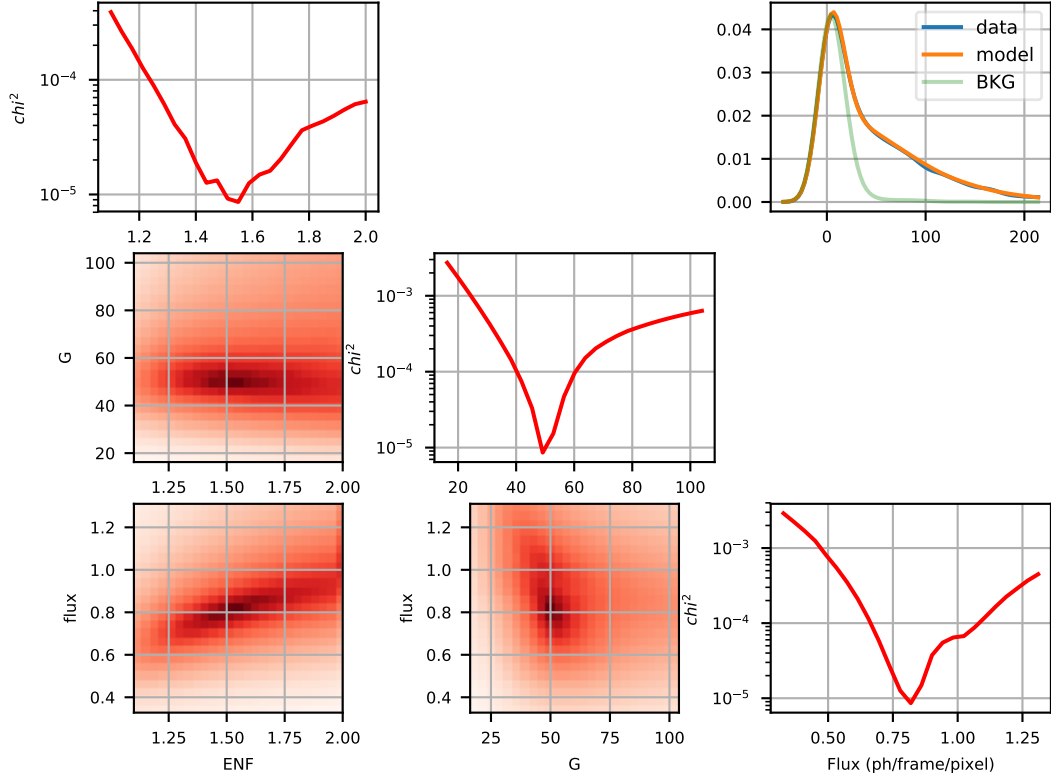


Figure 7.  $\chi^2$  minimization result example for low flux

minimize the  $\chi^2$  in orange. The histogram of the background data is shown in light green. This last histogram represents the distribution of the 0-photon events.

The best-fit solution reproduces convincingly the overall shape of the data. Note however that this does not formally demonstrate that our gain model (Gamma distribution) is the only possible one. Interestingly, the solution has no degeneracy, there is only one minimum for each parameter.

Figure 8 displays the results for high flux ( $F > 3 e^-/\text{frame}/\text{pixel}$ ) illuminated data. Again, the best-fit solution reproduces convincingly the overall shape of the data. As expected, the solution is more degenerate. The data only constrain a lower limit to the flux, and correspondingly an upper limit on the gain. The excess noise is poorly constrained. The relations between the different parameters follow the expected behavior. The flux is proportional to  $1/G$  in order to reproduce the mean flux in ADU:

$$F \cdot G = \langle ADU \rangle \quad (10)$$

And the flux is proportional to the ENF in order to reproduce the total variance:

$$\frac{\text{ENF}}{F} = \frac{\text{Var}(ADU)}{\langle ADU \rangle^2}. \quad (11)$$

Brute force  $\chi^2$  map, gamma distribution model,  $G_{man} = 77.0$   
 minimum  $\chi^2$  for  $F = 5.1660326175$ ,  $G = 43.1453581252$ ,  $ENF = 1.33035567581$

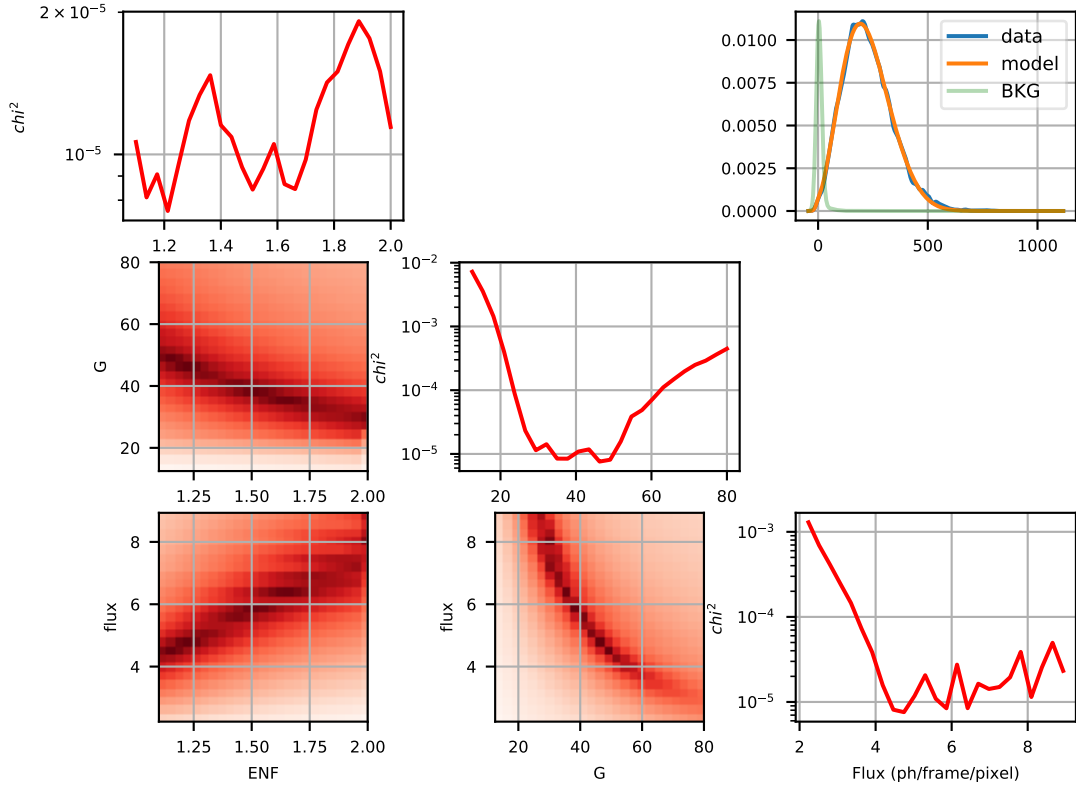


Figure 8.  $\chi^2$  minimization result example for high flux

### 3.3.2 Gain

Figure 9 shows the best-fit gain versus the expected gain as calibrated by the manufacturer. The black line is a linear fit, while the red line is the expected 1:1 relation. The different colors of the data points show the different flux estimated by the model-fitting.

The results obtained with different flux level are self-consistent. The linear fit gives us a best-fit gain of 0.55 times the expected gain from the manufacturer calibration. Hereafter, we will call this ratio the gain factor ( $Gain\ Factor = G/G_{man}$ ). This value does not depend on the gain nor on the flux. We can notice that the higher the flux level, the larger the error. This is due to the degeneracy that appears at high flux level. Interestingly, the best-fit gains for those high flux data are still consistent with the ones at low flux. This is certainly due to the fact that the minimisation strategy ensures that it always converges toward the global minimum.

### 3.3.3 Excess noise factor

Figure 10 displays the measured ENF as a function of the avalanche gain. The different colors of the data points show the different flux estimated by the model-fitting, as in Fig. 9. The red line shows the value of 1.25 given for the ENF by the manufacturer. The black line shows the median value of the ENF measured by the model.

The measured median value of the ENF is  $1.49 \pm 0.12$ . This is significantly different from the 1.25 expected from the manufacturer specification. The outliers correspond to observations with high flux, and therefore increased error bars as expected. The error bars all remain compatible with the median  $ENF = 1.49$ .

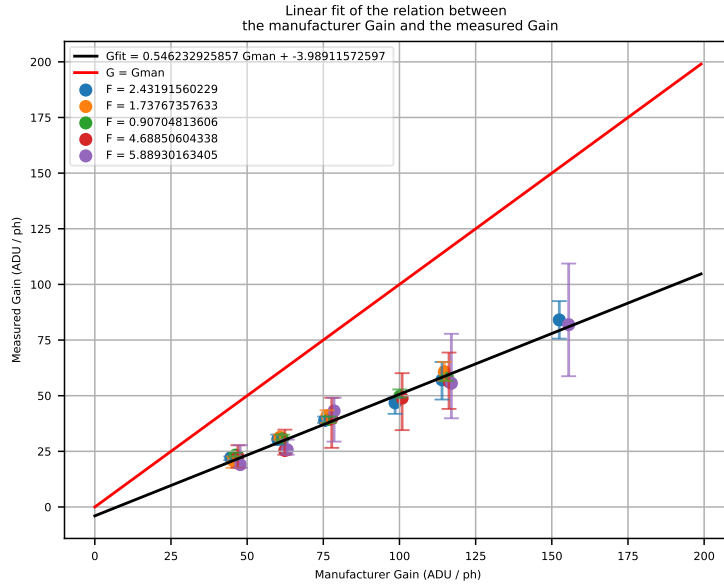


Figure 9. Best-fit gain as a function of the expected gain from the manufacturer calibration

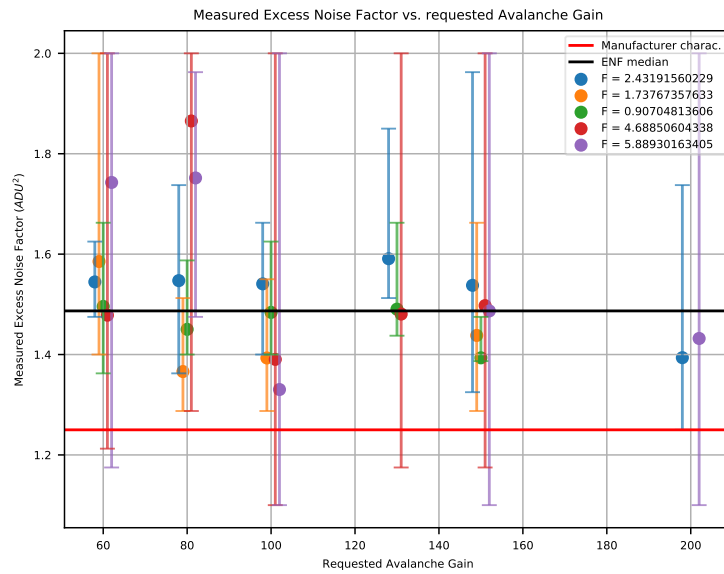


Figure 10. Best-fit ENF as a function of the Avalanche Gain

### 3.3.4 Flux

Figure 5 showed that the Poisson distribution was not consistent with the histogram of the data. We can now make the same comparison, but with the flux computed with the gain from the model that fits the best the data. The histogram used in Fig. 11 is the same as the one in Fig. 5. We now see that the predicted proportion of 0-photon event is now consistent with the data histogram ( $<0.025$  compared to the previous 0.10).

The right part of the histogram is not well reproduced by the Poisson distribution, but this is expected as the latter doesn't include the excess noise factor nor the background. As said previously, the complete model

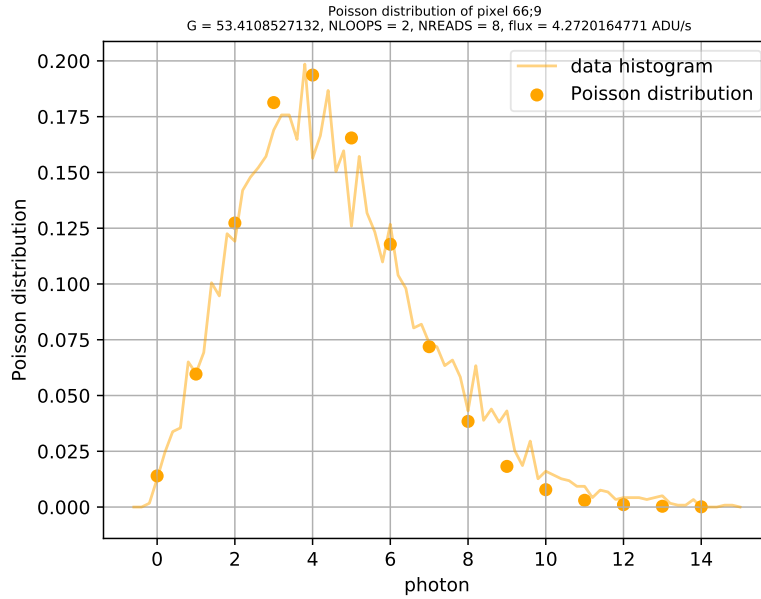


Figure 11. Poisson distribution for the flux of Fig. 4 with best-fit gain from the model

presented in Sec. 3.2 reproduces convincingly the observed histograms at all measured flux levels and gains.

### 3.3.5 Results for different pixels

The results presented above are for the same pixel. Table 2 summaries the results obtained for 5 different pixels, in order to quickly assess the homogeneity of the result across the detector.

Table 2. Results of gain and ENF for 5 different pixels

Pixel coordinate	Gain factor	ENF
(67; 7)	0.55	1.49
(67; 9)	0.56	1.49
(66; 9)	0.55	1.49
(67; 11)	0.53	1.44
(66; 13)	0.48	1.43

The coordinates are measured within the 320 x 20 pixel window. The gain factor is computed with the linear fit of the gain of the best-fit model as a function of the manufacturer gain (Fig. 9). The ENF is obtained with the median of the different ENF measured by the model for various fluxes (Fig. 10). The plots shown in previous sections were for pixel (66; 9). The table 2 shows that we obtain similar values for other pixels. The mean value for the gain factor on these pixels is  $0.53 \pm 0.04$ . The mean value of the ENF of the detector for these pixels is  $1.47 \pm 0.03$ .

## 4. C-RED ONE OPTIMIZATION

### 4.1 Choice of the readout mode

For the most common observational mode, the on-sky observations make use of 320 x 60 pixels. The readout mode chosen is the IOTA mode with Nreads = 8 and Nloops = 6. We found that averaging more than 8 samples





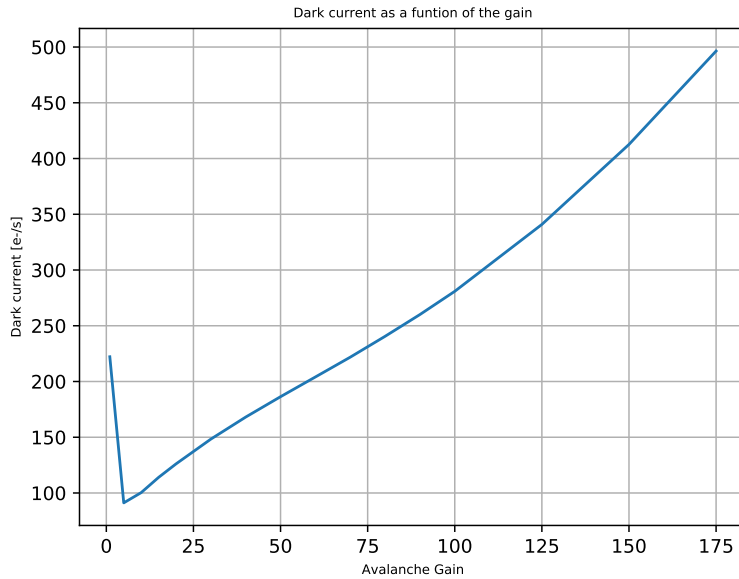


Figure 13. Dark current as a function of the avalanche gain and the effective frame rate

As expected, the dark current is flat for the same gain and at different effective frame rate. Figure 13 shows a cut of Fig. 12 at the lowest FPS (2.9 FPS). The x-axis is the avalanche gain and the y-axis is the dark current in  $e^-/s$ . The minimum dark current is  $90 e^-/s$ . It is consistent with the theoretical calculation ( $\simeq 100 e^-/s$ ). This calculation takes into account the room temperature, the quantum efficiency of the detector, the transmission of the different filters of the camera and the f-number of the camera ( $f/4$ ). The 10% difference can be due to the fact that the total transmission of the camera might be lower than expected. A measure of the transmission of the MYSTIC camera has been performed. It shows that the actual transmission is  $\simeq 10\%$  lower than the expected value. The same measure still has to be done on the MIRC-X camera to confirm that effect.

The minimum of dark current is obtained for an avalanche gain of 5 and increases for larger gain. This increase is certainly due to tunnel effect<sup>14</sup> because of the high bias voltage for those avalanche gains.

### 4.3 Total Noise

We compute the total noise as a function of the effective frame rate and the gain following the same method than for Dark current. We performed the standard deviation over the 40 non-destructive ramps of the data for each pixel, and we took the median value of this standard deviation over the pixels. Results are presented in Fig. 14. The x-axis is the frame rate in FPS and the y-axis is the avalanche gain. Both axes are in log scale. The different values for the noise are shown with the logarithmic color scale in  $e^-/s$ . The minimum and maximum number on the color scale are the actual minimum and maximum values of the noise.

We can reach a sub-electron noise for the highest frame rates and for gain between avalanche gains of 20 and 175. For gain 5 and below, the noise doesn't change with the frame rate. It means that we are limited by the readout noise. Between gain 5 and 10, the noise starts to change with the frame rate, especially for frame rates  $< 10$  FPS. It means that we start to be limited by the background noise, but not totally. At those gains, we are still limited by the camera performances for frame rates  $> 50$  FPS (area called "readout noise limited" in Fig. 14). Between gains 10 and 100, the higher the gain is, the higher is the frame rate for which we are fully background limited. This limit is shown by the bottom orange dashed lines. From the gain 60 to the gain 100, we are still background limited at the maximum frame rate used (284 FPS). We see that at avalanche gain higher than 100, the noise start to increase. The top orange dashed line shows this limit as a function of the frame rate. This is due to the fact that the dark current increases actually more for avalanche gains higher than 100.

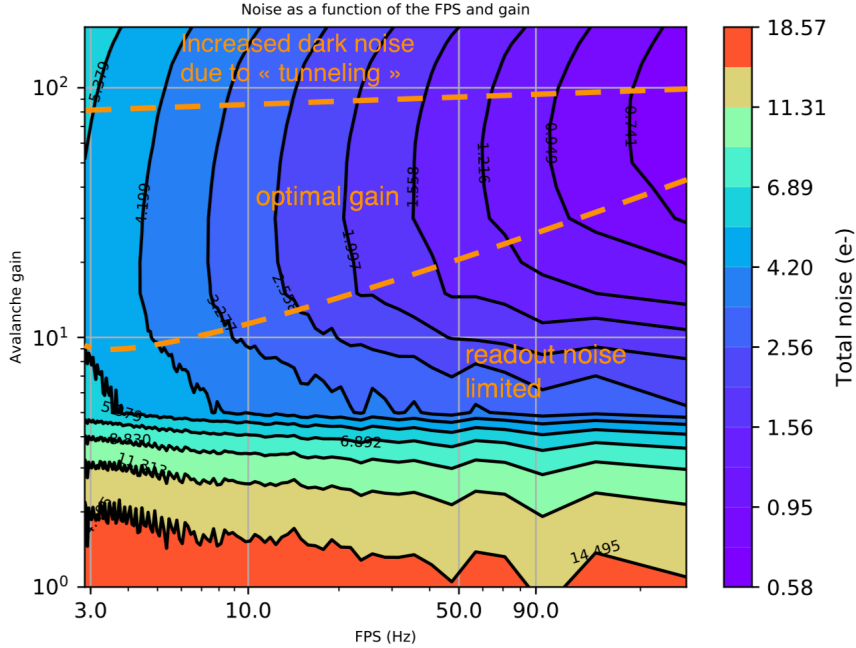


Figure 14. Total noise as a function of the avalanche gain and the effective frame rate

The area between the two dashed lines shows the ranges of optimal gains as a function of the frame rate. Bright objects can make use of the lowest integration time ( $\approx 300$  FPS). The optimal gains are between 60 and 100. The optimal gain is 60. Faint objects typically require to integrate for 100 ms. At this frame rate of 10 FPS, the optimal gain is 30. However, the difference between gain 30 and gain 60 is negligible. Altogether, we recommend to always use a gain of 60 for the observations, regardless of the final integration time that may be used in the post-processing. This conclusion is very convenient from the operational point of view.

#### 4.4 Apparent sub-Poisson statistic

The noise at the lowest frame rate and with the optimal gain is  $5.6 e^-$  RMS. It corresponds to a flux of  $5.6^2 \times 2.9 \approx 91 e^-/s$ . This result is the same than the minimum dark current of Fig.13, considered to be purely the external background. It confirms that the background dominates the noise at the optimal gains.

However, the noise at gain higher than 70 is lower than the Poisson noise expected for the corresponding dark current. For instance, at the gain 80 and 2.9 FPS, we measure  $\approx 260 e^-/s$ , so  $\approx 90 e^-$ . The expected Poisson noise is then  $\sqrt{90} \approx 9.5 e^-$ . However we measure a noise of  $5.6 e^-$ . This result could be due to the fact that part of the signal might be less amplified. Indeed, as explained in sec. 4.2, some signal can come from electrons generated by tunneling effect, inside the multiplication region of the pixel. Those electrons can be generated from any part of this region including at the bottom. The signal of those electrons would not be, or partially only, amplified by the avalanche process. So, the conversion from ADU to  $e^-$ , involving the gain, would create an apparent sub-Poisson noise.

#### 4.5 Comparison Between MIRC and MIRC-X

The C-RED ONE camera replaces the previous PICNIC camera of MIRC.<sup>15</sup> The PICNIC camera had a readout noise of  $14 e^-/read/pixel$  in operation mode (1 frame is the mean of 4 reads at 1MHz, there is an integration of 5 ms between each frame, and the result is the CDS between frames) and a background of  $320 e^-/s/pixel$ . However, the effective noise is a combination of the background noise and the  $1/f$  noise. This total noise can be approximate as a noise coming from a background of  $800 e^-/s/pixel$ . The C-RED ONE camera readout noise is  $< 1 e^-/read/pixel$  in operation mode (section 4.1), and its background is  $90 e^-/s/pixel$ . We expect a better

signal to noise ratio (SNR) with a factor of 15 for 10 ms exposure and a factor of 5.5 for 100 ms exposure, as shown in Fig. 15.

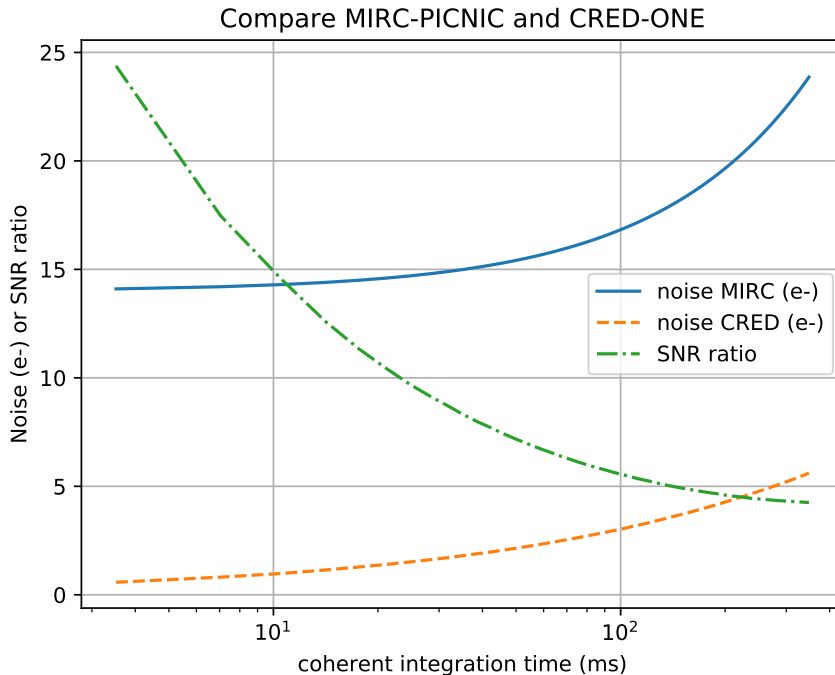


Figure 15. Comparison of the PICNIC and the C-RED ONE camera noise

Figure 15 displays the computed noise for the PICNIC camera of MIRC in full line. The measured C-RED ONE noise of MIRC-X for gain 60 is shown in dashed line. The SNR ratio is shown in dashed-dotted line.

The improvement in the SNR is demonstrated by the on-sky performances. The previous MIRC instrument had a magnitude limit of 6.0 in the H-band. With the e-APD based detector, the MIRC-X instrument already observed a target of  $H = 6.5$ .

## 5. CONCLUSIONS

First, the proposed simple model for the camera amplification is able to reproduce adequately the observed distribution of photon events, over a large range of flux and gain. When compared to low-flux data, this model allows to constrain the total gain and Excess Noise Factor. The advantage of this method is to provide a measurement of the total gain in the operational conditions, in term of typical flux and readout mode. Moreover, it does not rely on any preexisting calibration such as the system gain or the ENF.

This study shows that our CRED-ONE camera has a total gain of half the expected gain from the manufacturer calibration. Moreover, the measured ENF (1.47) is higher than the one expected (1.25). As such, photon counting with separated peaks is not possible with the actual performance of our camera.

Compared to the previous PICNIC camera, the CRED-ONE provides an order-of-magnitude improvement in noise performance at short integration times ( $\leq 5$  ms). This improvement is reduced to a factor 5 at longer integration times ( $\simeq 100$ ms) due to the still relatively high thermal background level. To further improve the performances of the MIRC-X instrument, we have to reduce this background. For that, we would need to implement the camera and the optics in a cryostat, as it is planned for MYSTIC.

## ACKNOWLEDGMENTS

We would like to thank Marc-Antoine MARTINOD and Johan ROTHMAN for their interest in this work and the fruitful discussions that lead to the choice of the Gamma distribution for the gain distribution. We thank also FLI for their collaboration in the characterization and the comprehension of the camera. We also thank the university of Michichan to welcome us and to make possible this collaboration work. We finally thank CHARA and all the people that allows us to take data and observe. This work has been partially supported by the LabEx FOCUS ANR-11-LABX-0013. The research leading to these results has received funding from the European Unions Horizon 2020 research and innovation programme under Grant Agreement 730890 (OPTICON) and Grant Agreement No. 639889 (ERC Starting Grant "ImagePlanetFormDiscs"). This work has been supported by a grant from Labex OSUG@2020 (Investissements d'avenir ANR10 LABX56). This work was supported by the Programme National de Physique Stellaire (PNPS) of CNRS/INSU co-funded by CEA and CNES.

## REFERENCES

- [1] Finger, G., Baker, I., Dorn, R., Eschbaumer, S., Ives, D., Mehrgan, L., Meyer, M., and Stegmeier, J., "Development of high-speed, low-noise nir hgcdte avalanche photodiode arrays for adaptive optics and interferometry," *Proc.SPIE* **7742**, 7742 – 7742 – 14 (2010).
- [2] Finger, G., Baker, I., Alvarez, D., Ives, D., Mehrgan, L., Meyer, M., Stegmeier, J., Thorne, P., and Weller, H. J., "Evaluation and optimization of nir hgcdte avalanche photodiode arrays for adaptive optics and interferometry," *Proc.SPIE* **8453**, 8453 – 8453 – 16 (2012).
- [3] ten Brummelaar, T. A., Gies, D. G., McAlister, H. A., Ridgway, S. T., Sturmman, J., Sturmman, L., Schaefer, G. H., Turner, N. H., Farrington, C. D., Scott, N. J., Monnier, J. D., and Ireland, M. J., "An update on the chara array," *Proc.SPIE* **9907**, 9907 – 9907 – 7 (2016).
- [4] Greffe, T., Feautrier, P., Gach, J.-L., Stadler, E., Clop, F., Lemarchand, S., Boutolleau, D., and Baker, I., "C-red one : the infrared camera using the saphira e-apd detector," *Proc.SPIE* **9907**, 9907 – 9907 – 9 (2016).
- [5] Kraus, S., Monnier, J., Anugu, N., Ennis, J., Setterholm, B., Bouquin, J.-B. L., Lanthermann, C., Davies, C., and ten Brummelaar, T., "The mirc-x 6-telescope imager: Key science drivers, instrument design and operation," *Proc.SPIE this volume* (2018).
- [6] Monnier, J. D., Pedretti, E., Thureau, N., Che, X., Zhao, M., Baron, F., and ten Brummelaar, T., "Five years of imaging at chara with mirc," *Proc.SPIE* **8445**, 8445 – 8445 – 7 (2012).
- [7] Monnier, J. D., le Bouquin, J.-B., Anugu, N., Kraus, S., Setterholm, B. R., Ennis, J., , Jocou, L., and ten Brummelaar, T., "Mystic: Michigan young star imager at chara," *Proc.SPIE this volume* (2018).
- [8] Kardynał, B. E., Yuan, Z. L., and Shields, A. J., "An avalanche photodiode-based photon-number-resolving detector," *Nature Photonics* **2**, 425 EP – (06 2008).
- [9] Tsujino, K., Akiba, M., and Sasaki, M., "Experimental determination of the gain distribution of an avalanche photodiode at low gains," *IEEE Electron Device Letters* **30**, 24–26 (Jan 2009).
- [10] Feautrier, P., Gach, J.-L., and Berio, P., "Fast sub-electron detectors review for interferometry," *Proc.SPIE* **9907**, 9907 – 9907 – 14 (2016).
- [11] Pedretti, E., Millan-Gabet, R., Monnier, J. D., Traub, W. A., Carleton, N. P., Berger, J., Lacasse, M. G., Schloerb, F. P., and Brewer, M. K., "The PICNIC Interferometry Camera at IOTA," *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **116**, 377–389 (Apr. 2004).
- [12] Finger, G., Baker, I., Alvarez, D., Dupuy, C., Ives, D., Meyer, M., Mehrgan, L., Stegmeier, J., and Weller, H. J., "Sub-electron read noise and millisecond full-frame readout with the near infrared eapd array saphira," *Proc.SPIE* **9909**, 9909 – 9909 – 20 (2016).
- [13] Hirsch, M., Wareham, R. J., Martin-Fernandez, M. L., Hobson, M. P., and Rolfe, D. J., "A stochastic model for electron multiplication charge-coupled devices from theory to practice," *PLOS ONE* **8**, 1–13 (01 2013).
- [14] Goebel, S. B., Hall, D. N. B., Guyon, O., Warmbier, E., and Jacobson, S. M., "Overview of the SAPHIRA Detector for AO Applications," *ArXiv e-prints* (May 2018).

- [15] Monnier, J. D., Pedretti, E., Thureau, N., Berger, J.-P., Millan-Gabet, R., ten Brummelaar, T., McAlister, H., Sturmman, J., Sturmman, L., Muirhead, P., Tannirkulam, A., Webster, S., and Zhao, M., “Michigan infrared combiner (mirc): commissioning results at the chara array,” *Proc.SPIE* **6268**, 6268 – 6268 – 11 (2006).

PUBLICATION NUMÉRO DEUX : LANTHERMANN ET AL., 2019

# Modeling the e-APD SAPHIRA/C-RED ONE camera at low flux level

## An attempt to count photons in the near-infrared with the MIRC-X interferometric combiner

C. Lanthermann<sup>1</sup>, N. Anugu<sup>2</sup>, J.-B. Le Bouquin<sup>1,3</sup>, J. D. Monnier<sup>3</sup>, S. Kraus<sup>2</sup>, and K. Perraut<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France  
e-mail: cyprien.lanthermann@univ-grenoble-alpes.fr

<sup>2</sup> University of Exeter, School of Physics and Astronomy, Stocker Road, Exeter, EX4 4QL, UK

<sup>3</sup> University of Michigan, Department of Astronomy, 1085 S. University Ave, West Hall 323, Ann Arbor, MI 48109, USA

Received 10 January 2019 / Accepted 15 March 2019

### ABSTRACT

**Context.** We implement an electron avalanche photodiode (e-APD) in the MIRC-X instrument, which is an upgrade of the six-telescope near-infrared imager MIRC, at the CHARA array. This technology should improve the sensitivity of near-infrared interferometry.

**Aims.** We aim to characterize a near-infrared C-RED ONE camera from First Light Imaging (FLI) using an e-APD from Leonardo (previously SELEX).

**Methods.** We first used the classical mean-variance analysis to measure the system gain and the amplification gain. We then developed a physical model of the statistical distribution of the camera output signal. This model is based on multiple convolutions of the Poisson statistic, the intrinsic avalanche gain distribution, and the observed distribution of the background signal. At low flux level, this model independently constrains the incident illumination level, the total gain, and the excess noise factor of the amplification.

**Results.** We measure a total transmission of  $48 \pm 3\%$  including the cold filter and the Quantum Efficiency. We measure a system gain of 0.49 ADU/e, a readout noise of 10 ADU, and amplification gains as high as 200. These results are consistent between the two methods and therefore validate our modeling approach. The measured excess noise factor based on the modeling is  $1.47 \pm 0.03$ , with no obvious dependency with flux level or amplification gain.

**Conclusions.** The presented model allows the characteristics of the e-APD array to be measured at low flux level independently of a preexisting calibration. With  $<0.3$  electron equivalent readout noise at kilohertz frame rates, we confirm the revolutionary performances of the camera with respect to the PICNIC or HAWAII technologies. However, the measured excess noise factor is significantly higher than what is claimed in the literature ( $<1.25$ ), and explains why counting multiple photons remains challenging with this camera.

**Key words.** instrumentation: detectors – techniques: high angular resolution – methods: data analysis – infrared: general

## 1. Introduction

Optical long baseline interferometry allows for imaging at higher angular resolution than classical monolithic telescopes for a given wavelength. For instance, the gain in resolution is about a factor 3 (resp., 8) between a diffraction-limited 40 m single-dish telescope and the Very Large Telescope Interferometer (VLTI, Haguenaue et al. 2012) (resp., the CHARA array; Gies et al. 2018). As it is a natural trade-off between the damaging effect of atmospheric turbulence at shorter wavelengths and the increased sky brightness at longer wavelengths, many interferometric instruments operate in the near-infrared (NIR), like PIONIER and GRAVITY at the VLTI (Le Bouquin et al. 2011; GRAVITY Collaboration 2017); CLIMB, CLASSIC, JouFLU, and MIRC-X at CHARA (Monnier et al. 2006a; ten Brummelaar et al. 2012; Scott et al. 2014). As a typical example, single-mode optical interferometry in the *H*-band ( $1.6 \mu\text{m}$ ) requires individual exposure times of about 10 ms. In this spectral range, to cope with atmospheric effects and to stabilize the interferometric fringe patterns implies measurement and servo-control of the fringe positions during a fraction of the coherence time, that is, during less than a few milliseconds. Fringe tracking in the NIR thus needs fast detectors working at kilohertz speed and allows

for the instrument sensitivity to be increased by allowing minute-long exposures to be done on the scientific detector (GRAVITY Collaboration 2017).

In addition, in the *H*-band, the total instrument and sky background is about ten photons per exposure per telescope. Considering that at least  $100 \times 10$  pixels are commonly needed to encode the spectrally dispersed fringe signal, the background noise is much lower than one photon per pixel and per exposure. Typical readout noise of PICNIC or HAWAII detectors for such a frame rate and format are approximately eight electrons per exposure and per pixel (Pedretti et al. 2004; Beckmann et al. 2014). Consequently, the detector readout noise has remained the limiting factor for decades.

The situation changed in the 2000s with the development of matrices of electron Avalanche Photo-Diodes (e-APD) in the NIR. These detectors promised to deliver sub-electron readout noise thanks to amplification of the signal before the readout. On the one hand, a French collaboration of industrial (SOFRADIR, CEA-LETI) and academic (IPAG, LAM, ONERA) partners designed and built several prototypes of the so-called RAPID detector (Feautrier et al. 2014; Guieu et al. 2014). On the other hand, the Leonardo company (former SELEX) in collaboration



with the ESO developed the SAPHIRA detectors to use them in the wavefront sensors and the fringe tracker of the GRAVITY instrument (Finger et al. 2016; GRAVITY Collaboration 2017). This detector was made available as a commercial product, called C-RED ONE, by the First Light Imaging company (Grefe et al. 2016).

Within the framework of the installation of adaptive optics on the CHARA array (ten Brummelaar et al. 2016) and with the aim of increasing the sensitivity of high-angular-resolution imaging in the NIR, we purchased the first two C-RED ONE cameras in 2017. The first one was used to upgrade the  $H$ -band six-telescope combiner MIRC, now called MIRC-X (Monnier et al. 2012; Kraus et al. 2018), at the focus of the CHARA optical interferometer since mid-2017. The second one will be used in the  $K$ -band copy of this instrument, called MYSTIC, and is expected to be installed in 2019 at CHARA (Monnier et al. 2018).

The goal of this paper is to measure the characteristics of the e-APD detector of MIRC-X at our typical low flux level and to determine whether or not photon-counting is achievable in realistic operational conditions.

After this introduction, the second section describes the C-RED ONE camera and the e-APD technology. In the third section, we present a classical characterization of the detector noise and amplification of the camera, based on the mean-variance method. In the fourth section, we introduce an innovative model of the signal distribution which allows us to extract the excess noise factor and the gain. The fifth section discusses the obtained results and compares them with the literature, especially the significant discrepancy of the excess noise factor. The paper ends with a brief summary and conclusion.

## 2. The C-RED ONE camera

### 2.1. e-APD technology

The e-APD technology consists in applying a bias voltage in a lower layer of the pixel. The electron generated by the incident photon in the absorption region migrates to the bottom of the pixel. When the electron travels through the multiplication region, it is accelerated by the bias voltage. At some point, the kinetic energy is high enough to ionize an atom of the substrate by a collision. The two electrons are accelerated again, generating new electrons by collision. This avalanche process is explained in more detail in Finger et al. (2010) and Finger et al. (2012).

The avalanche process is a stochastic process. An incident photon can lead to different numbers of final electrons with a given probability distribution. In this paper, we refer to this probability distribution as the *avalanche gain distribution*  $M$ . From this amplification gain distribution, we can derive two principal characteristics of the system: the mean avalanche gain and the excess noise factor. The mean avalanche gain is defined by

$$G_{\text{av}} = \langle M \rangle. \quad (1)$$

The excess noise factor (ENF) is defined by

$$\text{ENF} = \frac{\langle M^2 \rangle}{\langle M \rangle^2}. \quad (2)$$

The ENF is the additional noise brought by the avalanche process on the output signal compared to the photon noise obtained without the avalanche process. In the following, we also make use of the mean total gain, defined as

$$G = G_{\text{sys}} G_{\text{av}}, \quad (3)$$

where  $G_{\text{sys}}$  is the system gain in ADU/e.

### 2.2. Camera readout

Our C-RED ONE cameras (Fig. 1-left) use SAPHIRA MCT SWIR Mark13 e-APD  $320 \times 256$  pixels detectors whose overall characteristics are summarized in Table 1.

The camera offers various readout modes. Our custom readout is inspired from the PICNIC camera from the IOTA observatory (Monnier et al. 2006b). First, it consists of multiple consecutive reads of the same pixel (NREADS) before moving to the next pixel on the row. A row is then read multiple times (NLOOPS) before moving to the next row. Those multiple NREADS and NLOOPS are then averaged. It reduces the readout noise and extends the integration time while keeping a somewhat simultaneous integration window for the various pixels of the same row. In the following, we use *frame* to refer to the process of reading the entire array once, with this combination of NREADS and NLOOPS. Finally, the array is read multiple times nondestructively (NFRAMES\_PER\_RESET) before the detector is reset and the process starts again. We note that it is possible to read sub-windows of the full pixel array. Cropping is possible in the row and column directions and this increases the frame rate.

In most implementations of the on-the-ramp mode, the set of NFRAMES\_PER\_RESET along the ramp is collapsed into a single value of flux per pixel by the mean of a linear fit. This is not the case in interferometric instruments where a fast frame rate is necessary (Pedretti et al. 2004; Le Bouquin et al. 2011). Instead, we individually analyze the flux of each frame in the ramp by subtracting the measurement of the previous frame.

A typical setup used for on-sky observations consists of reading a window of  $320 \times 17$  pixels, with NREADS = 12 and NLOOPS = 8. It provides a frame rate of  $\approx 355$  Hz. The detector is generally reset every 100 frames only. In the experiments of this paper, we used NREADS = 8 and NLOOPS = 2 in order to increase the frame rate to  $\approx 1916$  Hz. This was necessary to lower the background signal per pixel and per frame. Each data set has a total of 2000 frames.

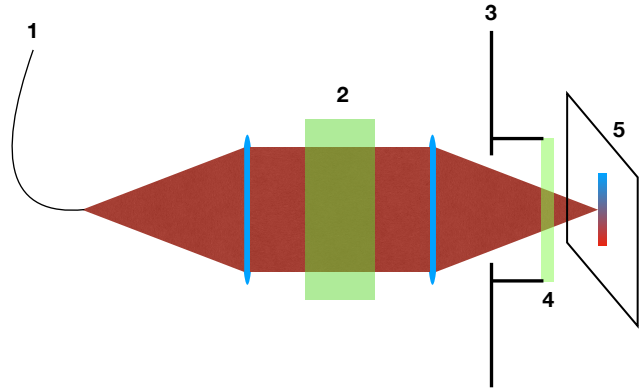
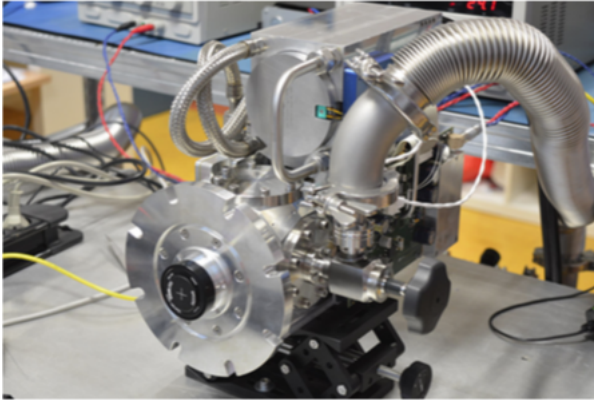
Before being analyzed, we correct the RAW data from a parasitic electronic signal from the pulse tube, which appears as a nearly sinusoidal additive signal; the process is explained in Lanthermann et al. (2018). We then compute the flux per frame, in ADU, by taking the difference between two consecutive frames.

### 2.3. Cold optics

The C-RED ONE camera is delivered in a standalone cryostat, operating at 80 K thanks to a pulse-tube. It has a cold aperture of  $f/4$  at about 35 mm from the detector and 15 mm from the external surface of the cryostat window (e.g., where the last warm optics can be located). Our MIRC-X camera holds four low-pass cold filters to remove the thermal background; two have a cut-off wavelength at  $1.739 \mu\text{m}$ , and two at  $2.471 \mu\text{m}$ . The latter is mandatory to increase the rejection at wavelengths longer than  $3 \mu\text{m}$ . The theoretical amount of electrons due to the thermal background flux seen by a pixel in a single frame can be computed as follows.

$$F_{\text{BKG}_{\text{thermal}}} = \int_0^{\infty} B(\lambda, 300 \text{ K}) A \Omega T(\lambda) QE(\lambda) \frac{1}{f} d\lambda, \quad (4)$$

where  $B(\lambda, 300 \text{ K})$  is the blackbody emission at 300 K,  $A = (24 \mu\text{m})^2$  is the surface of a pixel,  $\Omega = \pi/64$  str is the solid angle corresponding to the cold aperture,  $T(\lambda)$  is the combined transmission of the filters,  $QE(\lambda)$  is the quantum efficiency, and  $f = 1916$  Hz is the frame rate. We measured the combined transmission and quantum efficiency of the camera



**Fig. 1.** *Left:* photograph of the MIRC-X C-RED ONE. *Right:* scheme of the experimental setup. 1:  $H$  band single-mode fiber fed by a white-light source; 2: dispersion prism; 3: camera cold stop and baffle; 4: low pass cold filter; 5: detector.

**Table 1.** Characteristics of the SAPHIRA MCT SWIR Mark13 detector used in our C-RED ONE camera, as specified by the manufacturer.

Characteristics	Values
Format	$320 \times 256$ pixels
Detector sensitivity	$0.8$ to $3.5 \mu\text{m}$
Readout speed, full frame single read	$3500 \text{ frames s}^{-1}$
Total noise for 1 ms of integration, looking at a 300 K scene	$0.4 \text{ e pixel}^{-1}$
Quantum efficiency	$>70\%$
Cold filters transmission (at $1.55 \mu\text{m}$ )	$81\%$
$H$ -band filter cutoff	$1.739 \mu\text{m}$
Excess Noise Factor (ENF)	$1.25$
System gain	$0.59 \text{ ADU/e}$
Operating temperature	$80 \text{ K}$

at  $1.55 \mu\text{m}$  by the mean of a NIST-traceable calibrated diode. The result is  $48 \pm 3\%$ . This value is somewhat in agreement with the theoretical specifications of  $55\%$  at this wavelength. Using the theoretical transmission and quantum efficiency values gives an incident background on the detector of  $F_{\text{BKG}_{\text{thermal}}} = 0.042 \text{ e frame}^{-1} \text{ pixel}^{-1}$ .

#### 2.4. Warm optics setup

The data set used for the model presented in this paper have been taken with the optical configuration used for on-sky observations, but with the instrument fed by an internal thermal white-light source (Fig. 1-right). In summary, the light is injected into a fiber whose output acts as the entrance slit of a simple spectrograph. A prism disperses the light over 12 pixels across the  $H$ -band. The image on the detector therefore consists of  $3 \times 12$  illuminated pixels. The neighboring pixels are not illuminated by the flux coming from the fiber. In the following, we used only the value of a single pixel of the spectrum, which receives the flux from a sharp spectral band of approximately  $0.05 \mu\text{m}$  centered on  $1.55 \mu\text{m}$ .

### 3. Detector characterization

#### 3.1. Mean-variance analysis

The mean-variance method is a very common way of measuring the gain and the readout noise of a detector (Bohndiek et al.

2008). It is based on the fact that the temporal variance of a photometrically stable signal is proportional to the flux signal. The proportionality coefficient is the total gain multiplied by the excess noise factor. The interception of the fit with the y-axis gives the readout noise. To measure the system gain of our detector, we perform a mean-variance curve at an avalanche gain of 1 (i.e., without avalanche process).

We measure (Fig. 2) a system gain  $G_{\text{sys}} = 0.49 \text{ ADU/e}$ . We note that this is somewhat different from the expected system gain of  $0.59 \text{ ADU/e}$  provided on the data sheet from FLI. We dig into the calibration data of the manufacturer. Depending on the portion of the curve that we fit, the gain can vary from  $0.42$  to  $0.61$ . These differences may be explained by the nonlinearity of the detector at different flux levels. We do not study the effects of the nonlinearity in this paper because we focus on the low-light-level regime.

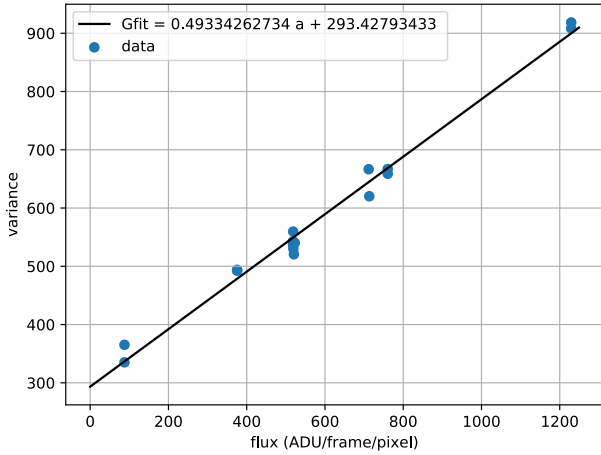
The mean-variance analysis also allows for the detector readout noise to be estimated as the floor noise obtained without illumination. The readout noise is  $\approx 17 \text{ ADU RMS}$ , derived from the variance of  $293 \text{ ADU}^2$  from the fit. Using the system gain, this corresponds to  $\approx 35 \text{ e}$ , which is comparable to the  $45 \text{ e}$  measured with no APD gain by Finger et al. (2016) on a similar device and with a similar method.

We have identified that this detector noise is in fact partially correlated between the pixels. When using proper filtering (Lanthermann et al. 2018), we typically achieve detector noise as low as  $\approx 12 \text{ ADU RMS}$ .

#### 3.2. Avalanche gain

The avalanche gain is the mean value of electrons at the end of the avalanche process for one incident photo-electron. It represents the amplification of the incoming signal before the readout. To calibrate the avalanche gain, we measure the flux registered by the camera at different requested avalanche gains and divide it by the flux measured with no avalanche gain for the same incident flux. At the wavelength of  $1.55 \mu\text{m}$ , the quantum efficiency of the camera is constant with the avalanche gain as shown in Fig. 6 of Finger et al. (2016). We double checked the temporal stability of the flux using a calibrated diode. Over the course of the experiment, the calibrated photometry of our light source was stable within a few percent.

Figure 3 displays the measured avalanche gain compared to the manufacturer calibration. The unity gain is used as a reference to compute the avalanche gain and therefore lies on the red



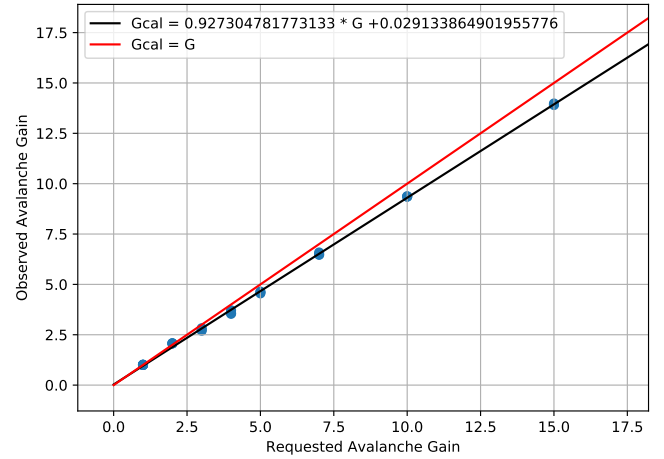
**Fig. 2.** Mean-variance curve at avalanche gain = 1 (no avalanche process). The horizontal axis shows the mean flux in ADU/frame/pixel while the vertical axis gives the temporal variance. The blue dots are the data points. The black line is the fit of a linear function on the data points.

curve by definition. Our measured avalanche gain is consistently 0.93 times the avalanche gain calibrated by the manufacturer. Although not presented in Fig. 3, we have verified that this relation applies for avalanche gain up to 150.

The calibration from the manufacturer is based on a different method; it is a mean-variance analysis for each amplification gain. Our independent measurement confirms this calibration. The remaining discrepancy of few percent on the absolute gain is not an issue in our operational scenario. Neither the real-time fringe-tracking algorithms nor the instrument data-reduction algorithms rely on our absolute knowledge of the gain.

### 3.3. Attempt of photon counting

For a total gain of 50 ADU/e or higher, the signal of incoming individual photons should overwhelm the readout noise of 12 ADU and therefore allows photon counting. This is especially true since the expected excess noise factor (ENF) is small (1.25). The ENF is the noise added by the avalanche process of the e-APD. The lower it is, the lower the add noise of the avalanche process. It has a limit of one for a noiseless avalanche process. The effect of the ENF on the photon counting was to spread the signal distribution of one photon. To explore this possibility of individual photon counting, we compute the histograms of the temporal sequences of the values of a single illuminated pixel. Typical histograms are shown in Fig. 4. We interpret the histogram of the background as the sum of (1) a Gaussian distribution of RMS 12 ADU corresponding to the detector readout noise; and (2) a small tail toward positive values corresponding to the few frames with a background photon (approximately 1 over 23 frames). The histogram measured in the low-flux regime shows a break at 25 ADU. We interpret this break as the transition between the zero-photon events and the one or more photon events. This means that we can derive the proportion of zero-photon events, hence the incoming flux. In the high-flux regime, the fraction of zero-photon events becomes negligible. The clear transition between the zero-photon events and events with one or more photons is no longer noticeable. Therefore, it appears that performing discretized photon-counting is not possible with this camera. In the following, we develop a simple model that reproduces these histograms and allows us to measure the excess noise factor.



**Fig. 3.** Derived avalanche gain as a function of the avalanche gain provided by the manufacturer. The red line is the 1:1 relation. The black line is a linear fit, excluding the unity gain.

## 4. Modeling the photonic signal

We record histograms for various illuminations and various gains. Because of the very low flux levels we are interested in, it was unfortunately impossible to build an absolute calibration of the illumination.

### 4.1. Model

In the following, we use  $F$  to refer to the mean flux reaching the considered pixel and coming from the internal source, in e/frame/pixel. This is an unknown parameter.  $F = 0$  is by definition the mean of the histogram of the background counts (in green in Fig. 4). We developed a simple model with the goal being to reproduce the observed distributions  $H(\text{ADU})$  as a function of the parameters  $G$  (gain in ADU/photon), the  $F$  (flux in photon/frame/pixel), and the ENF (excess noise factor). Our model is described by the following equation.

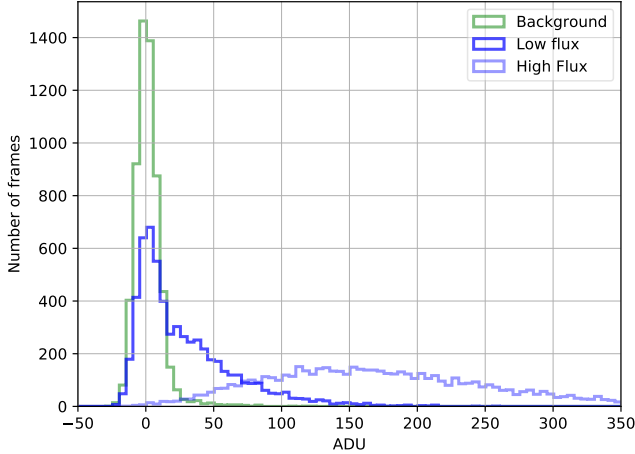
$$H = \overbrace{BKG(\text{ADU}, G)}^{(3)} * \sum_p \left[ \overbrace{P(p, F)}^{(2)} \cdot \overbrace{MC(\text{ENF}, \frac{\text{ADU}}{G})}^{(1)} \right], \quad (5)$$

where the asterisk represents convolution,  $BKG(\text{ADU}, G)$  is the measured distribution without illumination,  $P(p, F)$  is the Poisson probability of a  $p$ -photon event given a mean flux Flux, and

$$MC = \overbrace{M(\text{ENF}, \text{ADU}/G) * M(\text{ENF}, \text{ADU}/G) * \dots}^{p-1 \text{ convolutions}} \quad (6)$$

is the iterative self-convolution of the gain distribution because each avalanche generates its own avalanche gain distribution. This model is based on the following realistic assumptions and follows these steps:

1. The amplification gains of the individual photons summed up in a frame with  $p$ -photon are not correlated. Therefore the distribution of the  $p$ -photon frames is represented by  $p - 1$  convolutions of the gain distribution  $M$ .
2. These  $p$ -photon frames are uncorrelated, therefore the combined distribution is a weighted sum according to the Poisson distribution for the desired flux.
3. The background flux is additive and uncorrelated with the illumination flux. Therefore the distribution given by the previous steps is convoluted by the distribution measured on the background.



**Fig. 4.** Histograms of counts measured on a single pixel, with a low-flux illumination ( $<1 \text{ e frame}^{-1} \text{ pixel}^{-1}$ , darker blue) and with a high flux illumination ( $<3 \text{ e frame}^{-1} \text{ pixel}^{-1}$ , lighter blue). The total gain is 50 ADU/e. The histogram without illumination is shown in green and represents the intrinsic statistic of the zero-photon events.

The key physical ingredient of this model is the gain distribution  $M$ .

#### 4.2. Prescription for the gain distribution

The mean gain  $G$  and the ENF are intrinsic properties of  $M$ . A Gaussian distribution (Kardynał et al. 2008) truncated over  $\mathbb{R}^+$  can only model low ENF values ( $<1.2$ ). This is because the fraction of nonphysical “negative amplifications” becomes numerically significant at larger ENF values. A decreasing exponential distribution truncated over  $\mathbb{R}^+$  (Tsujino et al. 2009) has a fixed ENF of 2.0. It is unsuited to reproduce the expected ENF of 1.25 of our camera.

The Gamma distribution is classically used to model the photon distribution in EMCCD cameras (Hirsch et al. 2013). It describes the process of multiplication of a single electron inside the pixel. The Gamma distribution is an intrinsically asymmetric function defined and normalized over  $\mathbb{R}^+$ . It is defined by two positive parameters,  $k$  and  $\theta$  (see Appendix A). The former parameter describes the shape of the function, while the latter describes its scale. These two parameters can be directly linked to the ENF and the mean gain by

$$k = \frac{1}{\text{ENF} - 1}, \quad (7)$$

and

$$\theta = G(\text{ENF} - 1). \quad (8)$$

The Gamma distribution allows spanning the entire range of ENF values between 1 and  $+\infty$ . Figure A.1 displays four examples of the Gamma distribution. Interestingly, the exponential distribution and the Gaussian distribution are special cases of the Gamma distribution. Therefore these two situations are included in our parameter space.

#### 4.3. Fit strategy

Our model uses three free parameters ( $G$ , ENF, and the mean photonic flux  $F$ ) in order to reproduce the observed distribution  $H(\text{ADU})$ . The background distribution  $BKG(\text{ADU})$  is measured by turning off the internal source.

We first run a brute-force minimization by computing the reduced chi-squared  $\chi_r^2$  between the data and the model for each point in the cube ( $G, \text{ENF}, F$ ). At the end of the brute force method, we run a classical gradient descent toward the best-fit parameters with the minimum  $\chi_r^2$  position in the cube as the starting point. The whole process on the 25 data files takes  $\sim 3 \text{ h}$  with 25 points on the grid for each parameter. We checked that this sampling is enough to sample the degeneracy by processing some data sets with 50 and 100 points on the grid for each parameter.

## 5. Results and discussion

### 5.1. Best-fit quality

Figure 5 shows the results of the minimization for a data set with a low flux level. The overall shape of the data is convincingly reproduced by the best-fit solution. The solution has no degeneracy and there is only one minimum for each parameter. This is because the fraction of zero-photon events is well constrained by the “bump” at zero. Knowing the flux, the mean on the histogram constrains the gain. Finally, the ENF is constrained by the shape of the histogram tail.

Appendix C shows all the results. The best-fit models convincingly reproduce the data for all flux and gain. This confirms that the Gamma distribution is an adequate model of the amplification process. As expected, for  $F > 3 \text{ e frame}^{-1} \text{ pixel}^{-1}$ , the degeneracy of the model increased significantly, as shown in Figs. C.3–C.5. This is due to the fact that the proportion of zero-photon events is no longer significant enough to constrain the flux with the data histograms. The  $\chi_r^2$  maps show that we have only a lower limit to  $F$ . As a consequence, we only have a higher limit for  $G$ , and ENF is poorly constrained.

### 5.2. Gain

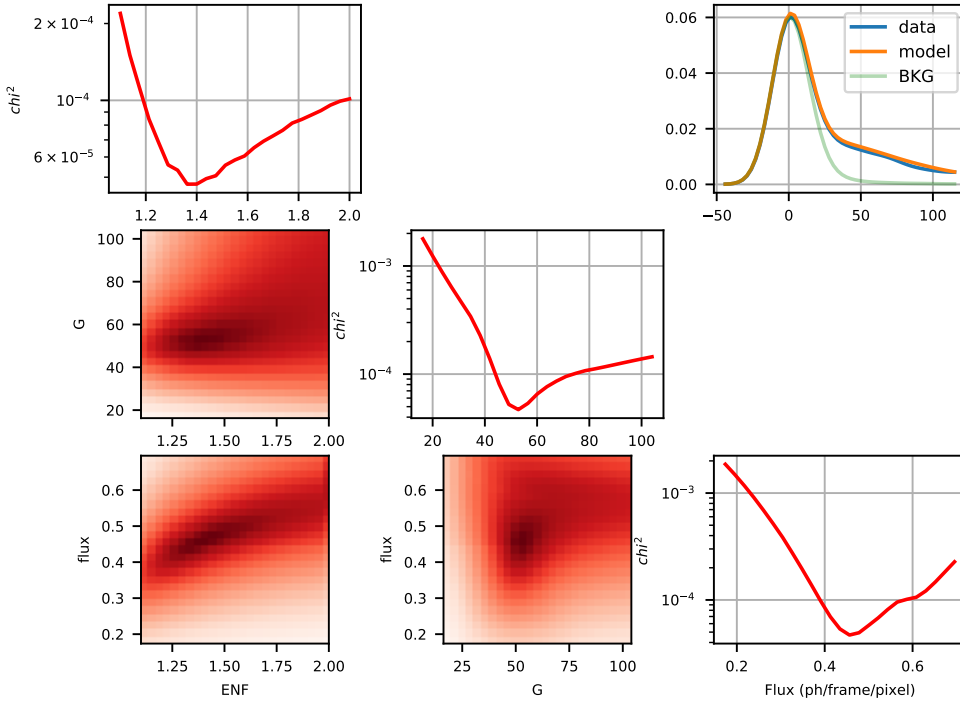
Figure 6 displays the best-fit gain versus the expected gain as calibrated by the manufacturer. The results obtained with different flux levels and gains are self-consistent: our best-fit gain ( $G$ ) is consistent with 0.71 times the expected gain from the manufacturer calibration ( $G_{\text{man}}$ ). We notice that the higher the flux level, the larger the uncertainties. This is due to the degeneracy at high flux levels. Interestingly, the best-fit gains for those high-flux data are still consistent with the ones at low flux.

We analyzed several pixels in order to check the uniformity of the results in the matrix (see Appendix B). The results are consistent over the pixels and show a mean gain  $G = 0.70 \pm 0.04 \times G_{\text{man}}$ . This is in overall agreement with the fully independent calibrations presented in Sect. 3. With these more classical methods, we obtained a ratio of  $G_{\text{sys measured}}/G_{\text{sys man}} \times G_{\text{ava ratio}} = 0.49/0.59 \times 0.93 = 0.77$  for the total gain, compared to the manufactured calibration. This also confirms that our simple model adequately captures the statistics of the amplification process.

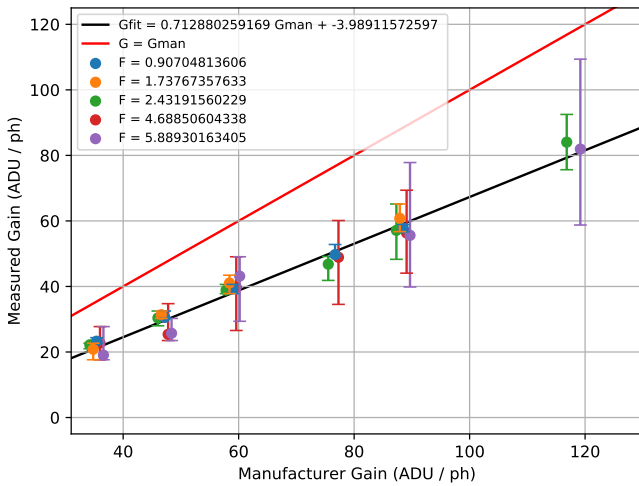
### 5.3. Excess noise factor

Figure 7 shows the measured ENF as a function of the manufacturer gain. The median value of all the measured ENF is  $1.49 \pm 0.12$ . As expected, the uncertainty increases for measurements at higher flux but the error bars all remain compatible with the median value. As for the gain, we performed the same study on several pixels. The results are summarized in Appendix B. The mean ENF over the pixels is  $1.47 \pm 0.03$ .

The discrepancy between our measured ENF and the value reported in the literature is striking. Finger et al. (2016) measure



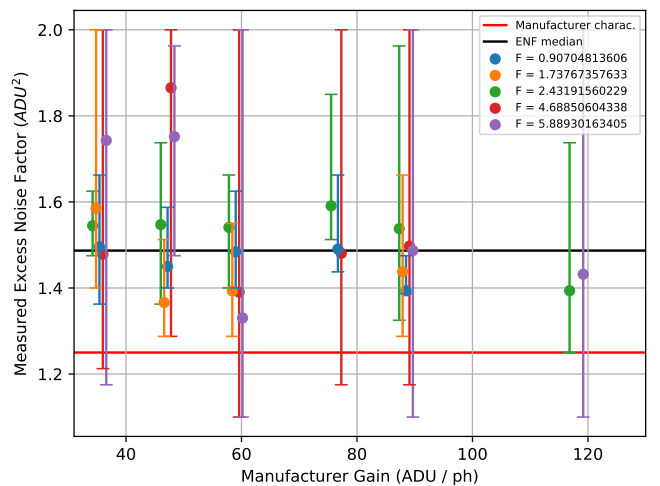
**Fig. 5.** Example of  $\chi_r^2$  minimization result. This example is from data with  $G_{\text{man}} = 76.7$ , the expected gain from the manufacturer calibration. The parameters that minimize the  $\chi_r^2$  are  $F = 0.46$ ,  $G = 52.2$ , and  $\text{ENF} = 1.38$ . *Diagonal:* minimum  $\chi_r^2$  as a function of  $\text{ENF}$  (top left),  $G$  (middle), and  $F$  (bottom right), the two other parameters being free. *Lower left:* maps of minimum  $\chi_r^2$ . *Upper right:* histogram for the data with illumination in blue, histogram of the background in light green, and histogram obtained with the parameters that minimize the  $\chi_r^2$  in orange.



**Fig. 6.** Best-fit gain as a function of the expected gain from the manufacturer calibration. The black line is a linear fit, while the red line is the expected 1:1 relation. The different colors of the data points show the different flux estimated by the model-fitting.

an ENF of 1.3 at a temperature of 90 K and 1.1 at 40 K. Their method to measure the ENF is independent of a gain distribution model. They control the illumination by using a black-body source located in front of the detector. They compare the noise on the detector with the photon noise expected for the controlled flux. Based on this calibration, the value expected by the manufacturer for our camera is 1.25 for an operating temperature of 80 K.

The detailed study of a MARK13 SAPHIRA presented by Atkinson et al. (2018) gives interesting clues on the ENF. Their Fig. 6 shows a histogram of the detector signal with very low illumination (about  $0.1$  photon frame $^{-1}$  pixel $^{-1}$ ). The histogram has a peak at the position of the zero-photon events whose shape is similar to the histogram without illumination, and a tail for the events with one or more photons. As in our measurements,



**Fig. 7.** Best-fit ENF as a function of the manufacturer gain. Colors represent the flux estimated by the best-fit. The black line is the median value of measurements. The red line is the value from the manufacturer.

there is no separation between those two distributions. We run our model on the data extracted from Fig. 6 of Atkinson et al. (2018). The results are presented in Fig. C.6. The model reproduces adequately the shape of the observed histogram. The best fit  $\text{ENF} = 1.45$  is consistent with the results obtained on our own data.

The first possibility is the somewhat arbitrary choice of the gain distribution model  $M$  in our study. We also tried a Gaussian model defined over  $\mathbb{R}^+$ . The resulting ENF were not significantly different.

Another possibility is that the illumination contains photons at higher wavelengths. These photons are absorbed deeper in the pixel, possibly inside the multiplication region. This would create a less amplified signal, spreading the gain distribution. But our optical setup disperses the spectrum of the white-light source. Based on the spectral calibration of the instrument, we

are sure that the pixels considered for this study only receive photons between 1.55 and 1.6  $\mu\text{m}$  coming from the white-light source. We remind the reader that the photons of the warm background are already taken into account in the background histogram.

Another hypothesis is that the signal of individual photon is temporally smeared. In Finger et al. (2016), the detector response time is of the order of 1 ms. As the measurement of the ENF in the same paper is made at 1 kHz, the signal would not be smeared. In our experiment, we took data at 1900 Hz, which is faster than the detector response time. But the claim is that the detector response time is dominated by the electron migration in the substrate and not by the avalanche process (Finger et al. 2016). Hence, it would delay the signal, not smear it. Another smearing occurs due to our specific readout mode, for photons arriving between consecutive readout that are averaged together into a single frame. We read an entire row several times before reading the others, and average these measurements. As we read 20 rows, it means that only 5% of the photons are smeared this way. This is too low to explain the difference between our value and the ones in the literature. Moreover, such an effect skews the distribution of gain toward the lower values (negative skewness), not toward the higher values (positive skewness) as seen in Fig. 6 of Atkinson et al. (2018) and across this paper.

The last possibility is that the results existing in the literature have been obtained for relatively high flux (several tens of photons per frame and per pixel), while our study and that of Atkinson focus on very low flux levels (less than 5 photons per frame and per pixel, and more typically less than 1 photon per frame and per pixel). We suspect that the physics of the detector is not the same when there is one or several electrons migrating in the amplification zone.

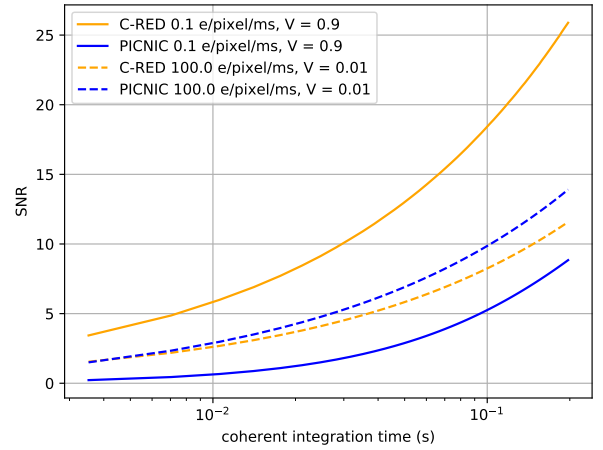
#### 5.4. Consequences for photon-counting

As shown in Sect. 3.3, photon counting by fully separating the distributions of zero, single, or multiple photon events is not possible with our camera. This is due to the unexpected ENF of 1.47. However, Fig. 4 shows that we do see two different distributions at low flux: the one of the zero-photon events, and the one of the events with one or more photon. Therefore, one could define a threshold that would separate the frames with and without photons, with some statistical uncertainties. Computing this optimal threshold for each gain and each frame rate is out of the scope of this paper.

Although disentangling the zero-photon events from those with one or more photons may appear attractive, we did not implement this in the data-reduction pipeline of the instrument. Indeed, when dealing with a significant fraction of events with more than or equal to two photons, such a threshold dramatically complicates the un-biasing of the fringe bi-spectrum. A detailed discussion on the impact of the measurement statistics on the fringe bi-spectrum can be found in Basden & Haniff (2004), Gordon & Buscher (2012), and Garcia et al. (2016). We are currently upgrading the bi-spectrum de-biasing algorithm in the MIRC-X pipeline based on our new understanding of the signal statistic presented in this study.

#### 5.5. Consequences on instrument performance

We simulate the S/N of the MIRC-X instrument for two realistic situations. First, we simulate a flux of 0.1  $\text{e pixel}^{-1} \text{ms}^{-1}$  which is typically obtained on faint objects, such as young stellar objects (YSOs). These are the primary science goals of MIRC-X. The



**Fig. 8.** Simulation of the S/N as a function of the coherent integration time in two operational conditions of flux and fringe visibility, for the previous PICNIC camera of MIRC and the new C-RED ONE camera of MIRC-X.

fringe visibility is often high (close to 1) because the objects are unresolved. Secondly, we simulate a flux of 100  $\text{e pixel}^{-1} \text{ms}^{-1}$  which is typical of bright objects, such as fully resolved stellar surfaces. These targets have very low visibility (e.g., 0.01). We estimate the detector and background noise by using actual measurements in background exposures obtained with the former PICNIC camera and with the C-RED ONE at an avalanche gain of 60 (best compromise between readout noise and tunneling noise; Lanthermann et al. 2018). We used the measured ENF = 1.47 for the C-RED ONE camera, and ENF = 1 for the PICNIC camera that does not have additional noise from an avalanche process. For both cameras, the fringe signal is encoded into 100 pixels. Results are shown in Fig. 8.

The operational limit for fringe detection is defined by  $S/N > 3$ . In the low-flux regime, the simulation shows an improvement of one decade in terms of necessary integration time between the former PICNIC camera and the new C-RED ONE. This corresponds to a gain in sensitivity of 2.5 mag. In the high-flux regime, the PICNIC camera is more efficient but the difference is relatively small in terms of limiting magnitude. For the specific case of averaging many exposures on bright targets with the goal being to reach a high S/N, the PICNIC camera remains theoretically advantageous because it does not suffer from the ENF. However, this is not true in practice because other effects quickly become dominant such as the piston noise or the calibration accuracy.

This simulation compares realistically with the results obtained on sky so far. The typical limiting magnitude of the instrument with the former PICNIC camera was  $H \approx 5.5$ . Since the upgrade, it has been possible to observe several YSOs and massive stars at magnitudes of  $H \approx 7.5$ . Overall, in terms of scientific productivity for MIRC-X, the sensitivity boost obtained in the low-flux regime largely overcomes the possible sensitivity losses in the high-flux regime.

## 6. Conclusions

We have characterized the first NIR C-RED ONE camera manufactured by the First Light Imaging company. This SAPHIRA electron avalanche photo-diode camera is now part of the MIRC-X instrument operating in the  $H$  band and installed at the combined focus of the CHARA array.

We have presented the characterization of this C-RED ONE camera in the operational scenario of the MIRC-X instrument (multiple readouts, kHz frame rate and low flux illumination). We first performed a classical analysis based on the mean-variance curve and mean flux level in order to determine the system gain and amplification gain. We then presented a simple but innovative modeling of the signal distribution from the camera at low flux level enabling us to estimate both the total gain and the excess noise factor brought by the amplification process. The model adequately reproduces the observed distributions of photon events for a large range of flux and gains. We also applied our model to existing literature data to confirm our measurements.

We measured a system gain and total gain slightly lower than those provided by the manufacturer. This result is observed consistently when using the mean-variance method and our model based on the signal distribution. Our modeling also revealed that the ENF (1.47) is significantly higher than the values in the literature for this type of detector (1.25). The reason for such a discrepancy could not be determined. After reviewing various possibilities, we proposed that the amplification process could behave differently in the low-flux and high-flux regimes.

From Sect. 5.5, we show that the C-RED ONE in the MIRC-X instrument brings a theoretical improvement in sensitivity of 2.5 mag in the  $H$  band for faint objects, when its performances are comparable to the former PICNIC camera for bright objects. More generally, with an equivalent readout noise of  $<0.3$  electrons at kilohertz frame rates computed from the background histograms (Fig. 4), we confirm the revolutionary performances of the camera with respect to the PICNIC or HAWAII technologies for high-frame-rate applications. In current operation, the camera has improved the limiting magnitude of our MIRC-X instrument by up to two magnitudes, the exact value depending on the atmospheric coherence time and the setup of the spectrograph. However, the observed higher excess noise factor is consistent with the fact that we cannot separate the events with different numbers of photons in the observed signal distribution.

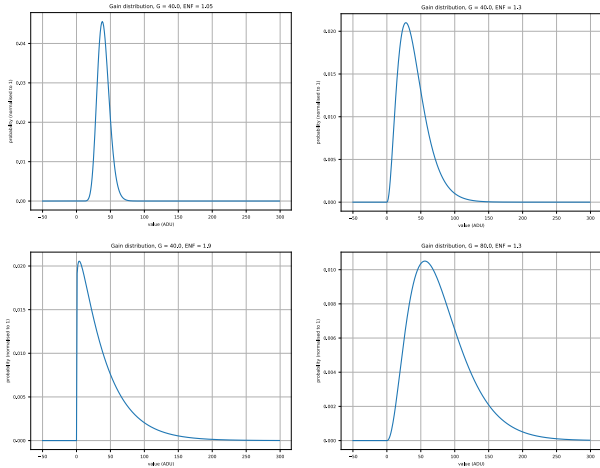
*Acknowledgements.* We would like to thank Marc-Antoine Martinod, Johan Rothman, and Romain Laugier for their interest in this work and the fruitful discussions that lead to the choice of the Gamma distribution for the gain distribution. We thank also FLI for their collaboration in the characterization and the comprehension of the camera. We also thank the University of Michigan for welcoming us and making this collaboration work possible. We finally thank CHARA and all the people that allowed us to collect data and observe. This work has been partially supported by the LabEx FOCUS ANR-11-LABX-0013. The research leading to these results has received funding from the European

Unions Horizon 2020 research and innovation programme under Grant Agreement 730890 (OPTICON) and Grant Agreement No. 639889 (ERC Starting Grant “ImagePlanetFormDiscs”). This work has been supported by a grant from Labex OSUG@2020 (Investissements d’avenir ANR10 LABX56). This work was supported by the Programme National de Physique Stellaire (PNPS) of CNRS/INSU co-funded by CEA and CNES. This work was supported by the Action Spécifique Haute Résolution Angulaire (ASHRA) of CNRS/INSU co-funded by CNES.

## References

- Atkinson, D., Hall, D., Jacobson, S., & Baker, I. M. 2018, *AJ*, 155, 220
- Basden, A. G., & Haniff, C. A. 2004, *MNRAS*, 347, 1187
- Beckmann, U., Connot, C., Heininger, M., et al. 2014, in *Optical and Infrared Interferometry IV*, Proc. SPIE, 9146, 91461W
- Bohndiek, S. E., Blue, A., Clark, A. T., et al. 2008, *IEEE Sens. J.*, 8, 1734
- Feautrier, P., Gach, J. L., Guieu, S., et al. 2014, in *Adaptive Optics Systems IV*, Proc. SPIE, 9148, 914818
- Finger, G., Baker, I., Dorn, R., et al. 2010, *Proc. SPIE*, 7742, 77421K
- Finger, G., Baker, I., Alvarez, D., et al. 2012, *Proc. SPIE*, 8453, 84530T
- Finger, G., Baker, I., Alvarez, D., et al. 2016, *Proc. SPIE*, 9909, 99090D
- Garcia, E. V., Muterspaugh, M. W., van Belle, G., et al. 2016, *PASP*, 128, 055004
- Gies, D. R., ten Brummelaar, T. A., Anderson, M. D., et al. 2018, *SPIE Conf. Ser.*, 10701, 1070102
- Gordon, J. A., & Buscher, D. F. 2012, *A&A*, 541, A46
- GRAVITY Collaboration (Abuter, R., et al.) 2017, *A&A*, 602, A94
- Greffé, T., Feautrier, P., Gach, J. L., et al. 2016, *Optical and Infrared Interferometry and Imaging V*, 9907, 99072E
- Guieu, S., Feautrier, P., Zins, G., et al. 2014, *Optical and Infrared Interferometry IV*, 9146, 91461N
- Haguenauer, P., Abuter, R., Andolfato, L., et al. 2012, in *Optical and Infrared Interferometry III*, Proc. SPIE, 8445, 84450D
- Hirsch, M., Wareham, R. J., Martin-Fernandez, M. L., Hobson, M. P., & Rolfe, D. J. 2013, *PLoS One*, 8, 1
- Kardynał, B. E., Yuan, Z. L., & Shields, A. J. 2008, *Nat. Photonics*, 2, 425
- Kraus, S., Monnier, J. D., Anugu, N., et al. 2018, *Proc. SPIE*, 10701, 10701
- Lanthermann, C., Bouquin, J. B. L., Anugu, N., Monnier, J., & Kraus, S. 2018, *Proc. SPIE*, 10709, 10709
- Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., et al. 2011, *A&A*, 535, A67
- Monnier, J. D., Pedretti, E., Thureau, N., et al. 2006a, in *SPIE Conf. Ser.*, Proc. SPIE, 6268, 62681P
- Monnier, J. D., Pedretti, E., Thureau, N., et al. 2006b, *Proc. SPIE*, 6268, 6268
- Monnier, J. D., Pedretti, E., Thureau, N., et al. 2012, *Proc. SPIE*, 8445, 8445
- Monnier, J. D., Bouquin, J.-B. L., Anugu, N., et al. 2018, *Proc. SPIE*, 10701, 10701
- Pedretti, E., Millan-Gabet, R., Monnier, J. D., et al. 2004, *PASP*, 116, 377
- Scott, N. J., Lhomé, E., ten Brummelaar, T. A., et al. 2014, in *Optical and Infrared Interferometry IV*, Proc. SPIE, 9146, 91461A
- ten Brummelaar, T. A., Sturmman, J., McAlister, H. A., et al. 2012, in *Optical and Infrared Interferometry III*, Proc. SPIE, 8445, 84453C
- ten Brummelaar, T. A., Gies, D. G., McAlister, H. A., et al. 2016, *Proc. SPIE*, 9907, 9907
- Tsujino, K., Akiba, M., & Sasaki, M. 2009, *IEEE Electron Device Lett.*, 30, 24

## Appendix A: Gamma distribution



**Fig. A.1.** Different examples of gain distribution modeled with the Gamma distribution. *Upper-left corner:* ENF = 1.05 and  $G = 40$ . *Upper-right corner:* ENF = 1.3 and  $G = 40$ . *Lower-left corner:* ENF = 1.9 and  $G = 40$ . *Lower-right corner:* ENF = 1.3 and  $G = 80$ .

Figure A.1 shows four examples of the Gamma distribution for different values of avalanche gain and ENF. In the upper-left corner, we see a Gaussian distribution. In the lower-left corner, we are in the regime of an exponential distribution. The probability density function of the Gamma distribution is defined by

$$f(x, k; \theta) = \frac{x^{k-1} e^{-x/\theta}}{\theta^k \Gamma(k)} \quad (\text{A.1})$$

for  $x > 0$  and  $k, \theta > 0$ , and where  $\Gamma(k)$  is the gamma function. For this distribution, the  $k$  parameter describes the shape of the distribution and  $\theta$  parameter describes the scale of the distribution.

## Appendix B: Results from different pixels

**Table B.1.** Results of gain and ENF for five different pixels.

Pixel coordinate	$G/G_{\text{man}}$	ENF
(67; 7)	0.72	1.49
(67; 9)	0.73	1.49
(66; 9)	0.71	1.49
(67; 11)	0.69	1.44
(66; 13)	0.63	1.43

Table B.1 summarizes the results obtained for five different pixels, in order to quickly assess the homogeneity of the result across the detector.

The coordinates are measured within the  $320 \times 20$  pixel window. The gain factor is computed with the linear fit of the gain of the best-fit model as a function of the manufacturer gain (Fig. 6). The ENF is obtained with the median of the different ENF measured by the model for various fluxes (Fig. 7). The plots shown in the main sections of the paper were for pixel (66; 9). Table B.1 shows that we obtain similar values for other pixels.

## Appendix C: Different minimization results

This appendix presents the results of minimizations for different typical configurations. Figure C.1 is for a low-flux and low-gain configuration. Figure C.2 is for a low-flux and high-gain configuration. Figure C.3 is for a high-flux and low-gain configuration. Figure C.4 is for a high-flux and high-gain configuration. Figure C.5 is for a high flux at the maximum gain used for this study. Figure C.6 is for the data from Fig. 6 of Atkinson et al. (2018).



Brute force  $\chi^2$  map,  $G_{\text{man}} = 47$ , RMS background = 13.03  
 minimum  $\chi^2$  for  $F = 0.56$ ,  $G = 30.31$ ,  $\text{ENF} = 1.4$   
 $G/\text{RMS} = 2.33$

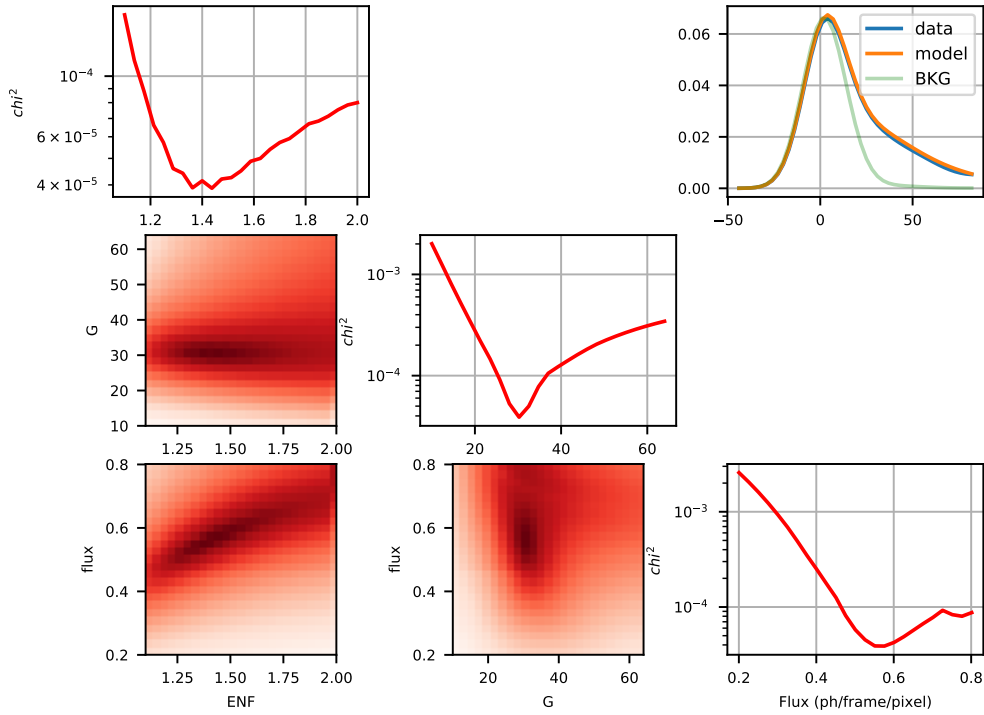


Fig. C.1.  $\chi^2$  minimization result example for low flux, low gain.

Brute force  $\chi^2$  map,  $G_{\text{man}} = 88$ , RMS background = 19.23  
 minimum  $\chi^2$  for  $F = 0.57$ ,  $G = 55.65$ ,  $\text{ENF} = 1.4$   
 $G/\text{RMS} = 2.89$

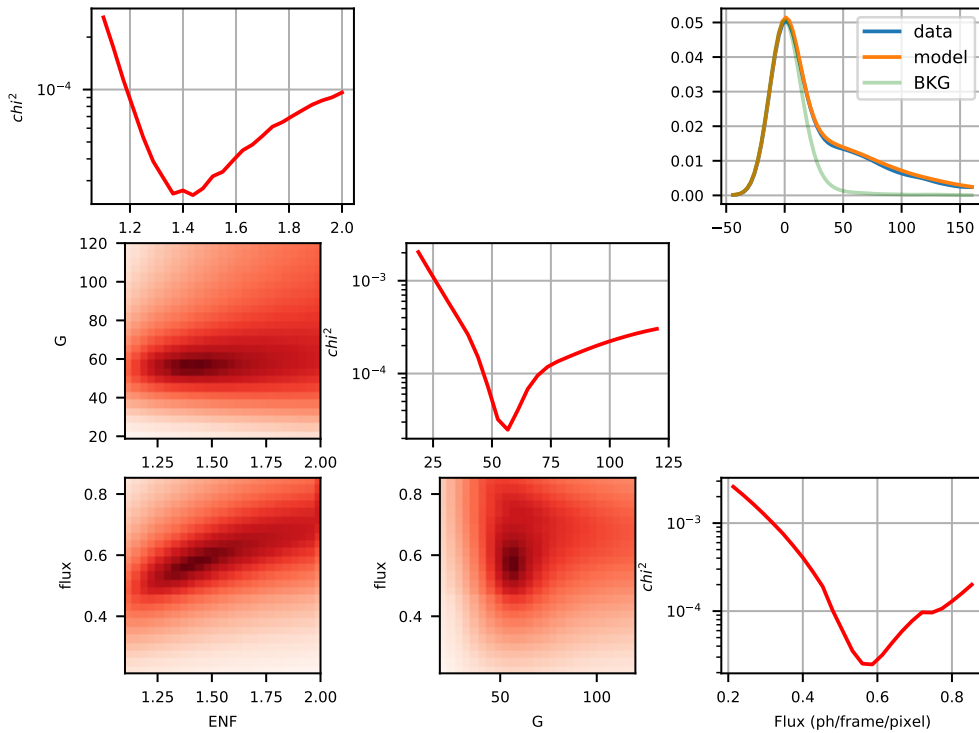


Fig. C.2.  $\chi^2$  minimization result example for low flux, high gain.

Brute force chi2 map, Gman = 47, RMS background = 13.77  
 minimum chi2 for F = 2.98, G = 31.76, ENF = 1.31  
 G/RMS = 2.31

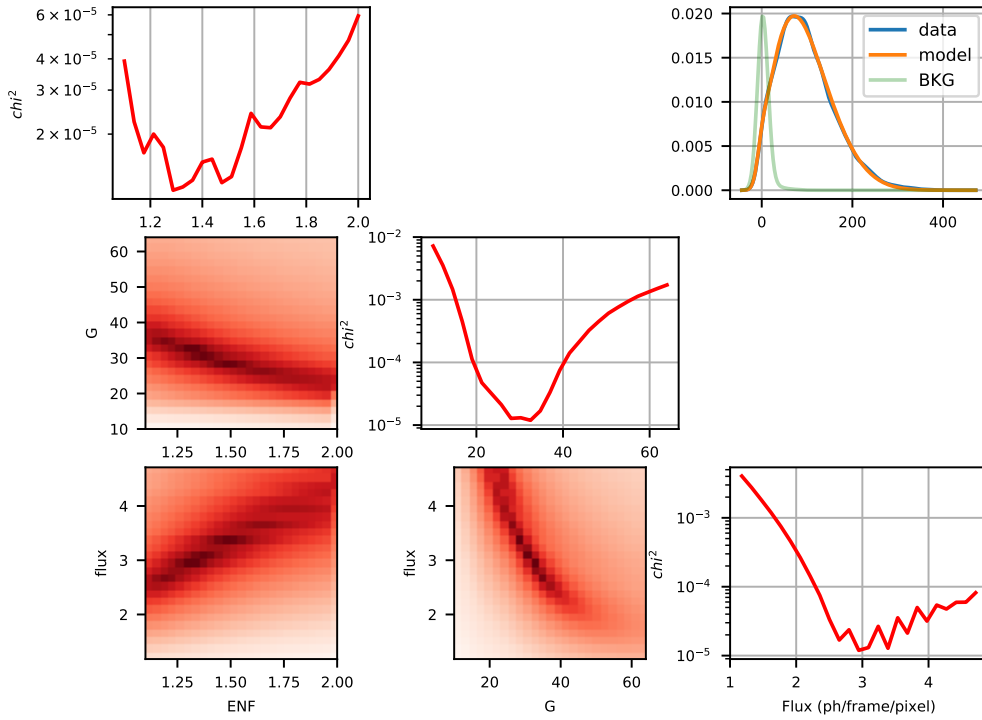


Fig. C.3.  $\chi^2$  minimization result example for high flux, low gain.

Brute force chi2 map, Gman = 88, RMS background = 19.7  
 minimum chi2 for F = 3.01, G = 57.81, ENF = 1.45  
 G/RMS = 2.93

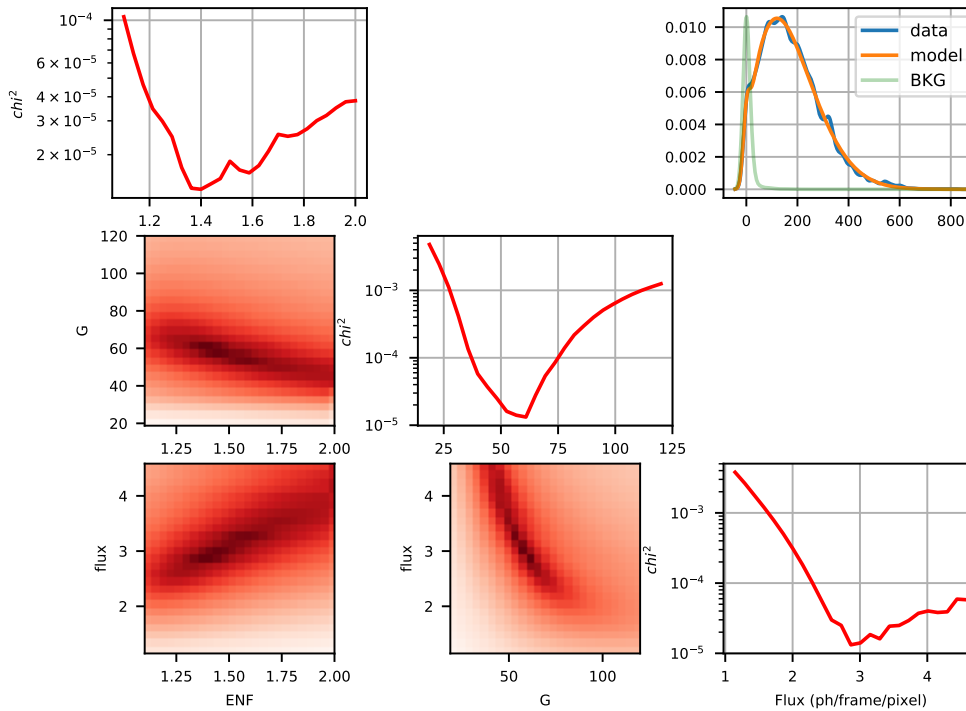


Fig. C.4.  $\chi^2$  minimization result example for high flux, high gain.

Brute force  $\chi^2$  map,  $G_{\text{man}} = 118$ , RMS background = 25.77  
 minimum  $\chi^2$  for  $F = 3.18$ ,  $G = 69.52$ ,  $\text{ENF} = 1.53$   
 $G/\text{RMS} = 2.7$

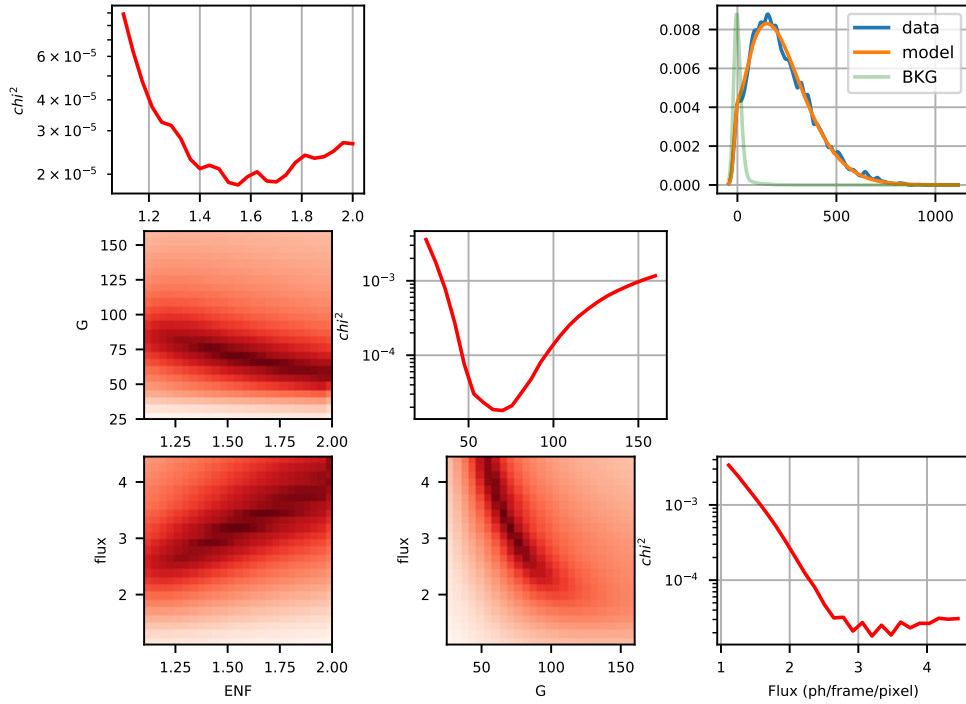


Fig. C.5.  $\chi^2$  minimization result example for high flux, highest gain.

Brute force  $\chi^2$  map, RMS background = 8.97  
 minimum  $\chi^2$  for  $F = 0.07$ ,  $G = 58.66$ ,  $\text{ENF} = 1.45$   
 $G/\text{RMS} = 6.54$

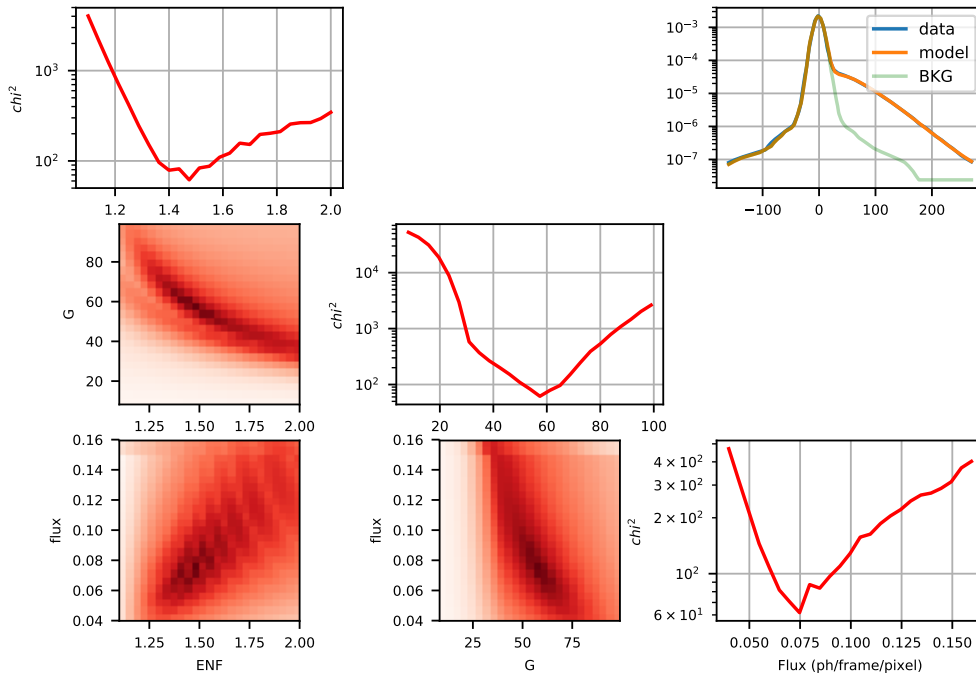


Fig. C.6.  $\chi^2$  minimization result for Atkinson et al. (2018) data.

---

## BIBLIOGRAPHIE

---

- ABBOTT, B. P. et al. (fév. 2016). « Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger ». In : *Phys. Rev. Lett.* 116.6, 061102, p. 061102. DOI : [10.1103/PhysRevLett.116.061102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.061102). arXiv : [1602.03837 \[gr-qc\]](https://arxiv.org/abs/1602.03837).
- ABSIL, O. et al. (nov. 2011). « Searching for faint companions with VLTI/PIONIER. I. Method and first results ». In : *A&A* 535, A68, A68. DOI : [10.1051/0004-6361/201117719](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117719). arXiv : [1110.1178 \[astro-ph.EP\]](https://arxiv.org/abs/1110.1178).
- ALDORETTA, E. J. et al. (jan. 2015). « The Multiplicity of Massive Stars : a High Angular Resolution Survey With the Guidance Sensor ». In : *AJ* 149.1, 26, p. 26. DOI : [10.1088/0004-6256/149/1/26](https://doi.org/10.1088/0004-6256/149/1/26). arXiv : [1410.0021 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1410.0021).
- ALMEIDA, L. A. et al. (fév. 2017). « The Tarantula Massive Binary Monitoring. I. Observational campaign and OB-type spectroscopic binaries ». In : *A&A* 598, A84, A84. DOI : [10.1051/0004-6361/201629844](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629844). arXiv : [1610.03500 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1610.03500).
- ARMSTRONG, J. THOMAS, HENRIQUE SCHMITT, ELLYN BAINES, SERGIO RESTAINO, GERARD VAN BELLE, JAMES A. BENSON et R. T. ZAVALA (jan. 2018). « The NPOI : an Update on the Upgrades ». In : *American Astronomical Society Meeting Abstracts #231*. T. 231. American Astronomical Society Meeting Abstracts, p. 442.06.
- ATKINSON, D., D. HALL, S. JACOBSON et I. M. BAKER (mai 2018). « Photon-counting Properties of SAPHIRA APD Arrays ». In : *AJ* 155, 220, p. 220. DOI : [10.3847/1538-3881/aabdeb](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aabdeb).
- BALLY, J., N. MOECKEL et H. THROOP (déc. 2005). « Evolution of UV-Irradiated Protoplanetary Disks ». In : *Chondrites and the Protoplanetary Disk*. Sous la dir. d'A. N. KROT, E. R. D. SCOTT et B. REIPURTH. T. 341. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 81.
- BARBÁ, R., R. GAMEN, J. I. ARIAS, N. MORRELL, N. R. WALBORN, J. MAÍZ APELLÁNIZ, A. SOTA et E. ALFARO (oct. 2014). « OWN Survey : results after seven years of high-resolution spectroscopic monitoring of Southern O and WN stars ». In : *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*. T. 44, p. 148-148.
- BASDEN, A. G. et C. A. HANIFF (fév. 2004). « Low light level CCDs and visibility parameter estimation ». In : *MNRAS* 347, p. 1187-1197. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2004.07283.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.07283.x). eprint : [astro-ph/0310407](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0310407).
- BEUZIT, J. L. et al. (fév. 2019). « SPHERE : the exoplanet imager for the Very Large Telescope ». In : *arXiv e-prints*, arXiv :1902.04080, arXiv :1902.04080. arXiv : [1902.04080 \[astro-ph.IM\]](https://arxiv.org/abs/1902.04080).
- BINNEY, J., S. TREMAINE et F. SHU (mai 1988). « Book-Review - Galactic Dynamics ». In : *Nature* 333, p. 219.
- BODENSTEINER, J., D. BAADE, J. GREINER et N. LANGER (2018). « Infrared nebulae around bright massive stars as indicators for binary interactions ». In : *A&A* 618, A110, A110. DOI : [10.1051/0004-6361/201832722](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832722). arXiv : [1806.01294 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1806.01294).
- BOHNDIEK, S. E., A. BLUE, A. T. CLARK, M. L. PRYDDERCH, R. TURCHETTA, G. J. ROYLE et R. D. SPELLER (oct. 2008). « Comparison of Methods for Estimating the Conversion Gain of CMOS Active Pixel Sensors ». In : *IEEE Sensors Journal* 8.10, p. 1734-1744. ISSN : 1530-437X. DOI : [10.1109/JSEN.2008.2004296](https://doi.org/10.1109/JSEN.2008.2004296).
- BONNELL, Ian A. et Matthew R. BATE (oct. 2002). « Accretion in stellar clusters and the collisional formation of massive stars ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 336.2, p. 659-669. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1046/j.1365-8711.2002.05794.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2002.05794.x). eprint : <http://oup.prod.sis.lan/mnras/article-pdf/336/2/659/19572504/336-2-659.pdf>. URL : <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2002.05794.x>.
- BONNELL, Ian A. et Matthew R. BATE (sept. 2005). « Binary systems and stellar mergers in massive star formation ». In : *MNRAS* 362.3, p. 915-920. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2005.09360.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09360.x). arXiv : [astro-ph/0506689 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0506689).

- BONNELL, Ian A., Matthew R. BATE et Stephen G. VINE (août 2003). « The hierarchical formation of a stellar cluster ». In : *MNRAS* 343.2, p. 413-418. DOI : [10.1046/j.1365-8711.2003.06687.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06687.x). arXiv : [astro-ph/0305082](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0305082) [astro-ph].
- BRUMMELAAR, T. A. ten et al. (2016). « An update on the CHARA array ». In : *Proc.SPIE* 9907, p. 9907-9907-7. DOI : [10.1117/12.2232125](https://doi.org/10.1117/12.2232125). URL : <https://doi.org/10.1117/12.2232125>.
- CABALLERO-NIEVES, S. M. et al. (fév. 2014). « A High Angular Resolution Survey of Massive Stars in Cygnus OB2 : Results from the Hubble Space Telescope Fine Guidance Sensors ». In : *AJ* 147.2, 40, p. 40. DOI : [10.1088/0004-6256/147/2/40](https://doi.org/10.1088/0004-6256/147/2/40). arXiv : [1311.5087](https://arxiv.org/abs/1311.5087) [astro-ph.SR].
- CHELLI, A., G. DUVERT, L. BOURGÈS, G. MELLA, S. LAFRASSE, D. BONNEAU et O. CHESNEAU (mai 2016). « Pseudomagnitudes and differential surface brightness : Application to the apparent diameter of stars ». In : *A&A* 589, A112, A112. DOI : [10.1051/0004-6361/201527484](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527484). arXiv : [1604.07700](https://arxiv.org/abs/1604.07700) [astro-ph.SR].
- CHINI, R., V. H. HOFFMEISTER, A. NASSERI, O. STAHL et H. ZINNECKER (août 2012). « A spectroscopic survey on the multiplicity of high-mass stars ». In : *MNRAS* 424.3, p. 1925-1929. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2012.21317.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21317.x). arXiv : [1205.5238](https://arxiv.org/abs/1205.5238) [astro-ph.SR].
- CONTI, P. S., P. MASSEY, D. EBBETS et V. S. NIEMELA (mai 1980). « Spectroscopic studies of O-type binaries. V. The Of system HD 166734. » In : *ApJ* 238, p. 184-189. DOI : [10.1086/157971](https://doi.org/10.1086/157971).
- CREECH-EAKMAN, M. J. et al. (juil. 2018). « The Magdalena Ridge Observatory interferometer : first light and deployment of the first telescope on the array ». In : *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VI*. T. 10701. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, p. 1070106. DOI : [10.1117/12.2314155](https://doi.org/10.1117/12.2314155).
- DALE, James E. et Melvyn B. DAVIES (mar. 2006). « Collisions and close encounters involving massive main-sequence stars ». In : *MNRAS* 366.4, p. 1424-1436. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2005.09937.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09937.x). arXiv : [astro-ph/0602042](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0602042) [astro-ph].
- DAVIES, Melvyn B., Matthew R. BATE, Ian A. BONNELL, Vernon C. BAILEY et Christopher A. TOUT (août 2006). « Stellar encounters involving massive stars in young clusters ». In : *MNRAS* 370.4, p. 2038-2046. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2006.10644.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10644.x).
- DE BECKER, M., G. RAUW et J. MANFROID (sept. 2004). « A Spectroscopic study of the non-thermal radio emitter Cyg OB2 #8A : Discovery of a new binary system ». In : *A&A* 424, p. L39-L42. DOI : [10.1051/0004-6361:200400049](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200400049). arXiv : [astro-ph/0408027](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0408027) [astro-ph].
- DOPPLER, Christian et Frantisek Josef STUDNICA (1903). *Ueber das farbige licht der doppelsterne und einiger anderer gestirne des himmels*.
- DUCHÊNE, Gaspard et Adam KRAUS (août 2013). « Stellar Multiplicity ». In : *ARA&A* 51.1, p. 269-310. DOI : [10.1146/annurev-astro-081710-102602](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081710-102602). arXiv : [1303.3028](https://arxiv.org/abs/1303.3028) [astro-ph.SR].
- DUVERT, Gilles, John YOUNG et Christian A. HUMMEL (2017). « OIFITS 2 : the 2nd version of the data exchange standard for optical interferometry ». In : *A&A* 597, A8, A8. DOI : [10.1051/0004-6361/201526405](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526405). arXiv : [1510.04556](https://arxiv.org/abs/1510.04556) [astro-ph.IM].
- FINGER, Gert, Reinhold J. DORN, Siegfried ESCHBAUMER, Donald N. B. HALL, Leander MEHRGAN, Manfred MEYER et Joerg STEGMEIER (juil. 2008). « Performance evaluation, readout modes, and calibration techniques of HgCdTe Hawaii-2RG mosaic arrays ». In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy III*. T. 7021. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 70210P. DOI : [10.1117/12.787971](https://doi.org/10.1117/12.787971).
- FINGER, Gert, Ian BAKER, Reinhold DORN, Siegfried ESCHBAUMER, Derek IVES, Leander MEHRGAN, Manfred MEYER et Joerg STEGMEIER (2010). « Development of high-speed, low-noise NIR HgCdTe avalanche photodiode arrays for adaptive optics and interferometry ». In : *Proc.SPIE* 7742, p. 7742-7742-14. DOI : [10.1117/12.857316](https://doi.org/10.1117/12.857316). URL : <https://doi.org/10.1117/12.857316>.
- FINGER, Gert, Ian BAKER, Domingo ALVAREZ, Derek IVES, Leander MEHRGAN, Manfred MEYER, Joerg STEGMEIER, Peter THORNE et Harald J. WELLER (2012). « Evaluation and optimization of NIR HgCdTe avalanche photodiode arrays for adaptive optics and interferometry ». In : *Proc.SPIE* 8453, p. 8453-8453-16. DOI : [10.1117/12.926288](https://doi.org/10.1117/12.926288). URL : <https://doi.org/10.1117/12.926288>.
- FINGER, Gert, Ian BAKER, Domingo ALVAREZ, Derek IVES, Leander MEHRGAN, Manfred MEYER, Jörg STEGMEIER et Harald J. WELLER (2014). « SAPHIRA detector for infrared wavefront sensing ». In : 9148. DOI : [10.1117/12.2057078](https://doi.org/10.1117/12.2057078). URL : <https://doi.org/10.1117/12.2057078>.

- FINGER, Gert, Ian BAKER, Domingo ALVAREZ, Christophe DUPUY, Derek IVES, Manfred MEYER, Leander MEHRGAN, Joerg STEGMEIER et Harald J. WELLER (2016). « Sub-electron read noise and millisecond full-frame readout with the near infrared eAPD array SAPHIRA ». In : *Proc.SPIE* 9909, p. 9909-9909-20. DOI : [10.1117/12.2233079](https://doi.org/10.1117/12.2233079). URL : <https://doi.org/10.1117/12.2233079>.
- GRAVITY COLLABORATION et al. (juin 2017). « First light for GRAVITY : Phase referencing optical interferometry for the Very Large Telescope Interferometer ». In : *A&A* 602, A94, A94. DOI : [10.1051/0004-6361/201730838](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201730838).
- GRAVITY COLLABORATION et al. (2018). « Multiple star systems in the Orion nebula ». In : *A&A* 620, A116. DOI : [10.1051/0004-6361/201833575](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833575). URL : <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833575>.
- GACH, J. L. (2018). « Photon counting in the infrared with e-APD devices ». In : t. 10709. DOI : [10.1117/12.2313322](https://doi.org/10.1117/12.2313322). URL : <https://doi.org/10.1117/12.2313322>.
- GACH, J. L. (juil. 2018). « Photon counting in the infrared with e-APD devices ». In : *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. T. 10709. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, p. 1070916. DOI : [10.1117/12.2313322](https://doi.org/10.1117/12.2313322).
- GAIA COLLABORATION et al. (août 2018). « Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties ». In : *A&A* 616, A1, A1. DOI : [10.1051/0004-6361/201833051](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833051). arXiv : [1804.09365](https://arxiv.org/abs/1804.09365) [astro-ph.GA].
- GALLENNE, A. et al. (juil. 2015). « Robust high-contrast companion detection from interferometric observations. The CANDID algorithm and an application to six binary Cepheids ». In : *A&A* 579, A68, A68. DOI : [10.1051/0004-6361/201525917](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525917). arXiv : [1505.02715](https://arxiv.org/abs/1505.02715) [astro-ph.SR].
- GARCIA, E. V. et al. (mai 2016). « Vision : A Six-telescope Fiber-fed Visible Light Beam Combiner for the Navy Precision Optical Interferometer ». In : *PASP* 128.5, p. 055004. DOI : [10.1088/1538-3873/128/963/055004](https://doi.org/10.1088/1538-3873/128/963/055004). arXiv : [1601.00036](https://arxiv.org/abs/1601.00036) [astro-ph.IM].
- GARDNER, Jonathan P. et al. (avr. 2006). « The James Webb Space Telescope ». In : *Space Science Reviews* 123.4, p. 485-606. ISSN : 1572-9672. DOI : [10.1007/s11214-006-8315-7](https://doi.org/10.1007/s11214-006-8315-7). URL : <https://doi.org/10.1007/s11214-006-8315-7>.
- GOEBEL, S. B., D. N. B. HALL, O. GUYON, E. WARMBIER et S. M. JACOBSON (mai 2018). « Overview of the SAPHIRA Detector for AO Applications ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : [1805.08419](https://arxiv.org/abs/1805.08419) [astro-ph.IM].
- GORDON, J. A. et D. F. BUSCHER (mai 2012). « Detection noise bias and variance in the power spectrum and bispectrum in optical interferometry ». In : *A&A* 541, A46, A46. DOI : [10.1051/0004-6361/201117335](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117335). arXiv : [1106.3196](https://arxiv.org/abs/1106.3196) [astro-ph.IM].
- GORDON, Kathryn D., Douglas R. GIES, Gail H. SCHAEFER, Daniel HUBER, Michael IRELAND et D. John HILLIER (déc. 2018). « Angular Sizes and Effective Temperatures of O-type Stars from Optical Interferometry with the CHARA Array ». In : *The Astrophysical Journal* 869.1, 37, p. 37. DOI : [10.3847/1538-4357/aaec04](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaec04). arXiv : [1812.05511](https://arxiv.org/abs/1812.05511) [astro-ph.SR].
- GRAVITY COLLABORATION SANCHEZ-BERMUDEZ, J. et al. (nov. 2018). « GRAVITY chromatic imaging of  $\eta$  Car's core. Milliarcsecond resolution imaging of the wind-wind collision zone (Br $\gamma$ , He I) ». In : *Astronomy and Astrophysics* 618, A125, A125. DOI : [10.1051/0004-6361/201832977](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832977). arXiv : [1808.02141](https://arxiv.org/abs/1808.02141) [astro-ph.SR].
- GREFFE, Timothe, Philippe FEAUTRIER, Jean-Luc GACH, Eric STADLER, Fabien CLOP, Stephane LEMARCHAND, David BOUTOLLEAU et Ian BAKER (2016). « C-RED One : the infrared camera using the Saphira e-APD detector ». In : *Proc.SPIE* 9907, p. 9907-9907-9. DOI : [10.1117/12.2231848](https://doi.org/10.1117/12.2231848). URL : <https://doi.org/10.1117/12.2231848>.
- GRUNDSTROM, Erika D., Douglas R. GIES, Todd C. HILLWIG, M. Virginia McSWAIN, Nathan SMITH, Robert D. GEHRZ, Otmar STAHL et Andreas KAUFER (2007). « A Spectroscopic Study of Mass Outflows in the Interacting Binary RY Scuti ». In : *ApJ* 667.1, p. 505-519. DOI : [10.1086/521043](https://doi.org/10.1086/521043). arXiv : [0706.3206](https://arxiv.org/abs/0706.3206) [astro-ph].
- GUEU, S. et al. (juil. 2014). « RAPID, a revolutionary fast optical to NIR camera applied to interferometry ». In : *Optical and Infrared Interferometry IV*. T. 9146, 91461N. DOI : [10.1117/12.2056334](https://doi.org/10.1117/12.2056334).
- HILLWIG, Todd C., Douglas R. GIES, Jr. BAGNUOLO William G., Wenjin HUANG, M. Virginia McSWAIN et David W. WINGERT (mar. 2006). « Binary and Multiple O-Type Stars in the Cassiopeia OB6

- Association ». In : *ApJ* 639.2, p. 1069-1080. DOI : [10.1086/499771](https://doi.org/10.1086/499771). arXiv : [astro-ph/0512407](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0512407) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph)].
- HIRSCH, Michael, Richard J. WAREHAM, Marisa L. MARTIN-FERNANDEZ, Michael P. HOBSON et Daniel J. ROLFE (jan. 2013). « A Stochastic Model for Electron Multiplication Charge-Coupled Devices : From Theory to Practice ». In : *PLOS ONE* 8.1, p. 1-13. DOI : [10.1371/journal.pone.0053671](https://doi.org/10.1371/journal.pone.0053671). URL : <https://doi.org/10.1371/journal.pone.0053671>.
- IRELAND, Michael J., Antoine MÉRAND, Theo A. TEN BRUMMELAAR, Peter G. TUTHILL, Gail H. SCHAEFER, Nils H. TURNER, Judit STURMANN, Laszlo STURMANN et Harold A. MCALISTER (juil. 2008). « Sensitive visible interferometry with PAVO ». In : *Proc. SPIE*. T. 7013. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, p. 701324. DOI : [10.1117/12.788386](https://doi.org/10.1117/12.788386).
- KARDYNAL, B. E., Z. L. YUAN et A. J. SHIELDS (15 juin 2008). « An avalanche-photodiode-based photon-number-resolving detector ». In : *Nature Photonics* 2, 425 EP -. URL : <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2008.101>.
- KENNICUTT, Robert C. (1998). « STAR FORMATION IN GALAXIES ALONG THE HUBBLE SEQUENCE ». In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 36.1, p. 189-231. DOI : [10.1146/annurev.astro.36.1.189](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.36.1.189). eprint : <https://doi.org/10.1146/annurev.astro.36.1.189>. URL : <https://doi.org/10.1146/annurev.astro.36.1.189>.
- (2005). « The role of massive stars in astrophysics ». In : *Proceedings of the International Astronomical Union* 1.S227, 3-11. DOI : [10.1017/S1743921305004308](https://doi.org/10.1017/S1743921305004308).
- KOBULNICKY, Henry A., Rachel A. SMULLEN, Daniel C. KIMINKI, Jessie C. RUNNOE, Earl S. WOOD, Garrett LONG, Michael J. ALEXANDER, Michael J. LUNDQUIST et Carlos VARGAS-ALVAREZ (sept. 2012). « A Fresh Catch of Massive Binaries in the Cygnus OB2 Association ». In : *ApJ* 756.1, 50, p. 50. DOI : [10.1088/0004-637X/756/1/50](https://doi.org/10.1088/0004-637X/756/1/50). arXiv : [1206.6742](https://arxiv.org/abs/1206.6742) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).SR].
- KOBULNICKY, Henry A. et al. (août 2014). « Toward Complete Statistics of Massive Binary Stars : Penultimate Results from the Cygnus OB2 Radial Velocity Survey ». In : *ApJS* 213.2, 34, p. 34. DOI : [10.1088/0067-0049/213/2/34](https://doi.org/10.1088/0067-0049/213/2/34). arXiv : [1406.6655](https://arxiv.org/abs/1406.6655) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).SR].
- KRAUS, Stefan, John D. MONNIER, Narsireddy ANUGU, Jean-Baptiste Le BOUQUIN, Claire L. DAVIES, Jacob ENNIS, Aaron LABDON, Cyprien LANTHERMANN, Benjamin SETTERHOLM et Theo ten BRUMMELAAR (2018). « The MIRC-X 6-telescope imager : key science drivers, instrument design and operation ». In : *Proc.SPIE* 10701, p. 10701 -10701 -13. DOI : [10.1117/12.2311706](https://doi.org/10.1117/12.2311706). URL : <https://doi.org/10.1117/12.2311706>.
- LABEYRIE, A. (mar. 1975). « Interference fringes obtained on Vega with two optical telescopes. » In : *ApJ* 196, p. L71-L75. DOI : [10.1086/181747](https://doi.org/10.1086/181747).
- LACOUR, S., P. TUTHILL, M. IRELAND, P. AMICO et J. GIRARD (déc. 2011). « Sparse Aperture Masking on Paranal ». In : *The Messenger* 146, p. 18-23.
- LANTHERMANN, C., N. ANUGU, J. B. LE BOUQUIN, J. D. MONNIER, S. KRAUS et K. PERRAUT (mai 2019). « Modeling the e-APD SAPHIRA/C-RED ONE camera at low flux level. An attempt to count photons in the near-infrared with the MIRC-X interferometric combiner ». In : *A&A* 625, A38, A38. DOI : [10.1051/0004-6361/201935043](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935043). arXiv : [1903.08444](https://arxiv.org/abs/1903.08444) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).IM].
- LANTHERMANN, Cyprien, Jean-Baptiste Le BOUQUIN, Narsireddy ANUGU, John MONNIER et Stefan KRAUS (2018). « Astronomical interferometry with near-IR e-APD at CHARA : characterization, optimization and on-sky operation ». In : *Proc.SPIE* 10709, p. 10709 -10709 -17. DOI : [10.1117/12.2312944](https://doi.org/10.1117/12.2312944). URL : <https://doi.org/10.1117/12.2312944>.
- LARSON, R. B. (juil. 1978). « Calculations of three-dimensional collapse and fragmentation. » In : *MNRAS* 184, p. 69-85. DOI : [10.1093/mnras/184.1.69](https://doi.org/10.1093/mnras/184.1.69).
- LE BOUQUIN, J.-B. et al. (nov. 2011). « PIONIER : a 4-telescope visitor instrument at VLTI ». In : *A&A* 535, A67, A67. DOI : [10.1051/0004-6361/201117586](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117586). arXiv : [1109.1918](https://arxiv.org/abs/1109.1918) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).IM].
- LE BOUQUIN, J. B. et al. (mai 2017). « Resolved astrometric orbits of ten O-type binaries ». In : *A&A* 601, A34, A34. DOI : [10.1051/0004-6361/201629260](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629260). arXiv : [1608.03525](https://arxiv.org/abs/1608.03525) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).SR].
- LEFÈVRE, L., S. V. MARCHENKO, A. F. J. MOFFAT et A. ACKER (nov. 2009). « A systematic study of variability among OB-stars based on HIPPARCOS photometry ». In : *A&A* 507.2, p. 1141-1201. DOI : [10.1051/0004-6361/200912304](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912304).

- LEITHERER, C. et al. (oct. 1987). « Photometry and spectroscopy of the O-type variable HD 167971. » In : *A&A* 185, p. 121-130.
- LESTER, J. B. (oct. 1973). « The ON9 V star HD 201345. » In : *ApJ* 185, p. 253. DOI : [10.1086/152413](https://doi.org/10.1086/152413).
- LINDER, N., G. RAUW, F. MARTINS, H. SANA, M. DE BECKER et E. GOSSET (oct. 2008). « High-resolution optical spectroscopy of Plaskett's star ». In : *A&A* 489.2, p. 713-723. DOI : [10.1051/0004-6361:200810003](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200810003). arXiv : [0807.4823](https://arxiv.org/abs/0807.4823) [astro-ph].
- LINDER, N., G. RAUW, J. MANFROID, Y. DAMERDJI, M. DE BECKER, P. EENENS, P. ROYER et J. M. VREUX (fév. 2009). « A multiwavelength investigation of the massive eclipsing binary Cygnus OB2 #5 ». In : *A&A* 495.1, p. 231-241. DOI : [10.1051/0004-6361:200810974](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200810974). arXiv : [0812.3749](https://arxiv.org/abs/0812.3749) [astro-ph].
- LOPEZ, B. et al. (sept. 2014). « An Overview of the MATISSE Instrument — Science, Concept and Current Status ». In : *The Messenger* 157, p. 5-12.
- MAHY, L., G. RAUW, F. MARTINS, Y. NAZÉ, E. GOSSET, M. DE BECKER, H. SANA et P. EENENS (jan. 2010). « A New Investigation of the Binary HD 48099 ». In : *ApJ* 708.2, p. 1537-1544. DOI : [10.1088/0004-637X/708/2/1537](https://doi.org/10.1088/0004-637X/708/2/1537). arXiv : [0912.0605](https://arxiv.org/abs/0912.0605) [astro-ph.SR].
- MAHY, L., F. MARTINS, C. MACHADO, J. F. DONATI et J. C. BOURET (sept. 2011). « The two components of the evolved massive binary LZ Cephei. Testing the effects of binarity on stellar evolution ». In : *A&A* 533, A9, A9. DOI : [10.1051/0004-6361/201116993](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201116993). arXiv : [1106.6162](https://arxiv.org/abs/1106.6162) [astro-ph.SR].
- MAÍZ APELLÁNIZ, J., A. SOTA, N. I. MORRELL, R. H. BARBÁ, N. R. WALBORN, E. J. ALFARO, R. C. GAMEN, J. I. ARIAS et A. T. GALLEGRO CALVENTE (juin 2013). « First whole-sky results from the Galactic O-Star Spectroscopic Survey ». In : *Massive Stars : From alpha to Omega*, p. 198. arXiv : [1306.6417](https://arxiv.org/abs/1306.6417) [astro-ph.SR].
- MAÍZ APELLÁNIZ, J. et al. (juil. 2015). « The little-studied cluster Berkeley 90. I. LS III +46 11 : a very massive O3.5 If\* + O3.5 If\* binary ». In : *A&A* 579, A108, A108. DOI : [10.1051/0004-6361/201526123](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526123). arXiv : [1504.06977](https://arxiv.org/abs/1504.06977) [astro-ph.SR].
- MAÍZ APELLÁNIZ, J. et al. (juin 2019). « MONOS : Multiplicity Of Northern O-type Spectroscopic systems. I. Project description and spectral classifications and visual multiplicity of previously known objects ». In : *A&A* 626, A20, A20. DOI : [10.1051/0004-6361/201935359](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935359). arXiv : [1904.11385](https://arxiv.org/abs/1904.11385) [astro-ph.SR].
- MARTINS, F., SCHAEERER, D. et HILLIER, D. J. (2005). « A new calibration of stellar parameters of Galactic O stars ». In : *A&A* 436.3, p. 1049-1065. DOI : [10.1051/0004-6361:20042386](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042386). URL : <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042386>.
- MASON, B. D., W. I. HARTKOPF, D. R. GIES, H. A. MCALISTER et Jr. BAGNUOLO W. G. (jan. 1996). « First Results of a Speckle Survey of O Stars ». In : *The Origins, Evolution, and Destinies of Binary Stars in Clusters*. Sous la dir. d'E. F. MILONE et J. C. MERMILLIOD. T. 90. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 40.
- MASON, Brian D., Douglas R. GIES, William I. HARTKOPF, Jr. BAGNUOLO William G., Theo TEN BRUMMELAAR et Harold A. MCALISTER (fév. 1998). « ICCD Speckle Observations of Binary Stars. XIX. an Astrometric/Spectroscopic Survey of O Stars ». In : *AJ* 115.2, p. 821-847. DOI : [10.1086/300234](https://doi.org/10.1086/300234).
- MASON, Brian D., William I. HARTKOPF, Douglas R. GIES, Todd J. HENRY et John W. HELSEL (fév. 2009). « The High Angular Resolution Multiplicity of Massive Stars ». In : *AJ* 137.2, p. 3358-3377. DOI : [10.1088/0004-6256/137/2/3358](https://doi.org/10.1088/0004-6256/137/2/3358). arXiv : [0811.0492](https://arxiv.org/abs/0811.0492) [astro-ph].
- McKIBBEN, W. P. et al. (août 1998). « A Long-Period Spectroscopic Binary in the O-Star Multiple System HD 193322 ». In : *PASP* 110.750, p. 900-905. DOI : [10.1086/316211](https://doi.org/10.1086/316211).
- MÉRAND, Antoine (juil. 2018). « The VLTI roadmap for the next decade ». In : *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VI*. T. 10701. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, p. 1070114. DOI : [10.1117/12.2313354](https://doi.org/10.1117/12.2313354).
- MICHELSON, A. A. (juin 1920). « On the Application of Interference Methods to Astronomical Measurements ». In : *ApJ* 51, p. 257. DOI : [10.1086/142550](https://doi.org/10.1086/142550).
- MICHELSON, A. A. et F. G. PEASE (mai 1921). « Measurement of the Diameter of  $\alpha$  Orionis with the Interferometer. » In : *ApJ* 53, p. 249-259. DOI : [10.1086/142603](https://doi.org/10.1086/142603).
- MOECKEL, Nickolas et John BALLY (déc. 2006). « Stellar Encounters with Massive Star-Disk Systems ». In : *ApJ* 653.1, p. 437-446. DOI : [10.1086/508145](https://doi.org/10.1086/508145). arXiv : [astro-ph/0608070](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0608070) [astro-ph].



- MOECKEL, Nickolas et John BALLY (fév. 2007). « Capture-formed Binaries via Encounters with Massive Protostars ». In : *ApJ* 656.1, p. 275-286. DOI : [10.1086/510343](https://doi.org/10.1086/510343). arXiv : [astro-ph/0610633](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0610633) [astro-ph].
- MONNIER, John D. et al. (2006). « Michigan Infrared Combiner (MIRC) : commissioning results at the CHARA Array ». In : *Proc.SPIE* 6268, p. 6268 -6268 -11. DOI : [10.1117/12.671982](https://doi.org/10.1117/12.671982). URL : <https://doi.org/10.1117/12.671982>.
- MONNIER, John D. et al. (juil. 2008). « Imaging the surface of Altair and a MIRC update ». In : *Proc. SPIE*. T. 7013. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, p. 701302. DOI : [10.1117/12.789754](https://doi.org/10.1117/12.789754).
- MONNIER, John D., E. PEDRETTI, N. THUREAU, X. CHE, M. ZHAO, F. BARON et T. ten BRUMMELAAR (2012). « Five years of imaging at CHARA with MIRC ». In : *Proc.SPIE* 8445, p. 8445 -8445 -7. DOI : [10.1117/12.926433](https://doi.org/10.1117/12.926433). URL : <https://doi.org/10.1117/12.926433>.
- MONNIER, John D., Jean-Baptiste Le BOUQUIN, Narsireddy ANUGU, Stefan KRAUS, Benjamin R. SETTERHOLM, Jacob ENNIS, Cyprien LANTHERMANN, Laurent JOCOU et Theo ten BRUMMELAAR (2018). « MYSTIC : Michigan Young STar Imager at CHARA ». In : *Proc.SPIE* 10701, p. 10701 -10701 -19. DOI : [10.1117/12.2312762](https://doi.org/10.1117/12.2312762). URL : <https://doi.org/10.1117/12.2312762>.
- MOURARD, D. et al. (déc. 2009). « VEGA : Visible spEctroGraph and polArimeter for the CHARA array : principle and performance ». In : *A&A* 508.2, p. 1073-1083. DOI : [10.1051/0004-6361/200913016](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913016).
- MOURARD, D. et al. (juil. 2011). « Spatio-spectral encoding of fringes in optical long-baseline interferometry. Example of the 3T and 4T recombining mode of VEGA/CHARA ». In : *A&A* 531, A110, A110. DOI : [10.1051/0004-6361/201116976](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201116976).
- NELAN, Edmund P., Olivia L. LUPIE, Barbara McARTHUR, G. F. BENEDICT, Otto G. FRANZ, Larry H. WASSERMAN, Linda ABRAMOWICZ-REED, Russell B. MAKIDON et Lauretta NAGEL (juil. 1998). « Fine guidance sensors aboard the Hubble Space Telescope : the scientific capabilities of these interferometers ». In : *Proc. SPIE*. Sous la dir. de Robert D. REASENBERG. T. 3350. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, p. 237-247. DOI : [10.1117/12.317121](https://doi.org/10.1117/12.317121).
- PEDRETTI, E., R. MILLAN-GABET, J. D. MONNIER, W. A. TRAUB, N. P. CARLETON, J.-P. BERGER, M. G. LACASSE, F. P. SCHLOERB et M. K. BREWER (avr. 2004). « The PICNIC Interferometry Camera at IOTA ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 116, p. 377-389. DOI : [10.1086/383528](https://doi.org/10.1086/383528).
- RAINOT, Alan et al. (nov. 2017). « CHIPS : The Carina High-contrast Imaging Project of massive Stars ». In : *The Lives and Death-Throes of Massive Stars*. Sous la dir. de J. J. ELDRIDGE, J. C. BRAY, L. A. S. McCLELLAND et L. XIAO. T. 329. IAU Symposium, p. 436-436. DOI : [10.1017/S1743921317001855](https://doi.org/10.1017/S1743921317001855).
- RAUW, Gregor, Yaël NAZÉ et Fran CAMPOS (juil. 2019). « Quest for the tertiary component in Cyg OB2 #5 ». In : *A&A* 627, A2, A2. DOI : [10.1051/0004-6361/201935637](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935637). arXiv : [1905.06617](https://arxiv.org/abs/1905.06617) [astro-ph.SR].
- SANA, H., S. E. de MINK, A. de KOTER, N. LANGER, C. J. EVANS, M. GIELES, E. GOSSET, R. G. IZZARD, J.-B. LE BOUQUIN et F. R. N. SCHNEIDER (2012). « Binary Interaction Dominates the Evolution of Massive Stars ». In : *Science* 337.6093, p. 444-446. ISSN : 0036-8075. DOI : [10.1126/science.1223344](https://doi.org/10.1126/science.1223344). eprint : <https://science.sciencemag.org/content/337/6093/444.full.pdf>. URL : <https://science.sciencemag.org/content/337/6093/444>.
- SANA, H. et al. (fév. 2013). « The VLT-FLAMES Tarantula Survey. VIII. Multiplicity properties of the O-type star population ». In : *A&A* 550, A107, A107. DOI : [10.1051/0004-6361/201219621](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219621). arXiv : [1209.4638](https://arxiv.org/abs/1209.4638) [astro-ph.SR].
- SANA, H. et al. (nov. 2014). « SOUTHERN MASSIVE STARS AT HIGH ANGULAR RESOLUTION : OBSERVATIONAL CAMPAIGN AND COMPANION DETECTION ». In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 215.1, p. 15. DOI : [10.1088/0067-0049/215/1/15](https://doi.org/10.1088/0067-0049/215/1/15). URL : <https://doi.org/10.1088/0067-0049/215/1/15>.
- SANA, Hugues (nov. 2017). « The multiplicity of massive stars : a 2016 view ». In : *The Lives and Death-Throes of Massive Stars*. Sous la dir. de J. J. ELDRIDGE, J. C. BRAY, L. A. S. McCLELLAND et L. XIAO. T. 329. IAU Symposium, p. 110-117. DOI : [10.1017/S1743921317003209](https://doi.org/10.1017/S1743921317003209). arXiv : [1703.01608](https://arxiv.org/abs/1703.01608) [astro-ph.SR].
- SCOTT, N. J., R. MILLAN-GABET, E. LHOMÉ, T. A. TEN BRUMMELAAR, V. COUDÉ DU FORESTO, J. STURMANN et L. STURMANN (déc. 2013). « Jouvence of Fluor : Upgrades of a Fiber Beam Combiner at the CHARA Array ». In : *Journal of Astronomical Instrumentation* 2, 1340005, p. 1340005. DOI : [10.1142/S2251171713400059](https://doi.org/10.1142/S2251171713400059).

- SIMÓN-DÍAZ, S. et al. (mai 2015). « The IACOB spectroscopic database : recent updates and first data release ». In : *Highlights of Spanish Astrophysics VIII*, p. 576-581. arXiv : [1504.04257](https://arxiv.org/abs/1504.04257) [astro-ph.SR].
- SIMÓN-DÍAZ, S., M. GODART, N. CASTRO, A. HERRERO, C. AERTS, J. PULS, J. TELTING et L. GRASSITELLI (jan. 2017). « The IACOB project . III. New observational clues to understand macroturbulent broadening in massive O- and B-type stars ». In : *A&A* 597, A22, A22. DOI : [10.1051/0004-6361/201628541](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628541). arXiv : [1608.05508](https://arxiv.org/abs/1608.05508) [astro-ph.SR].
- SKRUTSKIE, M. F. et al. (fév. 2006). « The Two Micron All Sky Survey (2MASS) ». In : *The Astronomical Journal* 131.2, p. 1163-1183. DOI : [10.1086/498708](https://doi.org/10.1086/498708). URL : <https://doi.org/10.1086%2F498708>.
- SOTA, A., J. MAÍZ APELLÁNIZ, N. R. WALBORN, E. J. ALFARO, R. H. BARBÁ, N. I. MORRELL, R. C. GAMEN et J. I. ARIAS (mar. 2011). « THE GALACTIC O-STAR SPECTROSCOPIC SURVEY. I. CLASSIFICATION SYSTEM AND BRIGHT NORTHERN STARS IN THE BLUE-VIOLET ATR $\sim$  2500 ». In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 193.2, p. 24. DOI : [10.1088/0067-0049/193/2/24](https://doi.org/10.1088/0067-0049/193/2/24). URL : <https://doi.org/10.1088%2F0067-0049%2F193%2F2%2F24>.
- SOTA, A., J. MAÍZ APELLÁNIZ, N. I. MORRELL, R. H. BARBÁ, N. R. WALBORN, R. C. GAMEN, J. I. ARIAS et E. J. ALFARO (mar. 2014). « The Galactic O-Star Spectroscopic Survey (GOSSS). II. Bright Southern Stars ». In : *ApJS* 211.1, 10, p. 10. DOI : [10.1088/0067-0049/211/1/10](https://doi.org/10.1088/0067-0049/211/1/10). arXiv : [1312.6222](https://arxiv.org/abs/1312.6222) [astro-ph.GA].
- STURMANN, Judit, Theo TEN BRUMMELAAR, Laszlo STURMANN et Harold A. McALISTER (juil. 2010). « Dual three-way infrared beam combiner at the CHARA Array ». In : *Proc. SPIE*. T. 7734. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 77343A. DOI : [10.1117/12.857517](https://doi.org/10.1117/12.857517).
- TERQUEM, Caroline E. J. M. L. J. (2001). « Tidally-Induced Angular Momentum Transport in Disks ». In : *Symposium - International Astronomical Union* 200, 406-409. DOI : [10.1017/S0074180900225461](https://doi.org/10.1017/S0074180900225461).
- TSUJINO, K., M. AKIBA et M. SASAKI (jan. 2009). « Experimental Determination of the Gain Distribution of an Avalanche Photodiode at Low Gains ». In : *IEEE Electron Device Letters* 30.1, p. 24-26. ISSN : 0741-3106. DOI : [10.1109/LED.2008.2008404](https://doi.org/10.1109/LED.2008.2008404).
- WILLIAMS, A. M. et al. (fév. 2001). « Detection of the Faint Companion in the Massive Binary HD 199579 ». In : *ApJ* 548.1, p. 425-428. DOI : [10.1086/318688](https://doi.org/10.1086/318688).
- WOILLEZ, Julien et al. (juil. 2018). « VLTI status update : three years into the second generation ». In : *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VI*. T. 10701. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, p. 1070103. DOI : [10.1117/12.2312042](https://doi.org/10.1117/12.2312042).
- YORKE, H. W. (oct. 2002). « Theory of Formation of Massive Stars via Accretion ». In : *Hot Star Workshop III : The Earliest Phases of Massive Star Birth*. Sous la dir. de P. CROWTHER. T. 267. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 165.
- ZINNECKER, H. (oct. 1982). « Prediction of the protostellar mass spectrum in the Orion near-infrared cluster ». In : *Annals of the New York Academy of Sciences* 395, p. 226-235. DOI : [10.1111/j.1749-6632.1982.tb43399.x](https://doi.org/10.1111/j.1749-6632.1982.tb43399.x).
- ZINNECKER, Hans (2005). « ELT near-infrared and thermal-infrared studies of massive star formation : direct imaging and integral field spectroscopy of ultracompact HII regions ». In : *Proceedings of the International Astronomical Union* 1.S232, 324-327. DOI : [10.1017/S1743921306000858](https://doi.org/10.1017/S1743921306000858).
- ZINNECKER, Hans et Harold W. YORKE (sept. 2007). « Toward Understanding Massive Star Formation ». In : *ARA&A* 45.1, p. 481-563. DOI : [10.1146/annurev.astro.44.051905.092549](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.44.051905.092549). arXiv : [0707.1279](https://arxiv.org/abs/0707.1279) [astro-ph].

