Recherche et caractérisation d'exoplanètes par photométrie : développement et exploitation du projet ASTEP

Nicolas Crouzet

▶ **To cite this version:**

Nicolas Crouzet. Recherche et caractérisation d'exoplanètes par photométrie : développement et exploitation du projet ASTEP. Planète et Univers [physics]. Université Nice Sophia Antipolis, 2010. Français. NNT : . tel-00553268v4

HAL Id: tel-00553268

https://theses.hal.science/tel-00553268v4

Submitted on 7 Mar 2016

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.

UNIVERSITÉ DE NICE SOPHIA ANTIPOLIS
École Doctorale "Sciences Fondamentales et Appliquées"

Recherche et caractérisation d'exoplanètes par photométrie : développement et exploitation du projet ASTEP

THÈSE

présentée et soutenue le 3 novembre 2010 par

Nicolas CROUZET

pour l'obtention du titre de Docteur en Sciences
de l'Université de Nice-Sophia Antipolis
***Spécialité* : Sciences de l'Univers**

Jury :

Tristan Guillot	Directeur de thèse
Jean-Philippe Beaulieu	Rapporteur
Hans Deeg	Rapporteur
Farrokh Vakili	Président
Suzanne Aigrain	Examinatrice
Tsevi Mazeh	Examinateur
Philippe Mathias	Examinateur
Franck Valbousquet	Invité

Observatoire de la Côte d'Azur - Laboratoire Cassiopée - CNRS UMR 6202

Table des matières

1 Introduction **9**
- 1.1 Les exoplanètes . . . 9
  - 1.1.1 La détection des exoplanètes . . . 9
  - 1.1.2 La détection des exoplanètes par la méthode des transits . . . 17
  - 1.1.3 La caractérisation des exoplanètes . . . 25
- 1.2 L'astronomie au Dôme C . . . 30
  - 1.2.1 Pourquoi le Dôme C ? . . . 30
  - 1.2.2 La photométrie au Dôme C . . . 39
  - 1.2.3 L'intérêt du Dôme C pour la recherche de transits . . . 39
- 1.3 Le projet ASTEP . . . 41

2 La photométrie de précision **43**
- 2.1 Les sources de bruits dans un relevé photométrique . . . 43
  - 2.1.1 Les bruits d'origine astrophysique . . . 43
  - 2.1.2 Le bruit de photons . . . 44
  - 2.1.3 Les bruits d'origine atmosphérique . . . 45
  - 2.1.4 Les bruits d'origine instrumentale . . . 48
  - 2.1.5 Bruits blancs, bruits rouges . . . 50
- 2.2 Les méthodes d'extraction du signal photométrique . . . 50
  - 2.2.1 A partir des pixels brillants . . . 50
  - 2.2.2 La photométrie d'ouverture . . . 50
  - 2.2.3 La photométrie par reconstruction de PSF . . . 52
- 2.3 La soustraction d'images . . . 53
- 2.4 SimPhot : la simulation des observations photométriques . . . 55
  - 2.4.1 Objectifs du simulateur . . . 55
  - 2.4.2 Simulation des images . . . 55
  - 2.4.3 Réduction des images . . . 63
- 2.5 Utilisations de SimPhot . . . 64
  - 2.5.1 Choix de la caméra ASTEP . . . 64
  - 2.5.2 Etude de la forme des PSF . . . 65
  - 2.5.3 Développement du télescope ASTEP 400 . . . 66

3 Caractérisation des caméras CCD ASTEP **67**
- 3.1 Introduction . . . 67
- 3.2 Caractéristiques des caméras CCD d'ASTEP . . . 67
- 3.3 Mesure du gain . . . 68
  - 3.3.1 Principe . . . 69
  - 3.3.2 Protocole expérimental . . . 70

3.3.3 Résultats . . . 71
3.3.4 Bruit de numérisation . . . 71
3.4 Bruit de lecture et courant d'obscurité . . . 73
3.4.1 Statistiques effectuées . . . 73
3.4.2 Caméra ASTEP400 . . . 73
3.4.3 Caméra ASTEP Sud . . . 77
3.5 Pixels sombres et pixels chauds . . . 81
3.5.1 Caméra ASTEP 400 . . . 81
3.5.2 Caméra ASTEP Sud . . . 81
3.6 Colonnes supplémentaires . . . 81
3.7 Non-uniformités . . . 81
3.8 Temps d'ouverture du shutter . . . 82
3.9 Vitesse de lecture . . . 83

4 Préparation de l'expérience ASTEP Sud 85
4.1 Introduction . . . 85
4.2 Présentation et validation du concept . . . 85
4.2.1 Stratégie d'observation . . . 85
4.2.2 Simulations du champ d'étoiles autour du pôle sud céleste . . . 86
4.2.3 Potentiel de détection de planètes avec ASTEP Sud . . . 87
4.2.4 Evaluation de la précision photométrique d'ASTEP Sud . . . 88
4.2.5 Conclusion sur le concept ASTEP Sud . . . 89
4.3 Etude de la contamination . . . 93
4.3.1 Présentation du problème . . . 93
4.3.2 Méthode . . . 93
4.3.3 Hypothèses . . . 93
4.3.4 Résultats et condition sur le temps de pose . . . 94
4.4 Choix de l'instrument . . . 94
4.4.1 La lunette . . . 94
4.4.2 La caméra CCD . . . 95
4.4.3 Le filtre . . . 96
4.4.4 La monture . . . 96
4.4.5 L'enceinte thermalisée . . . 96
4.5 Développement logiciel . . . 97
4.5.1 Logiciels de fonctionnement . . . 97
4.5.2 Logiciels de prétraitement des donnnées . . . 99
4.6 Tests sur le ciel et définition des paramètres d'observation . . . 103
4.6.1 Comparaison des champs centrés sur les pôles nord et sud . . . 103
4.6.2 Choix du temps de pose . . . 104
4.6.3 Choix de la focalisation . . . 104
4.6.4 Evolution des PSF . . . 104
4.7 Définition de la séquence d'observation . . . 106
4.7.1 Cas des flat-fields . . . 106
4.7.2 Vitesse de lecture . . . 106
4.7.3 Precision et composition du masterdark . . . 107
4.7.4 Prise de darks lors des observations ASTEP Sud . . . 109
4.7.5 Séquence d'observation . . . 109
4.7.6 Autres contraintes . . . 110

4.8 Installation et fonctionnement à Concordia 111

5 Analyse préliminaire des données ASTEP Sud 113
5.1 Campagne 2008 113
5.1.1 Variations des PSF 114
5.1.2 Qualité du ciel 115
5.1.3 Temps utilisable et comparaison avec La Silla 123
5.2 Campagne 2009 124
5.2.1 Variations des PSF 124
5.2.2 Qualité du ciel 128
5.2.3 Histogramme des observations de la campagne 2009 132

6 Traitement photométrique des données ASTEP Sud 133
6.1 Introduction 133
6.2 Aperçu des données 133
6.3 Procédure de calibration 134
6.3.1 Le masterbias et le masterdark 134
6.3.2 Le masterflat 135
6.3.3 Première tentative de calibration des images scientifiques 139
6.3.4 Elimination des oscillations du bias 139
6.3.5 Calibration des images scientifiques 140
6.4 Extraction des courbes de lumière 142
6.4.1 Les étoiles cibles 142
6.4.2 Placement de l'ouverture photométrique 142
6.4.3 Extraction du signal 142
6.4.4 Normalisation par un flux de réference 142
6.5 Analyse et amélioration des courbes de lumière 145
6.5.1 Bruit global des courbes de lumière : premier résultat 145
6.5.2 Effet des distortions du champ 147
6.5.3 Effet de l'indice de couleur 150
6.5.4 Utilisation des magnitudes instrumentales 150
6.5.5 Choix des étoiles de référence 150
6.5.6 Bruit global des courbes de lumière : second résultat 151
6.5.7 Analyse des variations spatiales 154

7 Développement du télescope ASTEP 400 159
7.1 Présentation de l'instrument 159
7.1.1 Installation 159
7.1.2 Conditions d'observations au Dôme C 159
7.2 Spécifications techniques 160
7.3 Simulations optiques, mécaniques, thermiques 161
7.3.1 Etudes optiques 161
7.3.2 Etudes mécaniques et thermiques 164
7.3.3 Etudes thermiques de l'instrument focal 167
7.4 Simulations photométriques 172
7.4.1 Principe des simulations 172
7.4.2 Choix de la taille de la PSF 176
7.4.3 Prise en compte des tolérancements mécaniques 178

7.4.4 Choix du hublot et comparaison de différents tolérancements . . 180
7.4.5 Optimisation de la configuration optique 182
7.5 Etude du guidage 184
7.5.1 Principe 184
7.5.2 La caméra de guidage 184
7.5.3 Présence d'une étoile guide sur la caméra de guidage 184
7.5.4 Simulations de guidage 186
7.5.5 Test d'une solution alternative : la lame dichroïque prismatique 197
7.5.6 Simulations complémentaires 198
7.6 Choix de la lame dichroïque 200
7.6.1 Présentation des lames dichroïques 200
7.6.2 Bilan photométrique du télescope 200
7.6.3 Bilan photométrique total 201
7.6.4 Impact de la dichroïque sur la voie science 202
7.6.5 Conclusion sur le choix de la lame dichroïque 202
7.7 Développement logiciel 202
7.8 Tests thermiques 203

8 ASTEP 400 : observations de test et première campagne 207
8.1 Observations de test 207
8.1.1 Tests du guidage 207
8.1.2 Tests de la photométrie 208
8.1.3 Autres tests 214
8.2 Installation à Concordia 216
8.2.1 PSF à l'issue des premiers réglages 218
8.2.2 PSF en fin de campagne d'été 219
8.2.3 PSF lors des premières observations de nuit 221
8.2.4 Première lumière à Concordia 222
8.3 Programme d'observation pour la campagne 2010 224
8.3.1 Zones observables 224
8.3.2 Définition des cibles 224
8.3.3 Calendrier des observations 229
8.4 Résultats à mi-campagne 230
8.4.1 Photométrie d'une planète à transits connue : WASP-19 230
8.4.2 Photométrie d'une seconde planète à transits connue : WASP-18b 234
8.4.3 Suivi d'alertes microlentilles 237
8.4.4 Suivi de HD 147018b 243
8.4.5 Quelques courbes de lumière 243

9 Conclusion 245

Appendices 249

Remerciements

Je remercie tout d'abord Tristan, pour son encadrement exceptionnel tant au niveau scientifique que relationnel. J'ai énormément appris durant ces années de thèse, en science et bien au-delà. Il est difficile de rendre compte de la qualité du travail fourni par Tristan pour ma formation, je serai donc bref : *merci beaucoup.*

Je remercie les membres de l'équipe ASTEP, qui m'ont accompagné au cours de mon apprentissage, apporté leurs conseils, enseigné divers aspects de mon travail, et bien sûr ont permis la réalisation du projet. J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler au sein de cette équipe. Merci à Djamel Mékarnia, Jean-Pierre Rivet, Karim Agabi, Carole Gouvret, Yan Fanteï-Caujolle, Jean-Baptiste Daban, François Fressin, François-Xavier Schmider, Lyu Abe, Alain Blazit, Mauro Barbieri.

Je remercie également les membres de l'équipe planétologie, qui m'ont permis d'insérer mon travail dans un cadre plus général, et d'effectuer ma thèse dans une ambiance très dynamique et scientifiquement excellente. En particulier, merci à Alessandro Morbidelli, Patrick Michel, Paolo Tanga, Marco Delbo, Aurélien Crida.

Un grand merci à Franck Valbousquet pour m'avoir apporté son soutien durant cette thèse, et pour ses conseils précieux en particulier concernant les instruments astronomiques.

Un grand merci également à Philippe Mathias, qui m'a ouvert les portes de l'Observatoire grâce à un stage de Master 2, et qui m'a également accompagné durant la thèse.

Je remercie Matthieu Conjat pour de nombreuses discussions et explications concernant les observations astronomiques.

J'adresse tous mes remerciements aux membres du laboratoire Cassiopée, pour m'avoir accueilli durant cette thèse, pour les discussions et conseils reçus, et pour la très bonne ambiance de travail. Merci en particulier à Hélène Politano, Patrick De Laverny, Thierry Passot, Albert Bijaoui, Alejandra Recio-Blanco, Eric Slezak, Yannick Ponty, Alain Noullez. Merci également à Rose Pinto, Sylvie Szeles, Sylvie Goletto, pour le travail administratif ayant permis le bon déroulement de cette thèse.

Je remercie les nombreuses personnes qui m'ont apporté leur aide en permettant le fonctionnement de l'Observatoire. Je remercie Marie-Laure Miniussi et l'ensemble du service informatique, ainsi que les services administratifs et techniques de l'OCA.

Je remercie immensément toute l'équipe du restaurant : notre chef Khaled, Karima, Nadia, et Michel, pour des plats toujours succulents et un service toujours joyeux.

Un très grand merci à Mathieu Havel, mon excellent co-bureau, pour ses nombreux conseils et sa gentillesse infinie.

Un très grand merci à tous pour nos nombreuses activités, sorties, soirées, ski, randonnées, barbecues, rugby, foot, etc..., dans une ambiance familiale et festive, qui ont fait de ces années à Nice d'excellentes années. Merci à Mathieu, Aurélien, Alexis, Naomi, Diana, Marion, Nicolas, Dominique, Matthieu, Patrick, Alejandra, Kevin, Morby, Fabrice et Chloé, Julie, Charline, Florent, Clémence, Rehab, et j'en oublie sûrement...

Je remercie bien sûr mes parents et ma famille pour leur soutien durant ces longues années d'études.

Enfin, je remercie la région Provence-Alpes-Côte d'Azur et l'Observatoire de la Côte d'Azur pour le financement de cette thèse.

Chapitre 1

Introduction

1.1 Les exoplanètes

1.1.1 La détection des exoplanètes

Plusieurs méthodes permettent de détecter des exoplanètes. On distingue les méthodes directes pour lesquelles la planète est observée directement, et les méthodes indirectes pour lesquelles la présence de la planète est révélée par la modification qu'elle entraîne sur le signal issu de l'étoile. On présente d'abord les méthodes indirectes, qui ont permis de découvrir la grande majorité des planètes, puis les méthodes directes.

Les méthodes indirectes

Les vitesses radiales
Proposée pour la première fois par Struve [1952] pour détecter indirectement des planètes extrasolaires, la détection par vitesse radiale consiste à mesurer sur le spectre de l'étoile l'effet Doppler induit par la présence de la planète. L'étoile et la planète sont en rotation autour du barycentre de ce système à 2 corps comme illustré figure 1.1 (l'étoile étant beaucoup plus massive que la planète, le barycentre est généralement très proche de l'étoile, voire situé à l'intérieur si on prend en compte son extension spatiale). Le mouvement de l'étoile entraîne un décalage de son spectre par effet Doppler, observable lorsque le mouvement de l'étoile se fait dans une direction radiale par rapport à l'observateur. La détection est d'autant plus efficace que le mouvement de l'étoile est important, cette méthode favorise donc la détection de planètes massives proches de leur étoile. Pour ces planètes, le mouvement de l'étoile est de l'ordre de 1 m/s, soit la vitesse d'une personne qui marche. La mesure du décalage du spectre à différents instants permet d'obtenir une courbe de vitesses radiales (figure 1.1). La période P de cette courbe est la période orbitale du système, donc celle de la planète. En supposant la masse de l'étoile M_* connue, la 3$^{\text{ème}}$ loi de Kepler permet de connaître le demi-grand axe a de l'orbite :

$$a^3 = \frac{GM_*}{4\pi^2} P^2 \tag{1.1}$$

On prend ici le cas d'une orbite circulaire. La vitesse de la planète sur son orbite est donnée par la loi de Newton, en supposant $M_p << M_*$, avec M_p la masse de la planète

et G la constante gravitationnelle :

$$V_p = \sqrt{GM_*/a} \tag{1.2}$$

La résolution du problème à 2 corps permet de montrer de plus que $M_p V_p = M_* V_*$, où V_p et V_* sont respectivement les vitesses de la planète et de l'étoile sur leur orbite. On a donc :

$$M_p = \frac{M_* V_*}{V_p} \tag{1.3}$$

où M_* et V_p sont connues. Or l'amplitude K de la courbe de vitesse radiale permet de connaître la vitesse de l'étoile à $\sin i$ près, i étant l'inclinaison du plan orbital par rapport à la direction d'observation :

$$K = V_* \sin i \tag{1.4}$$

La méthode des vitesses radiales permet ainsi de déduire la masse de la planète à $\sin i$ près :

$$M_p = \frac{K}{V_p} \frac{M_*}{\sin i} \tag{1.5}$$

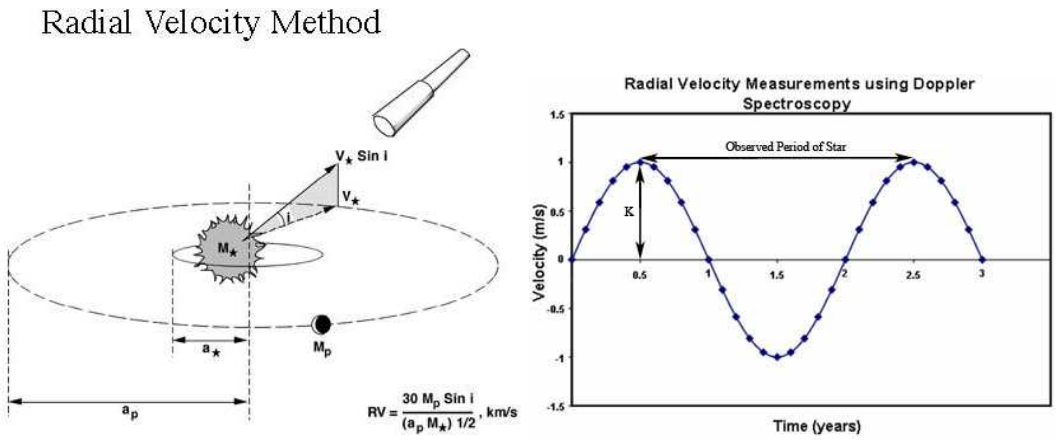


FIGURE 1.1 – Détection d'une planète extrasolaire par vitesses radiales. L'étoile et la planète sont en mouvement autour du barycentre du système (gauche), et l'amplitude K de la courbe de vitesses radiales (droite) permet de connaître la masse de la planète à un facteur $\sin i$ près.

A l'heure actuelle, la vélocimétrie radiale représente la méthode la plus prolifique avec plus de 400 détections de planètes. Une grande partie d'entre elles consiste en des planètes géantes en orbite rapprochée, aussi appelées "Pégasides", en référence au premier compagnon planétaire de ce type, détecté autour de l'étoile 51Peg par Mayor & Queloz [1995]. Avec l'amélioration constante de la précision des mesures spectroscopiques, la limite de masse détectable s'est progressivement abaissée, pour mener par exemple en 2006 à la détection d'un système de trois planètes de type "neptunien" autour de l'étoile de type solaire HD 69830 [Lovis et al., 2006] ; à la détection en 2007 de deux planètes de 5 et 8 masses terrestres, Gliese 581c et Gliese 581d, se situant respectivement aux limites "chaude" et "froide" de la zone habitable de l'étoile naine rouge

Gliese 581 [Udry et al., 2007]. Egalement, signalons la détection de Gliese 581e, extrêmement légère, avec une masse minimum de 1.9 masse terrestre [Mayor et al., 2009]. Cette détection porte à quatre le nombre de planètes orbitant autour de Gliese 581 et démontre que notre système solaire multiple ne constitue pas un cas isolé.

Les transits
Une autre méthode indirecte est la photométrie des transits. Proposée également par Struve [1952], elle consiste à mesurer la signature photométrique d'une éclipse d'étoile par une planète non résolue spatialement. Cette méthode est celle utilisée par les instruments du projet ASTEP (Antarctic Search for Transiting ExoPlanets), qui constitue l'objet de cette thèse. Elle en décrite plus en détail dans la section 1.1.2.

L'astrométrie
La méthode astrométrique consiste à mesurer la position absolue d'une étoile dans le ciel. De même que pour les vitesses radiales, c'est le mouvement de l'étoile induit par le compagnon planétaire que l'on cherche à détecter. Alors que la méthode des vitesses radiales est sensible au mouvement radial de l'étoile, la méthode astromérique est plus efficace pour les systèmes dont le plan orbital est perpendiculaire à la direction d'observation. Dans ce cas, si l'étoile possède une planète, elle parcourra une ellipse autour du barycentre du système avec un demi-grand axe angulaire α donné par :

$$\alpha = \frac{M_{\rm p}}{M_*}\,\frac{a}{d} \tag{1.6}$$

où a est le demi-grand axe en UA, et d la distance observateur-étoile. La signature astrométrique est proportionnelle à la masse de la planète et au rayon orbital, et inversement proportionnel à la distance de l'étoile. L'avantage principal de cette méthode est donc d'être particulièrement sensible aux planètes à grande période orbitale, contrairement à la vélocimétrie radiale. Elle fournirait aussi une estimation directe de la masse de la planète sans ambiguïté sur l'inclinaison de l'orbite. Cependant, la précision requise sur la mesure astrométrique est typiquement inférieure à la milliarcseconde ; elle peut atteindre quelques milliarcsecondes pour des planètes de la masse de Jupiter autour d'étoiles proches. Répétées à différentes positions de l'étoile, des mesures de cette précision représentent un défi important pour les instruments actuels au sol, dont les observations sont perturbées par l'atmosphère. En 2009, une planète de 6 masses de Jupiter a été découverte par astrométrie autour de l'étoile VB10, de type naine M, par Pravdo & Shaklan [2009] grâce à l'instrument STEPS du télescope du Mont Palomar. Dans l'avenir, il serait possible d'envisager des mesures astrométriques à la dizaine de microarcsecondes avec les grands interféromètres au sol comme le VLTI et son futur instrument PRIMA (Phase-Referenced Imaging and Microarcsecond Astrometry) [Reffert et al., 2006]. Une telle précision permettrait de détecter la Terre, observée à 1 parsec. En s'affranchissant de l'atmosphère, le futur interféromètre spatial de la NASA, SIM-Lite, pourrait permettre à l'horizon 2015 une précision de $\approx 10^{-6}$ arcsec, et donc une augmentation conséquente du nombre de détection de planètes neptuniennes et terrestres dans la zone habitable autour d'étoiles proches [Goullioud et al., 2008].

Les microlentilles gravitationnelles
Les lentilles gravitationnelles sont des phénomènes qui ne peuvent être décrits que dans

le cadre de la relativité générale d'Einstein. Une étoile est suffisamment massive pour déformer l'espace-temps dans son voisinage. La lumière provenant d'une source située derrière cette étoile sera déviée de sa trajectoire initiale. L'effet est comparable à la déviation des rayons lumineux par une lentille optique mais est en réalité beaucoup plus complexe. L'observateur verra alors une duplication de la source, ou un anneau (l'anneau d'Einstein). La déviation de la lumière des étoiles par le Soleil a été observée en 1919 par Eddington et ses collaborateurs [Eddington, 1919a,b], et a été l'une des premières observations confirmant les prédictions de la théorie de la relativité générale (même si ces mesures sont controversées). Le terme de "micro-lentille" a été introduit par Paczynski [1986] pour décrire l'effet de lentille gravitationnelle pouvant être détecté par la mesure de la variation d'intensité d'une "macro-image", composée d'un certain nombre de sources généralement non-résolues par l'observateur. Cet effet n'a lieu que si les deux objets sont pratiquement alignés dans la direction d'observation. Ces événements sont rares : ils arrivent typiquement pour une étoile sur un million, et durent quelques semaines. Ce phénomène s'accompagne d'une magnification de l'éclat de la source. Une magnification d'un facteur 1600, soit une magnitude passant de 17 à 12.5, a été observé lors de l'événement OGLE-2008-BLG-279. Cet événement était sensible à des planètes de 0.2 masses terrestres situées à $\approx$3 UA de l'étoile [Yee et al., 2009]. L'événement OGLE-2004-BLG-343 a eu une magnification encore supérieure, atteignant un facteur 3000 [Dong et al., 2006].

Pour détecter les lentilles gravitationnelles, on suit un grand nombre d'étoiles en prenant par exemple une mesure photométrique par jour. Lorsque le flux de l'une d'elles augmente de manière significative, on effectue des mesures plus rapprochées, puis continues. On obtient alors une courbe de magnification en forme de cloche d'une durée typique d'un mois, dont le pic dure quelques jours. Si l'étoile-lentille possède une planète, la masse de celle-ci va également affecter la trajectoire de la lumière et modifier l'allure de la courbe de magnification [Gould & Loeb, 1992], comme illustré figure 1.2. La présence d'une planète va entraîner l'apparition d'un ou plusieurs pics d'intensité d'une durée de quelques heures. Cette méthode permet de détecter des planètes de masse terrestre à différentes séparations orbitales [Bennett & Rhie, 1996]. Chaque événement est cependant unique ; il est donc impossible de reproduire une observation.

Les relevés de lentilles gravitationnelles observent des champs situés près du centre galactique où la densité d'étoile est suffisamment élevée. La lentille est alors constituée par une étoile qui passe entre l'observateur et le centre galactique. Une dizaine de détections de planètes ont été réalisées depuis 2006 dont la moitié par le projet OGLE (Optical Gravitational Lensing Experiment) [Udalski et al., 1992]. Six de ces planètes présentent des masses très inférieures à Jupiter. Notons particulièrement la découverte d'un système de deux planètes autour de l'étoile OGLE-06-109L, et surtout la découverte de OGLE-05-390L b [Beaulieu et al., 2006], une "super-terre" de 5.5 masses terrestres, dont la séparation orbitale est de 2.6 UA, et située à 21500 années-lumière. Sa courbe de magnification est donnée figure 1.3. Actuellement, le projet MACHO (MAssive Compact Halo Objects, objets étudiés par les observations microlentilles) observe de l'ordre de 200 étoiles par nuit avec différents télescopes. Le projet PLANET (Probing Lensing Anomalies NETwork), qui consiste en un réseau de télescopes répartis autour du globe, a également contribué à plusieurs découvertes. Les différents projets travaillent collaboration de manière à obtenir le plus grand nombre de points de mesure lorsqu'un événement survient. On observe en ce moment de l'ordre de 600 microlentilles par an, dont une douzaine de magnification suffisante pour détecter une planète. Envi-

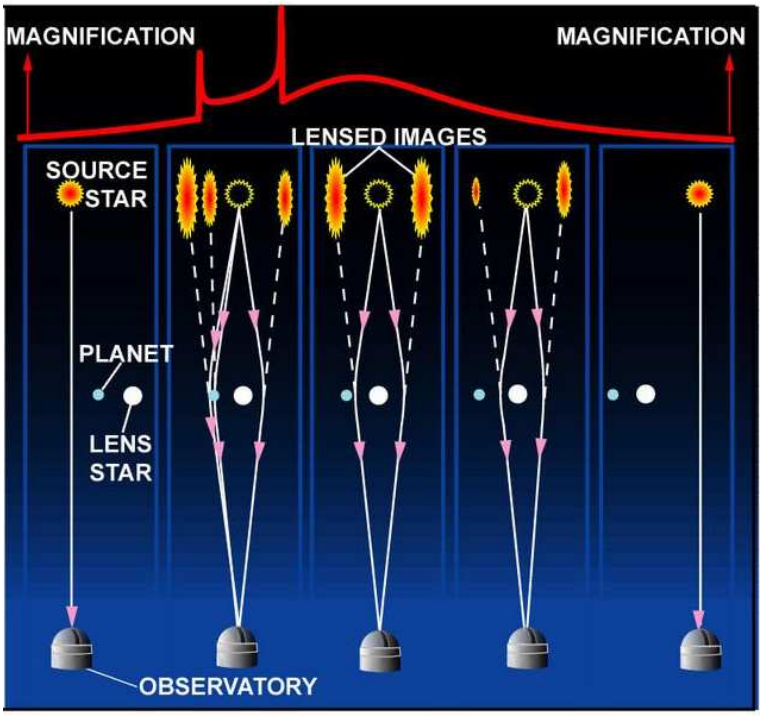


FIGURE 1.2 – Détection d'une exoplanète par lentille gravitationnelle. Une étoile située entre la source et l'observateur va dévier la lumière et entraîner la formation de plusieurs images, et donc une magnification de l'éclat de la source. La courbe de magnification peut alors contenir des pics révélant la présence d'une planète.

ron un tiers en possède effectivement une. On découvre ainsi ∼4 planètes par an grâce à cette méthode, dont l'avantage principal est d'être sensible aux planètes de masse terrestre situées à quelques UA de leur étoile [Dong, 2009].

La chronométrie des signaux périodiques

Les pulsars radio, étoiles à neutron en rotation rapide formées durant l'effondrement du noyau des étoiles massives, émettent des jets radio à une fréquence extrêmement stable. Bien que l'origine de ces jets soit mal comprise, la période caractéristique d'émission de ce type de pulsars est bien connue et de l'ordre de la seconde. D'autres types de pulsars tels que les pulsars millisecondes peuvent avoir des périodes d'émission beaucoup plus courtes, du fait d'une vitesse de rotation très élevée. De légères anomalies dans le chronométrage des jets, dues à l'effet Doppler, peuvent alors être utilisées pour déduire le mouvement radial du pulsar causé par la présence d'un corps planétaire. Avec les précisions instrumentales courantes, une Jupiter voire une Terre seraient détectables autour d'un pulsar radio typique ayant une période d'émission de l'ordre de la seconde. Cette méthode a permis la toute première découverte d'une planète extrasolaire. En effet, de manière inattendue, deux compagnons de type terrestre ont été détectés par Wolszczan & Frail [1992] autour du pulsar PSR 1257+12. Par la suite, cinq autres planètes de plusieurs masses de Jupiter ont aussi été détectées (voir par exemple Backer et al. [1993]). Ces objets soulèvent le problème de la présence de corps planétaires autour d'étoiles ayant subit une fin de vie cataclysmique.

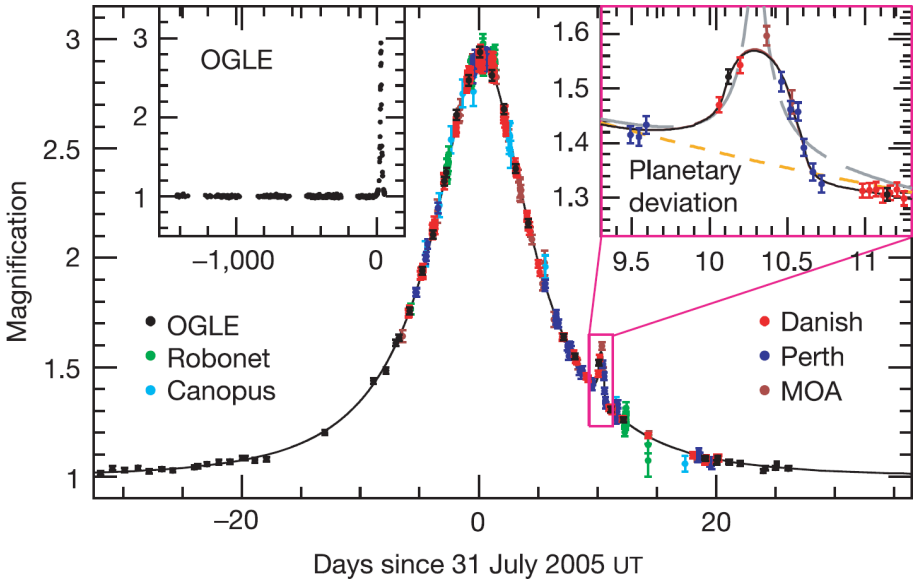


FIGURE 1.3 – Exemple de détection d'une planète par microlentille gravitationnelle. La planète, OGLE-05-390L b, détectée en 2006 par différents télescopes des réseaux PLANET, OGLE et MOA, est de 5.5 masses terrestres. Courbe tirée de Beaulieu et al. [2006].

Les méthodes directes

L'imagerie directe

Les télescopes de plus de quelques dizaines de centimètres de diamètre observant depuis le sol ont une résolution limitée par la turbulence atmosphérique, typiquement de 1 seconde d'arc. Or une séparation étoile/planète de 1 UA vue à 10 Parsec donne une séparation apparente de 100 mas. Pour obtenir une image directe d'un système étoile-planète, on utilise un système d'optique adaptative, qui permet de se rapprocher de la limite de diffraction du télescope (la limite de résolution théorique d'un télescope de diamètre D observant à la longueur d'onde λ est de l'ordre de λ/D ; par exemple, un télescope de 8 m observant en bande K à 2 microns a une résolution théorique de l'ordre de 50 mas). Un tel système consiste en un miroir déformable contrôlé par des actuateurs qui s'adaptent en temps réel à la forme du front d'onde, pour contrebalancer l'effet de la turbulence. Tous les grands télescopes actuels (classe des 8-10 mètres) sont équipés d'un système d'optique adaptative, qui permet d'atteindre des résolutions angulaires de l'ordre de 50 à 100 mas. Par le biais de l'instrument NaCo du VLT, Chauvin et al. [2004] ont obtenu ce qui est considéré comme la première image d'une exoplanète (figure 1.4). Ce compagnon très faible et très rouge ($M \approx 5M_{\rm jup}$, $T_{\rm eff} \approx 1250K$) orbite autour de la naine brune 2M1207 à une distance d'environ 50 UA. Le statut planétaire de cet objet a finalement été confirmé en 2005 par de nouvelles observations indiquant bien qu'il ne s'agissait pas d'un objet de fond [Chauvin et al., 2005]. Cette méthode est pour l'instant limitée à l'observation de planètes brillantes (par leur émission infrarouge), et loin de leur étoile (plusieurs dizaines d'UA).

La coronographie

Le flux émis par une planète est 10^{-3} à 10^{-10} fois plus faible que celui émis par son étoile, et les instruments actuels n'ont pas le contraste nécessaire pour la distinguer. Dans le cadre de l'imagerie, il est donc en général nécessaire, en plus d'une optique adaptative

performante, de diminuer la contribution du flux stellaire. On utilise la technique de la coronographie. A l'origine destinée à l'observation de la couronne solaire en dehors des éclipses [Lyot, 1932], celle-ci consiste en un filtrage spatial supprimant la tâche de diffraction provenant de l'étoile pour améliorer la détection d'une source hors-axe faible. Le résultat est analogue à l'observation de la couronne solaire lors d'une éclipse totale de soleil. Une vue d'ensemble des différents types de coronographe, allant du simple masque de Lyot aux systèmes plus complexes incluant une apodisation de pupille, est décrite dans Ferrari et al. [2007]. La première détection directe par coronographie d'un système planétaire multiple a été annoncé en 2008 d'après des observations réalisées en 2007 aux télescopes KECK et GEMINI. Trois planètes géantes, de masse comprise entre 7 et 10 masses de Jupiter et de séparation orbitale allant de 24 à 68 UA, ont été détectées autour de l'étoile HR 8799 [Marois et al., 2008]. En parallèle, le télescope spatial Hubble a observé directement une exoplanète de 3 masses de Jupiter orbitant à 115 UA autour de l'étoile jeune Fomalhaut [Kalas et al., 2008] (figure 1.4). Enfin un compagnon planétaire a été détecté dans le disque circumstellaire entourant β Pictoris, par imagerie à haut contraste utilisant là encore l'instrument NaCo du VLT, par Lagrange et al. [2009] (figure 1.4). La particularité de ces trois systèmes est la relative jeunesse de leur étoile parente (moins d'un milliard d'années), et la présence d'un disque circumstellaire.

Des projets de conception d'instruments coronographiques à optique adaptative extrême, "imageurs de planète", sont en cours pour équiper les grands télescopes au sol (le télescope GEMINI avec GPI [Graham et al., 2007], le VLT avec SPHERE [Mouillet et al., 2009], et le télescope SUBARU avec HiCiao [Hodapp et al., 2008]). Le projet spatial TPF-C de la NASA est également à l'étude. Les cibles planétaires privilégiées incluent principalement des planètes géantes jeunes ayant une grande séparation orbitale avec leur étoile.

L'interférométrie annulante

Introduite par Bracewell [1978] pour augmenter la contribution du flux planétaire par rapport au flux de l'étoile, l'interférométrie annulante représente une méthode prometteuse. La lumière provenant d'au moins deux ouvertures, séparées typiquement de plusieurs dizaines de mètres, est combinée de manière déphasée. La lumière stellaire interfère alors de manière destructive, tandis que le signal planétaire légèrement hors axe interfère de manière constructive. A ce jour, plusieurs instruments utilisant l'interférométrie annulante fonctionnent au sol. L'instrument BLINC ("Bracewell Infrared Nulling Cryostat") a permis les premières observations en interférométrie annulante sur le MMT [Hinz et al., 1998]. Le Keck Interferometer Nuller a permis d'obtenir quelques résultats scientifiques liés au niveau d'émission des poussières circumstellaires, telles que la poussière exozodiacale [Barry et al., 2008]. Cependant aucune détection d'exoplanète n'a été réalisée à ce jour. Deux projets de taille moyenne et précurseurs pour l'interférométrie spatiale, PEGASE [Ollivier et al., 2009] et FKSI [Danchi & Lopez, 2007], sont en phase d'étude. Leur objectif principal est l'analyse spectroscopique des planètes géantes chaudes et la détection de la poussière exozodiacale. Pour une comparaison des performances avec les instruments au sol, on pourra se reporter à l'étude récente de Defrère et al. [2008]. Le projet de grand interféromètre spatial DARWIN de l'ESA est en attente depuis 2007, et le projet TPF-I de la NASA est à l'étude pour une mission future. Leur objectif essentiel serait la détection et la caractérisation d'exo-terres.

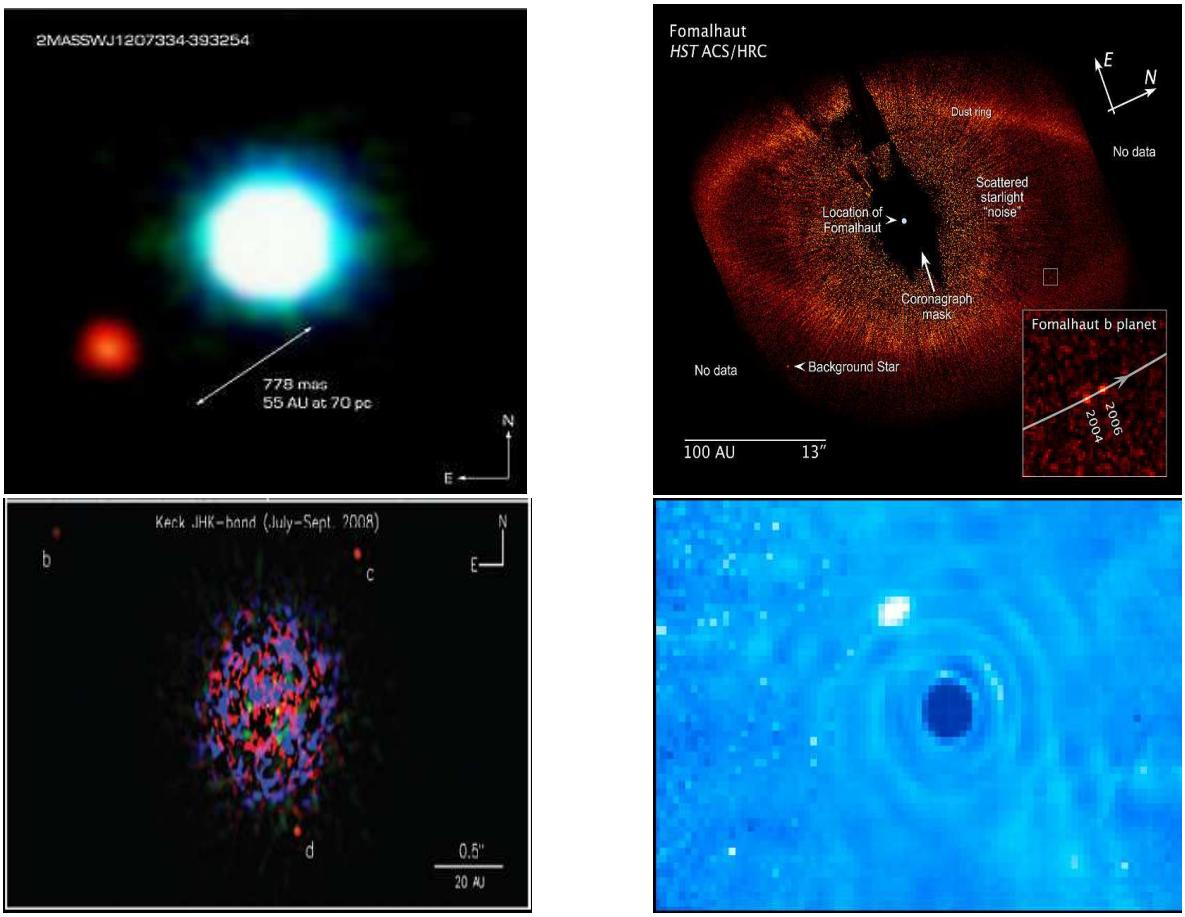


FIGURE 1.4 – Coin supérieur gauche : image infrarouge de l'étoile 2M1207 (en bleu) et de son compagnon planétaire 2M1207b (en rouge), prise par Chauvin et al. [2004] avec le télescope Yepun de 8.2 m de l'ESO. Coin supérieur droit : Première photographie optique d'une planète extrasolaire, Fomalhaut b, prise par Kalas et al. [2008] avec le coronographe du télescope spatial Hubble. Coin inférieur droit : Combinaison de trois images du système planétaire autour de HR8799, prises en bande J, H et K par Marois et al. [2008] avec le télescope KECK. Coin inférieur gauche : Image infrarouge de β Pictoris prise par Lagrange et al. [2009] avec l'instrument NaCo du télescope Yepun de 8.2 m de l'ESO ; après traitement, on distingue un compagnon très probablement planétaire dans le coin supérieur gauche du disque entourant l'étoile.

1.1.2 La détection des exoplanètes par la méthode des transits

La photométrie des transits étant la méthode utilisée par le projet ASTEP, elle est décrite en détail.

Présentation

La photométrie des transits consiste à mesurer la signature d'une éclipse d'étoile par une planète. Ce type de détection est très puissant car il permet de déduire plusieurs paramètres fondamentaux : la période orbitale, l'inclinaison du plan orbital, et surtout le rapport des rayons de la planète et de l'étoile. La combinaison avec la masse de la planète mesurée par vitesses radiales, et avec les masse et taille de l'étoile obtenues d'après son type spectral, donne alors le rayon puis la densité de la planète. On obtient ainsi une information clé concernant la structure interne de la planète. On note que cette méthode requiert une géométrie particulière du système étoile-planète avec l'observateur.

La diminution du flux stellaire lors d'un transit est proportionnelle au rapport des surfaces des disques planétaire et stellaire. Cette diminution vaut par exemple 1 % pour une planète de type Jupiter, et seulement 10^{-4} pour une planète de type terrestre, passant devant une étoile de type solaire. Cette méthode est naturellement plus propice à la découverte de Jupiters-Chauds, c'est-à-dire des planètes géantes orbitant proche de leur étoile. En effet, plus la planète est grosse (et l'étoile petite), plus la diminution du flux sera importante. Les Jupiters-Chauds sont de plus à courte période, ce qui permet l'observation de plusieurs transits. Cela améliore la détection : pour N transits observés, le rapport signal sur bruit sera augmenté de $\sqrt{N}$ (en supposant un bruit non corrélé d'un transit à l'autre). On connaît actuellement une centaine de planètes en transit, détectées par une dizaine d'instruments au sol (WASP, HAT, OGLE, XO, TrES, MEarth) et dans l'espace (CoRoT, Kepler).

Historique

On présente ici un bref historique, non exhaustif, des découvertes réalisées grâce à la photométrie des transits.

La première détection d'un transit exoplanétaire a été effectuée par Charbonneau et al. [2000] et a apporté la première information sur la nature physique d'une exoplanète, grâce à l'indication obtenue sur le rayon de la planète. Le domaine des transits a connu un nouveau succès lors de l'identification d'un composant chimique, le sodium, dans l'atmosphère d'une exoplanète [Charbonneau et al., 2002], et plus tard avec la première détection du spectre d'une exoplanète [Grillmair et al., 2007; Richardson et al., 2007]. En conséquence, on peut à présent connaître la composition globale de l'atmosphère d'une exoplanète et y trouver des éléments tels que de l'eau et du méthane [Tinetti et al., 2007; Swain et al., 2008]. La précision photométrique atteinte par des instrument tels que le satellite Spitzer est si grande que l'on peut maintenant détecter les éclipses secondaires et ainsi déduire les propriétes thermiques de la planète [Deming et al., 2005; Charbonneau et al., 2005] (voir un exemple au paragraphe 1.1.3).

Parmi les 490 exoplanètes connues[1] (au 27 août 2010), 101 transitent devant leur étoile. Elles sont pour la grande majorité des planètes de type Jupiter-Chauds (voir section 1.1.1), mais l'amélioration continue des techniques de photométrie permet à présent

1. D'après `http://exoplanet.eu/catalog.php`

la détection de planètes de type Neptune, comme HAT-P-11 b [Bakos et al., 2010]. Enfin, une avancée majeure dans le domaine des exoplanète est la découverte récente de planètes de type Super-Terre. La première d'entre elle, CoRoT-7 b [Léger et al., 2009], a été découverte grâce au satellite CoRoT (Convection, Rotation and planetary Transits) et a un rayon de seulement 1.7 fois le rayon terrestre. Une autre Super-Terre, GJ 1214 b [Charbonneau et al., 2009], découverte grâce au projet MEarth, est la première détectée depuis le sol et a un rayon de 2.7 fois le rayon terrestre. Le satellite Kepler a permis très récemment d'identifier 706 étoiles posssédant des candidats transits [Borucki & the Kepler Team, 2010]. Le défi actuel est la découverte et la caractérisation d'un grand nombre de planètes de type Neptune et Super-Terre, et la détection de planètes équivalentes à la Terre.

La géométrie des transits

Les calculs et figures présentés dans cette partie sont développés à partir de Sackett [1999].

Condition et probabilité d'un transit

Un transit correspond à une géométrie bien particulière du système étoile-planète vu par l'observateur : l'étoile et la planète doivent se trouver dans la direction d'observation de manière à ce que la planète cache une partie de l'étoile. Le système étoile-planète lors d'un transit est représenté figure 1.5, avec a le demi-grand axe de l'orbite et i son inclinaison par rapport au plan perpendiculaire à la ligne de visée (cette inclinaison dépend de l'observateur et n'est pas inhérente au système étoile-planète : il ne s'agit pas de l'inclinaison de la planète définie comme l'angle entre son axe de rotation et son plan orbital).

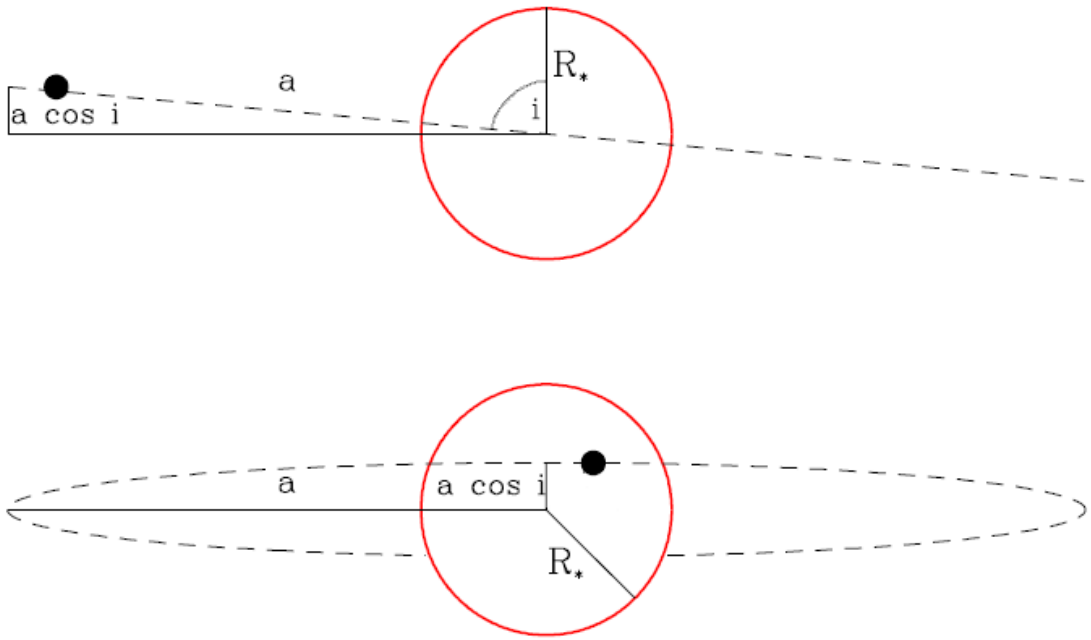


FIGURE 1.5 – Géométrie d'un transit, avec a le demi-grand axe orbital, i l'inclinaison, et R_* le rayon de l'étoile, vu de côté avec l'observateur à gauche (haut), et vu de face (bas). La planète est en noir et l'étoile en rouge. Figure adaptée de Sackett [1999].

Si lors de son orbite, le centre de la planète et le centre de l'étoile se trouvent dans la direction d'observation, l'alignement est parfait et on parle de transit équatorital ($i = \pi/2$). Si la planète passe devant un bord de l'étoile, on parle de transit rasant. La condition géométrique pour qu'un transit ait lieu est d'après la figure 1.5 :

$$a \cos i \leq R_* + R_p \tag{1.7}$$

On peut calculer la probabilité $p_{transit}$ qu'un système étoile-planète ait une configuration permettant un transit. L'inclinaison est quelconque et peut prendre n'importe quelle valeur entre entre 0 et $\pi/2$. Son cosinus a donc une distribution uniforme entre 0 et 1, ce qui donne d'après l'équation 1.7 :

$$p_{transit} = \frac{\int_0^{(R_*+R_p)/a} d(\cos i)}{\int_0^1 d(\cos i)} = \frac{(R_* + R_p)}{a} \tag{1.8}$$

souvent approchée en $p_{transit} \approx R_*/a$. Cette probabilité est faible : pour un système équivalent au système solaire on aurait $p_{transit} = 0.47$ % pour la Terre et 0.1 % pour Jupiter. Pour une planète de type Jupiter placée à 0.05 UA de l'étoile, la probabilité de transit monte à 10 %.

Eccentricité et assombrissement centre-bord
Les calculs présentés dans toute la suite de ce chapitre supposent une orbite circulaire, et ne prennent pas en compte l'assombrissement centre-bord. Pour une étude incluant l'effet de l'eccentricité, on se reportera à Kipping [2008]. Pour une étude traitant de l'assombrissement centre-bord, on se reportera à Mandel & Agol [2002].

Durée d'un transit
On peut estimer la durée d'un transit t_T, grandeur très utile car directement observable lors de la détection. Elle est définie comme la durée entre le premier et le dernier contact de la planète avec l'étoile en projection sur le plan perpendiculaire à la ligne de visée. Dans le cas d'une orbite circulaire, elle est calculée à partir de l'égalité suivante :

$$\frac{t_T}{P} = \frac{l_{tr}}{2\pi a} \tag{1.9}$$

où P est la période orbitale, l_{tr} la longueur de l'arc orbital parcouru par la planète lors du transit et a la rayon de l'orbite. Pour obtenir l_{tr} on calcule dans un premier temps sa projection p dans le plan perpendiculaire à la ligne de visée (pour la moitié du transit seulement). D'après la figure 1.6, on a :

$$p = \sqrt{(R_* + R_p)^2 - a^2 \cos^2 i} \tag{1.10}$$

L'angle θ parcouru par la planète sur son orbite lors d'un demi-transit vérifie la relation $\sin\theta = p/a$, soit $\theta = \arcsin(p/a)$. La longueur de l'arc orbital parcouru durant la totalité du transit est alors :

$$l_{tr} = 2a\theta = 2a \arcsin(p/a) \tag{1.11}$$

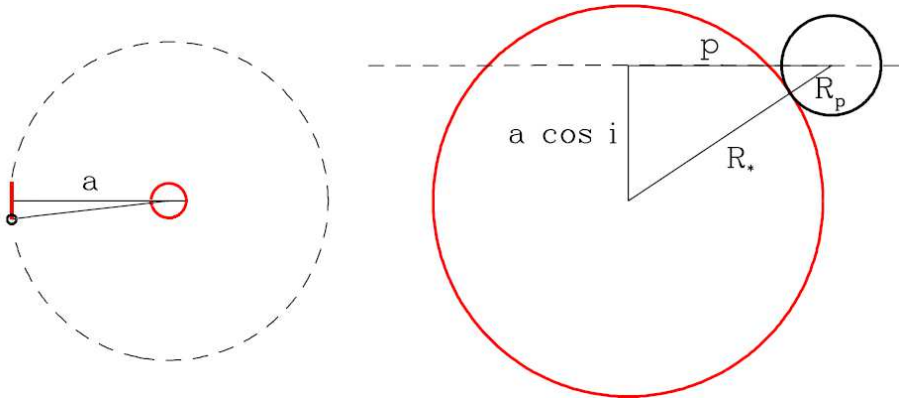


FIGURE 1.6 – La durée d'un transit est obtenue à partir de la fraction de l'orbite durant laquelle la planète cache une partie du disque stellaire, projeté en rouge (gauche). La projection de l'arc orbital parcouru durant le transit peut alors être calculée (droite). Figure adaptée de Sackett [1999].

On obtient finalement la durée du transit :

$$t_T \;=\; \frac{P}{\pi}\;\arcsin\left(\frac{\sqrt{(R_* + R_p)^2 - a^2\cos^2 i}}{a}\right) \tag{1.12}$$

Dans le cas d'un transit équatorial ($i = 90°$), cette équation se ramène à :

$$t_T \;=\; \frac{P}{\pi}\;\arcsin\left(\frac{R_* + R_p}{a}\right) \tag{1.13}$$

On trouve parfois une forme simplifiée, en supposant $R_p << R_*$:

$$t_T \;\approx\; \frac{P}{\pi}\;\arcsin\left(\frac{R_*}{a}\right) \tag{1.14}$$

La durée d'un transit équatorial serait de 13h pour la Terre et de 33h pour Jupiter. Pour un transit équatorial d'une planète de 1 rayon de Jupiter orbitant en 2 jours à 0.05 UA d'une étoile de 1 rayon solaire, la durée du transit est de 1h34. Enfin, on peut noter que la durée calculée ici s'applique aussi bien au transit primaire (quand la planète passe devant l'étoile) qu'au transit secondaire (quand la planète passe derrière l'étoile).

Paramètre d'impact

Une autre grandeur utile est le paramètre d'impact b, défini comme la distance entre les centres de la planète et de l'étoile à mi-transit, exprimée en unité de R_* :

$$b \;=\; \frac{a}{R_*}\cos i \tag{1.15}$$

La photométrie des transits

La courbe de lumière

La mesure dans le temps du flux d'une étoile permet d'obtenir une courbe de lumière dont la forme peut révéler la présence d'une planète. En effet, lors d'un transit, la

planète cache une partie de l'étoile ce qui diminue le flux reçu. La figure 1.7 illustre ce principe et montre la courbe de lumière de la planète XO-1b.

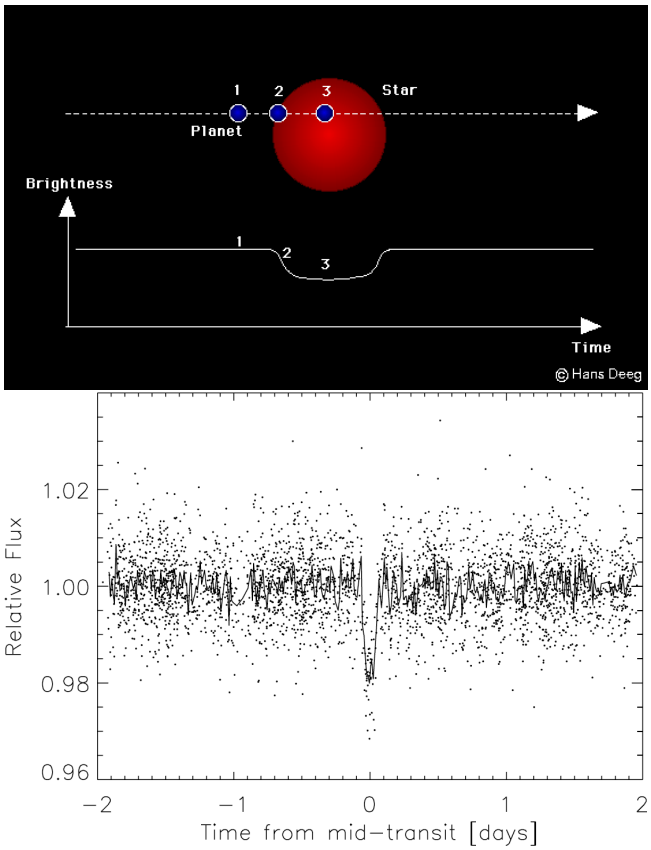


FIGURE 1.7 – Haut : principe de la photométrie des transits. Le flux reçu diminue lorsque la planète passe devant son étoile. Bas : courbe de lumière de l'étoile XO-1, qui montre la présence de la planète XO-1b [McCullough et al., 2006]. Plus de 3000 points ont été obtenus au cours des années 2004 et 2005, puis sont mis en phase. La période de la planète est de 3.94 jours. La courbe continue est une moyenne glissante sur 15 mn.

Les grandeurs observables lors du transit primaire

La courbe de lumière obtenue lors d'un transit donne accès à un grand nombre d'informations sur l'étoile et la planète. On présente dans ce qui suit les observables obtenues directement de la courbe de lumière, et illustrées figure 1.8. Les calculs de cette section sont tirés de Seager & Mallén-Ornelas [2003].

— Le premier paramètre est la profondeur du transit ΔF, c'est-à-dire la différence de flux pendant et hors transit. Elle est liée simplement au rapport des surfaces de l'étoile et de la planète :

$$\Delta F \approx \frac{\pi R_*^2 - \pi(R_*^2 - R_p^2)}{\pi R_*^2} \approx \left(\frac{R_p}{R_*}\right)^2 \tag{1.16}$$

Le calcul précis du rapport R_p/R_* nécessite la prise en compte de la distribution de luminosité à la surface de l'étoile, en particulier de l'assombrissement centre-bord.

— Le second paramètre est la durée totale du transit t_T (voir son expression analytique section 1.1.2).
— On définit également la forme du transit à partir de t_T et de la durée de la partie "plate" du transit t_F, où la planète est complètement superposée à l'étoile :

$$\frac{\sin^2(t_F\pi/P)}{\sin^2(t_T\pi/P)} = \left\{ \frac{\left(1-\frac{R_p}{R_*}\right)^2 - \left(\frac{a}{R_*}\cos i\right)^2}{\left(1+\frac{R_p}{R_*}\right)^2 - \left(\frac{a}{R_*}\cos i\right)^2} \right\}^{1/2} \tag{1.17}$$

— Enfin, on suppose qu'on observe au moins deux transits consécutifs, ce qui donne la période orbitale P.

Les paramètres déduits
Plusieurs paramètres physiques peuvent être déduits des observables. Le premier et le plus évident est le rapport des rayons de la planète et de l'étoile :

$$\frac{R_p}{R_*} \approx \sqrt{\Delta F} \tag{1.18}$$

Le second est le paramètre d'impact obtenu directement à partir de la forme du transit et de l'équation 1.18 :

$$b = \left\{ \frac{\left(1-\sqrt{\Delta F}\right)^2 - \frac{\sin^2(t_F\pi/P)}{\sin^2(t_T\pi/P)}\left(1+\sqrt{\Delta F}\right)^2}{1-\frac{\sin^2(t_F\pi/P)}{\sin^2(t_T\pi/P)}} \right\}^{1/2} \tag{1.19}$$

On obtient alors le rapport a/R_* à partir de l'équation 1.12 :

$$\frac{a}{R_*} = \left\{ \frac{\left(1+\sqrt{\Delta F}\right)^2 - b^2\left[1-\sin^2(t_T\pi/P)\right]}{\sin^2(t_T\pi/P)} \right\}^{1/2} \tag{1.20}$$

Les équations 1.15, 1.19 et 1.20 permettent d'obtenir l'inclinaison i au signe près. Enfin, la troisième loi de Kepler

$$P^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M_* + M_p)} \tag{1.21}$$

avec l'approximation $M_* \gg M_p$ combinée au rapport a/R_* (équation 1.20), permet d'obtenir directement la densité de l'étoile :

$$\rho_* = \frac{M_*}{\frac{4}{3}\pi R_*^3} = \frac{3\pi}{GP^2}\left(\frac{a}{R_*}\right)^3 = \frac{3\pi}{GP^2}\left\{ \frac{\left(1+\sqrt{\Delta F}\right)^2 - b^2\left[1-\sin^2(t_T\pi/P)\right]}{\sin^2(t_T\pi/P)} \right\}^{3/2} \tag{1.22}$$

Les paramètres physiques
Les 5 paramètres physiques R_*, M_*, i, a, R_p sont liés par les équations 1.18, 1.20 et 1.22. L'inclinaison i a déjà été déterminée, mais il manque une équation pour extraire les autres paramètres. Une possibilité est d'utiliser en complément des mesures de vitesses radiales, qui donnent accès à $M_p \sin i / M_*$. On connait i, tandis que M_* doit être mesurée (typiquement par spectroscopie, ou photométrie). On en déduit M_p. On obtient alors R_* par l'équation 1.22, puis a par l'équation 1.20 ou 1.21, et enfin R_p par l'équation 1.18.

Une autre solution, pour obtenir des résultats préliminaires à partir uniquement des mesures de transits, est de supposer une relation masse-rayon pour l'étoile, par exemple du type :

$$R_* \;=\; k M_*^x \tag{1.23}$$

où k est un coefficient propre à chaque séquence d'évolution stellaire. On en déduit M_* et R_* :

$$M_* \;=\; \left(k^3 \rho_*\right)^{1/(1-3x)} \tag{1.24}$$

$$R_* \;=\; \left(k^{1/x} \rho_*\right)^{x/(1-3x)} \tag{1.25}$$

puis a :

$$a \;=\; \left(\frac{P^2 G M_*}{4\pi^2}\right)^{1/3} \tag{1.26}$$

et enfin R_p :

$$R_P \;=\; \left(k^{1/x} \rho_*\right)^{x/(1-3x)} \sqrt{\Delta F} \tag{1.27}$$

La courbe de lumière d'un transit accompagnée d'une information complémentaire donne ainsi 5 paramètres fondamentaux du système étoile-planète. En pratique, on utilise le plus souvent des mesures de vitesses radiales en complément de la photométrie. Ces mesures permettent de confirmer la présence d'une ou plusieurs planètes puis de déduire leur masse.

Les faux positifs et la confirmation des candidats transits

Plusieurs objets astrophysiques produisent une courbe de lumière comparable à celle d'un transit. On les appelle les "faux-positifs". Une des grandes difficultés d'un relevé de transits est de les identifier. Brown & Latham [2008] donnent une liste des principaux faux-positifs.

Les binaires à éclipses
Une binaire à eclipse est une étoile double dont le plan orbital est proche de la direction de visée, de sorte que les deux étoiles se recouvrent en partie au cours de leur orbite. Comme pour les transits planétaires, cette géométrie entraîne une diminution périodique du flux.

Lorsque l'étoile la plus brillante fait partie de la séquence principale, la profondeur du "transit" est en général de l'ordre de 10 %, ce qui élimine le cas d'un compagnon

planétaire. Mais elle est seulement de quelques % voire moins dans le cas d'une éclipse rasante ; on peut alors les reconnaître de plusieurs manières :

- la diminution du flux est en général différente lors de l'éclipse de l'une ou de l'autre des deux étoiles (luminosités, tailles différentes). On observe alors des transits successifs de profondeurs différentes.
- les tailles des deux étoiles sont en général beaucoup plus proches que pour une étoile et une planète. La partie plate du transit est alors beaucoup plus courte voire inexistante, et la courbe a une forme en V (qui peut toutefois ressembler à un transit rasant).
- si les étoiles ont des températures effectives différentes, la profondeur des transits successifs sera dépendante de la longueur d'onde. Des mesures photométriques à plusieurs longueurs d'onde peuvent identifier ce cas.
- si la photométrie ne permet pas de différencier la binaire à éclipse d'un transit réel, des mesures de vitesses radiales de l'étoile principale sont nécessaires. La vitesse radiale vaut typiquement quelques dizaines de $km.s^{-1}$ pour un compagnon stellaire, et quelques centaines de $m.s^{-1}$ pour un compagnon planétaire.

Lorsque l'étoile principale est une géante, le compagnon est en général de la séquence principale. La profondeur du transit est alors du même ordre de grandeur que pour un transit planétaire, mais la durée du transit est beaucoup plus grande.

Les binaires à éclipses de fond

Pour les relevés de transits, les pixels de CCD ont une taille angulaire sur le ciel souvent assez grande, typiquement entre 1 et 10 arcsec. La PSF n'est de plus pas ponctuelle. La mesure du flux de l'étoile cible peut alors être contaminée par des objets se trouvant dans une direction proche, et qui peuvent avoir une luminosité variable. C'est le cas des binaires à éclipse de fond, qui vont mimer un transit planétaire. Les mesures de vitesses radiales faites sur l'étoile cible avec une sensibilité modérée ne montrent alors pas de grande variabilité, ce qui va plutôt dans le sens d'une planète. Des mesures photométriques complémentaires à haute résolution spatiale sont alors nécessaires.

Les systèmes triples

Des systèmes à 3 étoiles liées gravitationnellement vont également mimer des transits planétaires. En général, les 3 étoiles ne sont pas résolues même avec des grands télescopes équipés d'une optique adaptative, et les mesures spectroscopiques ne sont pas concluantes. On peut alors effectuer des mesures photométriques à différentes longueurs d'onde, qui peuvent montrer une variation de couleur lors du "transit" si les étoiles sont de couleurs différentes (alors qu'un transit planétaire ne modifie pas la couleur du système). Enfin, si ces mesures ne sont pas concluantes, on peut chercher des variations dans les lignes spectrales, révélatrices d'un système multiple spectroscopique.

Taux de faux positifs

La mission CoRoT a permis de montrer que la confirmation des candidats est une des principales difficultés d'un relevé de transits, et nécessite un important travail de suivi. En effet, une étude des courbes de lumière CoRoT menée par Almenara et al. [2009] aboutit à un taux de $\sim$98 % de faux-positifs parmi les candidats transits. La difficulté n'est donc pas de "voir" des transits dans les courbes, mais de montrer qu'il s'agit bien de planètes. Dans cette étude, 83 % dans candidats sont classés comme

faux positifs uniquement à partir des courbes de lumière CoRoT. La grande majorité sont des binaires à éclipse. Les 17 % des candidats restants nécessitent des observations complémentaires, et se divisent en 4.5 % de SB1 (binaires spectroscopiques où seules les raies d'un compagnon sont identifiées), 1.7 % de SB2 (binaires spectroscopiques où les raies des deux compagnons sont identifiées), 2.1 % de systèmes triples (ou systèmes doubles avec un troisième composant non lié physiquement mais non résolu), 6.6 % de binaires à éclipses de fond, et enfin 2.1 % de planètes.

Autres effets
On peut noter également divers effets atmosphériques ou instrumentaux qui peuvent engendrer des variations sur des durées typiques d'un transit. On se reportera au chapitre 2 pour une présentation de ces sources de bruit.

1.1.3 La caractérisation des exoplanètes

Les transits planétaires sont une méthode très puissante pour caractériser les planètes. Une fois détectée et confirmée, une planète en transit peut en effet être observée par plusieurs techniques : photométrie ultra-précise, photométrie dans plusieurs longueurs d'onde, spectroscopie. En particulier, on peut détecter le transit secondaire, lorsque la planète passe derrière l'étoile. La profondeur du transit secondaire est alors une combinaison de l'albédo de la planète (fraction de la lumière de l'étoile réfléchie par la planète, principalement dans le visible), et de sa température (émission thermique de la planète, principalement dans le proche infrarouge). On présente ici quelques résultats notables de caractérisation d'exoplanètes.

Une carte de température de HD 189733 b par photométrie ultra-précise

Lors d'un transit secondaire, on a accès à l'émission de la surface de la planète juste avant qu'elle ne disparaisse derrière l'étoile. En particulier la température de la planète peut être connue par des mesures dans l'infrarouge. Par exemple, la courbe de lumière ultra-précise de HD189733 obtenue par le satellite Spitzer fait clairement apparaître le transit primaire et le transit secondaire du compagnon planétaire (figure 1.9), et permet de montrer que la planète possède une face chaude et une face froide. La planète est donc en rotation synchone (elle présente toujours la même face à l'étoile). On note également une dissymétrie de la courbe de lumière par rapport au transit secondaire, qui correspond à un déplacement du maximum d'émission de la surface planétaire par rapport au centre. Ceci est interprété comme la conséquence de vents violents unidirectionnels dans l'atmosphère de la planète, qui déplacent le point chaud. Ces résultats sont détaillés dans Knutson et al. [2007, 2009].

La spectroscopie des transits

Lors du transit primaire, l'analyse spectroscopique du flux stellaire transmis à travers les couches supérieures de l'atmosphère de la planète permet de remonter à ses caractéristiques d'absorption [Seager & Sasselov, 2000]. On peut également analyser l'atmosphère par lumière réfléchie lors du transit secondaire. Une première tentative par Charbonneau et al. [2002], avec le télescope spatial Hubble, a permis la détection de sodium en absorption dans l'atmosphère de HD 209458 b. D'autres spectres d'exoplanètes ont été obtenus en 2007 sur HD 209458 b [Richardson et al., 2007] et HD

189733 b [Grillmair et al., 2007], par le satellite Spitzer observant entre 7.5 et 13.2 μm. Une signature de silicates a été détectée, et courant 2007 une nouvelle observation avec Spitzer a révélé la présence de vapeur d'eau dans l'atmosphère de HD 189733 b [Swain et al., 2008]. Barman [2007] affirme aussi avoir mis en évidence la signature de vapeur d'eau dans l'atmosphère de HD 209458 b. La caractérisation des planètes par spectroscopie est maintenant courante. A titre d'exemple, la figure 1.10 montre le spectre de la planète XO-1b, obtenu par Tinetti et al. [2010]. On identifie la présence de plusieurs composants : eau, dioxyde de carbone, méthane, et peut-être monoxyde de carbone. On note enfin que la majorité des mesures de spectres d'exoplanètes se font à présent depuis le sol, même si les plus précises sont obtenues depuis l'espace.

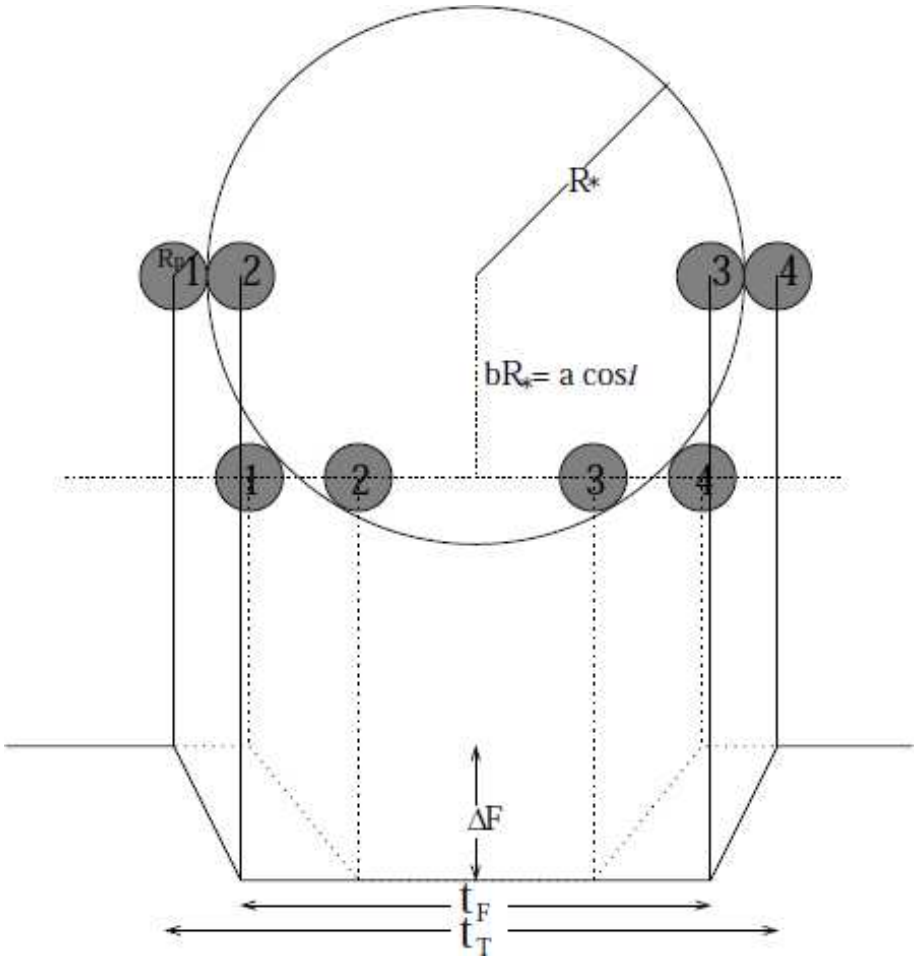


FIGURE 1.8 – Définition des observables d'une courbe de transit. Deux géométries possibles du système étoile-planète sont illustrées, et les courbes de lumière correspondantes (shématiques) sont représentées en-dessous. On indique pour la courbe en ligne pleine : la profondeur du transit ΔF, la durée totale du transit t_T, et la durée entre la fin de l'entrée et le début de la sortie du transit (la partie "plate" de la courbe, lorsque la planète est totalement superposée à l'étoile). Les chiffres représentent les différents contacts pour une planète se déplaçant de gauche à droite. On indique également R_*, R_p, le paramètre d'impact b, et l'inclinaison correspondante i. Différents paramètres d'impact (ou inclinaisons) vont donner différentes courbes, comme le montrent les lignes pleine ($b = 0$) et pointillée (b quelconque). Figure tirée de Seager & Mallén-Ornelas [2003].

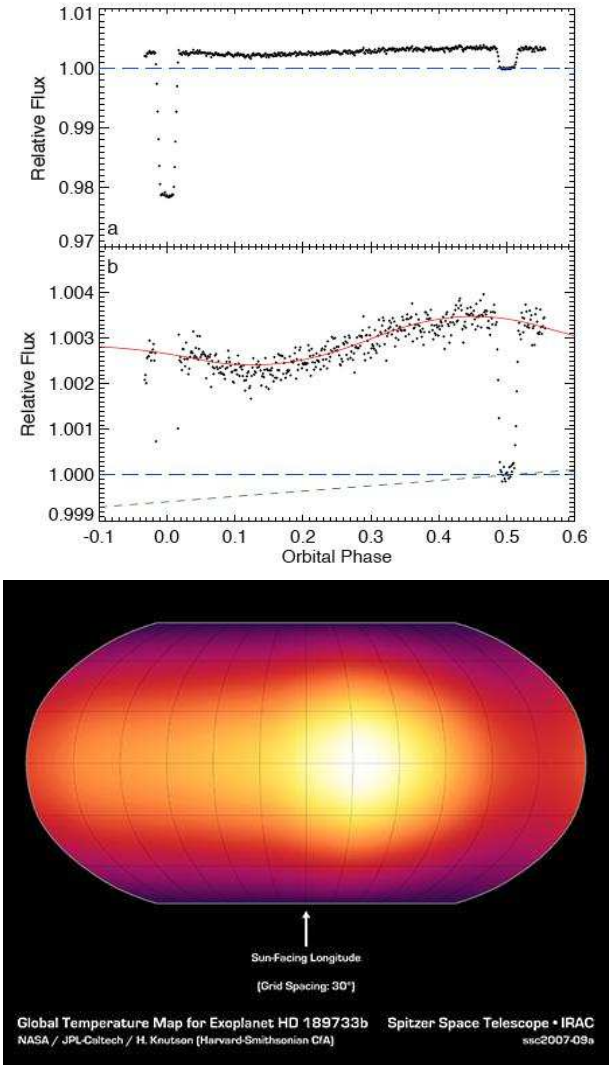


FIGURE 1.9 – La courbe de lumière de HD189733 par le satellite Spitzer en infrarouge (gauche) fait apparaître les transits primaires et secondaires (haut) ainsi que des variations sur toute la période de rotation de la planète (bas) qui permettent d'obtenir la carte de température de la planète (droite). Figure tirée de Knutson et al. [2007].

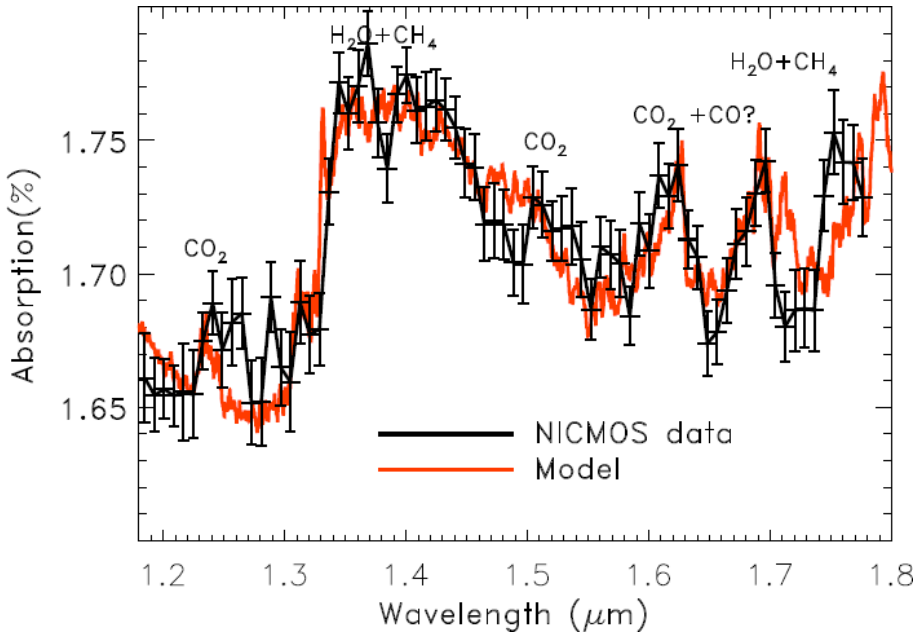


FIGURE 1.10 – Spectre de l'atmosphère de la planète XO-1b, obtenu par Tinetti et al. [2010] avec l'instrument NICMOS du télescope spatial Hubble. On identifie la présence d'eau, de dioxyde de carbone, de méthane, et peut-être de monoxyde de carbone.

1.2 L'astronomie au Dôme C

1.2.1 Pourquoi le Dôme C ?

Le Dôme C et la station Concordia

Le Dôme C est l'un des sommets du haut plateau Antarctique (figure 1.11). Il est situé à l'intérieur du continent, à 1100 km des côtes et à 1700 km du pôle sud géographique ; ses coordonnées sont 75 ° 06'S - 123 ° 21'E. Il culmine à 3200 m, mais son altitude équivalente en terme de pression, qui nous intéresse pour les observations astronomiques, est de 3800 m. Il est distant de 1300 km du pôle sud magnétique, ce qui a une importance particulière concernant les aurores australes a priori susceptibles de gêner les observations astronomiques.

FIGURE 1.11 – Le continent Antarctique.

Au sommet de ce plateau a été construite la base franco-italienne Concordia pour abriter des instruments de recherche dans plusieurs domaines scientifiques. Le premier a été le projet européen de forage EPICA (European Project of Ice Coring in Antarctica), en 1996. La calotte glacière atteint à cet endroit 3300 m de profondeur, et permet de déterminer le passé climatique de la Terre en reconstruisant les cycles interglaciaires sur plus de 800 000 ans. La station est éloignée des perturbations côtières, ce qui la rend également favorable aux observations en magnétisme et sismologie. Enfin, l'atmosphère du Dôme C est particulièrement stable, pure et sèche, idéale pour les observations as-

tronomique et les études atmosphériques. Un camp d'été a d'abord été utilisé chaque année de novembre à février. Les travaux de construction de la station ont été effectués durant les étés 2002 à 2005, et le premier hivernage a eu lieu en 2005. La station est depuis occupée toute l'année, à raison d'une cinquantaine de personnes pendant la campagne d'été (le maximum est de 80 personnes), et d'une quinzaine pendant l'hivernage. Un espace dédié aux instruments d'astronomie a été aménagé à l'extérieur de la station. Une dalle de glace très dense de 30 m × 15 m a été formée, sur laquelle a été construite une structure en bois de 8 m de haut. Plusieurs télescopes sont installés soit sur cette structure, soit au niveau du sol (figure 1.12). Un abri chauffé appelé "igloo" abrite les ordinateurs et les différents appareils associés aux instruments. Il est connecté à la station par fibre optique.

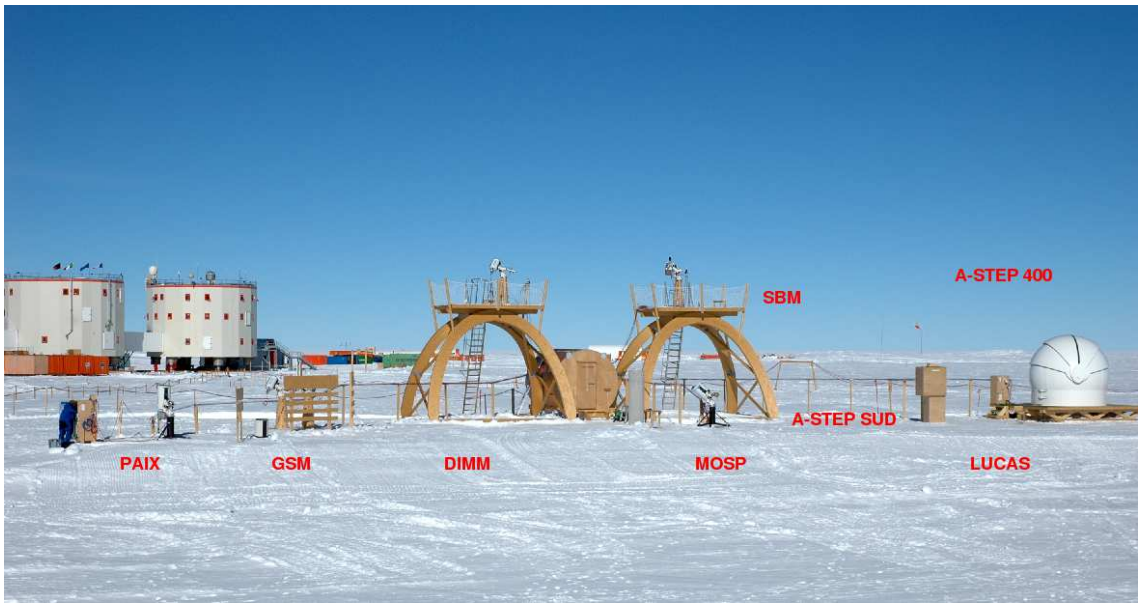


FIGURE 1.12 – La station Concordia et la plateforme Astroconcordia, espace dédié aux instruments d'astronomie. Les instruments sont soit au niveau du sol, soit sur une structure en bois de 8 m de haut. Un abri en bois relié à la station contient les ordinateurs et les appareils permettant de faire fonctionner les instruments.

Le Dôme C comme site d'observation astronomique

La qualification du Dôme C pour l'astronomie a débuté au début des années 2000. Les premières mesures ont révélé un ciel très pur, un vent très faible et un seeing excellent (ce qui correspond à une atmosphère très stable ; voir chapitre 2). Ce sujet a été coordonné entre 2006 et 2009 par le réseau européen ARENA (Antarctic Research, a European Network for Astrophysics) [2], avec notamment une étude concernant l'intérêt de ce site pour les observations de longue durée [Rauer & Deeg, 2010]. On détaille ici les différentes caractéristiques du Dôme C concernant les observations astronomiques.

Couverture temporelle

La localisation géographique particulière du site conduit à une alternance jour-nuit très différente des observatoires classiques. En effet, à cette latitude, le Soleil est toujours visible de fin octobre à mi-février, et disparaît sous l'horizon de début mai à mi-août. On a donc chaque année 3.5 mois de jour continu et 3.5 mois de nuit continue. Une étude détaillée de la couverture temporelle des observations depuis le Dôme C est présentée dans Rauer et al. [2008]. Cette continuité doit a priori améliorer grandement la qualité des données pour les phénomènes pouvant être observés sur de longues périodes (en particulier les transits planétaires et la variabilité stellaire). Les conditions météorologiques sont de plus très favorables, avec un ciel clair la plupart du temps. Ainsi, pour l'hiver 2006, Mosser & Aristidi [2007] rapportent une fraction de 87 % de temps utilisable sur 100 jours d'observations spectroscopiques d'étoiles brillantes, de magnitude $m_V < 5$ (figure 1.13). Cette fraction prend en compte la présence de nuages, mesurée visuellement plusieurs fois par jour, et l'illumination du fond de ciel par le Soleil autour de midi, l'altitude limite du Soleil étant prise à 4 °sous l'horizon. Pour une altitude limite à -8 °(permettant l'observation d'étoiles plus faibles), cette fraction est de 78.3 %. Une partie de cette thèse a consisté à évaluer la fraction de temps utilisable pour les observations photométriques durant l'hiver antarctique ; on se reportera au chapitre 5 pour une discussion complète sur le sujet.

Seeing

Une définition du seeing est donnée au chapitre 2. Le seeing médian mesuré au Dôme C sur l'étoile Canopus durant l'été 2002 est de 1.2 arcsec, et inférieur à 1 seconde d'arc pendant de longues périodes [Aristidi et al., 2003]. Des mesures durant les étés 2004 et 2005 ont montré un seeing médian de 0.57 seconde d'arc [Aristidi et al., 2005a]. A titre de comparaison, le seeing dans les grands observatoires astronomiques vaut typiquement 0.5 à 1 arcsec.

Des mesures acquises durant l'hiver, période intéressante pour la plupart des observations astronomiques et pour la photométrie en particulier, ont montré un seeing médian de 0.27 arcsec et en-dessous de 0.15 arcsec 25 % du temps, soit une valeur exeptionnellement faible [Lawrence et al., 2004] (figure 1.14). Ces mêmes mesures ont montré un angle isoplanétique de $\sim$5 arcsec, soit 2 à 3 fois meilleures que dans les observatoires classiques. Le Dôme C apparaît alors comme une "mine d'or" pour les observations astronomiques. On note toutefois que ces mesures ont été prises avec une combinaison d'un MASS (Multi-Aperture Scintillation Sensor), sensible à la turbulence au-delà de 500 m d'altitude, et d'un SODAR (Sonic Detection And Ranging), sensible

2. http://arena.unice.fr/IMG/pdf/100126_ARENA_EUROPEAN_VISION.pdf

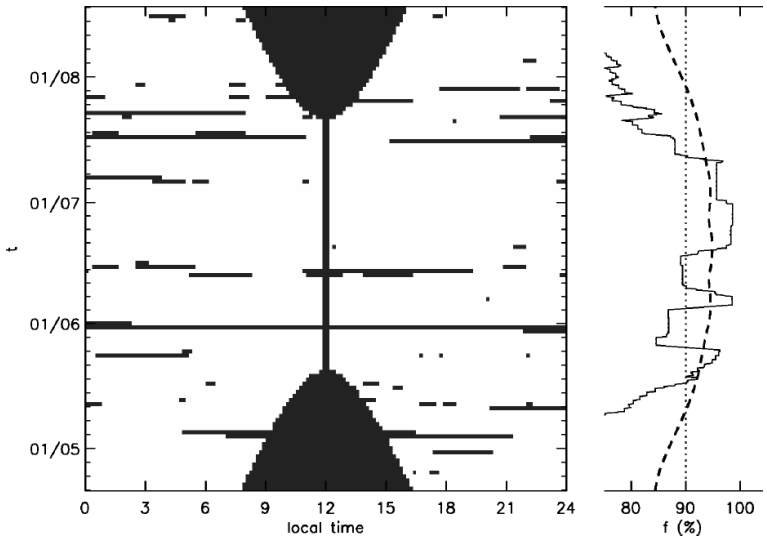


FIGURE 1.13 – Fenêtres d'observation pour l'hiver 2006 (en blanc), prenant en compte les conditions météorologiques et la présence du Soleil sous l'horizon (la limite est prise à -4°), pour chaque heure de la journée (gauche), et avec une moyenne glissante sur 10 jours (droite, ligne pleine). La fraction de temps utilisable sur l'hiver est de 88.5 %. Figure tirée de Mosser & Aristidi [2007].

à la turbulence entre 30 et 500 m. La turbulence en-dessous de 30 m n'est donc pas prise en compte.

L'étude du Dôme C pour l'astronomie durant l'hiver antarctique s'est considérablement développée à partir du premier hivernage en 2005, confirmant un excellent seeing entre 0.3 et 0.4 arcsec au dessus d'une couche limite de 30 m d'altitude. Néanmoins, cette couche contient 90 % de la turbulence atmosphérique [Agabi et al., 2006; Trinquet et al., 2008]. Une analyse précise du seeing durant l'hiver à l'intérieur de cette couche limite, où sont situés les instruments, est donc essentielle. Cette étude a été réalisée par Aristidi et al. [2009], on détaille ici les résultats.

La médiane sur 3.5 années du seeing à 8 m d'altitude est de 0.98 arcsec (figure 1.15), avec un seeing bien moins bon en hiver (∼1.7 arcsec) qu'en été (∼0.7 arcsec). La figure 1.16 montre l'histogramme des mesures obtenues lors de l'hiver 2006 à 3 m et 8 m, et des statistiques sont effectuées à partir de mesures recueillies pendant 3 hivers. A 3 m, le seeing médian est de 2.37 arcsec, et on a essentiellement une distribution autour de 1.9 arcsec, soit un mauvais seeing, comptant pour 93 % du temps. A 8 m, le seeing médian est de 1.65 arcsec et montre un comportement bimodal. Une première distribution, centrée sur 0.3 arcsec, correspond au seeing de l'atmosphère libre et est obtenue lorsque la hauteur de la couche limite est inférieure à 8 m. Cette distribution compte pour 16 % du temps. La seconde distribution, autour de 1.7 arcsec, compte pour 69 % du temps. Des mesures complémentaires à 20 m donnent un seeing médian de 0.84 arcsec, confirmant que le seeing s'améliore rapidement avec l'altitude. Enfin, en hiver, les périodes de stabilité du seeing sont typiquement de moins de 20 mn à 3 m d'altitude et de moins de 40 mn à 8 m d'altitude (figure 1.17). Le seeing varie donc sur des périodes inférieures à la durée typique d'un transit, ce qui va affecter la photométrie.

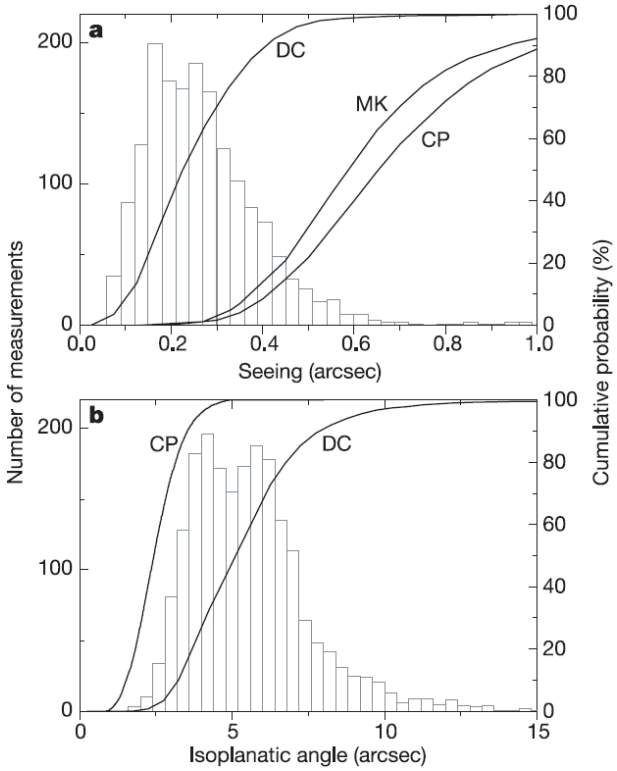


FIGURE 1.14 – Histogrammes des mesures de seeing (haut) et d'angle isoplanétique (bas) obtenues au Dôme C entre avril et mai 2004. Le seeing médian est de 0.27 arcsec, et l'angle isoplanétique médian de ∼5 arcsec. Ces valeurs sont meilleures d'un facteur 2 à 3 que dans les observatoires classiques, et sont valables au-dessus de 30 m. Figure tirée de Lawrence et al. [2004].

Température

La température extérieure au niveau du sol durant l'hiver à Concordia varie typiquement entre -50°C et -80°C. Les variations sont fréquentes et peuvent être très rapides, comme le montre la figure 1.18. Ces températures impactent très fortement la stabilité des intruments, et peuvent rendre très délicates les mesures photométriques sur de longues périodes. Les variations peuvent également entraîner de nombreux problèmes techniques, à cause du gel se formant sur les structures légèrement plus froides que l'air environnant (dans les périodes de montée de température). Des solutions sont possibles, par exemple la thermalisation des instruments.

Autres paramètres

Des ballon-sondes lâchés au-dessus du Dôme C pendant les étés 2000 à 2004 ont permis de mesurer une vitesse moyenne du vent extrêmement faible, de 2.9 m/s [Aristidi et al., 2005b]. Des mesures sur toute l'année obtenues par Geissler & Masciadri [2006] donnent une vitesse moyenne du vent de seulement 12 m/s dans les premiers 8 km d'atmosphère. De plus, des prévisions de Kenyon et al. [2006] à partir de mesures de profils de turbulence atmosphérique permettent de supposer une diminution d'un facteur 3 de la scintillation par rapport à des sites d'observation classiques. Enfin, on prévoit une brillance de fond de ciel et une extinction très faibles [Kenyon & Storey, 2006].

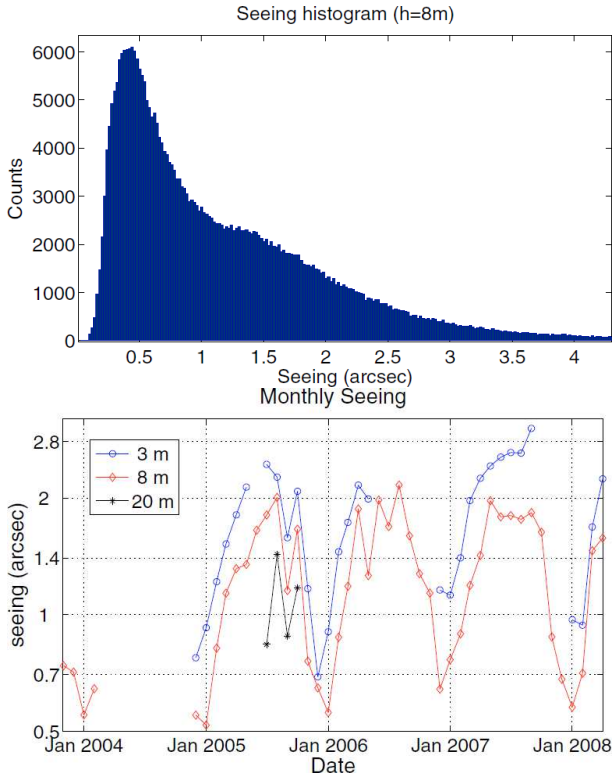


FIGURE 1.15 – Histogramme des mesures de seeing à 8 m d'altitude sur 3.5 années (gauche), et statistiques par mois (droite). Le seeing à l'intérieur de la couche limite est bien moins bon en hiver qu'en été. Figure tirée de Aristidi et al. [2009].

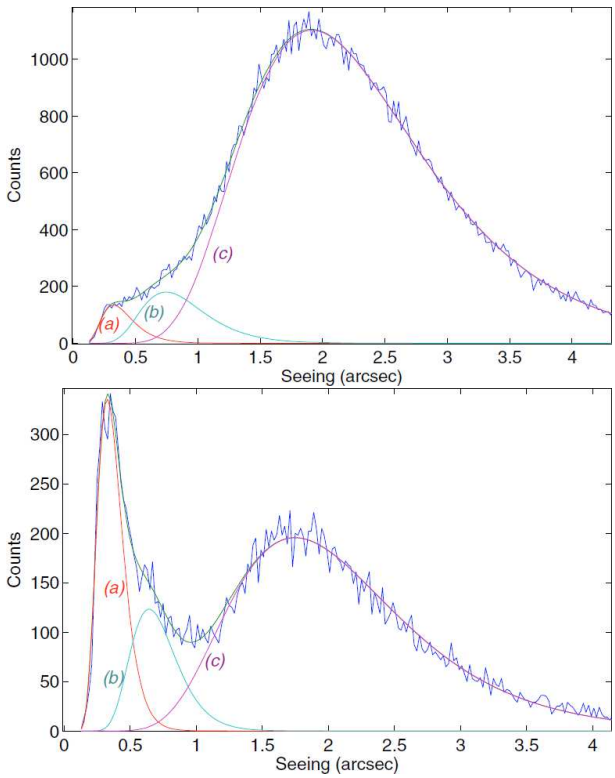


FIGURE 1.16 – Histogrammes des mesures de seeing obtenues lors de l'hiver 2006 à 3 m (gauche) et à 8 m d'altitude (droite). Les mesures sur 3 hivers donnent une médiane de 2.37 arcsec à 3 m et de 1.65 arcsec à 8 m. A 8 m, on observe un comportement bimodal. Figure tirée de Aristidi et al. [2009].

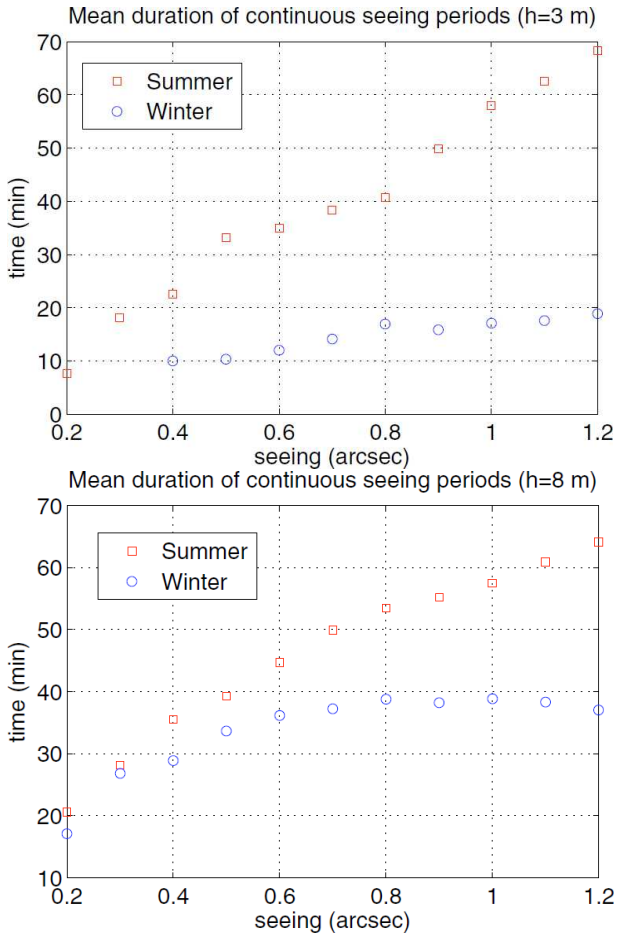


FIGURE 1.17 – Durée moyenne des périodes de stabilité du seeing à 3 m (gauche) et à 8 m d'altitude (droite), en été (rouge) et en hiver (bleu). Cette durée est inférieure à la durée typique d'un transit. La photométrie pour les instruments situés dans la couche limite sera donc affectée par les variations de seeing. Figure tirée de Aristidi et al. [2009].

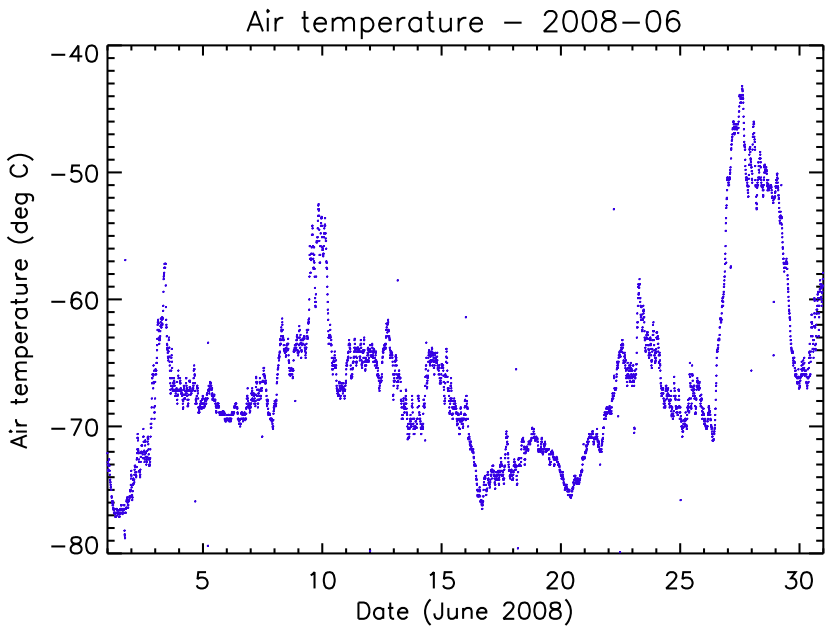


FIGURE 1.18 – Mesures de température au niveau du sol au Dôme C, obtenues par la station météorologique AWS (Automatic Weather Station), pour le mois de juin 2008. On note une montée rapide de la température avec une augmentation de plus de 25°C en une journée, autour du 27 juin. Ce type de courbe est caractéristique des mesures obtenues durant la période hivernale.

1.2.2 La photométrie au Dôme C

La continuité des observations durant l'hiver austral est exploitable en particulier pour les observations photométriques de phénomènes périodiques. L'instrument PAIX (Photometer AntarctIc eXtinction) [Chadid et al., 2007] a pour but l'observation photométrique d'étoiles variables de type RR Lyrae. Il s'agit d'un télescope Ritchey-Chrétien de 40 cm de diamètre, de champ de vue 6' x 4', installé à Concordia en décembre 2006 à 8.5 m de hauteur. L'étoile pulsante S Ara, de magnitude 10, a été observée pendant 80 jours durant l'hiver 2007. L'étude sur une demi-journée donne une précision photométrique de 1 % [Chadid et al., 2008, 2009], et l'effet Blazhko de cette étoile a été mis en évidence (figure 1.19).

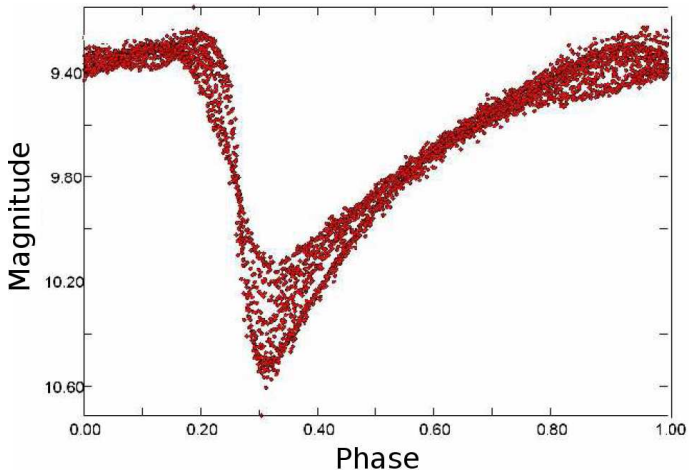


FIGURE 1.19 – Courbe en phase de l'étoile pulsante S Ara obtenue par Chadid et al. [2009], à partir de 80 jours d'observations avec l'instrument PAIX durant l'hiver 2007, mettant en évidence l'effet Blazhko.

Small IRAIT (International Robotic Antarctic Infrared Telescope), un télescope Schmidt-Cassegrain de 25 cm de diamètre, de champ de vue de 8 ° x 5.3 °, également dédié aux observations photométriques, a été installé à Concordia en 2007. Les étoiles V841 Cen et V1034 Cen, toutes deux de magnitude 8.5, ont été observées en continu pendant 10 jours (figure 1.20). La précision obtenue sur un sous-ensemble de 2.4 heures est de 3 mmag en bande V et 4.2 mmag en bande R, soit 3 à 4 fois meilleure que pour un télescope équivalent situé en Arizona [Briguglio et al., 2009; Strassmeier et al., 2008].

1.2.3 L'intérêt du Dôme C pour la recherche de transits

Le Dôme C offre des conditions favorables à l'observation d'événements tels que des transits planétaires (voir le rapport ARENA de Rauer & Deeg [2010]). En particulier, il permet d'éliminer l'alternance jour-nuit et de minimiser les effets systématiques liés à l'atmosphère, responsables de la plupart des variations photométriques. Une comparaison de l'instrument OGLE, situé à l'observatoire de Las Campanas au Chili, avec un équivalent au Dôme C qui observerait de manière continue pendant 60 jours, montre que la probabilité de détection de planètes en transit est largement supérieure au Dôme C [Pont & Bouchy, 2005] (figure 1.21). Par exemple, les planètes entre 1.5 et 2 jours de période ne sont quasiment plus détectables avec OGLE, tandis que depuis le Dôme C la probabilité de détection est encore supérieure à 75 %. On peut également se reporter à

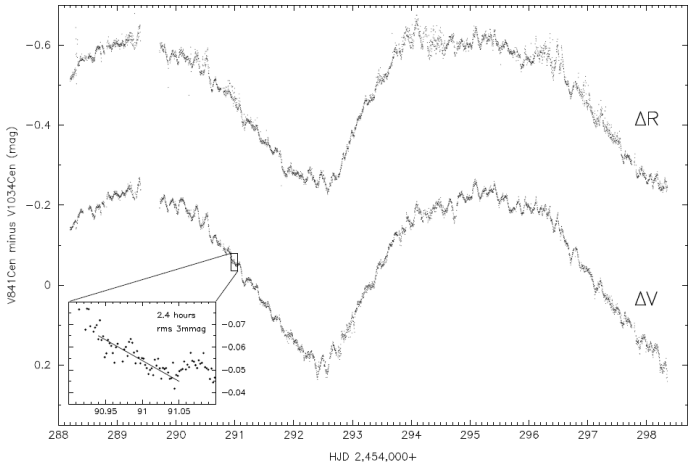


FIGURE 1.20 – Courbes de lumière de V841 Cen et V1034 Cen, de magnitude 8.5, obtenues par l'instrument Small IRAIT sur 10 jours d'observations lors de l'hiver 2007. La précision sur un sous-ensemble de 2.4 heures est de 3 mmag en bande V et 4.2 mmag en bande R. Figure tirée de Strassmeier et al. [2008].

Rauer et al. [2008] pour une étude de l'intérêt du Dôme C pour la recherche de transits.

Plusieurs instruments de photométrie des transits depuis le Dôme C ont été proposés, dont ASTEP. Une nouvelle comparaison entre le Dôme C et l'observatoire de La Silla en terme de détectabilité de planètes est établie au chapitre 5 de cette thèse, cette fois à partir de données réelles.

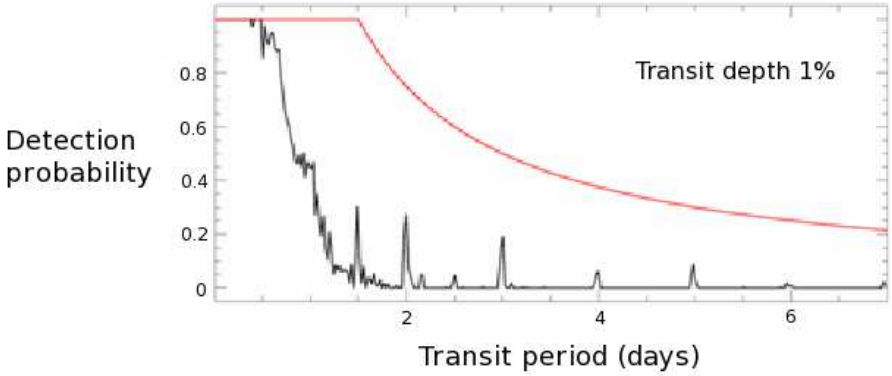


FIGURE 1.21 – Probabilité de détection de planètes en transit pour le télescope OGLE situé au Chili, et pour un équivalent au Dôme C qui observerait de manière continue pendant 60 jours. La probabilité de détection est largement supérieure au Dôme C pour les planètes de période supérieure à 1 jour. Figure tirée de Pont & Bouchy [2005].

1.3 Le projet ASTEP

Dans ce contexte est née l'idée du projet ASTEP (Antarctic Search for Transiting ExoPlanets) [Fressin et al., 2005] dont le but est la détection de planètes extrasolaires par photométrie depuis le Dôme C. Le coeur du projet est la fabrication et l'envoi à Concordia d'un télescope de 40 cm dédié à la recherche de transits. Un premier instrument, ASTEP Sud, constitué d'une lunette commerciale de 10 cm et d'une caméra CCD dans une enceinte thermalisée, a été installé à Concordia fin 2007. Des observations continues ont été réalisées durant les hiver 2008 et 2009, et la campagne 2010 est en cours. Dans le même temps, un télescope de 40 cm, ASTEP 400, a été conçu et développé au sein de l'Observatoire de la Côte d'Azur, pour permettre des observations photométriques de qualité sous les conditions extrêmes de l'hiver antarctique. Ce télescope a été envoyé à Concordia fin 2009 et effectue en 2010 sa première campagne d'observation. Le travail présenté dans cette thèse est dédié au développement et à l'exploitation des instruments ASTEP Sud et ASTEP 400.

Chapitre 2

La photométrie de précision

La photométrie est la mesure dans le temps du flux de la source considérée. Cette méthode permet de détecter la présence d'une planète en transit. Les transits planétaires sont toutefois des événements rares ; en particulier ils requièrent une géométrie particulière du système étoile-planète. On estime qu'il existe une planète en transit pour 1300 étoiles de type F, G ou K [Fressin et al., 2007]. Ainsi, il est nécessaire d'observer plusieurs milliers d'étoiles. Les relevés de transits sont donc principalement conduits avec des instruments constitués d'un ou plusieurs télescopes ou lunettes à grand champ (*e.g.* plusieurs degrés carrés), équipés de caméras CCD. On obtient ainsi plusieurs milliers de courbes de lumière susceptibles de contenir des transits. La difficulté est de les identifier parmi toutes sortes de variations. On présente ici les différentes sources de bruit dans les observations photométriques, puis les méthodes d'extraction du signal, et enfin le code SimPhot permettant de simuler un relevé photométrique.

2.1 Les sources de bruits dans un relevé photométrique

Diverses sources de bruit d'origine astrophysique, atmosphérique ou instrumentale vont affecter la précision d'un relevé photométrique. La plupart des bruits connus et présentés ici sont communs à tous les relevés. Chaque relevé rencontre de plus des sources de bruit qui lui sont propres, dont quelques exemples seront donnés en fin de section.

2.1.1 Les bruits d'origine astrophysique

Les objets astrophysiques peuvent être source de bruit. C'est le cas par exemple des faux-positifs présentés au chapitre 1. L'activité stellaire peut également engendrer des variations de flux. On a ainsi des étoiles variables, qui peuvent du coup être identifiées et étudiées par les observations des relevés transits. La présence de tâches sur l'étoile, dont le nombre et la taille peuvent varier dans le temps, engendrent aussi des variations de flux. Ces variations intrinsèques à l'étoile constituent un bruit pour la recherche de transits.

Des transits ont néanmoins été détectés autour d'étoiles variables : c'est le cas par exemple de CoRoT-2b [Alonso et al., 2008], découverte par le satellite CoRoT. Cette planète de 3.3 M_{jup} orbite en 1.7 jours autour d'une étoile extrêmement active de 1.1 $M_{\odot}$ (figure 2.1).

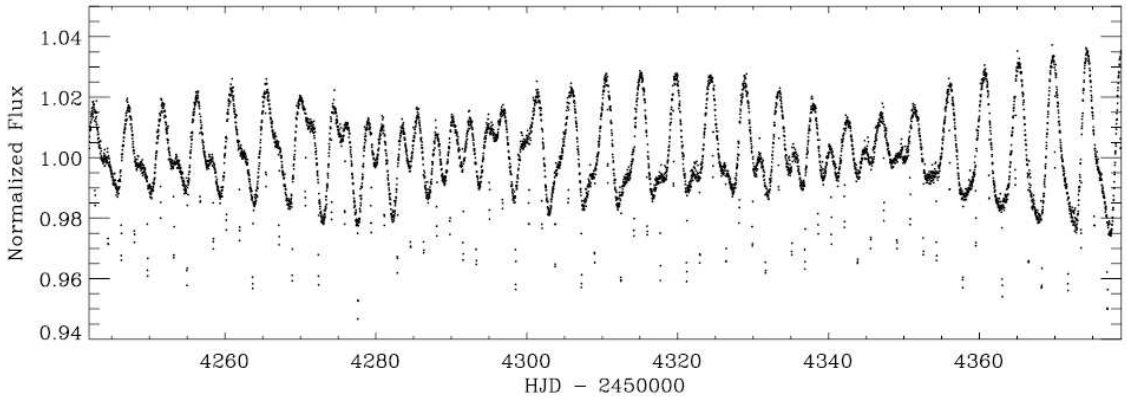


FIGURE 2.1 – Courbe de lumière de CoRoT-2 sur ∼150 jours, montrant une forte activité stellaire et 78 transits d'un compagnon planétaire. Figure tirée de Alonso et al. [2008].

2.1.2 Le bruit de photons

La mesure du signal émis par la source est soumis à un bruit lié à la nature quantique de la lumière. Toute mesure d'un nombre de photons est en effet accompagnée d'une erreur statistique. Cette statistique suit la loi de Poisson : à un nombre de photons mesuré $\mathcal{N}_{ph}$ est associé une incertitude $\sqrt{\mathcal{N}_{ph}}$. Ce bruit est une limite physique à la mesure d'un signal lumineux. C'est le bruit minimum que l'on peut espérer atteindre. Il détermine le rapport signal sur bruit initial de la chaîne de détection :

$$\frac{S}{N}(ph) = \sqrt{\mathcal{N}_{ph}} \tag{2.1}$$

Dans un pixel de CCD où l'on intègre par exemple $\mathcal{N}_{ph} = 10000$ photons, ce rapport signal sur bruit vaut 100. Par la suite, ce rapport ne pourra que décroître.

Dans la plupart des détecteurs et en particulier dans les CCD, l'absorption d'un photon dans la zone photosensible permet la production d'un électron, avec un rendement η appelé efficacité quantique et inférieur à 1 par nature (et qui varie d'un pixel à l'autre comme nous le verrons section 2.1.4). Pour $\mathcal{N}_{ph}$ photons, le nombre d'électrons générés est $\mathcal{N}_e = \eta\mathcal{N}_{ph}$, avec $\eta < 1$. De même que pour les photons, la détection des électrons est soumise à une statistique de Poisson : la mesure de $\mathcal{N}_e$ s'accompagne d'une incertitude $\sqrt{\mathcal{N}_e}$. Le rapport signal sur bruit est alors :

$$\frac{S}{N}(e) = \sqrt{\mathcal{N}_e} = \sqrt{\eta\mathcal{N}_{ph}} = \sqrt{\eta}\ \frac{S}{N}(ph) \tag{2.2}$$

Or $\eta < 1$, donc :

$$\frac{S}{N}(e) < \frac{S}{N}(ph) \tag{2.3}$$

Ainsi, lors du passage des photons aux électrons, le rapport signal sur bruit diminue déjà. Par exemple, pour $\mathcal{N}_{ph} = 10000$ photons et une efficacité quantique $\eta = 60\%$, le rapport S/N vaut 77.

2.1.3 Les bruits d'origine atmosphérique

La plupart des instruments photométriques observent depuis le sol et sont soumis à des limitations dues à la présence de l'atmosphère terrestre. Les grands observatoires sont situés en altitude et à des endroits du globe où l'atmosphère est aussi stable que possible, de manière à minimiser son influence. Certains instruments sont également envoyés dans l'espace, mais pour un coût bien plus élevé qu'un instrument au sol. Les bruits d'origine atmosphérique rencontrés dans un relevé photométrique sont présentés ici.

Les variations de seeing

L'image d'une source ponctuelle au foyer d'un télescope n'est pas un point mais une tâche, la tâche d'Airy, appelée aussi fonction d'étalement du point ou PSF (Point Spread Function). Dans le cas idéal, la taille de cette tâche est donnée par les lois de la diffraction. Pour un télescope de diamètre D et une source de longueur d'onde λ, cette taille vaut $1.22\lambda/D$. En pratique on s'intéresse plutôt à la résolution θ d'un télescope :

$$\theta = \frac{\lambda}{D} \tag{2.4}$$

La largeur à mi-hauteur de la PSF correspondante est $\omega = 0.51\lambda/D$. Cette limite physique correspond à la taille qu'aurait la PSF si elle était soumise uniquement à la diffraction instrumentale. Mais les turbulences de l'atmosphère affectent la PSF. Les turbulences atmosphériques accompagnées de variations locales de température entraînent des fluctuations d'indice de réfraction qui déphasent le front d'onde incident (figure 2.2). Le signal provenant de ce front d'onde déphasé va alors se recombiner au foyer du télescope, donnant naissance à des tavelures ou "speckles". Ces speckles sont visibles sur des images avec des temps de poses très courts, inférieurs au temps de cohérence de la turbulence atmosphérique (de l'ordre de 10 ms pour une source de longueur d'onde $\lambda = 0.5\ \mu m$). Pour des poses plus longues comme dans le cadre de la photométrie, ces speckles vont se mélanger et créer une PSF plus large que la limite de diffraction instrumentale. La PSF à long temps de pose est alors limitée par la turbulence atmosphérique (figure 2.3). On définit :
- le paramètre de Fried r_0 : c'est le diamètre équivalent du télescope qui aurait la même résolution angulaire (ou même taille de PSF) que celle imposée par la turbulence atmosphérique, qui vaut typiquement 10 cm pour une source de longueur d'onde $\lambda = 0.5\ \mu m$ et une atmosphère standard. Un petit r_0 correspond à une turbulence élevée.
- le seeing s : c'est la résolution angulaire ou taille de la PSF imposée par la turbulence. Par analogie avec la résolution instrumentale, il est défini par :

$$s = \frac{\lambda}{r_0} \tag{2.5}$$

Le seeing vaut typiquement 1 arcsec pour une source de longueur d'onde $\lambda = 0.5\ \mu m$ dans des conditions d'observation standard. Un seeing élevé (2 arcsec par exemple) correspond à une turbulence élevée.

Les variations de seeing entraînent des variations de la taille de la PSF, qui sera alors étalée sur plus ou moins de pixels. Or les propriétés des pixels varient, par exemple l'efficacité quantique peut varier de quelques pour cents d'un pixel à l'autre. La proportion

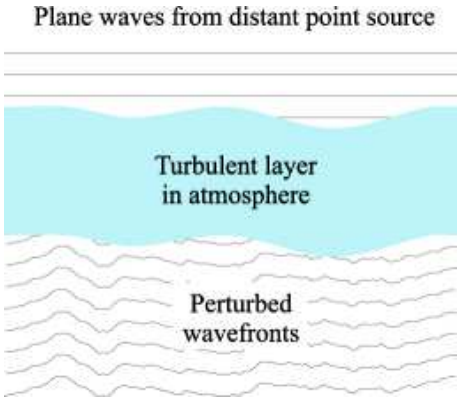


FIGURE 2.2 – Déformation du front d'onde par une atmosphère turbulente.

FIGURE 2.3 – Effet de la turbulence atmosphérique au foyer d'un télescope. Gauche : temps de pose court (∼10 ms), droite : temps de pose long (> 1 s).

de flux tombant sur les électrodes va également varier. Enfin les bords d'une PSF large seront plus facilement noyés dans le bruit de fond de ciel que pour une PSF piquée. Les variations de la taille de la PSF vont ainsi affecter le flux mesuré. Les variations de seeing sont une source de bruit importante pour la photométrie. On se reportera au chapitre 1 pour une étude du seeing au Dôme C.

La scintillation

Les variations de température et de pression entre les différentes couches de l'atmosphère combinées à la turbulence atmosphérique entraînent des fluctuations rapides de l'indice de réfraction. Les rayons lumineux issus de l'étoile sont alors déviés, de manière infime mais aléatoire, ce qui fait varier sa luminosité apparente. Ce phénomène est appelé scintillation.

Le signal de fond de ciel

Le ciel a son émission propre, le fond de ciel, qui varie selon la longueur d'onde. Dans les observatoires courants, le fond de ciel est de l'odre de 20 mag/arcsec^2 en bande R. Comme tout signal lumineux le flux reçu du fond de ciel engendre un bruit de photons. Ce bruit est en général faible comparé au bruit de photons de la source, mais peut devenir gênant quand le fond de ciel augmente, par exemple au moment de la pleine Lune ou lorsque celle-ci est proche du champ observé, ou si la source est faible.

L'absorption atmosphérique

La position d'une source dans le ciel varie au cours des observations. Ainsi, la quantité d'atmosphère traversée et donc l'absorption du signal lumineux varient. Elle est minimale pour une source située au zénith (ou lors du passage au méridien pour une source donnée). La quantité d'atmosphère traversée est représentée par un paramètre, la masse d'air $\epsilon_{airmass}$, qui peut être exprimé de manière simple dans le cadre d'un modèle d'atmosphère plan-parallèle :

$$\epsilon_{airmass} = \frac{1}{cos\ \zeta} \tag{2.6}$$

où ζ est la distance angulaire zénithale, comme illustré figure 2.4.

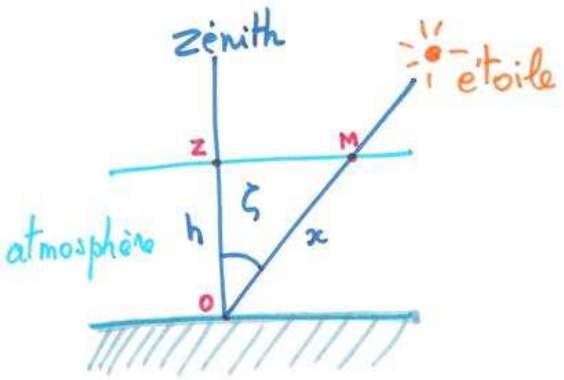


FIGURE 2.4 – Atmosphère plan-parallèle et distance angulaire zénithale ζ. Dans ce cadre, la masse d'air peut s'exprimer de manière simple.

Ainsi, le flux reçu des étoiles cibles dépend de la masse d'air qui varie au cours des observations, perturbant la photométrie. On peut corriger cet effet en considérant que toutes les étoiles d'un champ sont observées avec des masses d'air proches, et utiliser une ou plusieurs étoiles de référence présentes dans le champ. Il restera néanmoins une erreur résiduelle dûe à la masse d'air différentielle entre les étoiles.

De la même manière les inhomogénéités de l'atmosphère perturbent la photométrie. Le flux reçu d'une source traverse en effet différentes zones de l'atmosphère qui peuvent avoir des propriétés différentes, qui peuvent elles-mêmes changer dans le temps. Un exemple est la présence de cirrus dans certaines zones du ciel. Ces nuages fin de très haute altitude quasiment invisibles vont atténuer le signal reçu de la source lorsqu'ils se trouvent dans la direction d'observation. Comme pour la masse d'air, on peut corriger cet effet à l'aide d'étoiles de référence. Il pourra rester un bruit résiduel, dû aux inhomogénéités à l'intérieur du champ.

Enfin, les étoiles observées dans un champ donné ont chacune leurs caractéristiques, en particulier une température et un spectre d'émission propres. Dans le cadre de la photométrie on parle de différentes "couleurs" : chaque étoile va émettre préférentiellement dans une certaine gamme de longueur d'onde. Or l'absorption atmosphérique et ses variations dépendent de cette longueur d'onde. La comparaison du flux entre une étoile cible et une étoile de référence va être affectée par cette absorption différentielle.

La réfraction atmosphérique

La réfraction atmosphérique modifie la direction apparente de l'étoile. Elle décroît avec la hauteur h de l'étoile et est nulle au zénith. L'effet est corrigé au premier ordre par tout système reconnaissance de champ ou de guidage, mais le second ordre peut poser problème dans le cas d'un champ large. Par exemple, pour une atmosphère standard de température -65°C, de pression 640 mbar et de 60% d'humidité, la différence de réfraction entre $h = 45°$ et $h = 46°$ vaut 1.7 arcsec (calcul effectué par Jean-Pierre Rivet, laboratoire Cassiopée).

De plus, l'indice de réfraction de l'air dépend de la longueur d'onde. Par exemple, sous les mêmes conditions atmosphériques et pour une hauteur de 45°, le chromatisme différentiel atteint 1.4 arcsec entre 400 nm et 800 nm. La position apparente des étoiles dépend donc de leur couleur.

Ces effets varient au cours des observations, notamment avec la masse d'air. Ils entraînent une modification de la position relative des étoiles sur le CCD par rapport à un catalogue, et entre les images elles-mêmes. La position des étoiles calculée de manière astrométrique à partir d'une reconnaissance de champ sera alors légèrement différente de celle sur le CCD, affectant le placement de l'ouverture photométrique.

2.1.4 Les bruits d'origine instrumentale

Les bruits dus au télescope

- La PSF doit rester aussi stable que possible. Ses variations peuvent être dues au seeing mais également à l'instrument : la structure du télescope est soumise à des contraintes thermiques et mécaniques qui altèrent la configuration optique et modifie les PSF.

- Les vibrations du télescope, appelées "jitter", entraînent des petits déplacements de la PSF. La proportion de flux tombant sur les électrodes sera différente à chaque pose, créant un bruit. Si la pose est longue, ces déplacements peuvent entraîner un étalement de la PSF. On peut aussi imposer volontairement des petits mouvements au télescope pour étaler la PSF de manière contrôlée et diminuer les bruits inter et intrapixel.

- Le positionnement d'un télescope est contrôlé par un système de guidage qui permet de suivre le champ observé. La détermination du centroïde de l'étoile guide (sujette à des variations de PSF, de fond et de transparence du ciel, etc...) diffère d'une image de guidage à une autre. On a de plus une erreur de pointage de la monture lors de l'application de la consigne. On a ainsi des fluctuations dans le positionnement du télescope, et donc dans la position des étoiles sur le CCD. On peut également avoir une dérive lente de la direction de pointage due à des déformations différentielles entre la voie science et la voie de guidage.

- Des variations lentes de réflexion et de transmission des éléments d'optique dues à de la condensation, du givre ou de la poussière font également varier le signal mesuré.

Les bruits dus au CCD

Les bruits dus au CCD sont présentés ici de manière générale. On se reportera au chapitre 3 pour une caractérisation complète de ces bruits sur les CCD d'ASTEP.

- Les imperfections du CCD sont source de bruit. Par exemple, l'efficacité quantique varie typiquement de 1 % d'un pixel à l'autre, et les électrodes n'occupent pas exactement toujours la même surface de pixel (le problème des électrodes ne se pose pas dans le cas d'un CCD illuminé par devant). Ces variations interpixel peuvent être corrigées à l'aide d'une carte de transmission obtenue en éclairant le CCD par une source uniforme. L'image obtenue, appelée "champ plat" ("flat field" ou "flat" dans la suite de cette thèse), contient la réponse de chaque pixel à un éclairement donné. A titre d'exemple, pour corriger des variations interpixel de 1 % à 3 σ (soit 0.3 %), il faut un champ plat de 10^5 photons par pixel.

Deuxièmement, l'efficacité quantique n'est pas uniforme à l'intérieur de chaque pixel (figure 2.5). Ces variations intrapixel sont de l'ordre de 1 % pour les CCD illuminés par derrière, mais peuvent être beaucoup plus grandes pour les CCD illuminés par devant [Kavaldjiev & Ninkov, 1998]. Elles ne sont pas corrigibles avec les méthodes standard de calibration. Les variations inter et intrapixel créent donc une incertitude sur la mesure du flux.

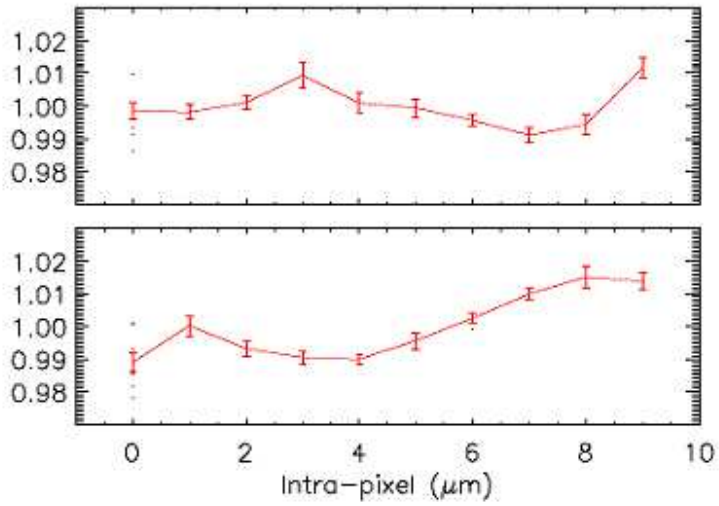


FIGURE 2.5 – Variations de transmission au sein d'un pixel, mesurées par Karoff et al. [2006] sur un CCD E2V 47-20. Les variations sont de l'ordre de 1 %.

- L'agitation thermique des électrons à l'intérieur des matériaux conducteurs, en particulier dans chaque pixel, crée un courant qui se superpose au signal utile. Ce courant est appelé courant d'obscurité et dépend de la température. C'est pourquoi les CCD sont refroidis. Il vaut typiquement 10 e-/s à température ambiante et moins d'1 e-/s pour un CCD refroidi à -30°C. Une pose sans aucun éclairement, appelée "dark", permet de construire une carte du courant d'obscurité du CCD qui peut être utilisée lors de la calibration des images. Le courant d'obscurité est soumis à un bruit statistique sur le nombre d'électrons.

- Le signal délivré par le CCD est amplifié puis lu par un circuit électronique, qui va ajouter du bruit. Ce bruit est appelé bruit de lecture et vaut typiquement 10 e-. Il peut être déterminé en effectuant une mesure de la tension de sortie du circuit électronique pour un signal d'entrée nul. En pratique, une pose avec un temps d'exposition nul, appelée "bias", permet d'obtenir une carte du bruit de lecture, utilisable pour la calibration des images.

- La conversion du signal continu (électrons) en un signal discret (ADU, Analog to Digital Unit) engendre un bruit appelé bruit de numérisation. Ce bruit est faible (moins d'un électron) et peut en général être négligé.

2.1.5 Bruits blancs, bruits rouges

Un bruit blanc est un bruit d'amplitude constante à toutes les fréquences, c'est-à-dire non corrélé dans le temps. C'est le cas des bruits statistiques tels que le bruit de photons ou le bruit de lecture. Ce type de bruit décroît en $\sqrt{N}$ lorsqu'on somme N mesures.

On appelle bruit rouge un bruit corrélé dans le temps, c'est-à-dire qui se retrouve sur des poses successives. La somme de plusieurs images consécutives ne permet par de les réduire, et leur élimination est délicate. Ces bruits peuvent altérer le signal sur une durée typique d'un transit. C'est le cas des variations de la forme des PSF, en particulier dues au variations de seeing, ou des variations de transmission de l'atmosphère. Une étude de l'impact du bruit rouge sur la détection des transits est présentée dans Pont et al. [2006].

2.2 Les méthodes d'extraction du signal photométrique

2.2.1 A partir des pixels brillants

Une méthode d'extraction du signal photométrique consiste à ne prendre en compte que les pixels les plus brillants. Cette méthode ne suppose aucune forme particulière de PSF. Le signal contenu dans les pixels en bord de PSF, qui ne dépassent pas clairement du fond, est perdu. Cette méthode est donc particulièrement adaptée aux étoiles brillantes avec une PSF stable, pour lesquelles les pixels de bord ne représentent qu'une petite fraction du signal.

Typiquement, on calcule la valeur moyenne du fond m_{fond} et sa déviation standard σ_{fond} sur toute l'image, puis on ne garde que les pixels qui dépassent un seuil $\mathcal{S}$ défini selon :

$$\mathcal{S} = m_{fond} + n \cdot \sigma_{fond} \tag{2.7}$$

où n est un paramètre à choisir. Un exemple est donné figure 2.6. Sur cette image, on a $m_{fond} = 308$ ADU et $\sigma_{fond} = 17$ ADU. On prend $n = 3$; on garde donc les pixels qui ont une valeur supérieure à $\mathcal{S} = 359$ ADU. A titre informatif, le pixel le plus brillant a une valeur de 751 ADU.

2.2.2 La photométrie d'ouverture

La photometrie d'ouverture consiste à placer autour de l'étoile une ouverture prédéfinie et à intégrer les pixels contenus dans cette ouverture. L'ouverture est en général circulaire et centrée sur l'étoile, et sa taille est optimisée en fonction de la brillance de l'étoile. Howell [1989] a déterminé une équation donnant la taille optimale de l'ouverture, aboutissant au meilleur rapport S/N, en fonction de la taille de la PSF et du bruit de fond de ciel :

En pratique, d'autres bruits interviennent, et on définit la taille optimale de l'ouverture pour chaque étoile à partir des images réelles.

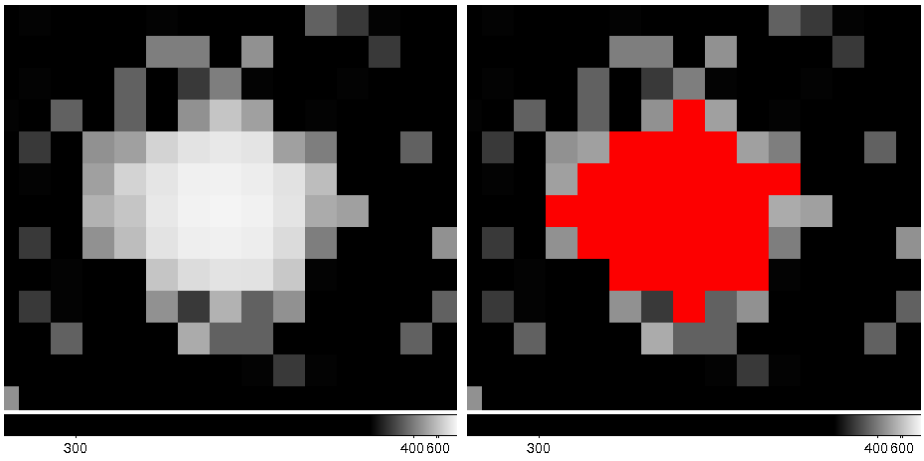


FIGURE 2.6 – Exemple d'extraction du signal à partir des pixels brillants. Sur l'image originale (gauche), un seuil à 3 σ au dessus du fond de ciel permet d'isoler les pixels contenant le signal, représentés en rouge (droite).

L'ouverture peut également avoir une forme prédéfinie, pour s'adapter à une PSF particulière ou prendre en compte l'environnement de l'étoile (dans ce cas on parle plutôt de "masque", voir figure 2.7). Pour le satellite CoRoT, le nombre de masques prédéfinis est de 255 (pour plusieurs milliers d'étoiles). Un outil standard pour la photométrie d'ouverture est la routine APER du logiciel DAOHPOT [Stetson, 1987]. La version IDL de cette routine a été largement utilisée dans cette thèse. Cette routine se déroule en trois étapes (figure 2.8) :

— le fond de ciel local est calculé à l'aide de médianes et de moyennes des pixels dans une couronne autour de la cible. La couronne est prise entre deux cercles de diamètre 18 px et 30 px pour toutes les étoiles.
— ce fond de ciel est soustrait à tous les pixels dans l'ouverture.
— le flux est obtenu par une somme des pixels dans l'ouverture.

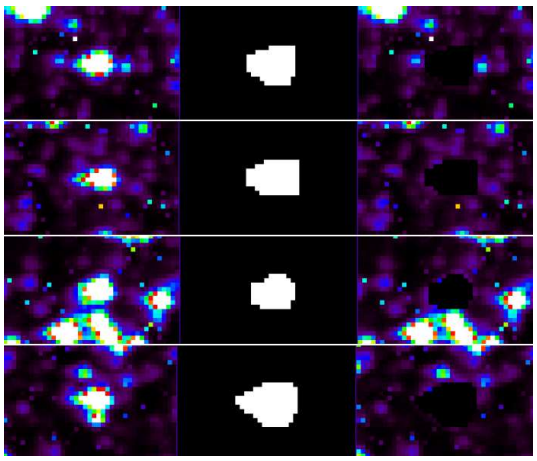


FIGURE 2.7 – Exemples d'ouvertures photométriques pour 4 étoiles observées par CoRoT. Gauche : imagettes centrées sur la cible. Les PSF CoRoT sont volontairement asymétriques. Milieu : Masque utilisé pour chacune des cibles, qui prend en compte la forme de la PSF et l'environnement stellaire (en excluant ou incluant des étoiles voisines). Droite : champ en dehors du masque. Image tirée de Auvergne et al. [2009].

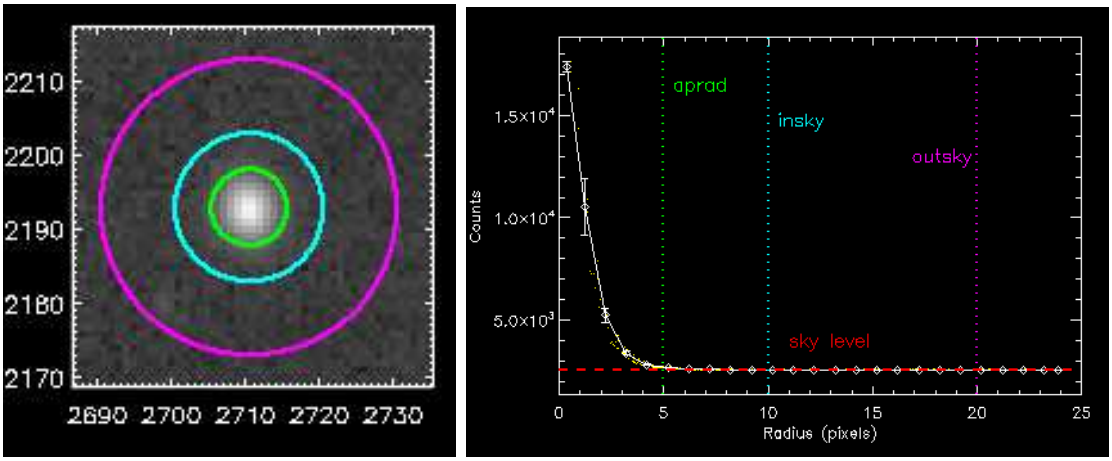


FIGURE 2.8 – Principe de la photométrie d'ouverture effectuée par la routine APER, sur l'image (gauche), et en coupe (droite). L'étoile est ici au pixel (2712,2193) du CCD. Le niveau de fond de ciel (ligne pointillée rouge) est calculé dans une couronne autour de la cible (entre les cercles bleu et violet), puis soustrait. Le flux est alors mesuré dans une ouverture circulaire (cercle vert). Images réalisées à partir du logiciel ATV[1] [Barth, 2001].

2.2.3 La photométrie par reconstruction de PSF

Une seconde méthode d'extraction du signal consiste à déterminer la PSF par un algorithme de déconvolution, détaillé dans Magain et al. [1998], et adapté à la photométrie dans des champs encombrés [Magain et al., 2007]. De manière simplifiée, on a :

$$t(x) = s(x) \otimes r(x) \tag{2.8}$$

avec $t(x)$ la PSF sur l'image observée, $r(x)$ la PSF sur l'image déconvoluée (qui correspond à la meilleure résolution possible), et $s(x)$ le noyau de déconvolution. L'image déconvoluée $f(x)$ s'exprime alors sous la forme :

$$f(x) = h(x) + \sum_i a_i \, r(x - c_i) \tag{2.9}$$

avec a_i et c_i des paramètres libres correspondant à l'intensité et à la position de la source i, et $h(x)$ une composante autre qu'un point source (par exemple le fond de ciel). Les résultats sont illustrés figure 2.9.

En pratique, on utilise un grand nombre d'étoiles pour lesquelles un modèle de PSF est ajusté simultanément. Une fois la PSF obtenue, sa position et son amplitude son ajustées pour chaque étoile, ou éventuellement en même temps pour plusieurs étoiles proches. Le flux est alors obtenu en intégrant la PSF. Ce signal résolu spatialement peut éventuellement être retiré pour faire apparaître des étoiles faibles. Cette méthode est surtout adaptée aux champs encombrés, car elle permet de distinguer le signal de deux étoiles dont les PSF se recouvrent. Elle nécessite néanmoins un long temps de calcul. On se reportera à Gillon et al. [2006] pour un exemple d'utilisation de cette méthode pour la photométrie de la planète à transits OGLE-TR-113b.

1. `http://www.physics.uci.edu/~barth/atv/index.html`

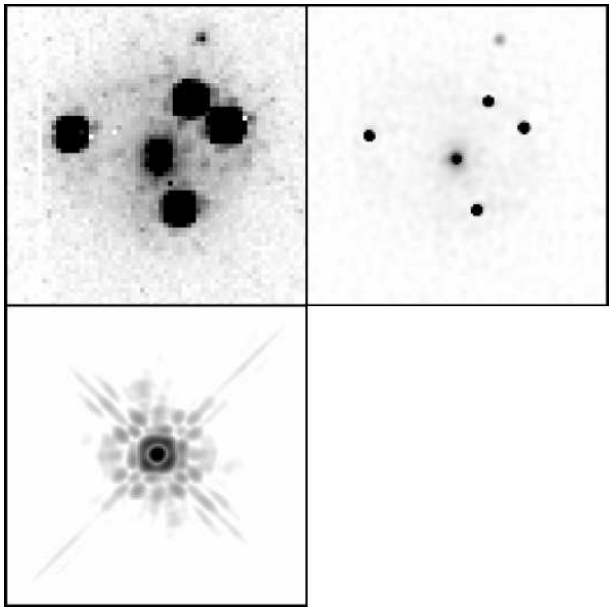


FIGURE 2.9 – Exemple de traitement par déconvolution d'une image de la lentille gravitationnelle WFI2033-4723 (en haut à gauche). L'algorithme de déconvolution calcule le noyau de la PSF (en bas à gauche), et permet d'obtenir une image déconvoluée (en haut à droite). Figure tirée de Magain et al. [2007].

2.3 La soustraction d'images

Une autre technique consiste à soustraire à l'image le signal attendu, puis à mesurer le résidu pour identifier les variations. Le principe est illustré figure 2.10. Une image de référence R est d'abord construite à partir des meilleures images (*e.g.* les 5 images avec le meilleur seeing). Pour chaque image I, on calcule alors le noyau de convolution K selon le principe :

$$R(x, y) \otimes K(u, v) = I(x, y) \tag{2.10}$$

Typiquement, K prend en compte l'élargissement de la PSF par rapport à l'image de référence, due au seeing. La différence entre l'image reconstruite par convolution et l'image réelle est appelée image différentielle. Elle permet de mesurer le résidu pour chaque étoile, par exemple par photométrie d'ouverture, et ainsi d'identifier les variations de flux. L'outil standard utilisé pour la photométrie à partir de la soustraction d'images est le logiciel ISIS. Pour une description complète, on se reportera à Alard & Lupton [1998] et Alard [2000].

Cette méthode nécessite un long temps de calcul. Des tests avec un algorithme de ce type, développé par A. Erikson et al. du DLR à Berlin et utilisant ISIS, ont été effectués lors du traitement des observations de test d'ASTEP400 (voir chapitre 8). Ils montrent qu'une image de 4096×4096 px est traitée en 7 mn sur un serveur de calcul standard. On ne peut donc pas utiliser cette méthode pour le traitement d'une grande quantité de données, telles que les observations continues sur plusieurs mois d'ASTEP Sud et ASTEP400. Elle peut néanmoins être utilisée pour le traitement d'une cible unique observée quelques jours, par exemple une cible microlentille. On traite alors seulement une partie des images, typiquement 512×512 px, ce qui permet un traitement de

plusieurs jours de données en quelques heures. Les cibles microlentilles observées par ASTEP400 sont traitées par cette méthode (voir chapitre 8).

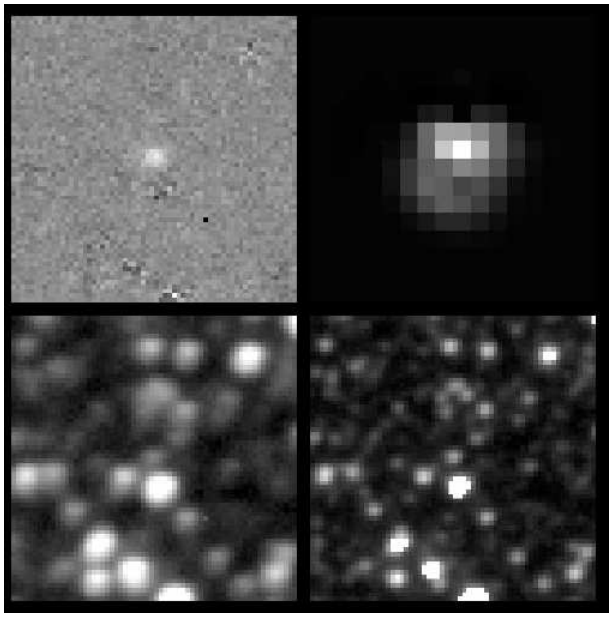


FIGURE 2.10 – Principe de la photométrie de soustraction. L'image originale est en bas à gauche, et l'image de référence en bas à droite. Un ajustement permet de déterminer le noyau de convolution entre les deux images, représenté en haut à gauche. La différence entre l'image ainsi reconstruite et l'image originale permet alors d'identifier les variations de flux, en haut à droite (zoom sur l'étoile centrale). Figure tirée de Alard & Lupton [1998].

2.4 SimPhot : la simulation des observations photométriques

SimPhot est un outil de simulation des observations photométriques développé durant cette thèse. Il permet de simuler des observations photométriques continues d'une ou plusieurs étoiles cibles dans un champ donné, en tenant compte des paramètres instrumentaux et des sources de bruit. Après une présentation des objectifs de SimPhot, les différentes étapes des simulations sont détaillées. Des exemples d'application de SimPhot sont ensuite exposés.

2.4.1 Objectifs du simulateur

La compréhension des facteurs limitant la photométrie de précision est une étape essentielle vers la découverte des petites planètes, notamment depuis le sol. SimPhot est d'abord développé dans cette optique. Ce code simule un relevé photométrique en incluant les sources de bruit connues, chacune étant paramétrable. La simulation d'un instrument donné soumis alternativement à différentes sources de bruit et à leurs combinaisons permet de connaître l'influence de chaque bruit dans la courbe de lumière finale.
Le second objectif de SimPhot est l'optimisation d'un instrument spécifique. Dans cette approche, les sources de bruit ne dépendant pas directement de l'instrument sont fixées, tandis que les paramètres instrumentaux varient d'une simulation à l'autre. La qualité des courbes de lumière obtenues permet de choisir le meilleur jeu de paramètres et ainsi d'optimiser l'instrument. Cette seconde approche a été utilisée dans le développement du télescope ASTEP400.

2.4.2 Simulation des images

Une simulation par SimPhot est composée de deux étapes : la simulation des observations et la réduction des données. La simulation des observations aboutit à la création d'une série d'images contenant une ou plusieurs étoiles. Le but est de reproduire les différentes sources de bruit présentées au paragraphe 2.1. Les paramètres d'entrée de SimPhot sont d'abord passés en revue, puis on détaille le processus d'une simulation.

Paramètres d'entrée

Paramètres instrumentaux
Les deux éléments constitutifs d'un instrument, le télescope et la caméra CCD, sont simulés. Le télescope est défini par son diamètre sa distance focale f. La transmission optique est calculée à partir des courbes de transmission ou réflexion de chacun des éléments. On prend ainsi en compte le nombre de miroirs et leur revêtement, le nombre de lentilles, la présence d'un filtre, et l'efficacité quantique du CCD. Les vibrations du télescope engendrent un décalage du CCD par rapport au champ de vue et sont modélisées par de petits déplacements du CCD lors des acquisitions. Ces déplacements sont définis par un décalage et une durée typiques entre deux positions successives. Une dérive lente de la direction de pointage est également introduite, et modélisée par un mouvement circulaire défini par sa période et son amplitude.
Un élément essentiel des simulations est la PSF du télescope, qui peut être implémentée de différentes manière. La première possibilité est de la calculer dans SimPhot à partir d'une fonction analytique, par exemple une fonction gaussienne pour une PSF

focalisée ou une fonction "tophat" pour une PSF défocalisée. La seconde possibilité est de prendre des PSF issues des simulations optiques complètes de l'instrument. Dans le cas d'ASTEP400, les PSF sont simulées par Carole Gouvret à l'aide du logiciel Zeemax puis utilisées par SimPhot. La figure 2.11 montre deux exemples de PSF.

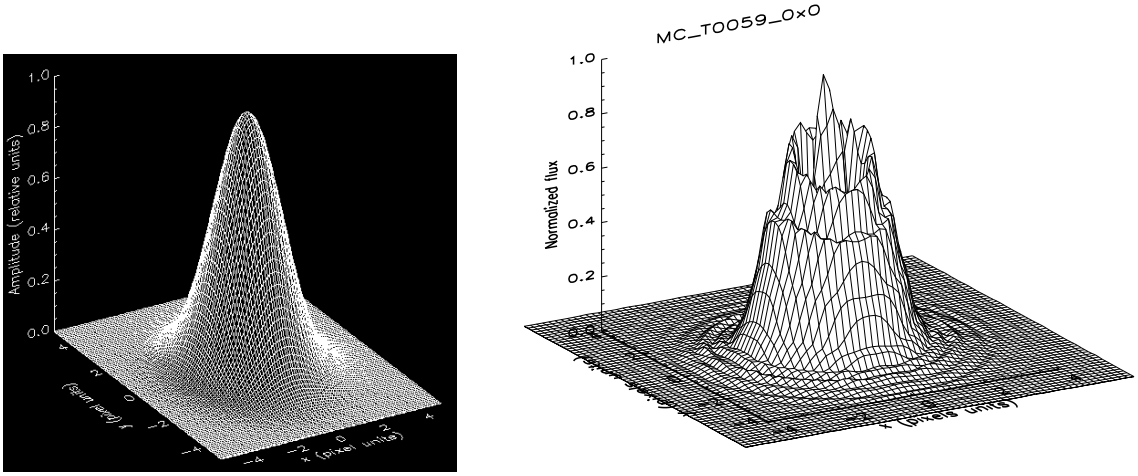


FIGURE 2.11 – Exemples de PSF disponibles dans SimPhot : une PSF analytique gaussienne (gauche), et une PSF simulée par Carole Gouvret à l'aide du logiciel Zeemax (droite).

Le CDD est défini par le nombre de pixels, la taille physique de la surface photosensible, la taille des électrodes (qui peut être mise à une valeur nulle dans le cas d'une caméra illuminée par derrière), la variation de transmission entre les différents pixels et à l'intérieur d'un pixel, le bruit de lecture, le temps de lecture, le courant d'obscurité et la valeur de saturation des pixels. Le champ de vue FOV du télescope est donné par :

$$FOV = \frac{S}{f} \tag{2.11}$$

où S est la surface photosensible du CCD et f la focale du télescope.

On peut également faire évoluer sur une grande échelle de temps la valeur des variations inter et intrapixel. On choisit enfin la taille de la grille de CCD, en pixels, ainsi que sa résolution.

Paramètres atmosphériques

La magnitude du fond de ciel dépend du site d'observation. La valeur typique dans les observatoires classiques est de 21 ou 22 mag/arcsec^2 en bande R et constitue un paramètre d'entrée de SimPhot. La masse d'air est également à choisir. La transmission de l'atmosphère est obtenue à partir de mesures effectuées à l'observatoire de Mauna Kea (où se situe notamment le CFHT). L'altitude du site d'observation et l'échelle de hauteur de l'atmosphère sont à préciser pour permettre le calcul de la scintillation. Le seeing est soit constant et fixé à une valeur donnée, soit variable. Sa valeur en fonction du temps est alors à définir dans un fichier annexe, qui correspond pour ASTEP 400 aux mesures effectuées au Dôme C durant l'hiver 2005, avec une mesure toutes les 2 minutes.

Paramètres d'observation
Le temps d'acquisition et la durée des observations doivent être définis.

Etoiles cibles et étoiles de fond
On simule une ou plusieurs étoiles cibles ainsi qu'une série d'étoiles de fond. Les paramètres à choisir en début de simulation sont la température effective, la magnitude et le filtre correspondant (à choisir dans le système de filtres de Johnson UVBRI), la densité d'étoiles de fond et la position des étoiles cibles sur le CCD. Cette position peut être aléatoire ou fixée. Cela permet par exemple de centrer une étoile sur le centre d'un pixel, sur une électrode, ou sur une position intermédiaire.

On peut également introduire un transit sur une étoile cible, en définissant le temps de début du transit, sa durée et sa profondeur. Le flux de l'étoile sera alors modifié au cours de la simulation.

Bruit de photon
Le bruit de photons peut être inclus ou non.

Ouverture photométrique
Enfin, on choisit la taille de l'ouverture photométrique. On peut donner plusieurs tailles de manière à effectuer le calcul du flux dans plusieurs ouvertures simultanément.

Processus d'une simulation et modélisation des bruits

Cette partie détaille le processus d'une simulation et l'introduction des sources de bruit présentées dans la section 2.1.

Création de la matrice CCD
La première étape est la création d'une grille de $N \times N$ pixels, chaque pixel étant divisé en $N_{sub} \times N_{sub}$ sous-pixels. Le nombre de sous-pixels est choisi tel que $1/N_{sub} < L$, où L est la taille des électrodes en pixel. Celle-ci est choisie de manière à occuper 30 % de la surface du pixel, soit $L = 0.075$. On prend typiquement $N = 20$ et $N_{sub} = 15$. La grille est donc de l'ordre de quelques centaines de pixels et contient quelques étoiles cibles. On pourrait par la suite étendre cette grille à une matrice complète de CCD, par exemple 2000 x 2000 pixels, mais ceci est pour l'instant trop coûteux en temps de calcul. La solution adoptée est d'utiliser une petite grille et de faire les simulations en différents point du champ, par l'utilisation de PSF différentes.

La matrice CCD est alors créée sur cette grille. Les électrodes sont d'abord introduites. Les variations interpixel sont simulées en calculant la transmission de chaque pixel à partir d'un tirage aléatoire gaussien de moyenne nulle et d'écart-type σ_{inter}. Les variations intrapixel sont simulées à partir d'une fonction sinusoïdale aléatoire de période spatiale inférieure au pixel (*e.g.* 0.7 px) et dont l'amplitude est choisie de manière à ce que l'ensemble des valeurs ait un écart-type σ_{intra}. On prend typiquement σ_{inter} et σ_{intra} à 1 %. La figure 2.12 montre une matrice CCD simulée par SimPhot.

Magnitude et position des étoiles cibles et des étoiles de fond
La magnitude des étoiles cibles est prise par exemple entre 10 et 16, celle des étoiles de fond entre 17 et 21 en bande R. La température effective est prise à 5500 K pour

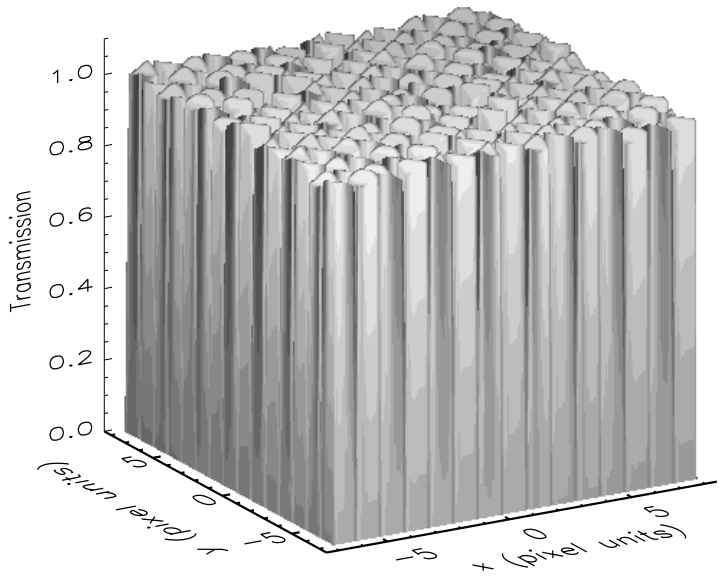


FIGURE 2.12 – Matrice CCD de 15×15 px simulée par SimPhot. Les bruits inter et intrapixel sont fixés à 1 % et les électrodes occupent 30 % de la surface du pixel.

toutes les étoiles. La densité d'étoiles de fond pour chaque magnitude est tirée d'une simulation de champ stellaire par le code CoRoTlux [Fressin et al., 2007], et elles sont placées aléatoirement sur le CCD. La position des étoiles cibles est fixée à une position intermédiaire sur le pixel.

Calcul du flux reçu

Les magnitudes m sont données dans une bande photométrique standard qui ne correspond pas exactement à la transmission de l'instrument. On calcule donc le nombre de photons réellement reçu de chaque étoile, en deux étapes.

— D'abord, on calcule le nombre de photons qui seraient reçus dans la bande standard dans laquelle la magnitude est définie $\mathcal{N}_{ph,std}$:

$$\mathcal{N}_{ph,std} = \frac{F}{h\nu_0}\,\Delta\nu\,\frac{\pi D^2}{4}\,t_{exp} \tag{2.12}$$

$$\text{où} \quad F = F_0\,10^{-\frac{m}{2.5}} \tag{2.13}$$

F_0 est le flux de référence dans la bande considérée en J.s^{-1}m^{-2}Hz^{-1}, h la constante de Planck, ν_0 est la fréquence centrale de la bande photométrique, $\Delta\nu$ sa largeur, D le diamètre du télescope et t_{exp} le temps d'exposition. On suppose m corrigée de l'extinction atmosphérique.

— Ensuite, on assimile l'étoile à un corps noir. Le nombre de photons réellement reçus par l'instrument $\mathcal{N}_{ph,meas}$ est alors :

$$\mathcal{N}_{ph,meas} = \mathcal{N}_{ph,std}\,\frac{\int_0^\infty B_T(\lambda)\,\mathcal{T}_{atm}(\lambda)\,\mathcal{T}_{instru}(\lambda)\,d\lambda}{\int_{\Delta\lambda_{std}} B_T(\lambda)\,d\lambda} \tag{2.14}$$

où $\mathcal{T}_{atm}(\lambda)$ et $\mathcal{T}_{instru}(\lambda)$ sont respectivement les transmissions de l'atmosphère et de l'instrument, $\Delta\lambda_{std}$ la plage de longueur d'onde correspondant à la bande standard considérée, et $B_T(\lambda)$ la densité spectrale d'émission du corps noir à la température T de l'étoile :

$$B_T(\lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \tag{2.15}$$

La transmission de l'atmosphère est obtenue à partir de mesures d'extinction effectuées à l'observatoire de Mauna Kea entre 300 et 900 nm, pondérées par la masse d'air. La transmission totale du télescope est calculée de manière précise à partir de ses différents éléments optiques, comme pour les instruments ASTEP400 et ASTEP Sud, ou implémentée directement, comme pour CoRoT. Pour ASTEP400, on prend en compte le nombre de miroirs et leur revêtement (les courbes de transmission en fonction de la longueur d'onde de deux revêtements sont disponibles : aluminium ou argent), la lame dichroïque qui permet de séparer le flux entre la voie science et la voie de guidage (les courbes de transmission de plusieurs lames sont disponibles), les courbes d'efficacité quantique des CCD des voies science et guidage fournies par les constructeurs, ainsi que les éléments optiques supplémentaires (pour lesquels la transmission est supposée constante en longueur d'onde). On obtient ainsi la courbe de transmission totale sur les voies science et guidage. Pour ASTEP Sud, la transmission totale est obtenue à partir de la courbe d'efficacité quantique du CCD, de la courbe de transmission du filtre, et des éléments optiques supplémentaires. Pour CoRoT on utilise directement la courbe de transmission totale de l'instrument donnée par Auvergne et al. [2009].

On obtient ainsi le signal $\mathcal{N}_{el}$ reçu de l'étoile par l'instrument sur la voie science et éventuellement sur la voie de guidage, exprimé en électrons. Ce calcul est appliqué aux étoiles cibles et aux étoiles de fond.

Les observations proprement dites peuvent alors être simulées. Chaque itération correspond à une pose et aboutit à la création d'une image pixélisée.

Signal transit
Si un signal transit à été introduit dans les paramètres d'entrée et si la pose correspond à un point à l'intérieur du transit, on diminue le flux de l'étoile cible selon la profondeur indiquée en entrée.

La PSF et les variations de seeing
La PSF est modifiée pour tenir compte de la valeur du seeing s au moment de la pose. L'effet du seeing étant un étalement symétrique de la PSF, il est simulé en convoluant la PSF initiale avec une gaussienne à 2 dimensions d'écart-type s (figure 2.13). Cette opération étant longue, on utilise des valeurs tabulées de seeing (*e.g.* toutes les 0.1 arcsec) pour lesquelles la convolution est réellement effectuée, puis on interpole ces PSF. La PSF obtenue est ensuite interpolée sur toute la grille et normalisée.

Scintillation
La scintillation a pour effet d'introduire des fluctuations du flux reçu de chaque étoile. L'écart-type de ces fluctuations $\sigma_{scintil}$ est tiré de l'étude de Young [1967] (réutilisée par

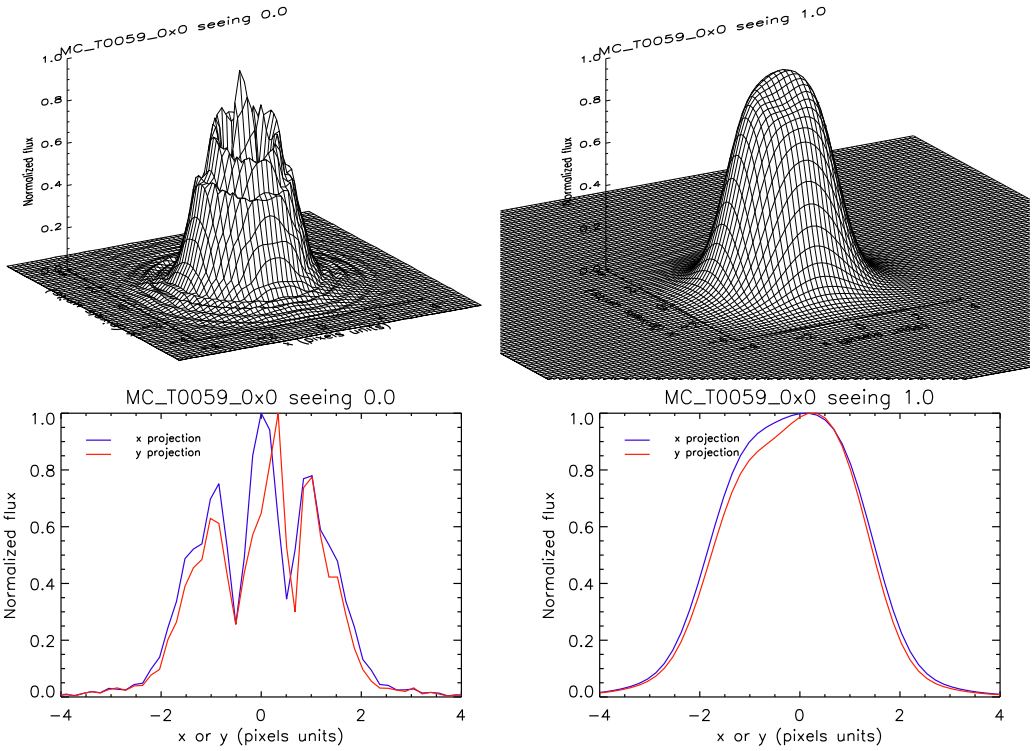


FIGURE 2.13 – Exemple de PSF avant (gauche) et après (droite) convolution par un seeing de 1 arcsec, vue en 2 dimensions (haut) et en coupe (bas) selon x (bleu) et y (rouge). Le seeing est modélisé par une gaussienne de 1 arcsec de largeur à mi-hauteur.

Ryan & Sandler [1998]), divisé par le gain de ∼3.5 prédit par Kenyon et al. [2006] pour l'atmosphère du Dôme C :

$$\sigma_{scintil} = \frac{0.09}{3.5} \frac{\epsilon_{airmass}^{1.5}}{D^{2/3}\sqrt{2\,t_{exp}}} \exp\left(-\frac{h}{h_0}\right) \tag{2.16}$$

où $\epsilon_{airmass}$ est la masse d'air, D le diamètre du télescope exprimé en cm, t_{exp} le temps de pose, h l'altitude du site d'observation et h_0 la hauteur d'échelle de l'atmosphère. Avec les valeurs $\epsilon_{airmass} = 1.035$ (soit un écart angulaire zénithal de 15°), $D = 40$ cm, $t_{exp} = 30$ s, $h = 3300$ m (correspondant à l'altitude du Dôme C), et $h_0 = 8000$ m, on trouve $\sigma_{scintil} = 2.99 \times 10^{-4}$. Le signal reçu d'une étoile est alors :

$$\mathcal{N}_{el,scintil} = \mathcal{N}_{el}\ (1 + \alpha) \tag{2.17}$$

où α est tiré aléatoirement à partir d'une distribution gaussienne d'écart-type $\sigma_{scintil}$. On note que le facteur $(1 + \alpha)$ est multiplicatif et peut être appliqué directement aux électrons.

Dérive lente

Une dérive lente du télescope est introduite en ajoutant entre chaque pose un petit déplacement (x_d, y_d) à la position initiale de toutes les étoiles, défini par :

$$x_d = A_{dr} \sin \frac{2\pi}{T_{dr}} t \quad ; \quad y_d = A_{dr} \cos \frac{2\pi}{T_{dr}} t \tag{2.18}$$

où A_{dr} et T_{dr} sont l'amplitude et la période de la dérive.

Portion de champ simulée
Pour chaque étoile, la PSF est multipliée par le nombre d'électrons $\mathcal{N}_{el,scintil}$ et placée sur la grille. On obtient alors une portion de champ contenant les étoiles cibles et les étoiles de fond (figure 2.14).

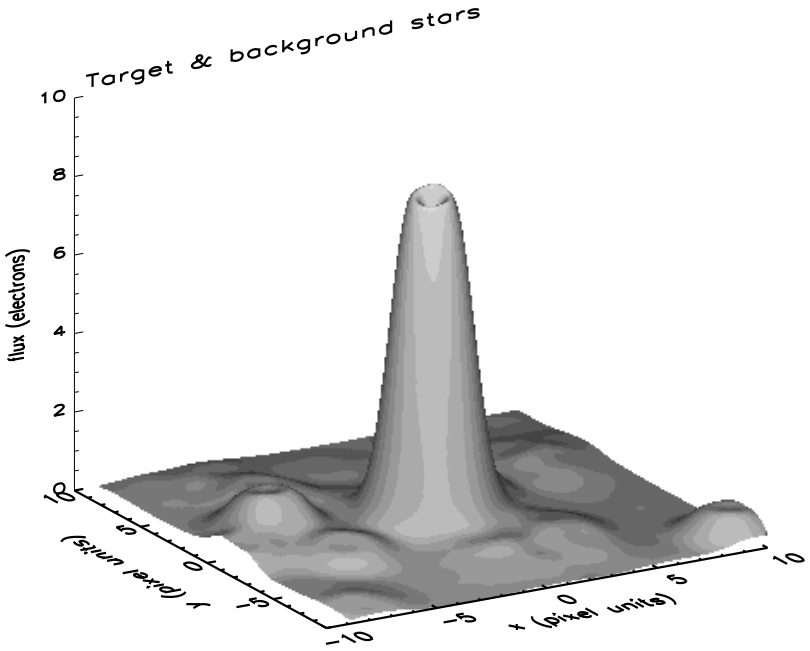


FIGURE 2.14 – Portion de champ simulée par SimPhot, pour une étoile cible de magnitude 14, un temps de pose de 30 s et un télescope de diamètre 40 cm. L'étoile cible est placée à peu près au centre de la grille, et des étoiles de fond sont réparties aléatoirement. La convolution de la PSF avec le seeing atténue l'effet de l'obstruction centrale.

Fond de ciel
La magnitude de fond de ciel donnée en paramètre d'entrée est simplement convertie en nombre de photons puis en e^-/arcsec^2, et ajoutée de manière uniforme sur la grille en tenant compte de la taille angulaire de chaque sous-pixel.

Jitter
Le jitter est introduit par de petits déplacements aléatoires de la grille au cours de la pose. Le nombre de positions occupées par le centre de la PSF est un paramètre d'entrée pris typiquement à 15 pour une pose de 30 s. La fréquence correspondante de 0.5 Hz n'est pas très réaliste d'une fréquence de vibration, mais suffit à étaler la PSF. L'amplitude des déplacements est tirée au hasard dans une distribution gaussienne d'écart-type

donné en paramètre d'entrée, typiquement 0.2 px. Le temps passé sur chaque position est tiré au hasard, la somme étant égale au temps de pose. Ces déplacements sont effectués selon un mouvement brownien, *i.e.* les uns à la suite des autres sans retour à la position initiale. Les étoiles retrouvent leur position intiale au début de la pose suivante. Une autre méthode serait d'effectuer un mouvement gaussien, où chaque déplacement partirait d'un même point.

Pixélisation du signal, bruit de photons, courant d'obscurité et bruit de lecture
Le signal sur la grille est multiplié par la matrice de transmission. Le courant d'obscurité est ajouté. Le flux recueilli sur chacun des pixels $\mathcal{N}_{el,px}$ est ensuite calculé en sommant les sous-pixels correspondants. On ajoute le bruit de photons en modifiant $\mathcal{N}_{el,px}$ selon un tirage aléatoire poisonnien d'écart-type $\sigma_{ph} = \sqrt{\mathcal{N}_{el,px}}$. On introduit ensuite le bruit de lecture en ajoutant un nombre d'électrons tiré aléatoirement dans une distribution gaussienne de moyenne nulle et d'écart-type σ_{ron}, où σ_{ron} est le bruit de lecture défini en paramètre d'entrée. Enfin, la valeur maximale d'un pixel est fixée à la valeur de saturation, donnée en paramètre d'entrée, et sa valeur minimale à 0. On obtient une image pixélisée (figure 2.15). Cette image est sauvée dans un fichier au format FITS et diverses informations sur la pose sont écrites dans l'en-tête (valeur de seeing, nombre de photons et position initiale des étoiles cibles, etc...).

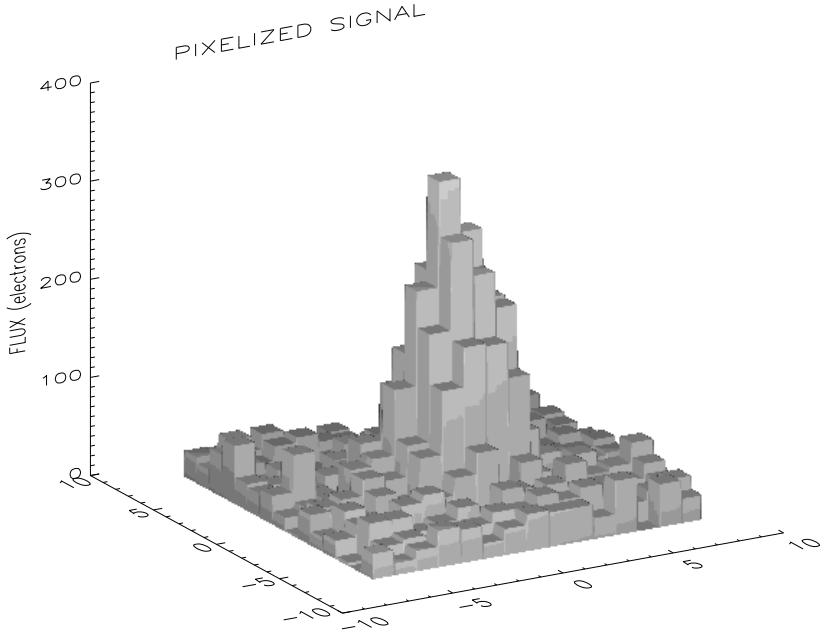


FIGURE 2.15 – Signal pixélisé pour une étoile de magnitude 14, un temps de pose de 30 s et un télescope de diamètre 40 cm, accompagné des différentes sources de bruit. Cette image est sauvegardée au format FITS.

On crée ainsi une série d'images correspondant à la durée des observations, typiquement 2 heures. On conserve également une image ne contenant que le signal "utile", c'est-à-dire uniquement le signal de l'étoile cible.

2.4.3 Réduction des images

La deuxième étape de SimPhot est la réduction des images simulées. On pourrait utiliser des logiciels standard tesl que DAOPHOT, mais la méthode choisie a été le codage de routines propres à SimPhot de manière à intégrer certaines options et comprendre leur effet. Le principe des différentes méthodes est détaillé section 2.2.

Réduction par photométrie d'ouverture

La première méthode de réduction disponible dans SimPhot est la photométrie d'ouverture. Cette méthode, la plus simple et la plus efficace en temps de calcul, est la principale utilisée lors des simulations. Chaque image est lue, à partir du fichier au format FITS. La position des étoiles cibles est déterminée soit par un calcul de centroïde, comme pour des données réelles, à partir d'une routine d'ajustement de gaussienne tirée de DAOPHOT ; soit à partir de la position initiale des étoiles écrite dans l'en-tête. Une erreur sur ces positions peut-être volontairement introduite. La photométrie d'ouverture peut alors être effectuée selon les différentes méthodes :

— soit on place une ouverture circulaire centrée sur la position de l'étoile cible. Un poids peut être affecté à chaque pixel, en calculant la surface du pixel occupée par l'ouverture (les pixels de bord auront un poids inférieur à 1). On peut aussi mettre un poids de 1 à tous les pixels ayant une intersection non nulle avec l'ouverture. On calcule simultanément le flux dans plusieurs ouvertures de diamètres différents.

— soit on utilise un masque prédéfini. La création des masques est une étape préliminaire au lancement de SimPhot. Typiquement, on crée les masques en fonction de la magnitude et de la forme de la PSF (on ne prend pas en compte l'environnement stellaire, puisque les étoiles de fond sont placées au hasard).

L'ouverture est alors multipliée à l'image pour ne garder que le signal de l'étoile, puis une somme permet de mesurer le flux (figure 2.16).

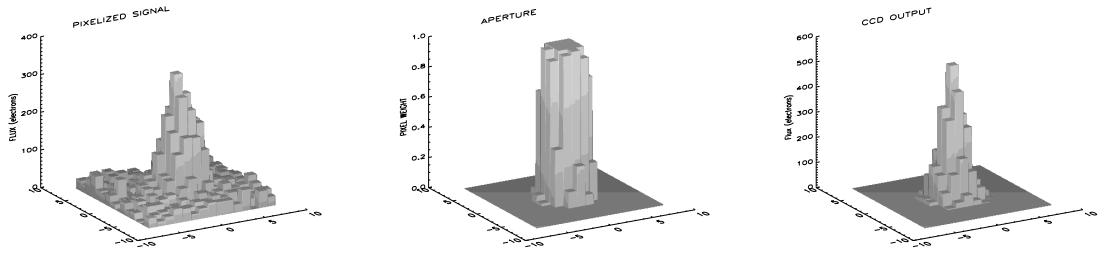


FIGURE 2.16 – Photométrie d'ouverture effectuée par SimPhot, dans le cas d'une ouverture circulaire, pour une étoile de magnitude 14, un temps de pose de 30 s et un télescope de diamètre 40 cm. L'image initiale (gauche) est multipliée par une ouverture, par exemple circulaire avec un poids pour les pixels de bord (milieu), pour extraire le signal de l'étoile cible (droite).

Autres méthodes

Une autre méthode disponible dans SimPhot consiste à ne prendre en compte que les pixels les plus brillants. Le facteur n de l'équation 2.7 est alors un paramètre d'entrée.

Enfin, la photométrie par reconstruction de PSF peut également être utilisée, mais son développement n'est pas encore finalisé.

2.5 Utilisations de SimPhot

2.5.1 Choix de la caméra ASTEP

Une version préliminaire de SimPhot, calculant certaines sources de bruit de manière analytique, a permis de choisir la caméra du projet ASTEP. Cette étude est résumée dans Crouzet et al. [2007], inclus ici. On présente également l'étude complète dans l'annexe 1.

Astron. Nachr. / AN **328**, No. 8, 805 – 808 (2007) / **DOI** 10.1002/asna.200710820

Front- vs. back-illuminated CCD cameras for photometric surveys: a noise budget analysis

N. Crouzet⋆**, T. Guillot, F. Fressin, A. Blazit,** and **the A STEP team**

Observatoire de la Côte d'Azur, Boulevard de l'Observatoire, BP 4229, 06304 Nice Cedex 4, France

Received 2007 Mar 20, accepted 2007 May 24
Published online 2007 Sep 18

Key words instrumentation: detectors – methods: numerical – technique: photometric

Exoplanetary transit and stellar oscillation surveys require a very high precision photometry. The instrumental noise has therefore to be minimized. First, we perform a semi-analytical model of different noise sources. We show that the noise due the CCD electrodes can be overcome using a Gaussian PSF (Point Spread Function) of full width half maximum larger than 1.6 pixels. We also find that for a PSF size of a few pixels, the photometric aperture has to be at least 2.5 times larger than the PSF full width half maximum. Then, we compare a front- with a back-illuminated CCD through a Monte-Carlo simulation. Both cameras give the same results for a PSF full width half maximum larger than 1.5 pixels. All these simulations are applied to the A STEP (Antarctica Search for Transiting Extrasolar Planets) project. As a result, we choose a front-illuminated camera for A STEP because of its better resolution and lower price, and we will use a PSF larger than 1.6 pixels.

© 2007 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

1 Introduction

The photometric technique allows a direct detection of luminosity variations. Several disciplines are therefore concerned. In asteroseismology, these variations are used to identify stellar oscillations, giving an access to the interior of stars. In planetary sciences, a decrease of luminosity caused by an extrasolar planet occulting its parent star during a transit is used to characterize the planet (Charbonneau et al. 2000; Moutou et al. 2004). In both cases, a very high precision photometry is required, typically to a millimagnitude level. Challenging technical issues have therefore to be solved (Rauer et al. 2004), and high accuracy algorithms are needed (Irwin at al. 2007; Gillon et al. 2006; Magain et al. 2007). The Antarctica Search for Transiting Extrasolar Planets (A STEP) aims to detect planetary transits and stellar oscillations from Dome C, Antarctica (Fressin et al. 2005). The three months continuous night as well as a very dry weather are extremely favorable for photometric surveys. A fully automatized telescope is under development. We present here a first noise analysis of this telescope that leads to the choice of the camera, but that applies to other photometric surveys. The first part shows a noise budget obtained with a semi-analytical model. A second part describes a Monte Carlo simulation of a front- and a back-illuminated CCD camera.

⋆ Corresponding author: crouzet@obs-nice.fr

2 Noise analysis

2.1 Description of the cameras

When using available commercial cameras and a limited fund, a problem for photometric surveys is whether to use a backward-illuminated camera, which maximizes efficiency by having electrodes on the non-irradiated side of the CCD, or a front-illuminated camera in which the quantum efficiency is limited by direct reflection on the electrodes, but which is simpler to build and has thus more pixels for a similar price tag. More specifically, in the case of A STEP, these two classes of cameras were led by:

- The back-illuminated camera DW 436 by Andor, with a CCD EEV 42-40, containing 2048×2048 pixels. The quantum efficiency peaks at 94 %, with a mean of 90 % in the spectral range 600–800 nm. The pixel size is 13 μm, and the total CCD size is 2.7 cm. The same CCD is used for the CoRoT mission, giving us some facilities for its testing and characterization. The pixel response non-uniformity is around 2 %.
- The front-illuminated camera Proline by FingerLake Instruments, with a CCD KAF-16801E by Kodak, containing 4096×4096 pixels. Its quantum efficiency peaks at 63 %, with a mean of 50 % in the spectral range 600–800 nm. Around 40 % of flux is lost with respect to the back-illuminated camera. The pixel size is 9 μm, and the total CCD size is 3.7 cm. The pixel response non-uniformity is around 0.5 %. The front-illuminated camera has also the advantage to be much cheaper, allowing us to purchase a backup one.

WILEY InterScience® DISCOVER SOMETHING GREAT

© 2007 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

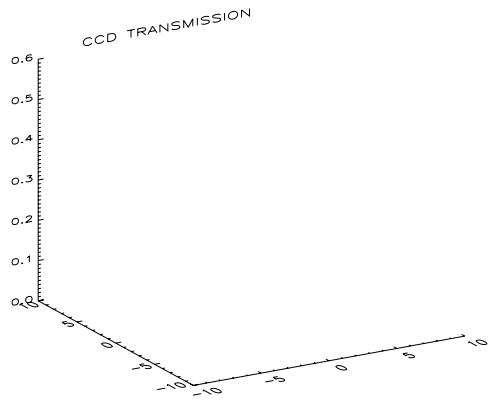


Fig. 1 Example of the CCD transmission matrix of a front-illuminated camera. The interpixel variations are typically a few per cent. The electrodes cover a part of a pixel and their transmission is very low.

2.2 CCD transmission

In order to test the CCDs, we model a grid in which the optical transmission of each pixel is randomly set, with a standard deviation of a few per cent. Electrodes are assumed to cover $\sim$ 50 % of a pixel surface in the case of a front-illuminated camera, thereby explaining the relatively modest quantum efficiency. On the other hand, the back-illuminated camera is considered as ideal, with no loss due to the electrodes. An example of a CCD transmission is shown in Fig. 1.

2.3 The sources of instrumental noise

We perform a first analysis of the different noise sources. A good understanding of noises is indeed necessary for the choice of a camera. In a more general way, this is critical in transit survey data analysis (Pont, Zucker & Queloz 2006; Smith et al. 2006). All noises are calculated in a semi-analytical model using squared photometric apertures of 3×3 and 5×5 pixels. We use the A STEP instrumental characteristics. The telescope is a 40 cm with a F/D of 4. Stars range from magnitude 11 to magnitude 16. The exposure time is 10 seconds. The PSF (Point Spread Function) is a two-dimensional Gaussian function. These parameters are preliminary and will have to be defined more precisely during the telescope design phase, in order to optimize the survey (Horne 2002). Noises correspond to one exposure, without any image processing. This is therefore a worst case. We consider the following noise sources:

- Electrode noise: The bad optical transmission of electrodes leads to a loss of flux. This loss depends on the PSF position with respect to the electrodes. The PSF motion onto the CCD, due to the telescope jitter, leads to loss variations. The resulting noise is therefore calculated as the variation of the flux hitting the electrodes.
- Overflow noise: Because of light sources such as crowding in the field of view, sky brightness, etc., a photometric aperture is set around each target star. The flux outside this aperture is eliminated, should it come from the target star or another source. This results in a loss of the flux from the star if the PSF overflows the photometric aperture. The loss depends again on the PSF position inside this aperture, and varies due to the telescope jitter. The noise is then calculated as the variation of the flux inside the aperture.
- Interpixel noise: Each pixel has its own optical transmission, which vary from one pixel to another by typically 1 per cent. This PRNU (Photo Response Non Uniformity) is taken into account defining an equivalent number N of pixels under the PSF. The resulting noise is:
  $$\sigma_{\mathrm{interpx}} = \frac{\mathrm{PRNU}}{\sqrt{N}},$$
  where PRNU is the standard deviation of the pixel transmission distribution.
- Other noise sources: Other noise sources are implemented such as the photon noise from the target star, the noise from the sky background (taken as 22 mag/arcsec^2 with a slow variation along the CCD), and the camera dark current and read-out noise.

2.4 A semi-analytical model

The results of the analysis based on the semi-analytical model are represented in Fig. 2. The electrode and overflow noises are clearly dominant. The interpixel noise is also dominant for bright stars. As supposed, the other noise sources are not dominant for a 11 magnitude star. For a 16 magnitude star, the photon noise is dominant for full width half maxima between 1.2 and 2 pixels, but does not change the total noise curve shape.

The main observation is that the electrode noise reaches a level of 10^{-4} for PSF full width half maxima larger than 1.6 pixels. This noise can therefore be overcome adjusting the PSF size. (It can be noted however, that the noise strongly increases when considering non-Gaussian PSFs with sharp interfaces, e.g. a top-hat function. We will not consider this further.) We also see that the overflow noise becomes dominant for full width half maxima larger than 2 pixels, given the aperture of 5×5 pixels we use. In a general way, for our PSFs of a few pixels, we find that the photometric aperture must be at least 2.5 larger than the PSF full width half maximum.

2.5 Monte-Carlo simulations

In order to test our two cameras, we use a direct simulation of the CCD that attempts to mimic real observations including jitter and interpixel noise. The simulations proceed as follows: during a run, a Gaussian PSF is moved along the CCD in an arbitrary direction. For each position, the flux inside the photometric aperture is measured. The resulting

© 2007 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

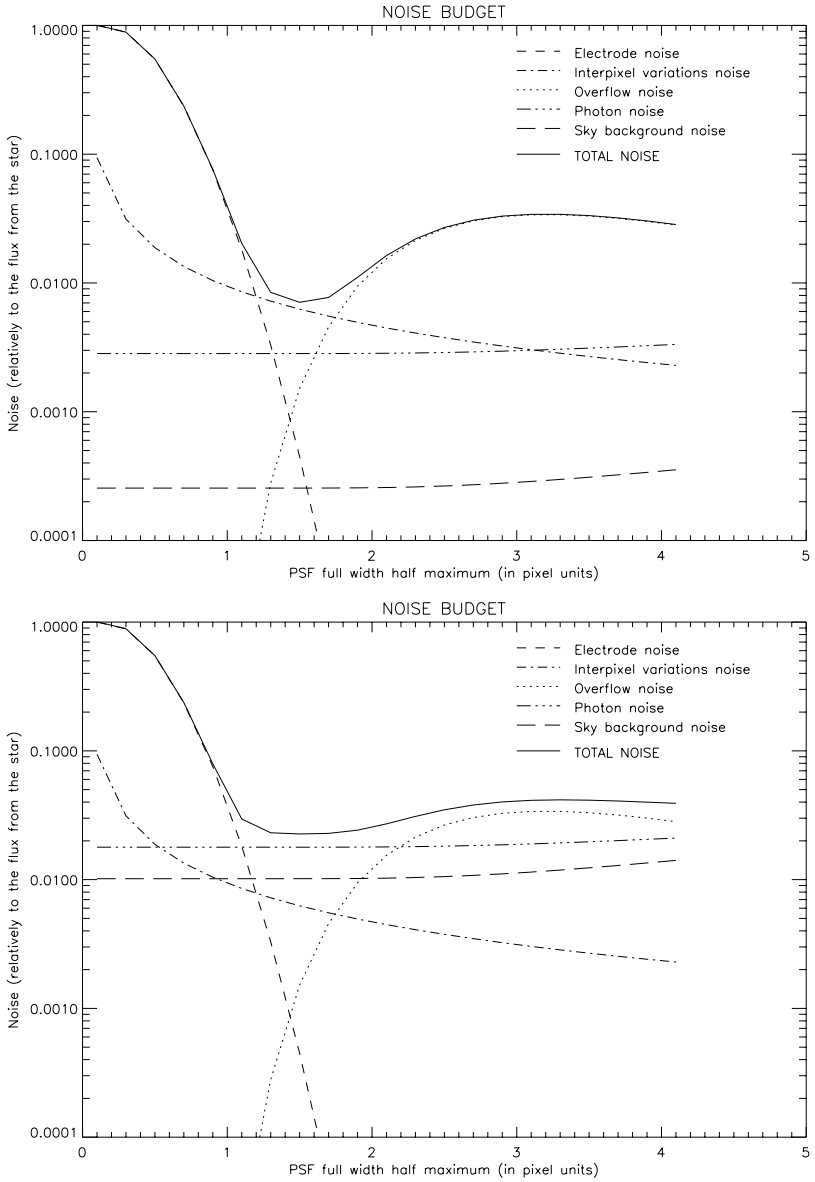


Fig. 2 Noise budget as a function of the PSF full width half maximum, in a semi-analytical model, for a front illuminated camera with a 5×5 pixels photometric aperture and 1 % interpixel variations. The results for stars of magnitude 11 (*top*) and 15 (*bottom*) are represented. The CCD dark current and read-out noise are not plotted, and are always lower than the sky background noise.

noise level is estimated as the peak-to-peak flux variation. This noise is calculated for several PSF full width half maxima, since this parameter can be chosen during the telescope design phase. This simulation is performed for three interpixel values, 0, 1, and 5 % as the real value is unknown, and for two electrode sizes, 50 and 0 % of a pixel, i.e. for both cameras. The results of the Monte-Carlo simulations are shown in Fig. 3. Note this simulation does not account for different quantum efficiencies of both cameras. The advantage of the back-illuminated camera, i.e. no electrodes, is valid only for PSFs with full width half maxima smaller than 1.5 pixels. For larger PSFs, both cameras give the same results, which means that the electrode noise is negligible. This is in perfect agreement with our semi-analytical model.

These simulations imply that for well-sampled PSFs, the noise difference is essentially due to the difference in quantum efficiency, i.e. for the two cameras that are considered, $\sqrt{0.9/0.5} = 1.34$. This is to be compared to the fact that the 4 times increase in pixel number allows having either 4 times as many targets with the same crowding, or, with exactly the same field of view, a reduction of the interpixel noise by a factor 2 due to PSFs that are better sampled spatially.

Other advantages of the presently built CCD cameras is that front-illuminated ones have less interpixel noise (1 % vs. 3 %), and are generally cheaper (by $\sim$ 30 %). A front-illuminated CCD camera is therefore, in the case of A STEP, more advantageous.

© 2007 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

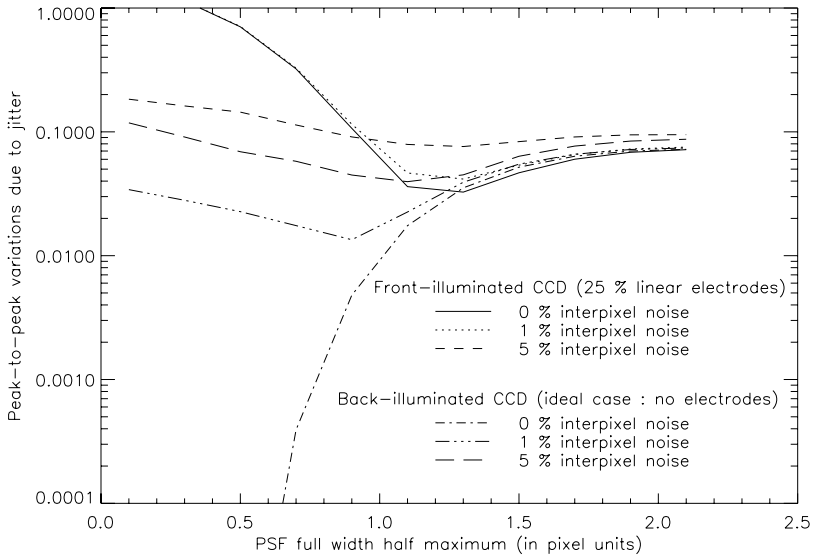


Fig. 3 Noise as a function of the PSF full width half maximum, for a 3×3 pixels photometric aperture. A front illuminated camera (with electrodes), and a back-illuminated camera (as an ideal case with no electrodes) are represented. Three values of interpixel variations are used.

3 Conclusion

We performed a semi-analytical noise analysis to identify the limiting noise sources in precision photometry, using a Gaussian PSF. The electrode, overflow, and interpixel noises are dominant, as well as the photon noise for faint stars. We showed that the electrode noise becomes negligible for Gaussian PSF full width half maxima larger than 1.6 pixels. We also found that for PSFs of a few pixels, the photometric aperture must be at least 2.5 times larger than the PSF full width half maximum.

We then compared a front- and a back-illuminated camera in a Monte Carlo simulation. For photometric surveys for which the PSF is well-sampled (at least 1.5 pixels full width half maximum), and limited in terms of budget to existing commercial cameras, we found that a front-illuminated camera is a better alternative.

References

Charbonneau, D., Brown, T.M., Latham, D.W., Mayor, M.: 2000, ApJ 529, L45
Fressin, F., Guillot, T., Bouchy, et al.: 2005, EAS Publ. Ser. 14, 309
Gillon, M., Pont, F., Moutou, C., Bouchy, F., Courbin, F., Sohy, S., Magain, P.: 2006, A&A 459, 249
Horne, K.: 2002, ESA SP 485, 137
Irwin, J., Irwin, M., Aigrain, S., Hodgkin, S., Hebb, L., Moraux, E.: 2007, MNRAS 375,1449
Magain, P., Courbin, F., Gillon, M., Sohy, S., Letawe, G., Chantry, V., Letawe, Y.: 2007, A&A 461, 373
Moutou, C., Pont, F., Bouchy, F., Mayor, M.: 2004, A&A 424, L31
Pont, F., Zucker, S., Queloz, D.: 2006, MNRAS 373, 231
Rauer, H., Eislöffel, J., Erikson, A., Guenther, E., Hatzes, A.P., Michaelis, H., Voss, H.: 2004, PASP 116, 38
Smith, A.M.S., Collier Cameron, A., Christian, D.J., et al.: 2006, MNRAS 373, 1151

© 2007 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

2.5.2 Etude de la forme des PSF

Hypothèses des simulations

Au cours des simulations effectuées pour le choix de la caméra, il est apparu que la forme des PSF avait une influence non négligeable dans le cas d'un CCD illuminé par devant (c'est-à-dire sur la face avant, qui contient les électrodes). On évalue ici le bruit de jitter lié aux électrodes pour 3 formes de PSF construites analytiquement, représentées figure 2.17 : une PSF gaussienne, une PSF top-hat et une PSF cylindrique (ce dernier cas n'est bien sûr pas réaliste). Le FWHM correspond pour la PSF top-hat à celui de la gausienne à partir de laquelle elle est construite, et pour la PSF cylindrique à la largueur du cylindre. On prend ici des électrodes couvrant 50 % de la surface du pixel, soit un cas très défavorable. On simule uniquement le bruit de jitter. On mesure pour cela le flux tombant sur toutes les électrodes d'une grille de 10×10 px pour 2 positions extrêmes du centre de la PSF : au centre puis dans un coin du pixel central. La différence entre ces deux flux correspond a priori au bruit maximum qui sera engendré par le jitter. On effectue ce calcul pour des PSF allant de 0.1 à 5 px de FWHM.

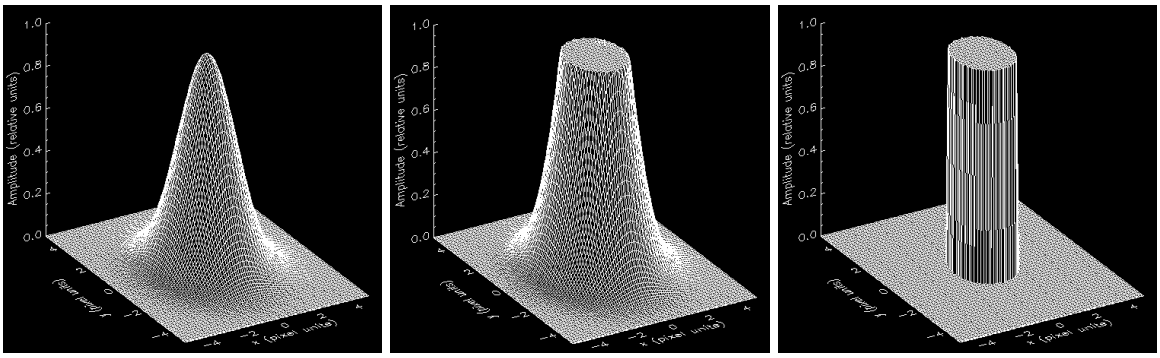


FIGURE 2.17 – L'influence de la forme des PSF est étudiée à l'aide de 3 cas extrêmes : une PSF gausienne (gauche), une PSF top-hat (centre) et une PSF cylindrique (droite).

Résultats

Les résultats sont présentés figure 2.18. Pour une PSF gaussienne, le bruit chute rapidement et devient inférieur à 10^{-4} pour un FWHM > 1.7 px. Le bruit reste toujours élevé pour les deux autres PSF. Il est de l'ordre de 10^{-2} pour la PSF top-hat et 10^{-1} pour la PSF cylindrique pour un FWHM de $\sim$4 px. La forme lisse et régulière de la PSF gaussienne permet ainsi d'absorber le bruit de jitter : on a toujours à peu près la même quantité de flux tombant sur les électrodes dès que la PSF est suffisamment large. Les deux autres PSF, qui possédent des parties raides ou anguleuses, sont au contraire très sensibles aux électrodes : lorsqu'un bord de la PSF cylindrique touche une électrode, la variation de flux est brutale, ce qui introduit un bruit élevé. Pour ces deux PSF, on note également que le bruit de jitter chute pour certaines valeurs particulières de FWHM. Il est cependant impossible en pratique de conserver une PSF stable à une valeur singulière durant les observations.

En conclusion, on montre que l'on s'affranchit du bruit de jitter lié aux électrodes pour une PSF gaussienne de FWHM supérieur à $\sim$1.7 px.

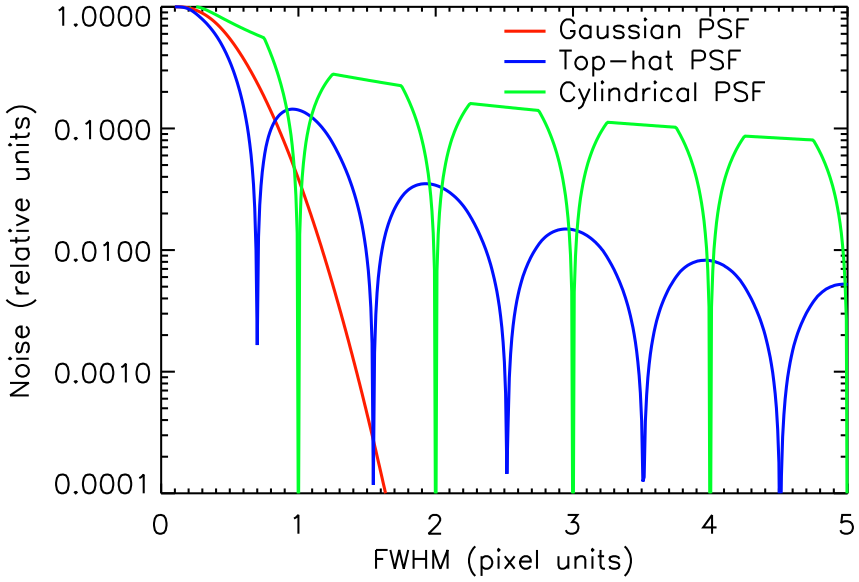


FIGURE 2.18 – Bruit de jitter lié aux électrodes pour différentes formes de PSF : gaussienne (rouge), top-hat (bleu) et cylindrique (vert). On prend ici un jitter extrême, avec un mouvement entre le centre et le coin du pixel. Le bruit devient négligeable pour une PSF gausienne de FWHM > 1.7 px, et reste élevé pour les deux autres PSF (sauf pour certaines valeurs singulières de FWHM).

2.5.3 Développement du télescope ASTEP 400

SimPhot a principalement été utilisé dans le développement du télescope ASTEP400. Ces simulations sont présentées au chapitre 6.

Chapitre 3

Caractérisation des caméras CCD ASTEP

3.1 Introduction

Une bonne connaissance des propriétés de la caméra est essentielle pour une photométrie de précision. La caméra CCD choisie pour ASTEP est une "ProLines series" de Finger Lake Instrumentation (voir chapitre 2). Deux caméras de ce type ont été achetées pour les instruments ASTEP Sud et ASTEP 400. On présente ici les tests de caractérisation de ces caméras. Ces tests ont été réalisés avec Alain Blazit, François Fressin et Carole Gouvret, avec l'aide de Tristan Buey et Pernelle Bernardi. Une partie a été effectuée avec le dispositif utilisé pour les tests des caméras du satellite CoRoT.

3.2 Caractéristiques des caméras CCD d'ASTEP

La caméra est une "ProLines series" de Finger Lake Instrumentation équipée d'un CCD Kodak KAF-16801E (figure 3.1). La zone photosensible est composée de 4096×4096 pixels illuminés par devant. Les pixels font 9 μm, la taille du CCD est de 36.88 mm $\times$ 36.88 mm. Un registre horizontal transfère les charges générées par chaque pixel vers un amplificateur qui les convertit en tension. La caméra de classe A possède une série de colonnes et de lignes supplémentaires servant à mesurer le courant d'obscurité et le niveau de bias de chaque image ; dans ce cas le CCD possède au total 4128×4127 pixels. Les pixels sont codés sur 16 bits, soit une dynamique de 65535 ADU (Analog to Digital Unit). La figure 3.2 montre un schéma du CCD.

Les caractéristiques du CCD données par le constructeur pour une température de +25 °C sont les suivantes :

— courant d'obscurité : 18 e^-/px/s à +25°C (0.014 e^-/px/s à -40°C) ;
— bruit de lecture : 15 e^- rms pour une vitesse de lecture jusqu'à 2 MHz ;
— non-uniformité de réponse des pixels (variations inter-pixel) : 1% rms ;
— efficacité de transfert de charges : 0.99999 ;
— limite de saturation : 100 000 e^-/px.

La courbe d'efficacité quantique est donnée figure 3.3. Le CCD est sensible aux longueurs d'onde entre 400 nm et 1 μm. Son efficacité quantique est supérieure à 50 % entre 550 et 720 nm, avec un maximum de 67 % à 670 nm. Cette transmission correspond à une bande R élargie.

La caméra est fabriquée en différentes classes qui ne diffèrent que par leur "cosmétique", c'est-à-dire le nombre de pixels et zones défectueuses. La caméra de classe C1 (resp. C2) possède au maximum 60 (resp. 120) pixels défectueux, 8 (resp. 16) zones défectueuse de 8 pixels maximum, et 4 (resp. 10) colonnes défectueuses au moins en partie. On utilise une caméra de classe C1 pour ASTEP 400 et de classe C2 pour ASTEP Sud. La caméra d'ASTEP Sud pourra éventuellement servir de caméra de rechange pour ASTEP 400.

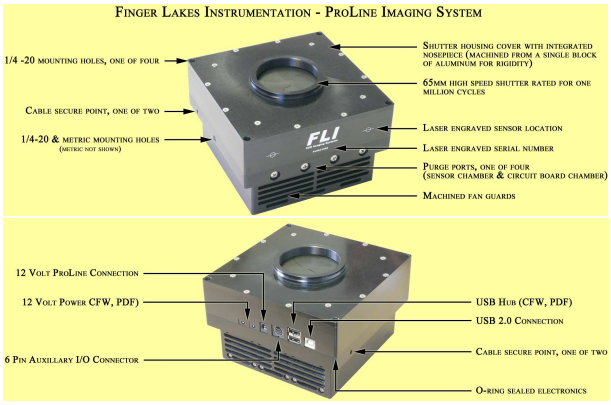


Figure 3.1 – Caméra ProLines de Finger Lake Instrumentation utilisée pour les instruments ASTEP.

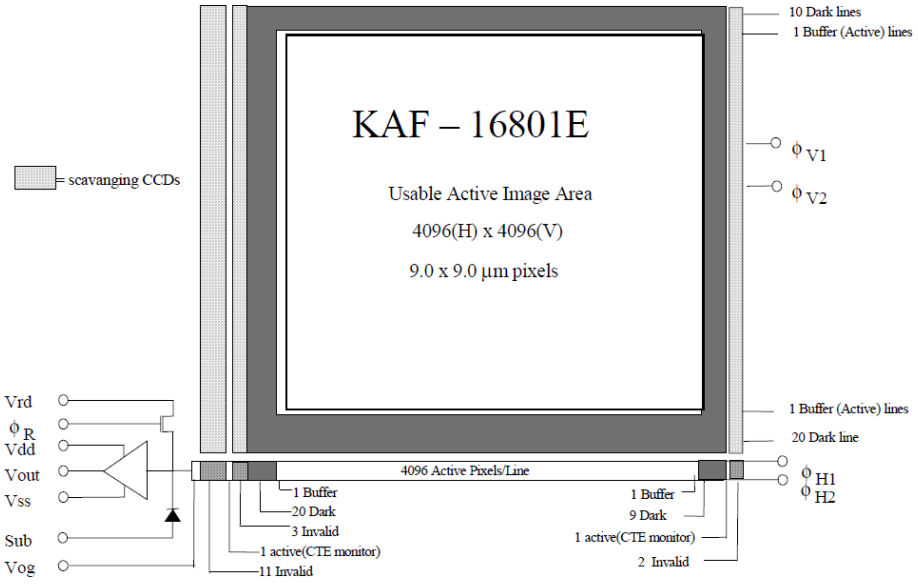


Figure 3.2 – Schéma de principe du CCD Kodak KAF-16801E de la caméra de classe C1. La caméra de classe C2 ne possède pas de colonnes et de lignes en dehors de la zone sensible.

3.3 Mesure du gain

Le signal délivré par chaque pixel est un nombre d'électrons. Ce signal continu est transformé par l'électronique de la caméra en un signal discret exprimé en ADU, de manière à être enregistré numériquement. Le passage des électrons aux ADU est régi

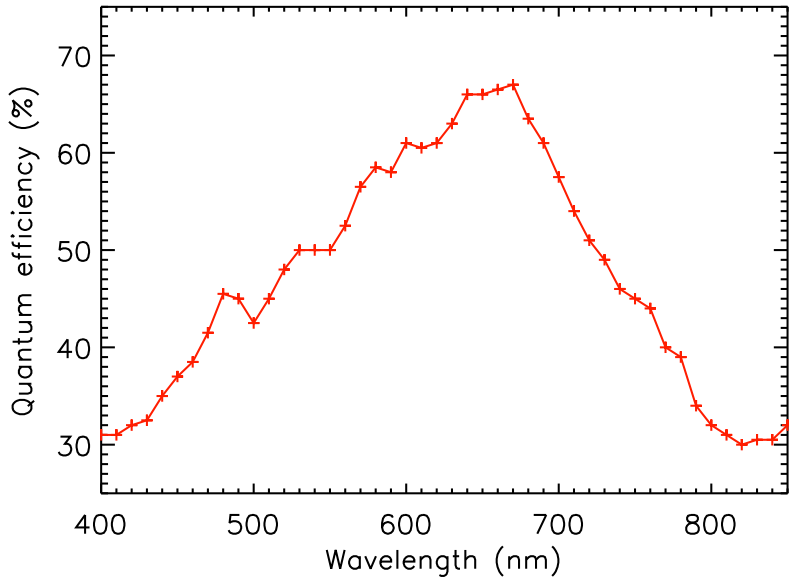


FIGURE 3.3 – Courbe d'efficacité quantique du CCD Kodak KAF-16801E, équivalente à une bande R élargie. Le maximum est de 67 % à 670 nm. Figure obtenue d'après les données constructeur.

par un paramètre, le gain (à ne pas confondre avec l'efficacité quantique du CCD qui correspond à la transformation des photons en électrons par les pixels). Ce gain doit être mesuré pour deux raisons : d'une part il permet d'interpréter la valeur de chaque pixel d'une image en remontant au signal initial ; d'autre part il n'est souvent pas linéraire sur toute la dynamique du CCD, ce qui introduit un bruit. Ce bruit pourra être minimisé soit en n'utilisant que la partie linéraire de la dynamique (en ajustant le temps de pose par exemple), soit en corrigeant cette non-linéarité.

3.3.1 Principe

Le gain est mesuré en éclairant le CCD de manière uniforme avec différentes intensités, de manière à balayer toute la dynamique. La réponse du CCD en fonction de l'intensité doit alors donner le gain. En pratique, on ne connaît pas exactement l'intensité envoyée et encore moins le nombre d'électrons délivrés par chaque pixel. Une astuce présentée ci-dessous permet de résoudre ce problème : on utilise non pas une mais deux images pour chaque valeur d'intensité, et on les soustrait l'une à l'autre. Le signal résiduel est alors dû au bruit de photons, directement lié au nombre d'électrons générés. Cette méthode a été proposée par Leach et al. [1980]; Leach [1987].

Pour décrire la méthode, on considère que les images sont idéales (elles ne contiennent que le signal utile). Soit $S_{e,1}$ et $S_{e,2}$ ce signal sur les images 1 et 2 respectivement, en électrons (S est une distribution qui contient autant d'éléments que de pixels). Soit G le gain. Le signal en ADU est :

$$\begin{aligned} S_{ADU,1} &= S_{e,1}/G \\ S_{ADU,2} &= S_{e,2}/G \end{aligned} \tag{3.1}$$

Les deux images étant éclairées avec la même intensité, leur moyenne m_e est identique :

$$m_e = \langle S_{e,1} \rangle = \langle S_{e,2} \rangle \tag{3.2}$$

soit en ADU :

$$m_{ADU} = m_e / G \tag{3.3}$$

On a uniquement le bruit de photons, qui doit être calculé sur les électrons (voir chapitre SimPhot). L'écart-type σ_e sur chaque image est donc :

$$\sigma_e = \sqrt{m_e} \tag{3.4}$$

Considérons à présent la différence des deux images. Sa moyenne est bien sûr nulle, et son écart-type σ_{diff} est :

$$\sigma_{diff,e} = \sqrt{\sigma_e^2 + \sigma_e^2} = \sqrt{2 m_e} \tag{3.5}$$

soit en ADU :

$$\sigma_{diff,ADU} = \sqrt{2 m_e} / G \tag{3.6}$$

La variance est donc :

$$V_{diff,ADU} = 2 m_e / G^2 \tag{3.7}$$

Ainsi, on a :

$$\frac{V_{diff,ADU}}{m_{ADU}} = \frac{2 m_e / G^2}{m_e / G} = \frac{2}{G} \tag{3.8}$$

Finalement, on en déduit le gain :

$$G = 2 \, \frac{m_{ADU}}{V_{diff,ADU}} \tag{3.9}$$

On donne également une forme plus générale de cette équation, incluant le bruit de lecture :

$$G = \frac{m_{ADU}}{0.5 \, V_{diff,ADU} - B_{lec,ADU}^2} \tag{3.10}$$

où $B_{lec,ADU}$ est le bruit de lecture en ADU. Ce gain est constant jusqu'à une certaine valeur de m_{ADU}, qui correspond à la limite de linéarité, puis diminue au-delà.

3.3.2 Protocole expérimental

La mesure du gain nécessite une grande uniformité de la source. On utilise pour cela une sphère intégrante. L'intérieur est éclairé par deux fibres optiques, et les nombreuses réflexions permettent de créer en sortie une illumination uniforme (figure 3.4). Un monochromateur placé en amont permet d'éclairer la sphère avec différentes longueurs d'onde. Le niveau d'intensité est réglé simplement en ajustant le temps de pose.

Pour chaque intensité, on prend deux images et un dark de même temps de pose. Le dark est soustrait aux deux images, ce qui permet d'éliminer l'offset et le courant

d'obscurité (il reste la contribution du bruit de lecture, qu'on ne peut pas éliminer). Ceci est important uniquement pour la mesure de la moyenne ; on note en effet que ces deux contributions s'éliminent de toute façon lorsqu'on effectue la différence des deux images. Les mesures sont effectuées en lecture lente (vitesse de lecture de 1 MHz).

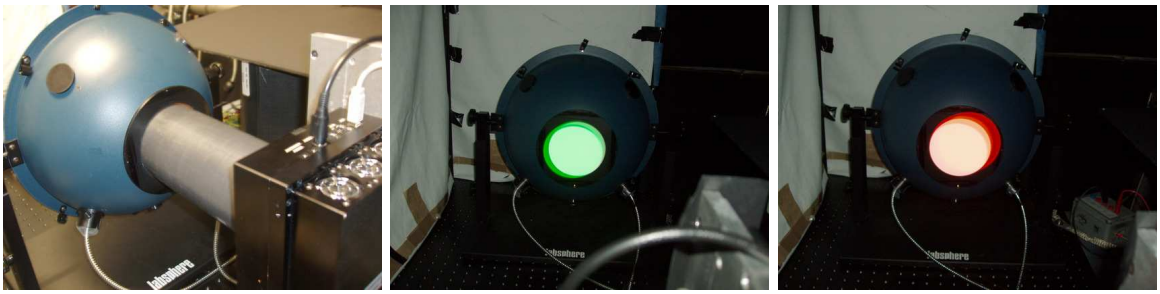


FIGURE 3.4 – Sphère intégrante utilisée pour les tests des caméras ASTEP. Un monochromateur placé en amont permet de choisir la longueur d'onde.

3.3.3 Résultats

On trace alors la variance de la différence des deux images $V_{diff,ADU}$ en fonction de la moyenne m_{ADU}. On mesure la pente a de cette fonction dans sa partie linéaire, et on obtient le gain $G = 2/a$. Cette courbe fait également apparaître la limite de linéarité.

Caméra ASTEP 400

Pour la camera ASTEP400, on mesure le gain aux longueurs d'onde 600, 700 et 800 nm, à des températures de -15, -20 et -25°C. On effectue aussi une mesure à -30°C à 600 nm. Un exemple de courbe est donné figure 3.5. On mesure un gain de 1.96 e^-/ADU, avec une variation maximale de 0.02 % entre les différents cas. On s'éloigne de plus de 4 % de la linéarité à partir de 40000 ADU ; on considère que c'est la limite de linéarité.

Caméra ASTEP Sud

Pour la caméra ASTEP Sud, le CCD est refroidi à -30°C. La figure 3.6 montre la courbe de gain obtenue. Un ajustement de la partie linéaire donne un gain de 2.0 e^-/ADU. L'écart à la linéarité dépasse 4 % à partir de 40000 ADU.

3.3.4 Bruit de numérisation

La conversion du signal continu (électrons) en un signal discret (ADU) engendre un bruit appelé bruit de numérisation. Pour les caméras ASTEP, on a 1 ADU pour 2 e^- (d'après la valeur du gain). Le bruit de numérisation est donc au maximum de 1 e^-, ce qui est négligeable.

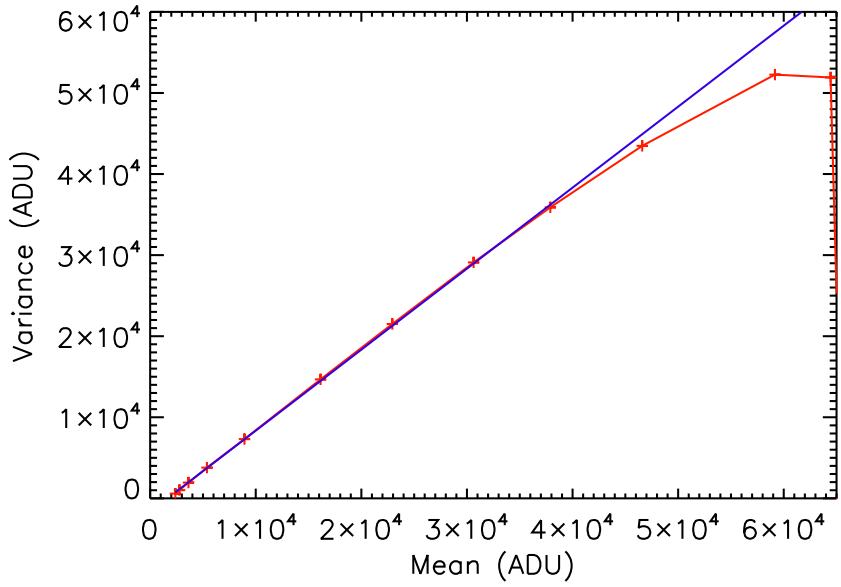


FIGURE 3.5 – Mesure du gain pour la caméra ASTEP 400, ici à 600 nm et à -30°C (rouge). Les mesures sont effectuées en lecture lente (vitesse de lecture de 1 MHz). Un ajustement linéaire (bleu) permet d'obtenir la valeur du gain dans le zone de linéarité et la limite de linéarité. On remarque un léger offset ; l'offset présent dans les images est étudié section 3.4.

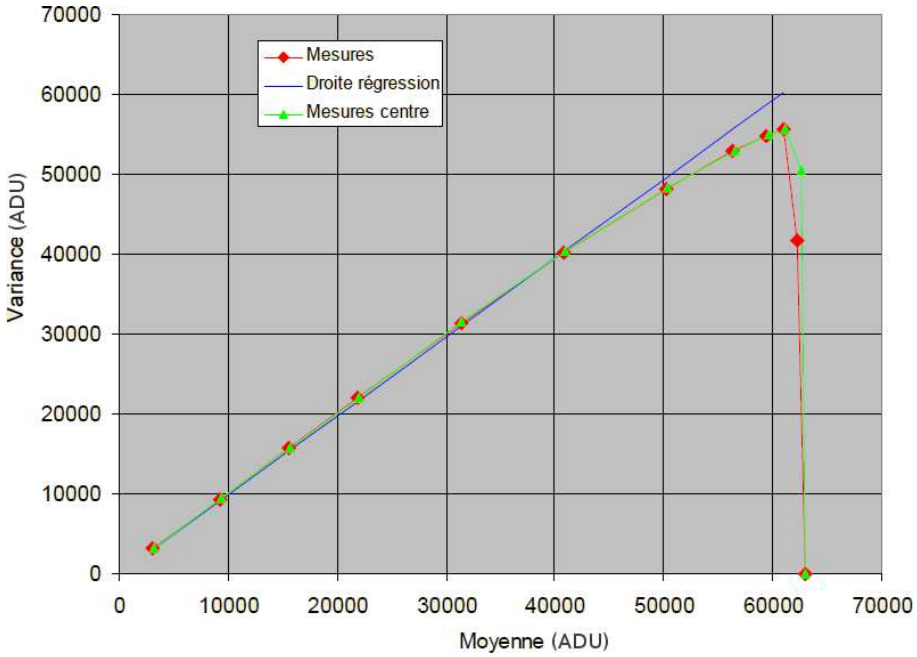


FIGURE 3.6 – Mesure du gain pour la caméra ASTEP Sud, à partir de l'image complète (rouge), et de la partie de 1000 × 1000 px au centre (vert). Les résultats sont identiques. Un ajustement linéaire (bleu) permet de mesurer le gain et la limite de linéarité. Les mesures sont effectuées en lecture lente (vitesse de lecture de 1 MHz).

3.4 Bruit de lecture et courant d'obscurité

La caractérisation des images de "bias" et de "darks" est essentielle pour permettre une bonne calibration des images scientifiques. A priori, les "bias" contiennent l'offset et le bruit de lecture, et les "darks" contiennent l'offset, le bruit de lecture, et le courant d'obscurité. La vitesse de lecture du CCD peut être choisie parmi deux possibilités : lecture lente à 1 MHz ("low noise"), ou lecture rapide à 8 MHz, qui engendre un bruit de lecture plus grand ("high noise").

Pour la caméra ASTEP400, tous les cas sont étudiés : images de "dark" et de "bias", en lecture lente et rapide. Pour la caméra ASTEP Sud, seuls les "darks" en lecture lente ont été étudiés : le bruit de lecture étant aléatoire à chaque pixel et à chaque pose, il ne peut pas être corrigé, et l'offset est quant à lui présent à la fois dans les "bias", les "darks" et les images scientifiques. Nous avons donc considéré qu'une calibration par les "darks" serait suffisante (nous verrons au chapitre 4 que des "bias" seront néanmoins pris lors des observations).

3.4.1 Statistiques effectuées

Pour chaque série d'images, les statistiques suivantes sont effectuées :

— Pour chaque image, on mesure la moyenne et la médiane, ainsi que les valeurs minimum et maximum (en excluant les 1 % des pixels les plus extrêmes).

— Pour chaque image également, on mesure la déviation standard.

— Les images sont ensuite moyennées. On calcule alors la déviation standard de l'image moyenne en fonction du nombre d'images moyennées.

— Enfin, chaque pixel est étudié individuellement. On fait M images moyennes de N images (les N images prises pour faire les M moyennes sont différentes à chaque fois). On regarde la déviation standard de chaque pixel dans ces M images moyennes. Cela donne la précision avec laquelle on mesure la valeur du pixel en fonction du nombre d'images moyennées N. On fait enfin la moyenne de ces déviations standard pour avoir 1 point par nombre d'images moyennées N (au lieu de 4096^2). C'est cette information qui permet de connaître le nombre de darks à moyenner pour obtenir un "masterdark" suffisemment précis. Ce "masterdark" sera soustrait à chaque image scientifique.

3.4.2 Caméra ASTEP400

On présente ici les résultats obtenus avec la caméra ASTEP400. Une série d'environ 30 images est prise dans chaque cas avec une température du CCD stabilisée à -30°C. La température ambiante est d'environ 20°C. Le temps de pose pour les darks est de 30 s. Pour obtenir les valeurs en électrons, on utilise la valeur du gain mesurée en lecture lente, section 3.3.3.

Images

La figure 3.7 montre un exemple d'image pour chaque cas. La valeur moyenne m et l'écart-type σ sont données dans la table 3.1. En lecture lente, le dark est très proche du bias, avec simplement des pixels chauds responsables d'une dispersion plus élevée (ils correspondent à la queue de l'histogramme). En lecture rapide, on note un gradient

TABLE 3.1 – Valeur moyenne et écart-type des images de calibration données en exemple figure 3.7.

	m (ADU)	σ (ADU)
Bias lecture lente	2495.7	5.31
Bias lecture rapide	2007.5	9.73
Dark lecture lente	2495.3	9.21
Dark lecture rapide	1990.0	19.75

d'environ 45 ADU selon l'axe y dans le dark qui n'apparaît pas dans le bias. Son origine est inconnue.

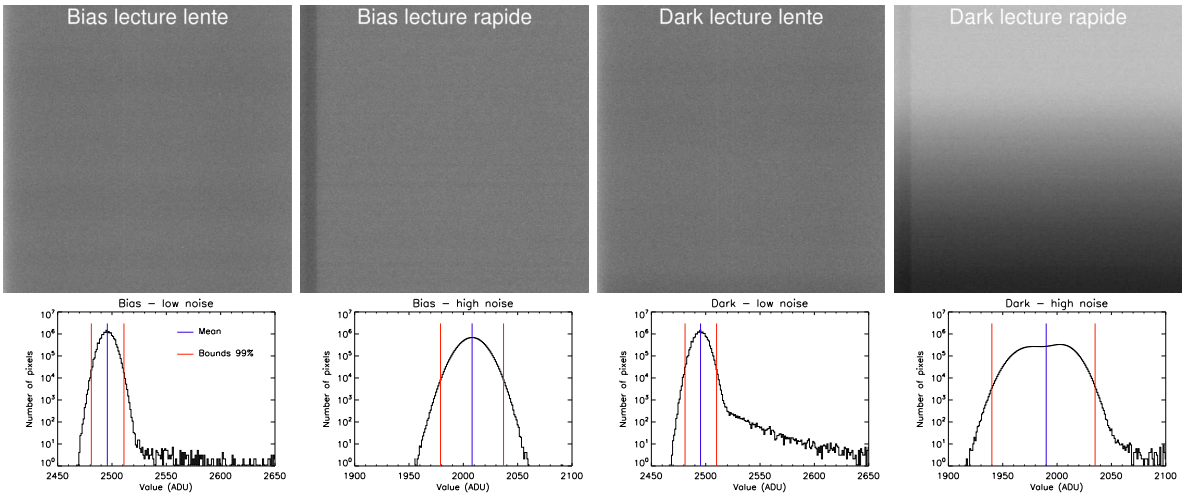


FIGURE 3.7 – Exemple d'images de calibration : bias et dark en lecture lente et rapide, accompagnés de leurs histogrammes, pour la caméra ASTEP400 (classe A).

Résultats de l'étude statistique

Les résultats sont donnés figures 3.8 à 3.11.

Moyenne, médiane sur une image

Dans tous les cas, la moyenne et la médiane sont quasiment identiques. Dans le cas de lecture lente, les moyennes du dark et du bias sont équivalentes. En 30 s, le courant d'obscurité est donc négligeable, et la moyenne correspond à l'offset. Dans le cas de lecture rapide, l'offset est plus faible pour le dark que pour le bias d'environ 20 ADU, et d'autres tests avec une température du CCD à -25°C ont montré une différence de $\sim$300 ADU. Ce comportement est inexpliqué. Toutefois, les mesures photométriques ne seront pas affectées tant que l'offset reste constant pour chaque type d'image.

Déviation standard sur une image

Le bruit de lecture, donné par la déviation standard du bias, est de 5.3 ADU en lecture lente et 9.7 ADU en lecture rapide. Avec un gain de 1.96 e^-/ADU, on obtient 10.4 e^- en lecture lente et 19.1 e^- en lecture rapide.

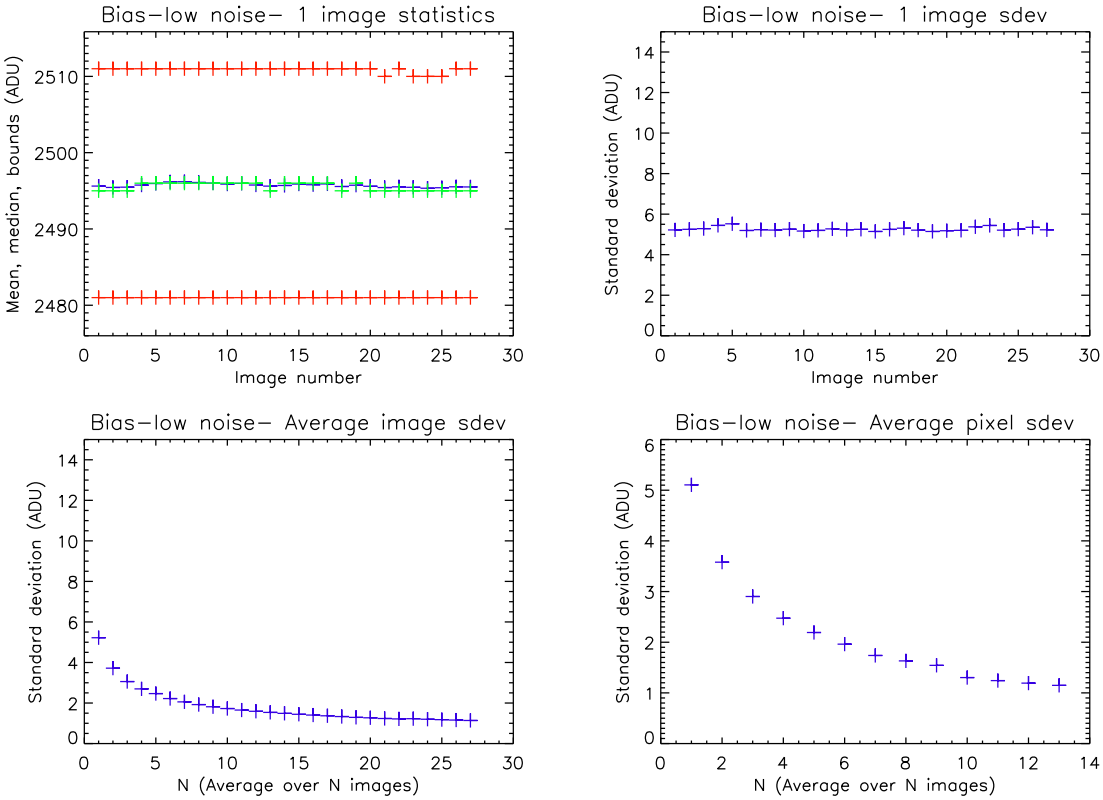


FIGURE 3.8 – Statistiques sur les images de bias prises en lecture lente pour la caméra ASTEP 400. Moyenne (bleu), médiane (vert), et intervalle contenant 99 % des pixels (rouge), pour chacune des ∼30 images (haut gauche), déviation standard pour chacune des ∼30 images (haut droite), déviation standard d'une image moyenne faite à partir de N images (bas gauche), et déviation standard par pixel sur plusieurs images moyennes de N images (bas droite).

La déviation standard du dark est plus grande que pour le bias : 9.2 ADU soit 18.4 e^- pour les darks en lecture lente, et 19.7 ADU soit 39.4 e^- en lecture rapide. Ceci est dû aux pixels chauds, et également au gradient pour les darks en lecture rapide. Ce gradient n'est a priori pas favorable pour effectuer une bonne calibration (sauf si on le retrouve dans les images scientifiques).

Déviation standard de l'image moyenne

Pour les bias, la déviation standard sur une image moyenne de N images diminue en $\sqrt{N}$. Donc le bruit de lecture n'est pas correlé d'une image à l'autre, ce qui est bien le comportement attendu. Pour les darks, cette déviation standard diminue tant que $N < 5$, puis reste constante à 7.6 ADU en lecture lente et 17.2 ADU en lecture rapide. Les images sont donc correlées.

On a une relation quadratique entre la déviation standard d'un dark, la déviation standard d'un bias (soit le bruit de lecture sur 1 image), et la déviation standard d'une moyenne de N darks avec $N > 5$. Dans le cas de lecture lente on a $9.2^2 \sim 5.3^2 + 7.6^2$, et dans le cas de lecture rapide $19.7^2 \sim 9.7^2 + 17.2^2$. Ainsi, la déviation standard d'un dark est due au bruit de lecture (dominant pour $N < 5$), et aux pixels chauds et au gradient (dominants pour $N \geq 5$), qui demeurent d'une image à une autre.

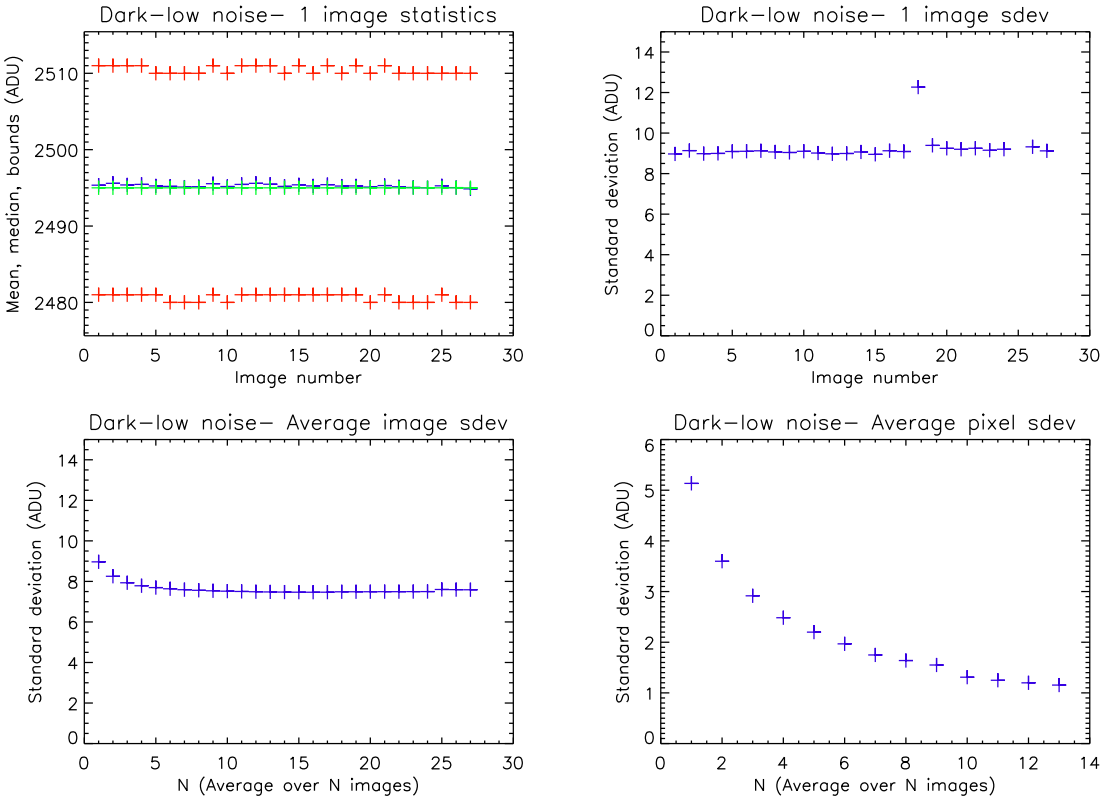


FIGURE 3.9 – Statistiques sur les images de dark de 30 s prises en lecture lente pour la caméra ASTEP 400. Moyenne (bleu), médiane (vert), et intervalle contenant 99 % des pixels (rouge), pour chacune des ∼30 images (haut gauche), déviation standard pour chacune des ∼30 images (haut droite), déviation standard d'une image moyenne faite à partir de N images (bas gauche), et déviation standard par pixel sur plusieurs images moyennes de N images (bas droite).

Déviation standard par pixel

Dans tous les cas, la déviation standard par pixel décroît en $\sqrt{N}$. Le premier point (N = 1) correspond à la valeur de la déviation standard d'un bias. Donc le bruit affectant le même pixel sur plusieurs images est uniquement le bruit de lecture. Cette courbe permet de déterminer le nombre de bias (resp. dark) à moyenner pour fabriquer un masterbias (resp. masterdark) d'une précision donnée.

Courant d'obscurité en fonction du temps de pose

A priori, le courant d'obscurité doit augmenter avec le temps de pose et la température du CCD. Pour préciser dans quelle mesure ce courant est négligeable, on prend des darks avec des temps de pose variant de 1 à 550 s, à des températures du CCD de -25°C et +25°C. On effectue la moyenne de chaque dark, à laquelle on soustrait la valeur mesurée par les colonnes de bias. Les résultats sont présentés figure 3.12. A -25°C, on note une diminution de la moyenne du dark de 2.8 à 2.4 ADU pour une pose de 1 à 60 s, puis une remontée linéaire pour une pose supérieure à 60 s. La diminution, très faible, est inexpliquée. La remontée montre la présence d'un courant d'obscurité de 3×10^{-3}ADU/s, soit 6×10^{-3} e^-/s. Lors des observations, le CCD sera refroidi au moins à -30°C. Le courant d'obscurité sera donc négligeable (< 1ADU) pour des temps

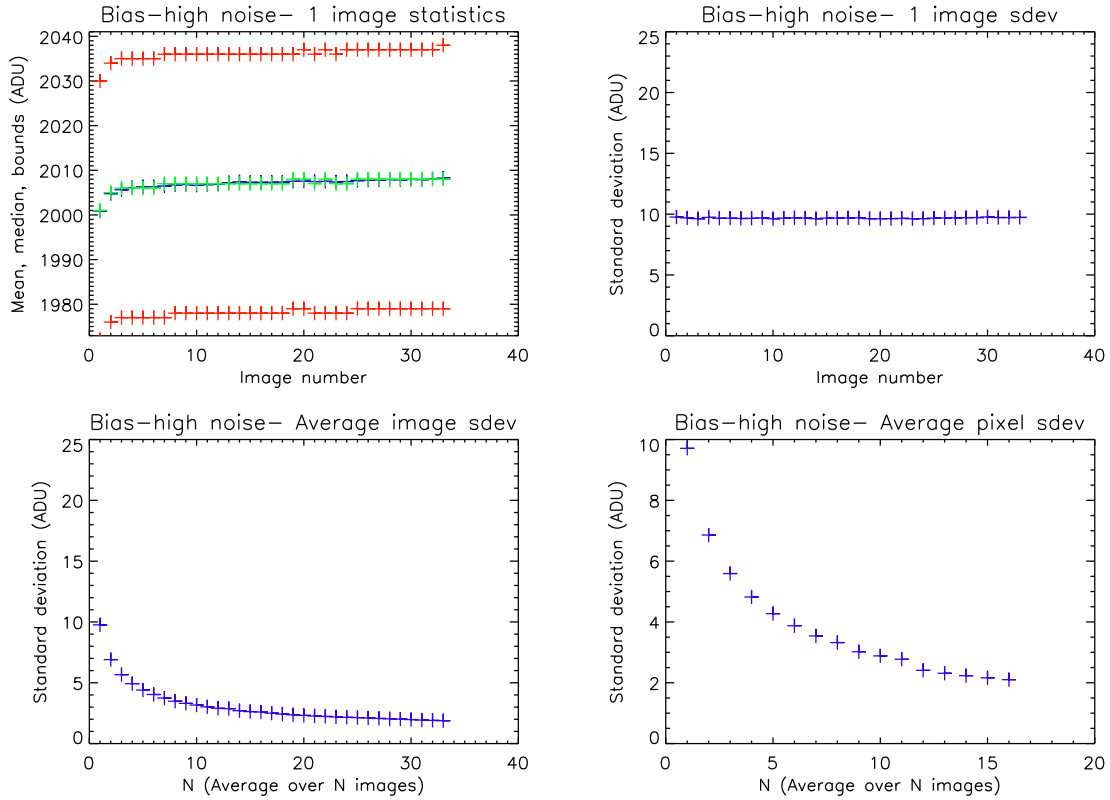


FIGURE 3.10 – Statistiques sur les images de bias prises en lecture rapide pour la caméra ASTEP 400. Moyenne (bleu), médiane (vert), et intervalle contenant 99 % des pixels (rouge), pour chacune des ∼30 images (haut gauche), déviation standard pour chacune des ∼30 images (haut droite), déviation standard d'une image moyenne faite à partir de N images (bas gauche), et déviation standard par pixel sur plusieurs images moyennes de N images (bas droite).

de pose inférieurs à 300 s. A +25°C, le courant d'obscurité est bien présent avec une valeur de 1.85 ADU/s, soit 3.62 e^-/s.

3.4.3 Caméra ASTEP Sud

Pour obtenir les valeurs en électrons, on utilise la valeur du gain mesurée en lecture lente, section 3.3.3.

Résultats de l'étude statistique

Seuls des darks en lecture lente ont été pris avec la caméra ASTEP Sud. La température ambiante est de 15°C et le CCD est refroidi à -35°C. Les poses sont de 30 s, et on analyse une trentaine d'images. Les résultats présentés figure 3.13 sont très proches des résultats de la caméra ASTEP 400, voire légèrement meilleurs. La déviation standard du dark sur une moyenne de plus de 6 images est de 5.0 ADU, soit 10 e^- (on avait 7.6 ADU soit 14.9 e^- pour la caméra ASTEP 400). Le bruit de lecture peut être déduit par la déviation standard d'une image moyenne, par différence quadratique entre les cas N=1 et N grand. On trouve 4.3 ADU, soit 8.6 e^-. On avait 10.4 e^- pour la caméra ASTEP 400 ; cela peut être dû aux températures plus faibles ici. Enfin, contrairement

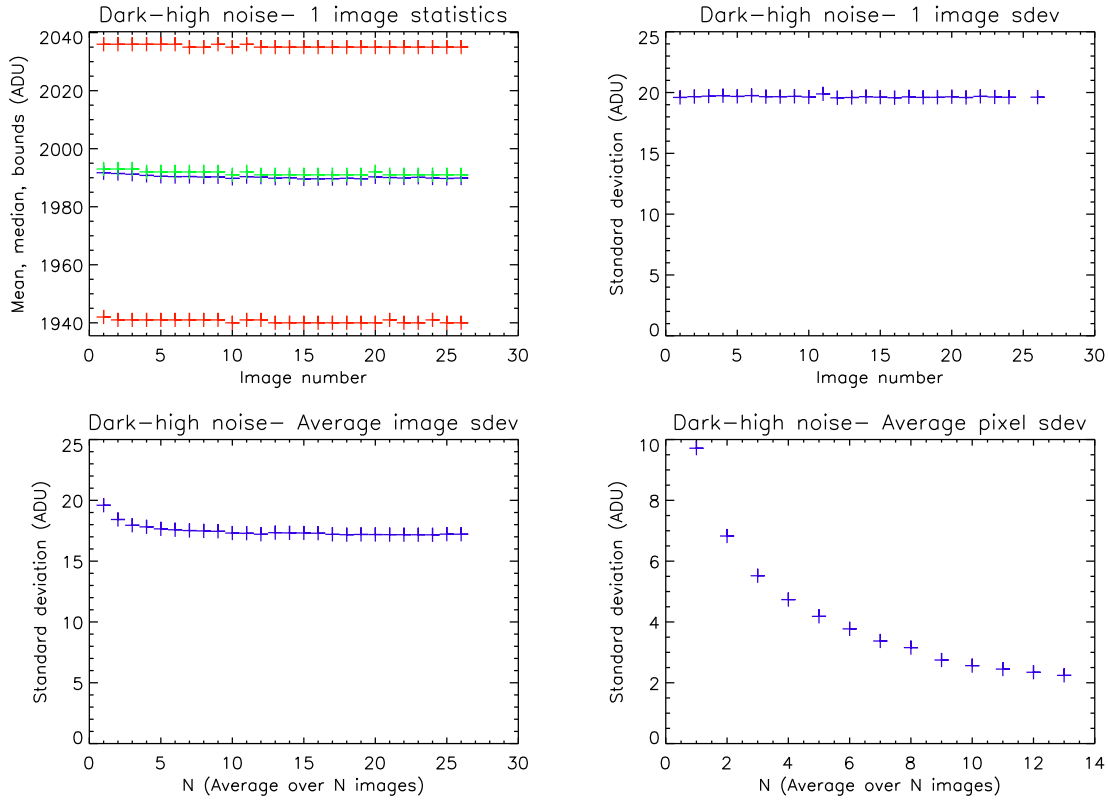


FIGURE 3.11 – Statistiques sur les images de dark de 30 s prises en lecture rapide pour la caméra ASTEP 400. Moyenne (bleu), médiane (vert), et intervalle contenant 99 % des pixels (rouge), pour chacune des ∼30 images (haut gauche), déviation standard pour chacune des ∼30 images (haut droite), déviation standard d'une image moyenne faite à partir de N images (bas gauche), et déviation standard par pixel sur plusieurs images moyennes de N images (bas droite).

à la caméra ASTEP 400, aucun gradient n'apparaît dans les images de dark en lecture rapide, prises a posteriori lors des tests d'ASTEP Sud avant son envoi à Concordia.

Stabilité du dark

A partir d'images prises sur une heure, on mesure une très faible dérive globale du dark de 0.22 ADU/h.

La stabilité du dark est également mesurée à l'aide de deux séries de darks prises à 1 mois d'intervalle, en lecture lente. La première a permis d'obtenir un dark moyen à partir de 10 darks, la seconde un dark moyen à partir de 100 darks. Le bruit de lecture sur 1 dark en lecture lente est de 8.6 e^-, soit 2.72 e^- sur une moyenne de 10 images, et 0.86 e^- sur une moyenne de 100 images. En supposant que les pixels chauds sont toujours les mêmes et ont toujours le même niveau, la différence des 2 images (figure 3.14) ne doit contenir que le bruit de lecture, soit $\sqrt{2.72^2 + 0.86^2} = 2.85$ e^-. En réalité, on mesure un bruit d'environ 3.60 ADU, soit 7.20 e^-. On a donc une composante de 6.61 e^- qui s'ajoute quadratiquement au bruit de lecture. Ainsi, les darks ne sont pas parfaitement stables sur un mois. On supposera dans la suite qu'ils sont stables sur une durée d'une semaine.

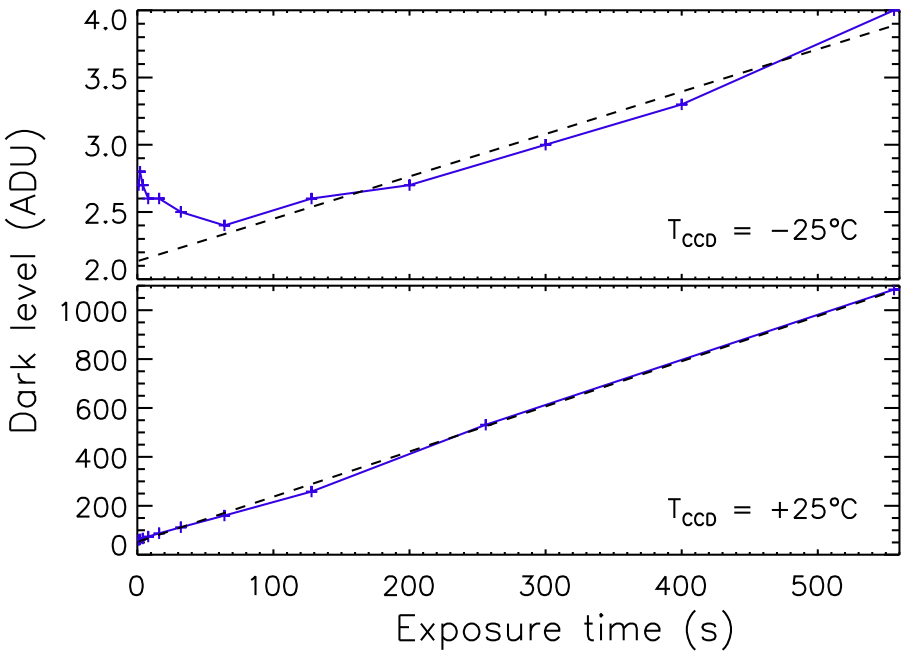


FIGURE 3.12 – Valeur moyenne du dark en fonction du temps de pose pour différentes températures du CCD, après soustraction de la valeur du bias, pour la caméra ASTEP400.

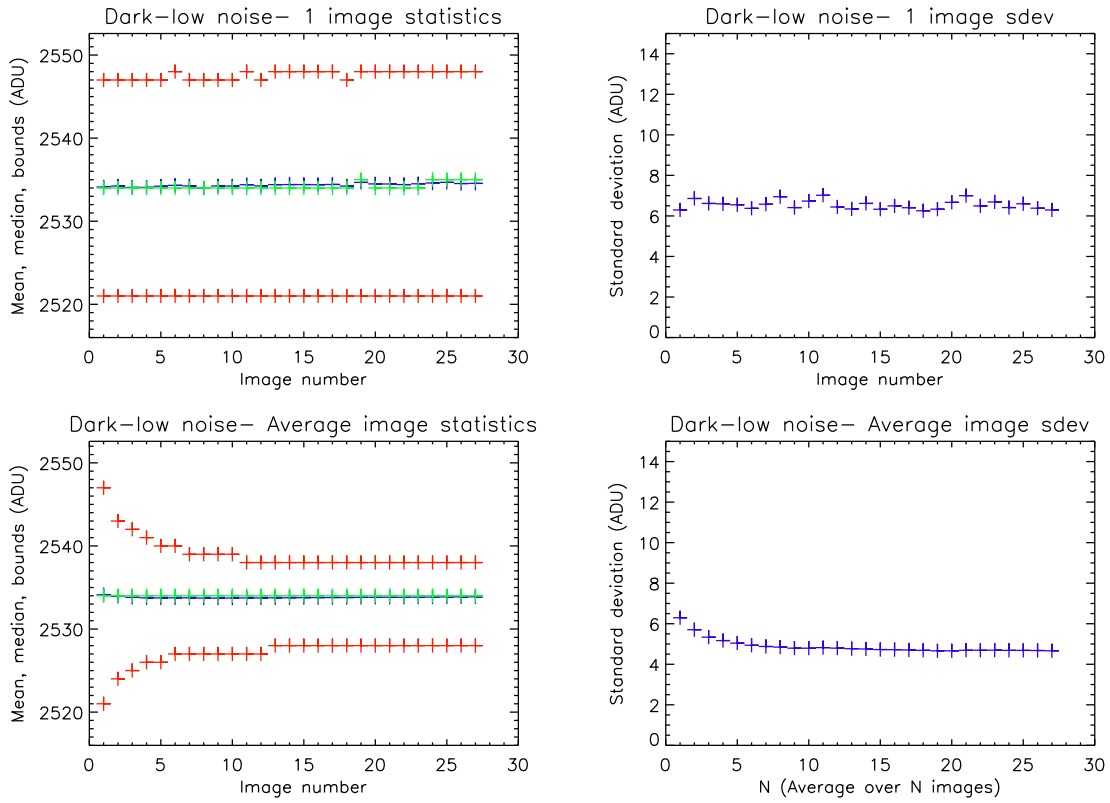


FIGURE 3.13 – Statistiques sur les images de dark de 30 s prises en lecture lente pour la caméra ASTEP Sud. Moyenne (bleu), médiane (vert), et intervalle contenant 99 % des pixels (rouge), pour chacune des ∼30 images (haut gauche), déviation standard pour chacune des ∼30 images (haut droite), déviation standard d'une image moyenne faite à partir de N images (bas gauche), et déviation standard par pixel sur plusieurs images moyennes de N images (bas droite).

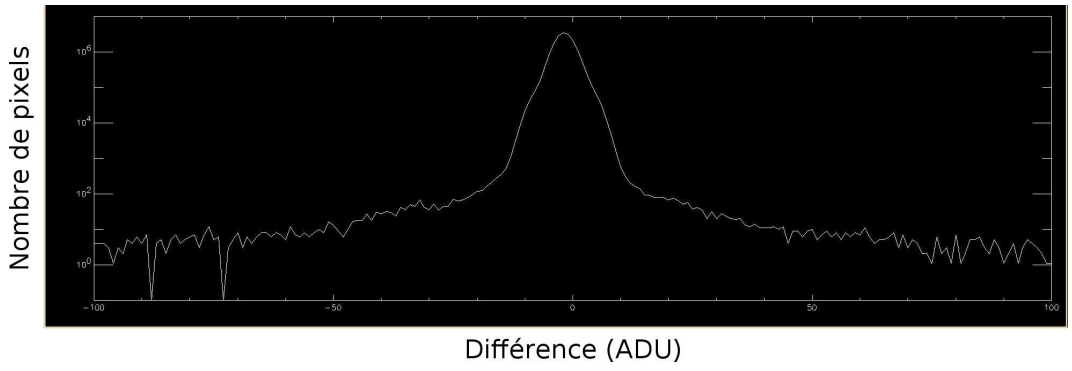


FIGURE 3.14 – Histogramme de la différence de deux darks moyens réalisés à 1 mois d'intervalle, pour la caméra ASTEPSud.

3.5 Pixels sombres et pixels chauds

3.5.1 Caméra ASTEP 400

Pour identifier les pixels sombres, on utilise une image prise avec un éclairement uniforme à 600 nm avec $T_{CCD} = -30°C$. On considère qu'un pixel est sombre s'il s'éloigne de plus de 6 % de la moyenne de l'image. On en dénombre 49.

Les pixels chauds sont identifiés sur une image de dark de 1 s prise avec $T_{CCD} = 25°C$, et sont ceux qui dépassent la moyenne de l'image de plus de 6 %. On en dénombre environ 2900.

3.5.2 Caméra ASTEP Sud

On mesure seulement les pixels chauds, à partir des darks. Les pixels sont considérés comme chauds s'ils dépassent la moyenne de plus de 3σ, où σ est la déviation standard. Leur nombre augmente avec le temps de pose et la température (figure 3.15). A -30°C et pour une pose de 30 s, on en dénombre environ 800. On trouve également que les deux tiers sont toujours les mêmes, et qu'un tiers varie d'une image à l'autre.

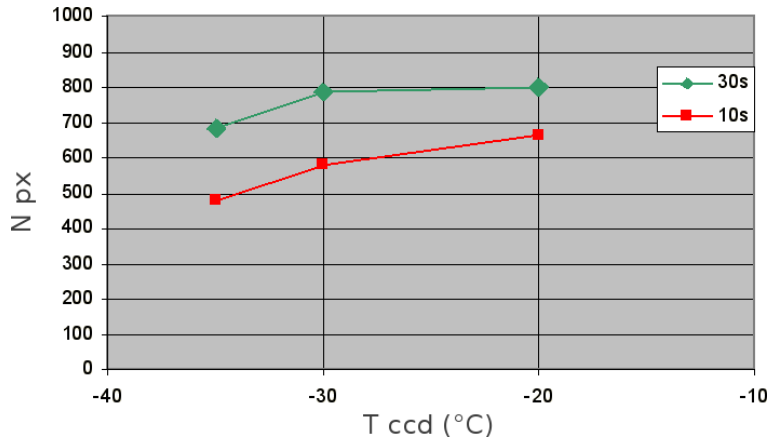


FIGURE 3.15 – Nombre de pixels chauds dans le CCD ASTEP Sud pour des températures de -35, -30 et -20°C, et des temps de pose de 10 s (rouge) et 30 s (vert).

3.6 Colonnes supplémentaires

La caméra ASTEP 400 possède des colonnes hors de la zone sensible, qui servent à mesurer le bias (colonnes invalides) et le dark (colonnes de dark) dans n'importe quelle image. On observe sur les colonnes invalides un gradient de 6 ADU sur la moitié du CCD. De plus, dans les images avec un éclairement uniforme, la moyenne des colonnes invalides et de dark augmente avec le temps de pose. Ces colonnes récupèrent donc du signal, et il semble difficile de les utiliser comme référence.

3.7 Non-uniformités

Les non-uniformités ont été étudiées uniquement pour le CCD ASTEP Sud, à l'aide d'un éclairement par la sphère intégrante à différentes longueurs d'onde. Les résultats

sont donnés figure 3.16. Les non-uniformités globales fluctuent entre 1 % et 2.8 % pour une image entière et entre 0.8 % et 2.1 % en excluant les bords. On note que cette erreur d'uniformité correspond à un gradient dans l'image, dont le sens dépend de la longueur d'onde. Ce gradient est à priori plus dû à un défaut de la sphère intégrante que du CCD. Les non-uniformités globales données ici sont donc des limites supérieures. Les non-uniformités locales sur une région de 10×10 pixels fluctuent entre 0.4 % et 0.65 %.

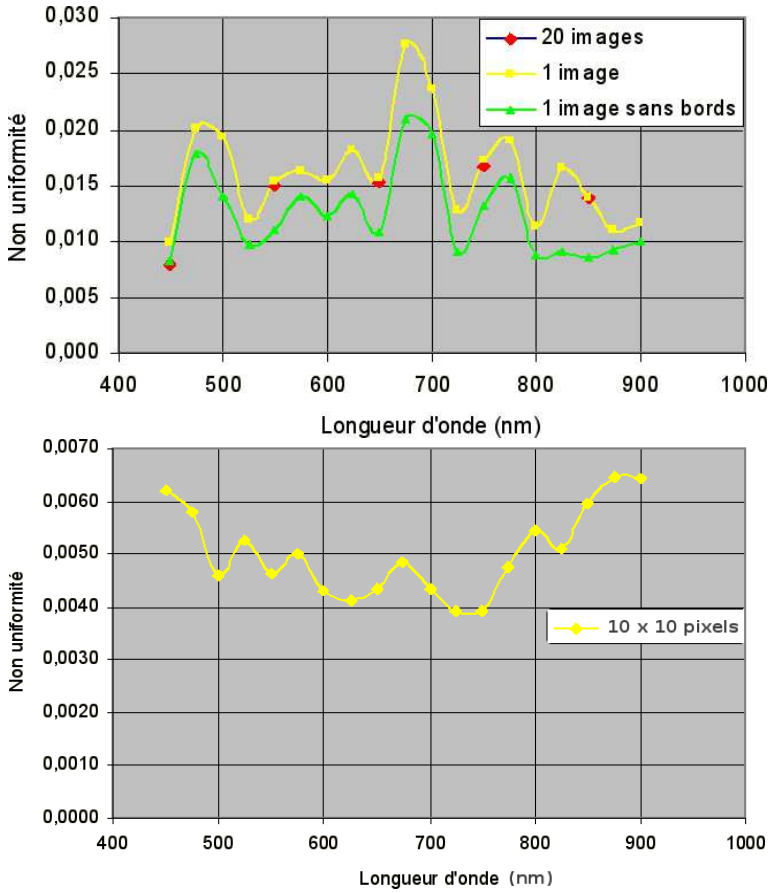


FIGURE 3.16 – Non-uniformités globales (haut), sur une image (bas), sur une moyenne de 20 images (rouge) et sur 1 image en excluant les bords (vert), puis locales (droite), sur une région de 10×10 pixels au centre du CCD, pour le CCD ASTEP Sud.

3.8 Temps d'ouverture du shutter

Le shutter est un diaphragme circulaire à 6 pétales. Lors de son ouverture et de sa fermeture, le centre du CCD est exposé tandis que les bords ne le sont pas. Une différence de flux peut alors apparaître si le temps d'ouverture et de fermeture est non négligeable par rapport à la durée d'exposition. On mesure ce temps sur la caméra ASTEP Sud, par des expositions très courtes, comme illustré figure 3.17. Une pose de 10 ms montre tout juste le début de l'ouverture du shutter. Pour estimer la fraction de flux perdue, on trace alors le rapport r des flux reçus au centre et au bord en fonction du temps de pose t (figure 3.18). Pour $t = 30$ ms, r dépasse 0.5 : les bords ont été éclairés plus de la moitié du temps. On en déduit le temps d'ouverture du shutter $t_s \sim 15$ ms. Le rapport tend ensuite vers 1 pour des poses plus longues.

Théoriquement, on devrait avoir $r = 1 - t_s/t$ pour $t > t_s$ et $r = 0$ sinon. Un ajustement par cette fonction, figure 3.19, montre qu'on n'a pas tout à fait ce comportement, et donne t_s entre 10.2 ms et 10.9 ms. Un ajustement en supposant de plus un délai t_0 entre le début de la pose et le début de l'ouverture du shutter, soit $r = 1 - t_s/(t - t_0)$ pour $t > t_s$ et $r = 0$ sinon, donne $t_{tot} = t_s + t_0$ entre 8.7 ms et 9.7 ms, et n'est toujours pas satisfaisant. On s'en tient donc à la valeur $t_s \sim 15$ ms.

En tenant compte de l'ouverture et de la fermeture du shutter, que l'on suppose de durées égales, la fraction de flux perdue est de 10^{-3} pour $t = 30$ s, et plus faible pour des poses plus longues. Cela sera en partie corrigé par le flat ; par contre les fluctuations de ce temps d'ouverture ne seront pas corrigées. En supposant une variation de 10 %, on obtient une erreur de 10^{-4} sur 30 s. On pourra donc négliger l'erreur due au temps d'ouverture du shutter.

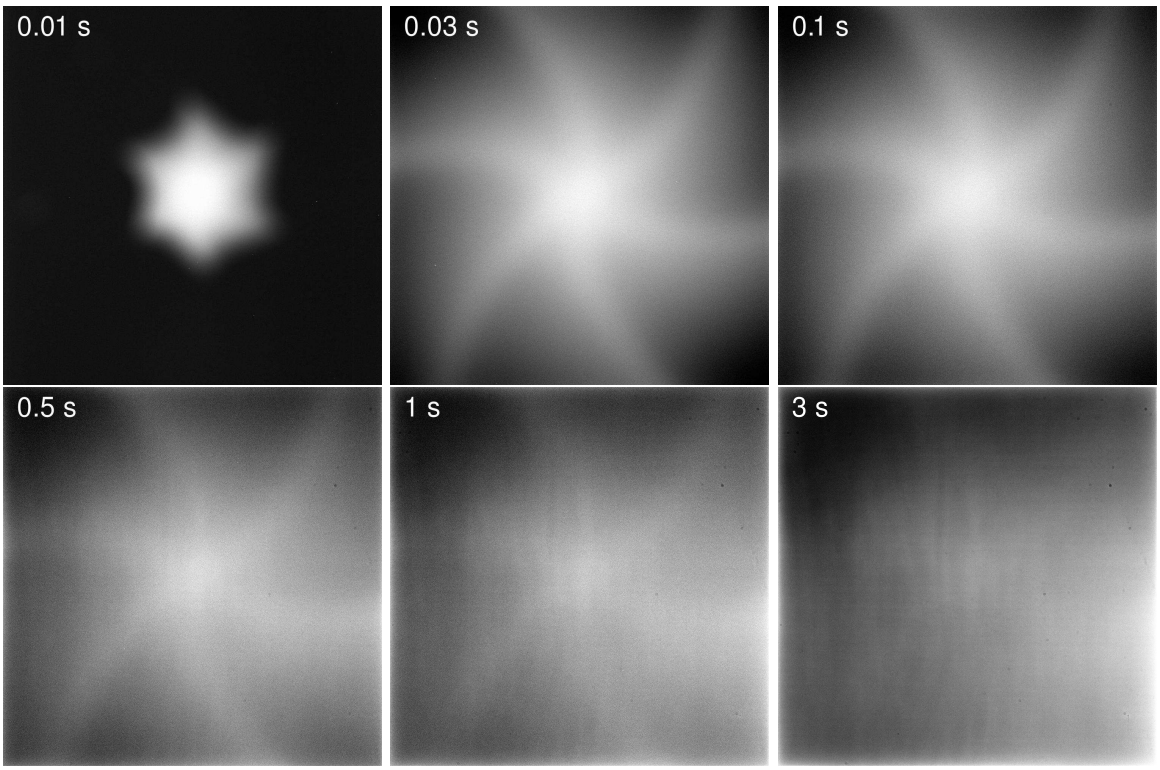


FIGURE 3.17 – Images avec des temps de pose courts montrant l'ouverture du shutter. Pour cette visualisation, l'echelle est étalée entre le minimum et le maximum de l'image.

3.9 Vitesse de lecture

Des tests effectués par Yan Fanteï-Caujolle montrent que la vitesse de lecture est de 20 ± 1 s dans le cas d'une lecture lente à 1 MHz, et de 5 ± 1 s dans le cas d'une lecture rapide à 8 MHz.

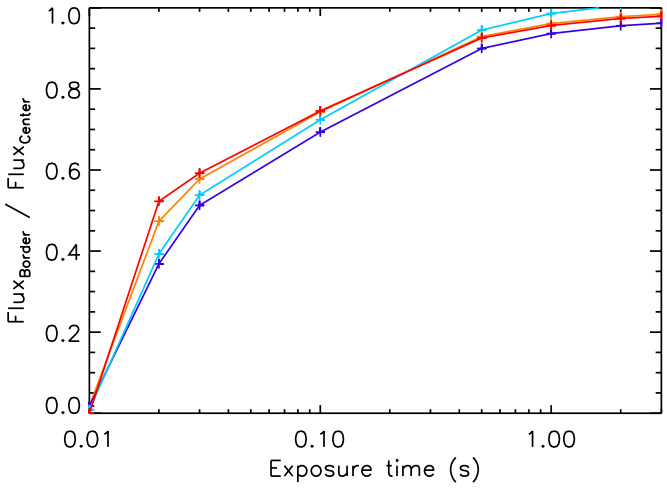


FIGURE 3.18 – Rapport des flux entre le bord et le centre de l'image en fonction du temps de pose, permettant d'évaluer le temps d'ouverture du shutter sur la caméra ASTEP Sud. Les bords sont pris aux 4 coins de l'image : en haut à droite (rouge), en bas à gauche (orange), en haut à gauche (bleu foncé), en bas à droite (bleu clair).

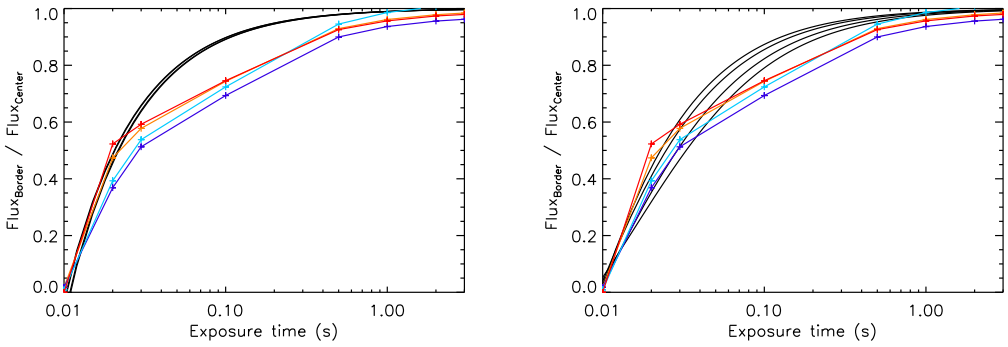


FIGURE 3.19 – Tentatives d'ajustement (en noir) du rapport des flux entre le bord et le centre de l'image en fonction du temps de pose (mêmes couleurs que figure 3.18), par une fonction $r = 1 - t_s/t$ pour $t > t_s$ et $r = 0$ sinon (gauche), et $r = 1 - t_s/(t - t_0)$ pour $t > t_s$ et $r = 0$ sinon (droite). L'ajustement n'est pas parfait, et il pourrait en fait s'agir d'un comportement bi-modal.

Chapitre 4

Préparation de l'expérience ASTEP Sud

4.1 Introduction

L'objectif du projet ASTEP est la qualification du Dôme C pour les relevés photométriques, et la détection d'exoplanètes par la méthode des transits. Le coeur du projet est le développement d'un télescope de 40 cm, ASTEP400, qui a nécessité environ deux années de travaux. Une étape a néanmois été rapidement franchie par l'envoi au Dôme C d'un premier instrument très simple, ASTEP Sud, servant à la fois de test pour le fonctionnement d'ASTEP400 et permettant d'acquérir des premières données photométriques.

4.2 Présentation et validation du concept

4.2.1 Stratégie d'observation

La stratégie d'observation envisagée est le pointage par un petit instrument d'un grand champ centré sur le pôle sud céleste. L'intérêt majeur est de pouvoir observer les étoiles en continu en gardant l'instrument complètement fixe : les étoiles tournent sur le CCD en ∼24h. Cette stratégie d'observation a déjà été utilisée par d'autres instruments photométriques, par exemple le South Pole Exoplanet Transit Search [Caldwell et al., 2003], et le Permanent All Sky Survey [Deeg et al., 2004]. Le bruit de jitter est ainsi minimisé. Le grand nombre de pixels parcourus par l'image d'une étoile peut de plus réduire l'impact des non-uniformités. De plus, les développements techniques et logiciels liés au suivi d'un champ quelconque et les problèmes mécaniques relatifs au Dôme C (gel sur les parties mobiles, etc...) sont évités. Enfin, l'encombrement limité d'un instrument immobile et de petite taille permet de le placer entièrement dans une enceinte thermalisée, solution qui n'a jamais été testée à Concordia. A priori, la thermalisation permet d'éliminer les problèmes de dépôt de givre, de fragilité de certaines pièce à basse température (caméra, câbles...), et de déformations mécaniques et fatigue des matériaux dues aux variations de température. On envisage un instrument composé d'une lunette de 10 cm équipée de la caméra de remplacement d'ASTEP400 (CCD de 4kx4k pixels illuminés par devant), le tout dans une enceinte thermalisée. Cette configuration est illustrée figure 4.1.

D'abord, on vérifie si le champ centré sur le pôle sud céleste contient assez d'étoiles

pour effectuer un relevé de transits. Ensuite, on calcule de manière simple le nombre de planètes potentiellement détectables dans ce champ. Pour cela, deux approches sont comparées : un télescope de 40 cm observant un champ de $1 \times 1^{\circ 2}$, et une lunette de 10 cm observant un champ de $5 \times 5^{\circ 2}$. Enfin, on évalue la précision photométrique attendue pour ASTEP Sud, à l'aide de SimPhot. La présentation du concept d'ASTEP Sud et sa validation sont résumées dans Crouzet et al. [2009].

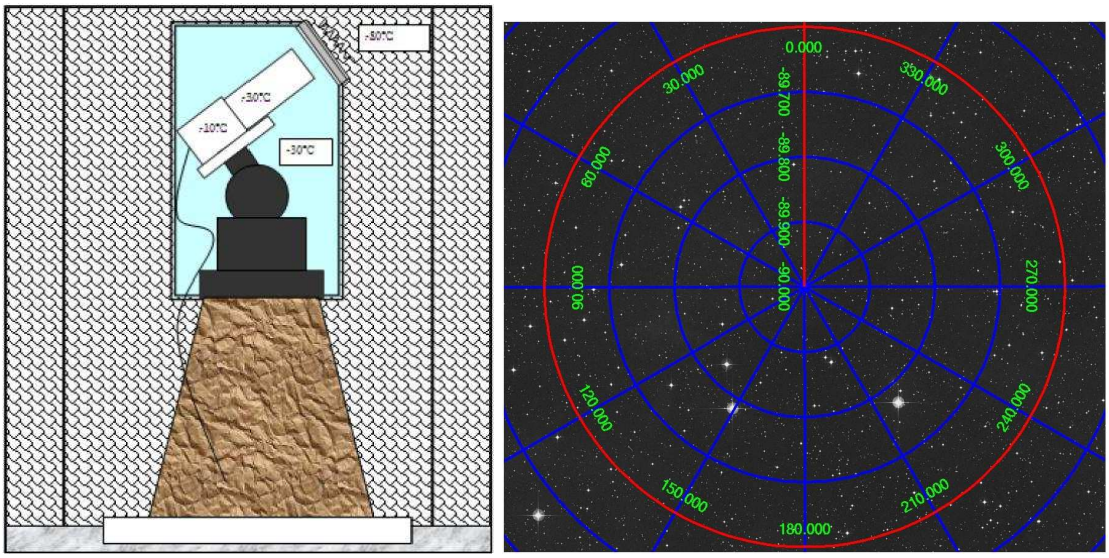


FIGURE 4.1 – Principe d'ASTEP Sud : une lunette de 10 cm équipée d'une caméra CCD dans une enceinte thermalisée (gauche) observe en continu le champ centré sur le pôle sud céleste (droite).

4.2.2 Simulations du champ d'étoiles autour du pôle sud céleste

La population stellaire autour du pôle sud est simulée à partir du modèle de Besançon de la Galaxie [Robin et al., 2003], pour des étoiles de magnitude $10 \leq V \leq 18$. On sait que les observations réelles peuvent différer d'un facteur 2 à 3 par rapport aux résultats de ce modèle. On considère néanmoins qu'il est suffisant pour l'étude du concept ASTEP Sud. Une analyse plus exacte du champ final est présentée dans les sections 4.6.1 de cette thèse et 2.2 de Crouzet et al. [2010a].

On simule un champ de $1 \times 1^{\circ 2}$ pour le télescope et de $\sim 5 \times 5^{\circ 2}$ pour la lunette, centré sur le pôle sud céleste ($RA = 0°$, $DE = -90°$). La figure 4.2 montre la distribution en magnitude des étoiles. Pour comparaison, on simule aussi la population stellaire d'un champ de $1^{\circ 2}$ situé dans la Carène, région dense utilisée par le projet OGLE pour la recherche de transits, et d'un champ de $1^{\circ 2}$ centré sur le pôle sud galactique, région très faiblement peuplée. Le nombre d'étoiles dans ces différents champs est donné table 4.1. Celle-ci montre que même si le champ du pôle sud céleste est ∼8 fois moins dense qu'un champ pris dans la carène, le rapport naines/géantes y est beaucoup plus élevé (0.79 contre 0.38). Ainsi, le rapport des densités entre la carène et le pôle sud est seulement de ∼3 pour les étoiles de rayon $R \leq 2\,R_{\odot}$, et de ∼1.2 pour $R \leq R_{\odot}$. La faible densité d'étoiles permet de plus une très faible contamination par les étoiles de fond. Le champ du pôle sud est donc satisfaisant pour la recherche de transits.

Un champ de $1^{\circ 2}$ serait suffisant pour tester le site du Dôme C et la méthode d'obser-

vation. Néanmoins, ce champ ne contient que ∼1300 étoiles dont ∼1000 étoiles naines de rayon $R \leq 2\,R_\odot$. Or on estime qu'une sur ∼1300 étoiles naines de métallicités normales (*i.e.* centrées sur celles des étoiles de type solaire) possède une planète géante en transit [Fressin et al., 2007]. De plus, la précision photométrique requise (∼1 mmag) nécessite un champ contenant plusieurs milliers d'étoiles, de manière à avoir plusieurs dizaines d'étoiles de référence (*e.g.* de magnitude $m_R < 11$) réparties sur tout le CCD. L'intérêt d'un champ plus large pour multiplier le nombre d'étoiles apparaît donc clairement.

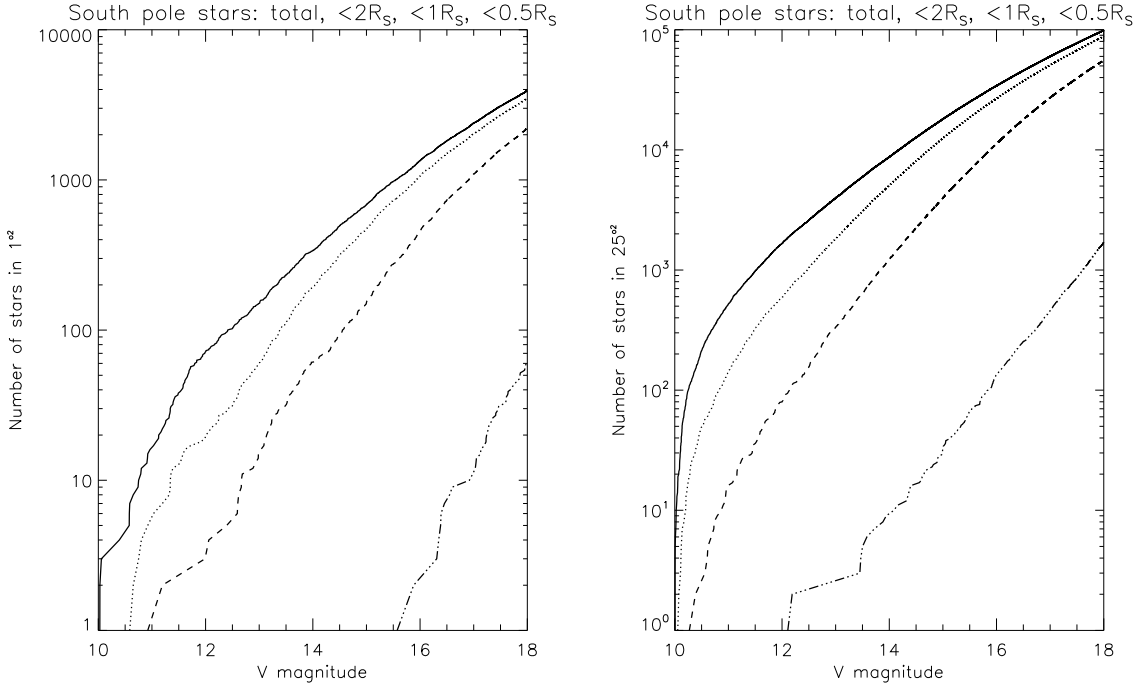


FIGURE 4.2 – Distribution en magnitude des étoiles dans un champ centré sur le pôle sud, à partir du modèle de Besançon. Gauche : champ de $1^{\circ 2}$, droite : champ de $22^{\circ 2}$(dû à un effet de projection, ce champ est légèrement plus petit que $25^{\circ 2}$). Les courbes indiquent le nombre total d'étoiles dans le champ (ligne pleine), ainsi que le nombre d'étoiles de rayon $R \leq 2R_\odot$ (points), $R \leq R_\odot$ (traits), et $R \leq 0.5R_\odot$ (traits-points)

4.2.3 Potentiel de détection de planètes avec ASTEP Sud

On estime à présent le nombre d'étoiles pour lesquelles une planète géante en transit peut être détectée, dans les configurations 40 cm / champ de $1^{\circ 2}$ et 10 cm / champ de $25^{\circ 2}$. On ne considère que les étoiles de magnitude $m_v \leq 17$, les étoiles plus faibles ne pouvant pas être suivies par vitesse radiale. Les variations de luminosité que l'on cherche à observer sont de l'ordre de $(R_p/R_*)^2$. Pour qu'une éventuelle planète soit détectable, on considère que cette variation doit être au moins 3 fois supérieure au bruit de photons σ_{photon}. Ce critère ad hoc pourrait être affiné par des simulations statistiques CoRoTlux ; on estime néanmoins qu'il est suffisant pour étudier le concept d'un instrument pointé vers le pôle sud, et comparer les deux configurations. La limite de détection est donc :

$$\sigma_{photon} = \frac{1}{3}\left(\frac{R_{\mathrm{p,min}}}{R_\star}\right)^2 \tag{4.1}$$

TABLE 4.1 – Nombre d'étoiles obtenu à partir du modèle de Besançon dans des champs de $1^{\circ 2}$ pris dans différentes régions : le pôle sud céleste, la Carène, et le pôle sud galactique.

	Celestial S.P.	Carina	Galactic S.P.
Total :	3932	29668	659
$16 < m_{\rm v} < 18$:	2591	22041	383
$10 < m_{\rm v} < 16$:	1341	7627	276
Target stars ($m_{\rm v} < 16$) :			
$R_\star < 2R_\odot$:	1059	2942	243
$R_\star < 1R_\odot$:	457	554	157
$R_\star < 0.5R_\odot$:	3	6	5

Pour chaque étoile, on en déduit le rayon minimal $R_{p,min}$ d'une planète qui serait détectée dans ces circonstances idéales. On calcule ensuite le nombre d'étoiles et leur magnitude moyenne en fonction de R_p. Une étoile est comptée si $R_{p,min} \leq R_p$, c'est-à-dire si une planète de rayon R_p serait détectée.

Les champs simulés de $1^{\circ 2}$ et $25^{\circ 2}$ contiennent respectivement autour de 400 et 10000 étoiles de magnitude $10 \leq m_v \leq 17$. La détectabilité des planètes est représentée figure 4.3. Pour un rayon de planète donné, le nombre d'étoiles permettant la détection d'un transit est plus élevé pour le 10 cm que pour le 40 cm. Ceci est dû au champ beaucoup plus large qui fait mieux que compenser le plus faible flux reçu. Pour le 10 cm, une planète de rayon 1 R_{jup} serait détectable pour quasiment 2000 étoiles, et une planète de rayon 1.5 R_{jup} serait détectable pour environ 12000 étoiles. Etant donnée la proportion de 1 planète en transit pour 1200 étoiles, et que le champ du pôle sud contient de l'ordre de 10000 étoiles de rayon $R < R_\odot$ jusqu'à magnitude 16, on peut espérer détecter jusqu'à une dizaine de planètes en transit avec une lunette de 10 cm pointée vers le pôle sud. De plus, la magnitude moyenne des étoiles pour cette gamme de planètes est comprise entre 13 et 15, ce qui assure un suivi des candidats par vitesses radiales relativement simple.

La figure 4.4 illustre la détectabilité des planètes pour les deux télescopes dans le même champ de $1^{\circ 2}$. Une planète de rayon 1 R_{jup} serait détectée pour 350 étoiles avec le 40 cm, et pour seulement 60 étoiles avec le 10 cm. Ce test de cohérence montre bien la conséquence d'un bruit de photons 4 fois plus faible pour le 40 cm que pour le 10 cm.

4.2.4 Evaluation de la précision photométrique d'ASTEP Sud

La précision photométrique d'ASTEP Sud est évaluée avec SimPhot. Les étoiles cibles et leur magnitude sont tirées du catalogue GSC (Guide Star Catalog) version 2.2. On simule individuellement toutes les étoiles de magnitude 10 à 15 dans la zone de $1^{\circ 2}$ autour du pôle sud céleste, soit $\sim$500 étoiles. Ceci correspond à la partie centrale de $\sim 1000 \times 1000$ px du CCD (le champ réel est de $\sim 15^{\circ 2}$).

Les deux effets de la rotation du champ sont pris en compte de manière approximative. La position de l'étoile sur le CCD différente à chaque pose est simulée en changeant la matrice de transmission : l'étoile se retrouve alors sur des pixels différents. L'allongement des PSF au cours d'une pose est remplacé par une PSF initiale plus large, de 4

px de largeur à mi-hauteur au lieu des 2.5 px envisagés. La taille des pixels sur le ciel est calculée à partir du champ réel de $3.88 \times 3.88^{\circ 2}$, soit 3.4 arcsec/px (pour notre CCD de 4096×4096 px). Le diamètre est de 10 cm. On choisit pour les simulations un temps de pose de 30 s (justifié en partie par la contamination due à la rotation des étoiles, voir section 4.3). On simule 2 heures d'observations, on applique une photométrie d'ouverture autour de l'étoile cible, puis on effectue une moyenne glissante de la courbe sur 20 mn. Les résultats présentés figure 4.5 montre qu'une précision photométrique de quelques mmag devrait être atteinte pour les étoiles de magnitude inférieure ou égale à 12. Ces étoiles sont proches du bruit de photons. De plus, le bruit devrait être inférieur à 10 mmag jusqu'à la magnitude 14. L'instrument ASTEP Sud permettra donc a priori une photométrie correcte, permettant la détection de planètes.

4.2.5 Conclusion sur le concept ASTEP Sud

Nous avons montré l'intérêt d'un relevé de transits dans un champ centré sur le pôle sud céleste. Cette première phase du projet ASTEP peut avoir lieu dès l'hiver 2008, en utilisant des intruments disponibles dans le commerce. A partir du nombre potentiel de détections et de la nécessité d'étaler les PSF sur 2 pixels au moins, on estime que le champ d'ASTEP Sud devra être compris entre $3 \times 3^{\circ 2}$ et $5 \times 5^{\circ 2}$.

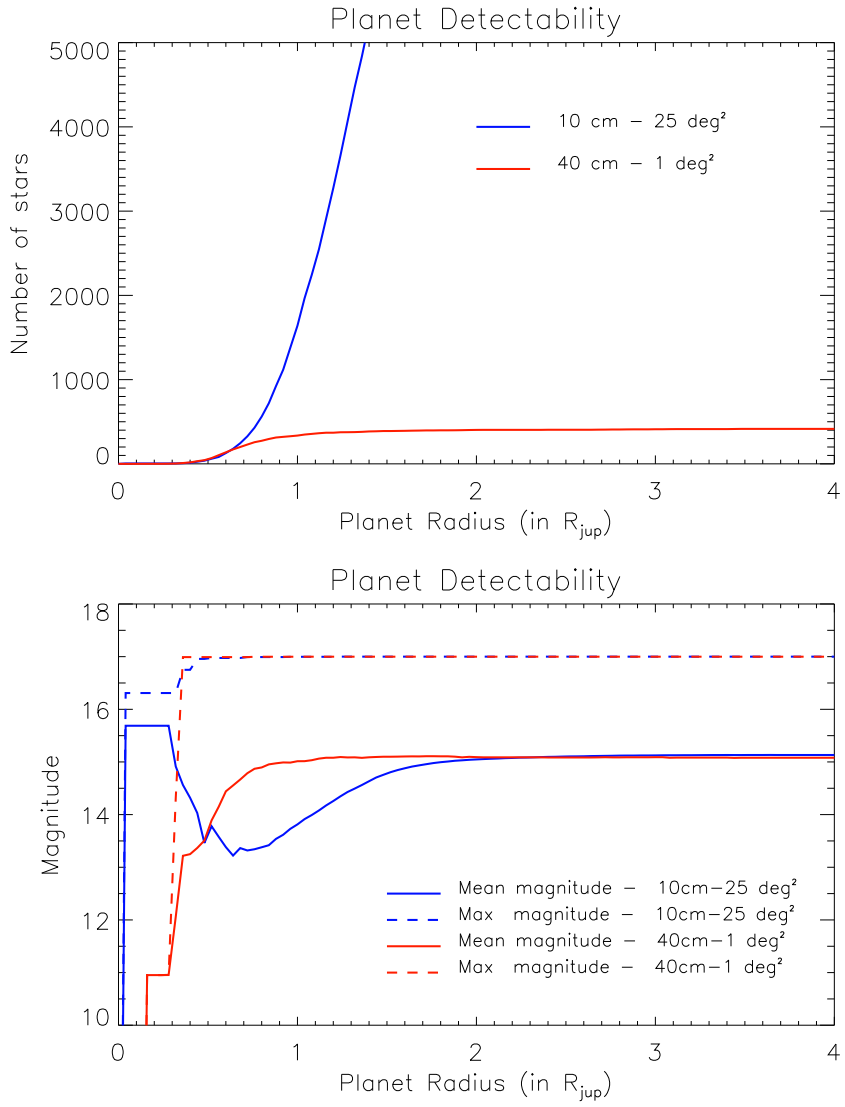


FIGURE 4.3 – Haut : Nombre d'étoiles pour lesquelles une planète de rayon R_p serait détectée. Bas : Magnitudes moyenne (ligne pleine) et maximale (ligne pointillée) de ces étoiles. Les courbes rouges et bleues correspondent respectivement aux configurations 40 cm / $1^{\circ 2}$et 10 cm / $25^{\circ 2}$.

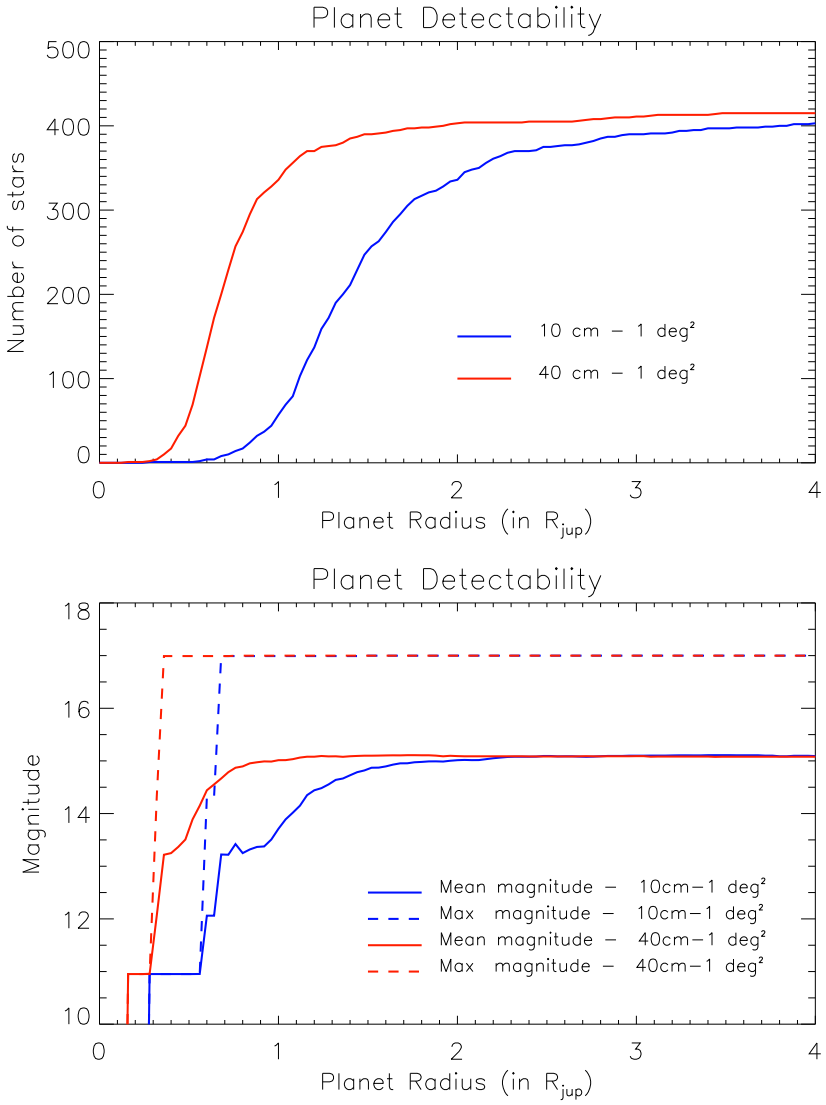


FIGURE 4.4 – Haut : Nombre d'étoiles pour lesquelles une planète de rayon R_p serait détectée. Bas : Magnitudes moyenne (ligne pleine) et maximale (ligne pointillée) de ces étoiles. Les courbes rouges et bleues correspondent respectivement aux 40 cm et 10 cm, avec un champ identique de $1^{\circ 2}$.

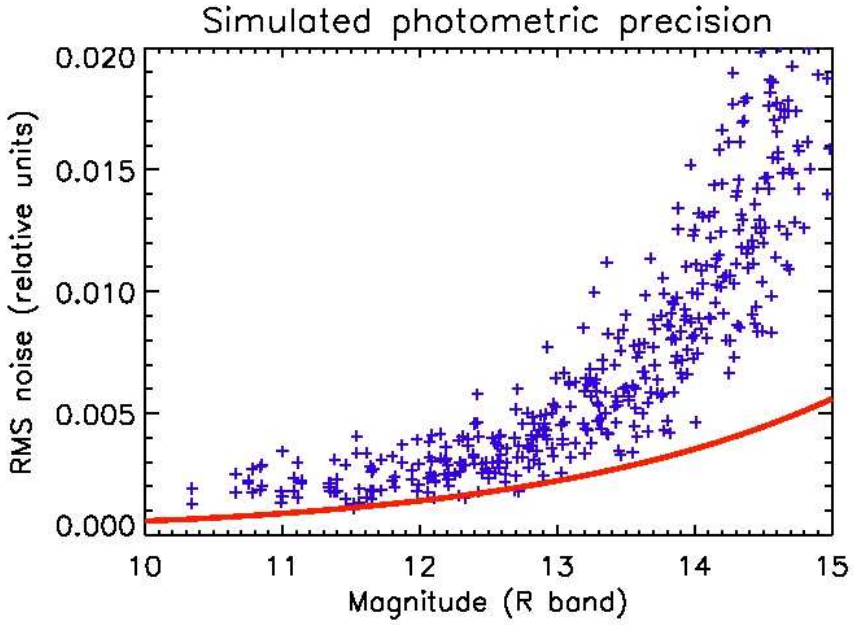


FIGURE 4.5 – Bruit RMS des courbes de lumière simulées en fonction de la magnitude. Chaque étoile dans une zone de $1^{\circ 2}$ autour du pôle sud céleste est représentée par une croix. La courbe rouge indique le bruit de photons.

4.3 Etude de la contamination

4.3.1 Présentation du problème

La stratégie d'observation d'ASTEP Sud entraîne une rotation des étoiles, qui font un tour du CCD (de 4096 px de côté) en ∼24h. Le déplacement est donc de ∼0.15 px/s en bord de champ, soit jusqu'à ∼9 px pour une pose d'une minute. Typiquement, l'instrument sera focalisé de manière à avoir une PSF de 2.5 px de largeur à mi-hauteur (voir chapitre 2). L'image des étoiles sur le CCD sera donc allongée significativement dans une direction, et occupera un plus grand nombre de pixels. La contamination sera donc augmentée, et constitue un paramètre important dans le choix du temps de pose (elle sera d'autant plus élevée que le temps de pose sera grand).

4.3.2 Méthode

Pour étudier en détail l'effet de cette rotation sur la contamination, on récupère les coordonnées des étoiles présentes dans le champ du pôle sud à partir du catalogue GSC2.2. On les convertit en position sur le CCD, en affectant à chaque étoile une certain nombre de pixels. Une rotation est alors appliquée aux étoiles autour du centre du CCD, à raison d'une position toutes les 5 secondes (une étoile en bord de champ parcourt 1 pixel en ∼7 secondes). A la fin de la pose, les étoiles ayant au moins un pixel ou un bord de pixel en commun sont considérées comme contaminées (deux étoiles non contaminées sont donc séparées d'au moins un pixel). Le facteur de contamination f est alors :

$$f = \frac{N_{*,cont}}{N_{*,tot}} \tag{4.2}$$

où $N_{*,cont}$ est le nombre d'étoiles contaminées et $N_{*,tot}$ le nombre d'étoiles total.

4.3.3 Hypothèses

On envisage de faire de la photométrie jusqu'à magnitude 14, mais les étoiles alentours plus faibles même de plusieurs magnitudes peuvent être source de contamination. Le calcul est donc effectué en prenant en compte toutes les étoiles jusqu'à magnitude 15. On utilise la taille réelle du champ de l'instrument, soit $3.88 \times 3.88^{\circ 2}$, mais on ne tient compte que des étoiles que l'on pourra suivre en continu, soit de déclinaison $DE \leq 88.06$ (les autres ne passant que dans les coins du CCD).

On considère dans un premier temps que chaque étoile occupe une surface de 2 fois la largeur à mi-hauteur de la PSF, soit un carré de 5×5 px (le choix d'un carré est quasiment équivalent à un cercle étant donné la rotation des étoiles). En réalité, le signal utile, c'est-à-dire qui dépasse du bruit de fond, occupera un plus grand nombre de pixels pour les étoiles brillantes que pour les étoiles faibles. On affecte donc dans un deuxième temps un carré de taille variable en fonction de la magnitude : on prend 8, 6 et 4 px de côté pour les magnitudes 11, 13 et 15 respectivement, et une interpolation est effectuée sur la magnitude réelle de l'étoile. On calcule la contamination pour des poses de 10 s à 180 s.

4.3.4 Résultats et condition sur le temps de pose

La figure 4.6 illustre la contamination obtenue dans un coin de CCD dans le cas de PSF variables, pour différents temps de poses. Les résultats sont donnés figure 4.7. La contamination est quasiment équivalente avec une ouverture fixe et une ouverture variable (la différence maximale est de 4% pour une pose de 180 s). Elle est par contre très dépendante du temps de pose, et s'élève déjà à $f = 20\%$ pour une pose de 60 s. Or on veut conserver un maximum d'étoiles non contaminées ; le temps de pose sera donc de préférence plus court, de 20 ou 30 s. D'autres contraintes sur ce temps de pose seront apportées lors des tests sur le ciel (magnitude limite observable, nombre d'étoiles saturées). On note également qu'un calcul du rapport signal sur bruit pour des PSF allongées est présenté dans Deeg et al. [2004].

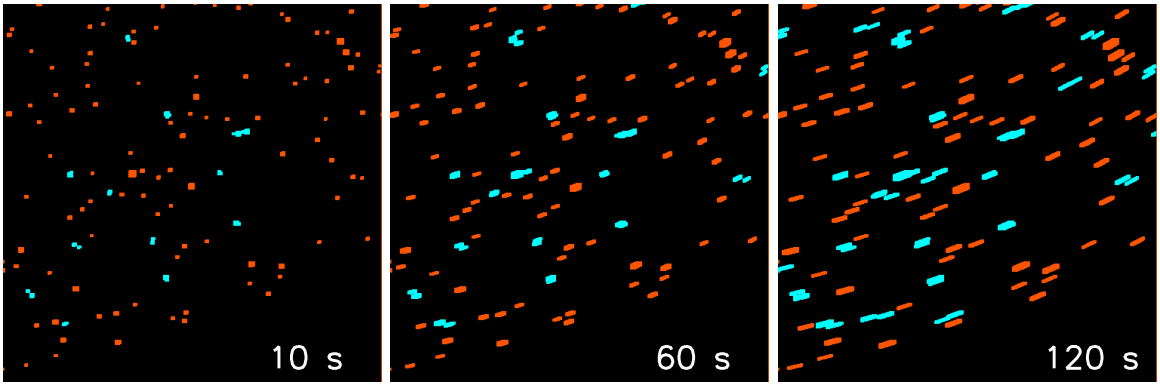


FIGURE 4.6 – Simulation de la contamination dans le champ ASTEP Sud pour des temps de pose de 10 s, 60 s et 120 s, et une ouverture photométrique variable en fonction de la magnitude. On représente ici une zone de 500×500 px prise dans un coin du CCD. Les étoiles non contaminées sont en orange et les étoiles contaminées en bleu. La contamination augmente avec le temps de pose.

4.4 Choix de l'instrument

On décrit ici le choix des différents éléments constituant ASTEP Sud : la lunette, la caméra CCD, le filtre, la monture et l'enceinte thermalisée.

4.4.1 La lunette

Après une prospection des différents modèles de lunette existant dans le commerce, on en sélectionne 3 pouvant convenir pour ASTEP Sud. Les deux premières, Takahashi FSQ-106 et Télévue NP101, ont l'avantage d'être plus robustes mécaniquement que la troisième, Skywatcher Equinox 80 OTA, en ce qui concerne les matériaux et l'assemblage des pièces. Ceci permettra une meilleure résistance aux conditions du Dôme C hors fonctionnement (lors de l'installation ou des interventions sur l'instrument). Cependant leur configuration optique est un quadruplet Nagler-Petzval, dont l'inconvénient est d'avoir les deux premières lentilles distantes de seulement $\sim$1 cm. Ceci entraîne un risque de contact lors des d'éventuelles déformations dues notamment aux fluctuations thermiques, ce qui va dégrader très fortement les images. La lunette Skywatcher Equinox 80 OTA, constituée de 3 lentilles, n'a pas ce problème. L'instrument étant prévu pour

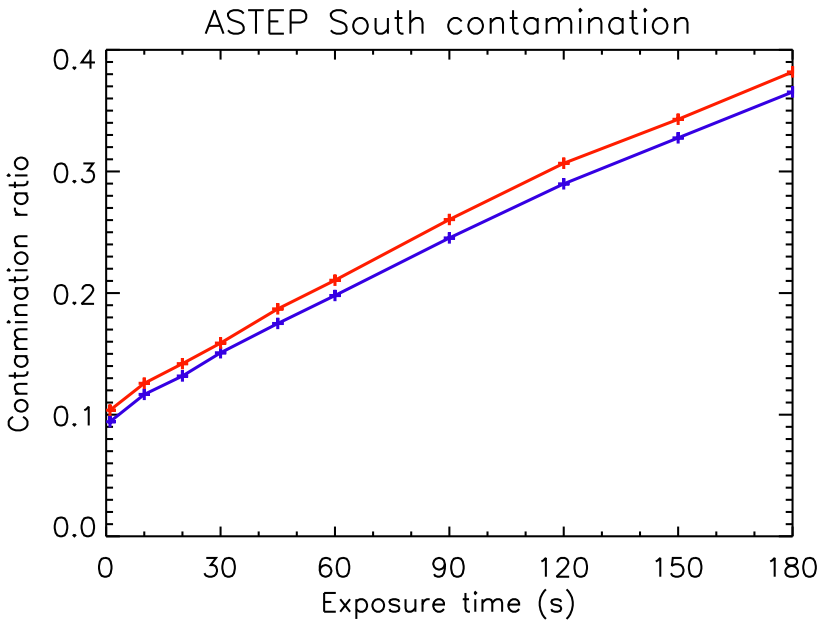


FIGURE 4.7 – Facteur de contamination dans le champ ASTEP Sud en fonction du temps de pose, pour une ouverture photométrique fixe (bleu) ou variable en fonction de la magnitude (rouge). Le champ est de $3.88 \times 3.88^{\circ 2}$ et on considère toutes les étoiles jusqu'à magnitude 15.

fonctionner dans un environnement stable thermiquement, il n'y aura a priori pas de contact entre les lentilles lors des observations. On opte donc pour une lunette robuste. Enfin, la Takahashi FSQ-106 n'étant pas disponible dans un délai suffisamment court pour permettre les tests et l'envoi au Dôme C, on achète la Télévue NP101 (figure 4.8). On y ajoute un réducteur focal. Le champ est alors de $4 \times 4^{\circ 2}$ d'après les données constructeur [1].

FIGURE 4.8 – Lunette Télévue NP101, choisie pour l'instrument ASTEP Sud.

4.4.2 La caméra CCD

On utilise pour ASTEP Sud la caméra de rechange d'ASTEP400. Son fonctionnement sur site peut en effet apporter des informations utiles. D'après les spécifications

1. Le champ réel sera finalement de $3.88 \times 3.88^{\circ 2}$.

données par le constructeur, la seule différence est la qualité "cosmétique" du CCD : la caméra de classe C1 (destinée à ASTEP 400), possède moins de pixels défectueux que la caméra de classe C2 (caméra de rechange). On se reportera au chapitre 3 pour une présentation de ces caméras.

4.4.3 Le filtre

4.4.4 La monture

La lunette pointe le pôle sud céleste en permanence. Une monture est néanmoins nécessaire pour le pointage initial, et pour maintenir celui-ci durant tout l'hiver. Un modèle robuste mais non automatisé est donc suffisant. On choisit la monture GM8 de Losmandy, simple, robuste, adaptée au poids de l'ensemble lunette-caméra, et réglable sous les conditions du Dôme C grâce aux grosses molettes manipulables avec des gants (figure 4.9).

FIGURE 4.9 – Monture GM8 de Losmandy utilisée pour ASTEP Sud.

4.4.5 L'enceinte thermalisée

Faisabilité

Le coefficient de dilatation thermique de l'acier est d'environ $10^{-5}K^{-1}$. Une variation de température de 30°C, possible au Dôme C, implique une dilatation globale de la monture d'environ 100 μm. On rappelle que la taille d'un pixel est de 9 μm. Idéalement, les étoiles doivent revenir sur les mêmes pixels de jours en jours, et le pôle sud rester sur le même pixel durant toute la campagne. La variation de l'angle de pointage doit donc

être inférieure à $3.88/4096 \sim 1/1000$ de degré. Cette contrainte peut être problématique sans thermalisation. On étudie de manière simple la faisabilité d'une enceinte thermique à Concordia. Le matériau envisagé est du roofmate (densité ρ entre 25 et 55 kg/m^3, coefficient de conduction $\lambda = 0.035$ W/mK). On prévoit une épaisseur $l = 10$ cm.

— Poids : on prévoit une surface $S = 4$ m^2 de roofmate (soit une enceinte d'environ $1.3 \times 0.6 \times 0.6$ m^3). Son poids $P = \rho \times S \times l$ est donc compris entre 10 et 22 kg. On peut aisément construire à Concordia un support pour fixer cette enceinte au sol.

— Puissance électrique : l'enceinte sera thermalisée autour de -20°C, le bon fonctionnement de la caméra n'étant pas garanti à plus basse température d'après les données du constructeur. La puissance nécessaire pour maintenir une différence de température maximale $\Delta T = 60$ K (soit une température extérieure de -80°C) est $\mathcal{P} = \lambda \frac{S}{\ell} \Delta T = 84$ W. Le système de refroidissement de la caméra devrait de plus consommer 75 W à pleine puissance (pour descendre par exemple le CCD à –50°C à partir de 0°C, la caméra étant plus chaude que l'enceinte). La puissance nécessaire pour le fonctionnement d'ASTEP Sud est donc au maximum de ∼159 W, ce qui pourra être délivrée par l'infrastructure électrique de la station.

Une enceinte thermalisée contenant l'instrument ASTEP Sud est donc bien envisageable à Concordia, et on valide cette solution.

Confection

Les parois seront constituées de roofmate. Des simulations thermiques avec différents hublots, la partie critique de l'enceinte, sont détaillées au chapitre 7. On choisit un hublot composé d'un double vitrage dont l'une des surface sera revêtue d'une couche réfléchissante dans l'infrarouge. Des pièces en téflon sont réalisées pour maintenir les deux lames. L'assemblage du hublot est réalisé à Nice, en salle blanche. Les impuretés présentes dans la zone intermédiaire (entre les deux lames) risquant de créer des cristaux et d'altérer la qualité optique du hublot, on remplit cette zone par un gaz neutre. De l'azote est envoyé entre les deux lames en même temps que l'air est aspiré. Cette opération est réalisée plusieurs fois. L'isolation est achevée par une colle spéciale résistant à une température de -80°C. Le hublot est ensuite laissé une journée dans un congélateur à -80°C (figure 4.10). On n'observe aucune formation de givre.

Le reste de l'enceinte sera construit à Concordia. Un système de ventilation sera mis en place à l'intérieur de la boîte, d'une part pour créer un flux laminaire et minimiser la turbulence interne devant l'objectif, et d'autre part pour éviter des inhomogénéités de température pouvant conduire à des déformations de la lunette. On peut noter que la température de l'enceinte étant plus élevée que la température extérieure, sa surface sera plus chaude que l'air ambiant, ce qui empêchera la formation de givre. En contrepartie cela pourra créer de la turbulence juste devant le hublot.

4.5 Développement logiciel

4.5.1 Logiciels de fonctionnement

Les logiciels d'acquisition et de sauvegarde des données d'ASTEP Sud ont été développés par Yan Fanteï-Caujolle.

FIGURE 4.10 – Test du hublot dans un congélateur à -80°C. On n'observe aucune formation de givre entre les deux lames.

Logiciel d'acquisition

Le logiciel d'acquisition, Run_ASTEP, gère l'acquisition des images, soit en mode manuel, soit en mode automatique à partir d'une séquence d'observation prédéfinie, contenant des images science, des bias et des darks. Cette séquence est périodique de période égale au jour sidéral : 23h 56mn 04s. Ceci permettra a priori de retrouver les étoiles sur les mêmes pixels de jour en jour. La hauteur du Soleil est calculée en temps réel et conditionne également les obervations : les acquisitions sont stoppées lorsque le Soleil dépasse *e.g.* -5°sous l'horizon. Run_ASTEP récupère en temps réel les températures du CCD et de l'électronique de la caméra, la température de l'enceinte provenant du logiciel de contrôle thermique, et la température extérieure provenant des instruments météo de Concordia. Une synchronisation temporelle est effectuée toutes les minutes à partir d'un serveur GPS. Ces différentes informations sont écrites dans l'en-tête de chaque image (figure 4.11). Run_ASTEP inclue une interface graphique permettant le réglage des différents paramètres (mode manuel ou automatique, type d'image, temps de pose, vitesse de lecture, température du CCD et de la caméra, dossier de sauvegarde des images), l'affichage d'informations sur les acquisitions en cours, et une visualisation de la dernière image acquise (figure 4.12). Il permet enfin le lancement d'un logiciel annexe de traitement d'image, destiné à la mise en station de l'instrument (section 4.5.2). Run_ASTEP tourne sur un ordinateur placé dans l'igloo près de la plate-forme Astroconcordia, et un déport d'écran permet de le contrôler depuis la station.

Logiciel de sauvegarde

Le second logiciel, Save_ASTEP transfère chaque jour les données vers l'ordinateur situé dans la station, lance un logiciel de pré-traitement des donnnées (section

```
SIMPLE  =                    T / file does conform to FITS standard
BITPIX  =                   16 / number of bits per data pixel
NAXIS   =                    2 / number of data axes
NAXIS1  =                 4096 / length of data axis 1
NAXIS2  =                 4096 / length of data axis 2
EXTEND  =                    T / FITS dataset may contain extensions
COMMENT = 'ASTEPSUD'
COMMENT   Astrophysics Supplement Series v44/p363, v44/p371, v73/p359, v73/p365.
COMMENT   Contact the NASA Science Office of Standards and Technology for the
COMMENT   FITS Definition document #100 and other FITS information.
BZERO   =                32768 / offset data range to that of unsigned short
BSCALE  =                    1 / default scaling factor
SYNC-TIM= '24/06/2009, 15h19m46.556s' / Last NTP Synchro time UTC
DATE-OBS= '24-06-2009'          / Date of observation: YYYY-MM-DD
TIME-OBS= '15:20:16-367'        / Starting Time of observation: (local time): UTC
TIME-FIL= '15:20:48-664'        / File creation date (local time: UTC)
TELESCOP= 'ASTEP_SUD'
NOTE    = '         '
TYPE    = 'NORM     '           / NORMAL - DARK - FLAT - BIAS
MODE    =                    0 / ReadOut Freq: 1=1Mhz, 0=8Mhz
EXPTIME =                29000 / Exposure time : ms
TEMP-CCD=             -35.0625 / CCD temperature: deg C
TEMP-CAM=                 12.5 / Camera electronics temperature: deg C
TEMP-EXT=                -64.4 / Temperature exterieure
TEMP-BOX=                -19.6 / Temperature Boitier
TEMPTIME= '1245856834382'       / Time Stamp Temp Box
HEIG_SOL=     -38.163689967422 / Hauteur soleil: deg
END
```

FIGURE 4.11 – En-tête des images ASTEP Sud.

4.5.2), compresse l'ensemble des images et les stocke dans un disque dur externe. Il gère également l'envoi automatique d'e-mails, permettant un suivi quotidien des opérations.

Logiciel de contrôle thermique

Enfin, un logiciel de contrôle thermique développé pour les précédents instruments de la base Concordia est utilisé pour la thermalisation. Il contrôle le chauffage de l'enceinte ASTEP Sud en fonction de l'information donnée par une sonde de température.

4.5.2 Logiciels de prétraitement des donnnées

Logiciel de contrôle des observations

Le transfert des données de Concordia vers l'extérieur est très limité : quelques Mo au maximum peuvent être transférés chaque jour. Une image ASTEP Sud fait déjà 32 Mo. Un logiciel d'analyse préliminaire a donc été développé pour permettre un suivi quotidien des observations. Pour chaque image de la journée, l'intensité moyenne sur tout le CCD est calculée. On traite ensuite uniquement la partie centrale de l'image, soit 1000×1000 px ($0.95 \times 0.95^{\circ 2}$), pour minimiser le temps de calcul. D'abord, un algorithme d'identification de points sources donne le nombre d'étoile détectées et leur position sur le CCD. Une reconnaissance de champ est ensuite effectuée de manière à identifier la position du pôle sud. Puis une gaussienne est ajustée sur les 30 étoiles les plus brillantes pour mesurer la taille des PSF. Enfin, une photométrie d'ouverture est effectuée sur 10 étoiles, sans calibration des images.

Une version IDL du logiciel DAOPHOT [Stetson, 1987] est utilisée pour l'identification des points sources, l'ajustement de gaussiennes et la photométrie d'ouverture. Un point source est considéré comme une étoile si son flux est 5 fois plus élevé que le bruit de fond de ciel. De larges ouvertues de 12 et 20 pixels sont appliquées pour la

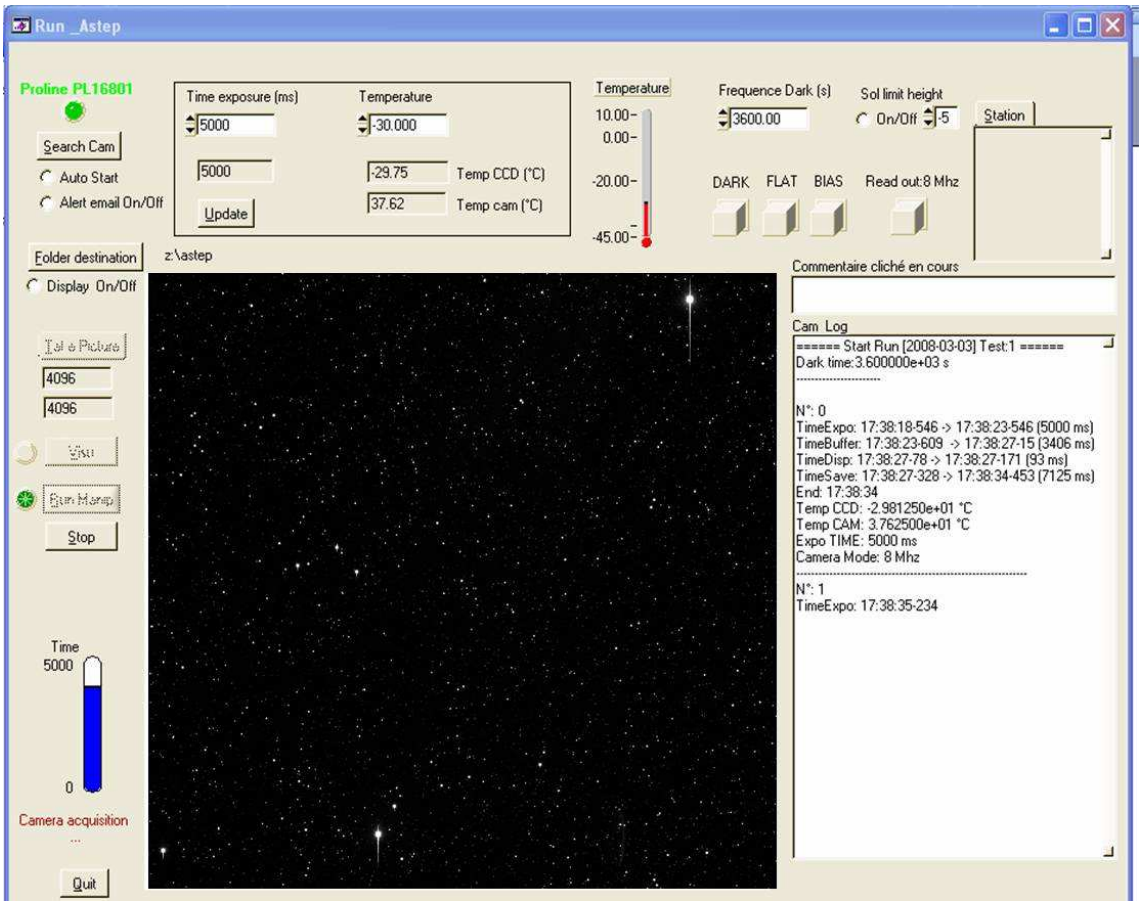


FIGURE 4.12 – Interface graphique du logiciel d'acquisition des données, Run_ASTEP.

photométrie, de manière à récupérer tout le flux pour les étoiles brillantes. Même si ces ouvertures ne sont pas adaptées aux étoiles faibles, la contamination peu élevée dans le champ permet d'obtenir des courbes de lumière raisonnables. La taille de l'ouverture photométrique sera bien sûr optimisée lors du traitement complet des données.

Les températures du CCD, de l'électronique de la caméra, de l'enceinte thermalisée et de l'extérieur sont également sauvegardées. Un fichier binaire d'environ 500 Ko contenant les résultats est envoyé quotidiennement à Nice. Les résultats de cette analyse préliminaire sont décrits section 5.1.

Algorithme de reconnaissance de champ

L'algorithme de reconnaissance de champ a été codé spécialement pour ASTEP Sud. Le principe est l'identification des étoiles du champ à partir de leur position données par un catalogue. On utilise le catalogue GSC2.2. Ces positions (RA, DEC) sur le ciel sont d'abord transformées en coordonnées (x, y) sur le CCD. Le pôle sud est alors au centre du CCD, c'est-à-dire à la position $(2048, 2048)$. Dans la suite de ce paragraphe, on appelle simplement "catalogue" les positions (x, y) théoriques des étoiles. La position des étoiles sur l'image réelle est déterminée par DAOPHOT. On cherche alors la transformation liant les positions des étoiles identifiées sur les images réelles aux positions sur le catalogue.

Une boucle est effectuée sur les 20 étoiles les plus brillantes, de l'image d'une part, et

du catalogue d'autre part. A chaque itération, un couple d'étoiles de l'image est associé à un couple d'étoiles du catalogue, et on cherche à savoir si ces étoiles sont les mêmes. Si la distance séparant les deux étoiles est différente d'au moins *e.g.* 20 px entre l'image et le catalogue, on passe directement à l'itération suivante. Ceci permet d'éliminer très rapidement une grande partie des cas. Si ce test est validé, on calcule la transformation, composée d'une rotation et d'une translation, permettant de passer des coordonnées des deux étoiles sur l'image à leurs coordonnées sur le catalogue. Cette transformation est ensuite appliquée aux 200 étoiles les plus brillantes.

On calcule alors la distance entre chaque étoile de l'image transformée et l'étoile du catalogue la plus proche. La bonne transformation, obtenue si les couples initiaux sont identiques, doit conduire à une superposition des étoiles, donc à une distance moyenne d_{moy} de l'ordre d'une fraction de pixel. A chaque itération, on conserve les paramètres de la transformation uniquement si d_{moy} est la plus petite obtenue jusqu'alors. Une fois la boucle terminée, on déduit la position du pôle sud sur l'image originale par la transformation inverse appliquée au pixel $(2048, 2048)$. On obtient typiquement une précision $d_{moy} \sim 0.4$ px à l'issue de cette première étape.

Une minimisation fine est ensuite effectuée à l'aide de la méthode du simplex. On inclue cette fois une homothétie à la transformation, de manière à ajuster la taille du champ lors du calcul. Les paramètres sont la position du pôle, l'angle de rotation, le facteur d'homothétie et son centre. On aboutit à une précision $\mathbf{d_{moy} \leq 0.2\ px}$ dans le cas d'une reconnaissance de champ réussie. L'ensemble du calcul pour une image dure 1 à 2 s. Le principe de cette reconnaissance de champ est illustré figure 4.13.

Logiciel de mise en station

Une version simplifiée de ce logiciel a été conçue pour faciliter la mise en station de l'instrument. Cette mise en station est effectuée avant le début des observations, et consiste ici à placer le pôle sud céleste au centre du CCD. Le logiciel analyse la dernière image acquise, et donne la position du pôle à l'aide de l'algorithme de reconnaissance de champ décrit ci-dessus. Les réglages de la monture sont alors modifiés en conséquence, et on arrive en quelques itérations à placer le pôle au centre du CCD à une dizaine de pixels près ($\sim$90 μm, $\sim$30 arcsec). Les paramètres de sortie, affichés dans l'interface de Run_ASTEP, sont les suivants :

x et y : position du pôle sur le CCD, en px. Valeur nominale : x=2048, y=2048. On peut s'accommoder d'un écart de +/-50 pixels.

a : angle de rotation entre l'image et le catalogue. Cet angle varie de 360° en un jour sidéral, de manière linéaire. Il est donné à titre indicatif.

d : distance moyenne entre les étoiles de l'image et celles du catalogue, après transformation, en px. Valeur nominale : inférieur à 2 px (en général inférieur à 1 px).

f : largeur à mi-hauteur de la PSF, en px. Valeur nominale : 2.0 à 2.5 px. Intervalle limite : 1.5 à 3.0 px.

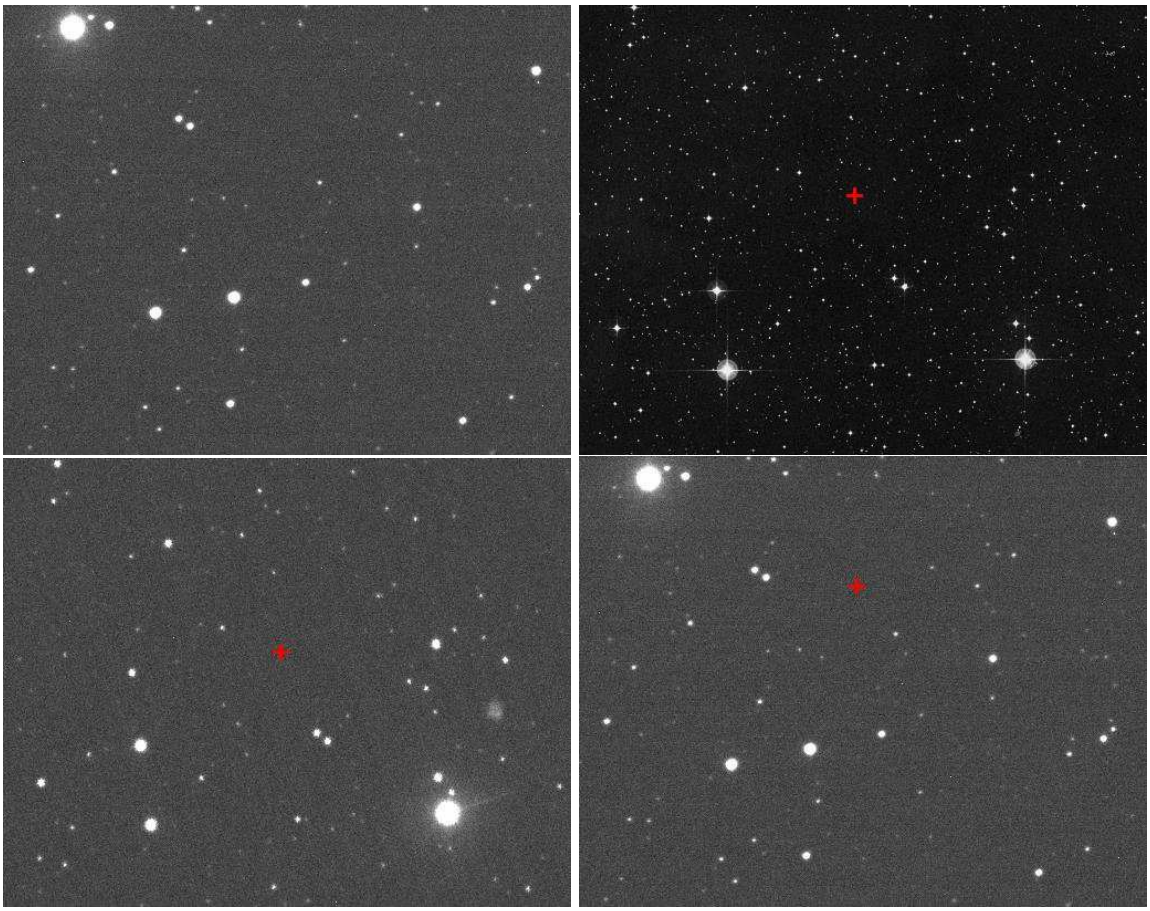


FIGURE 4.13 – Principe de la reconnaissance de champ. On cherche la transformation qui permet de faire correspondre l'image ASTEP Sud (haut gauche) à un catalogue standard (haut droite, ici représenté par une image du Digitized Sky Survey). Une fois la transformation trouvée (bas gauche), on détermine la position du pôle sur l'image initiale par l'inverse de cette transformation appliquée au pixel $(2048, 2048)$ (bas droite). Le pôle sud est représenté par une croix rouge.

4.6 Tests sur le ciel et définition des paramètres d'observation

L'instrument ASTEP Sud a été testé sur le ciel depuis le site de Calern (Observatoire de la Côte d'Azur) durant 2 nuits consécutives, entre le 1er et le 3 octobre 2007. Le but est de vérifier le montage et le fonctionnement des différents éléments (monture, lunette, filtre, caméra, robofocus), de tester les différents logiciels, et de choisir les paramètres d'observation. L'influence du hublot est également évaluée. Lors des observations, le ciel est clair et la Lune est à son premier quartier.

4.6.1 Comparaison des champs centrés sur les pôles nord et sud

La stratégie d'observation est la même que pour les observations réelles au Dôme C, à la seule différence que l'on pointe ici le pôle nord céleste. Les distributions d'étoiles représentées figure 4.14 montrent une grande similarité entre ces deux champs. Le champ du pôle nord contient 4407 étoiles cibles ($m_R \leq 15$) et 8099 étoiles de fond ($15 < m_R \leq 17$). Le champ du pôle sud contient 7779 étoiles cibles et 12661 étoiles de fond. Les étoiles très brillantes ($m_R < 8$) sont au nombre de 6 pour le pole nord et de 13 pour le pôle sud. L'étoile la plus brillante pour le pôle nord est l'étoile polaire, de magnitude $m_R = 2.04$, et située à 0,46° du pôle. Pour le pôle sud, la plus brillante est σ Octantis, de magnitude $m_R = 5.47$, et située à 1,04° du pôle. Ainsi, les observations tests effectuées en pointant le pôle nord céleste donnent une bonne idée des observations du pôle sud depuis le Dôme C, le nombre d'étoiles étant du même ordre de grandeur dans les deux champs (à moins d'un facteur 2).

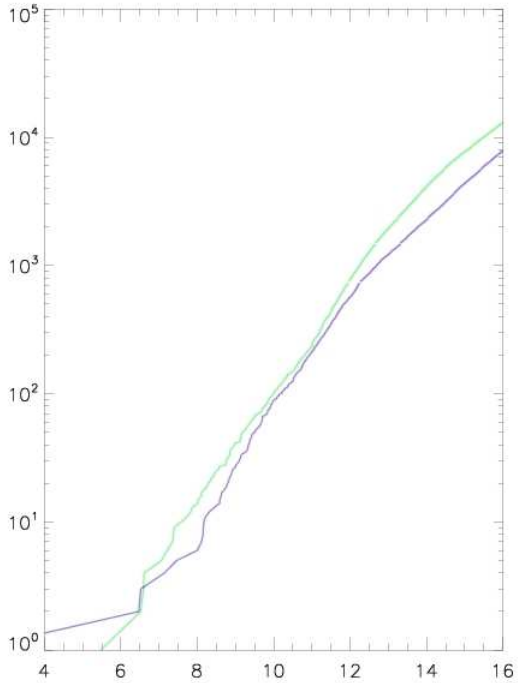


FIGURE 4.14 – Distribution d'étoiles dans les champs centrés sur les pôle nord (bleu) et sud (vert). Le nombre d'étoiles par magnitude est du même ordre de grandeur dans les deux champs.

4.6.2 Choix du temps de pose

Les étoiles se déplaçant au cours d'une pose, une longue exposition est moins utile que pour les observations classiques avec un télescope équipé d'un suivi et d'un guidage. En particulier on aura le fond de ciel sur toute la durée de la pose de tous les pixels traversés. On opte donc pour un temps de pose court, inférieur à 1 mn. Pour une pose de 30 s, seulement quelques étoiles saturent. En particulier, la saturation de l'étoile polaire affecte plusieurs colonnes sur un longueur d'environ 200 px (cela n'aura pas lieu lors du pointage du pôle sud, l'étoile la plus brillante étant en effet beaucoup plus faible). Un temps de pose de 30 s permet donc une faible contamination, un faible nombre d'étoiles saturées et permet de limiter le fond de ciel. On adopte donc ce temps de pose.

4.6.3 Choix de la focalisation

La limite de diffraction de cet instrument de diamètre $D = 10$ cm à une longueur d'onde $\lambda = 750$ nm est $1.22\lambda/D \sim 1.9$ arcsec, soit ~ 0.55 px. Nous avons montré qu'une PSF de FWHM supérieur à 2 px permet de réduire le bruit dû aux électrodes (chapitre 2), et qu'une valeur autour de 2.5 px permet une contamination peu élevée. On adopte donc un FWHM compris entre 2 et 2.5 px (bien au-dessus de la limite de diffraction).

4.6.4 Evolution des PSF

L'évolution de la taille des PSF pendant la nuit est représentée figure 4.15. Les deux séries de points autour de 1.75h et 2h sont obtenues après refocalisation de l'instrument, et montrent que l'on peut descendre jusqu'à 1.8 et même 1.5 px de FHWM. On observe également une diminution de 3 à 2 px de FWHM entre 3h et 4h. Ceci est typique des variations de température au cours de la nuit, qui engendrent une déformation de l'instrument et affectent les PSF. Ceci montre l'intérêt d'une enceinte thermalisée, qui permettra a priori d'éliminer cet effet.

L'enceinte thermique sera réalisée directement à Concordia pour simplifier le transport. L'influence du hublot sur les PSF est néanmoins testée en plaçant manuellement l'une des lames devant la lunette pendant plusieurs poses successives. La lame étant à faces parallèles, une légère inclinaison par rapport à la direction de pointage ne devrait pas affecter les PSF. On observe tout de même un élargissement de 1 px, la PSF passant de 2.5 à environ 3.5 px de FWHM. On suppose néanmoins qu'une bonne installation et une bonne focalisation permettront d'obtenir des PSF stables de l'ordre de 2.5 px de FWHM.

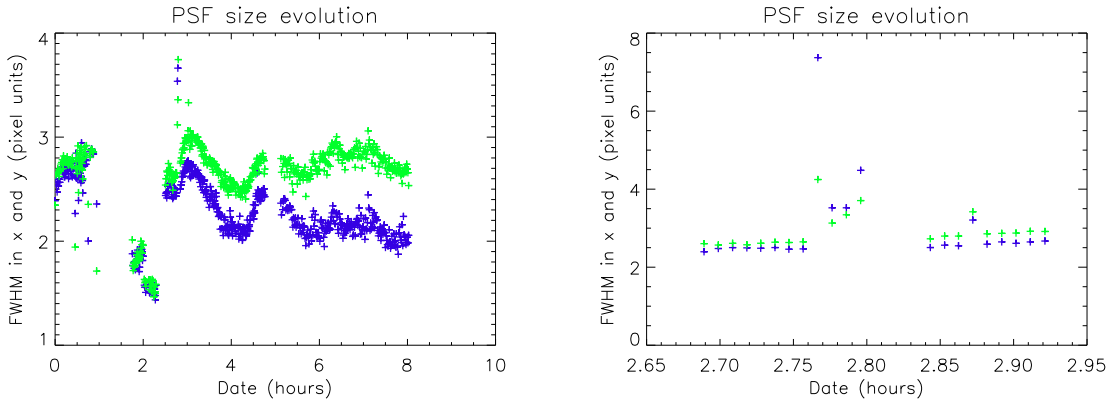


FIGURE 4.15 – Taille des PSF lors des observations de test réalisées le 1er octobre 2007 à l'Observatoire de Calern, au cours de la nuit (gauche), et zoom lors des tests du hublot (droite). Le temps est compté à partir du début des observations. La meilleure focalisation obtenue est 1.5 px de FWHM. Les variations au cours de la nuit seront a priori éliminées grâce à la thermalisation. Lorsqu'une lame est placée manuellement devant la lunette, soit entre 2.76h et 2.81h puis à 2.87h, la PSF passe de 2.5 à environ 3.5 px de FWHM.

4.7 Définition de la séquence d'observation

Le champ observé étant toujours le même, la séquence d'observation sera constante sur tout l'hiver. Une fois le temps de pose fixé à 30 s, cette séquence doit être définie pour permettre la prise d'un nombre suffisant d'images de calibration tout en maximisant le nombre d'images scientifiques. On choisit pour cela la vitesse de lecture (lente ou rapide), puis la séquence d'observation, à partir de l'étude des images de calibration (voir chapitre 3).

Seuls des darks en lecture lente ont été pris avec la caméra ASTEP Sud. Néanmoins, nous avons montré qu'elle a des propriétés similaires voire légèrement meilleures que la caméra ASTEP 400. Nous utilisons donc les propriétés de la caméra ASTEP 400, connues pour les deux vitesses de lecture. D'autre part, les tests effectués sur la caméra ASTEP 400 ont montré que le courant d'obscurité est négligeable. Cela n'a néanmoins pas été montré directement pour la caméra ASTEP Sud, et il apparaît risqué de ne pas prendre de darks. On considère donc que les images seront calibrées par la soustraction du dark.

Le cas des flats est d'abord discuté, puis on présente le choix de la vitesse de lecture et enfin la définition de la séquence. Les calculs correspondent à un cas optimal : on tient compte uniquement du bruit de lecture et du bruit de photons de la source. En pratique beaucoup d'autres bruits seront présents. On note enfin que contrairement à la caméra ASTEP 400, on n'observe pas de gradient dans les images de dark prises en lecture rapide, qui est donc envisageable.

4.7.1 Cas des flat-fields

Les conditions d'observation au Dôme C (3 mois de nuit continue) ne permettent pas de faire régulièrement des flat sur le ciel. Une solution est d'utiliser le balayage des étoiles sur le CCD pour construire des flats. Cette solution n'ayant jamais été testée, on prendra également des séries de flats sur le ciel en début et en fin d'hiver. La séquence d'observation ne contiendra pas de flats.

Les images acquises au cours de la première campagne montreront que la présence du Soleil sous l'horizon autour de midi illumine suffisamment le ciel pour permettre un éclairement uniforme sur le CCD. Quelques étoiles restent visibles sur ces images, mais pourront a priori être éliminées lors du traitement. Ce sont ces images qui seront utilisées pour construire des flats.

4.7.2 Vitesse de lecture

Par rapport à une lecture lente, une lecture rapide engendre un bruit de lecture plus élevé, mais permet l'acquisition d'un plus grand nombre d'images, ce qui augmente le signal. Le choix entre ces deux options est fait en considérant le bruit de lecture et le bruit de photons sur une durée de 2 heures, typique d'un transit. Sur 2 heures, on a 144 poses en lecture lente (temps de lecture de 20 s) ou 206 poses en lecture rapide (temps de lecture de 5 s). On effectue les calculs pour deux étoiles de magnitudes 15 et 13. Depuis le Dôme C, il y aura dans le champ ASTEP Sud 7779 étoiles de magnitude inférieure ou égale à 15 et 1962 étoiles de magnitude inférieure ou égale à 13.

Bruit de photon sur 1 image

Les observations réalisées à Calern permettent de mesurer le signal des étoiles cibles sur le CCD. Pour nos poses de 30 secondes, la magnitude limite observée est 15, correspondant à un flux de 300 ADU, soit 600 e^-, dans une ouverture de 4 pixels de diamètre. Le bruit de photons est de 25 e^-. Moyenné sur 2h, il passe à 2.04 e^- en lecture lente et 1.71 e^- en lecture rapide. La précision limite pour une magnitude 15 (*i.e.* si on n'avait que le bruit de photons) est donc de 3.4×10^{-3} en lecture lente et 2.84×10^{-3} en lecture rapide. De même, pour une magnitude 13, on a 3500 e^-, soit en 2h un bruit de photons de 4.93 e^- en lecture lente et 4.12 e^- en lecture rapide, soit une précision limite de 1.41×10^{-3} en lecture lente et 1.18×10^{-3} en lecture rapide.

Ajout du bruit de lecture : lecture lente

En lecture lente, le bruit de lecture sur 1 image est de 10.4 e^-. Il est réduit en 2h à 0.86 e^-, soit 3.03 e^-, dans une ouverture photométrique de 4 pixels de diamètre ($\sim$12.57 px) . Pour la magnitude 15, ce bruit est supérieur au bruit de photons et entraîne une précision de $\sqrt{2.04^2 + 3.03^2}/600 = 6.09 \times 10^{-3}$. Pour la magnitude 13, il est inférieur au bruit de photons et la précision reste proche de celle obtenue avec uniquement le bruit de photons : $\sqrt{4.93^2 + 3.03^2}/3500 = 1.65 \times 10^{-3}$.

Ajout du bruit de lecture : lecture rapide

En lecture rapide, le bruit de lecture sur 1 image est de 19.1 e^-. Il est réduit en 2h à 1.35 e^-, soit 4.8 e^-, dans une ouverture photométrique de 4 pixels de diamètre. Pour la magnitude 15, ce bruit est supérieur au bruit de photons et entraîne une précision de $\sqrt{1.71^2 + 4.80^2}/600 = 8.49 \times 10^{-3}$. Pour la magnitude 13, il est également supérieur au bruit de photons et la précision est de $\sqrt{4.12^2 + 4.80^2}/3500 = 1.81 \times 10^{-3}$.

Choix de la vitesse de lecture

Les calculs ci-dessus sont reportés table 4.2. Pour la magnitude 15 comme pour la magnitude 13, la précision obtenue en considérant les bruits de photon et de lecture est meilleure en lecture lente qu'en lecture rapide, malgré le fait qu'on ait plus d'images en lecture rapide. Néanmoins, pour la magnitude 13, les deux valeurs sont assez proches et correspondent à une bonne photométrie (1.65×10^{-3} en lecture lente et 1.81×10^{-3} en lecture rapide). Il est donc préférable dans ce cas de maximiser le nombre de photons reçus de manière à minimiser les autres sources de bruit. Même si on a en majorité des étoiles faibles, il faut en effet pouvoir faire une bonne photométrie sur les $\sim$2000 étoiles de magnitude inférieure ou égale à 13. Avec 1.4 fois plus d'images, une lecture rapide semble ainsi plus judicieux. On choisit donc la lecture rapide. On fera néanmoins l'étude du nombre de darks nécessaires pour les deux vitesses de lecture.

4.7.3 Precision et composition du masterdark

La calibration des images scientifiques sera faite a priori par la soustraction d'un "masterdark", construit à partir d'un grand nombre de darks. Cette opération corrige l'image scientifique, mais y introduit également le bruit contenu dans l'image de calibration. La précision souhaitée sur le masterdark doit donc être définie. On en déduit sa composition, c'est-à-dire le nombre de darks à moyenner. On rappelle que le bruit dans

	Magnitude 13		Magnitude 15	
Vitesse de lecture	Lente	Rapide	Lente	Rapide
Bruit de photon	1.41×10^{-3}	1.18×10^{-3}	3.40×10^{-3}	2.84×10^{-3}
Bruit de photon + Bruit de lecture	1.65×10^{-3}	1.81×10^{-3}	6.09×10^{-3}	8.49×10^{-3}

TABLE 4.2 – Bruit obtenu pour des étoiles de magnitude 13 et 15 dans le cas d'une lecture lente ou d'une lecture rapide, en considérant d'abord le bruit de photons, puis le bruit de photons et le bruit de lecture.

les darks provient principalement du bruit de lecture (voir chapitre 3). Deux approches sont envisagées. Le bruit dans le masterdark est comparé dans la première approche au bruit de photons d'une magnitude 15, et dans la seconde approche au bruit de lecture sur l'image scientifique. Là encore on considère les bruits sur une durée de 2 heures.

Première approche : Bruit de photon d'une étoile de magnitude 15

La première approche consiste à avoir un bruit dans le masterdark B_{md} plus petit que le bruit de photons B_{ph} d'une étoile de magnitude limite, soit 15. Soit N_d le nombre de darks à moyenner pour construire le masterdark. Nous avons vu que le bruit du masterdark diminue en $\sqrt{N_d}$ (car il d'agit du bruit de lecture). Soit B_{lec} ce bruit sur 1 pixel, alors le bruit dans une ouverture de N_{px} pixels est $B_{lec}\sqrt{N_{px}}$. On a donc :

$$B_{md} = \frac{B_{lec}\sqrt{N_{px}}}{\sqrt{N_d}} \tag{4.3}$$

Or on veut $B_{md} < B_{ph}$, soit :

$$N_d > \left(\frac{B_{lec}\sqrt{N_{px}}}{B_{ph}}\right)^2 \tag{4.4}$$

Pour la lecture lente, on a $B_{lec} = 10.4$ e$^-$, et $B_{ph} = 2.04$ e$^-$. Pour la lecture rapide, on a $B_{lec} = 19.1$ e$^-$, et $B_{ph} = 1.71$ e$^-$(on rappelle que le bruit de photons est différent car le nombre d'images acquises en 2h est différent). On prend comme précédemment une ouverture de 4 pixels de diamètre, soit $N_{px} = 12.57$ px. On trouve dans le cas de lecture lente $N_d > 318$, et dans le cas de lecture rapide $N_d > 1622$.

Deuxième approche : Bruit sur l'image scientifique moyenne

Les images scientifiques seront moyennées pour réduire les bruits. La seconde approche consiste donc à avoir simplement un masterdark plus précis que le bruit sur l'image scientifique moyenne. On appelle N_i le nombre d'images servant à fabriquer l'image scientifique moyenne et B_{imoy} le bruit dans cette image. Là encore, on considère que ce bruit est uniquement le bruit de lecture. Pour limiter le bruit introduit lors de la soustraction du masterdark, on veut que sa contribution au bruit total B_{tot} soit au moins 10 fois inférieure à celle de l'image. Le bruit total est :

$$B_{tot} = \sqrt{B_{md}^2 + B_{imoy}^2} \tag{4.5}$$

	Approche 1		Approche 2	
Vitesse de lecture	Lente	Rapide	Lente	Rapide
N_d	318	1622	360	510
t_d	4h30	16h	5h	5h

TABLE 4.3 – Nombre de darks nécessaires N_d et durée d'acquisition correspondante t_d pour avoir un bruit dans le masterdark inférieur au bruit de photons d'une étoile de magnitude 15 (approche 1), ou inférieur à 1/10 du bruit sur une image moyennée sur 30 mn (approche 2), dans les cas de lecture lente et lecture rapide.

La condition est donc :

$$B_{md}^2 < \frac{B_{imoy}^2}{10} \tag{4.6}$$

Or on a :

$$B_{md} = \frac{B_{lec}\sqrt{N_{px}}}{\sqrt{N_d}} \tag{4.7}$$

$$B_{imoy} = \frac{B_{lec}\sqrt{N_{px}}}{\sqrt{N_i}} \tag{4.8}$$

Il faut donc simplement $N_d > 10N_i$.

Le nombre N_i dépend de la durée sur laquelle les images seront moyennées. Pour être large prenons 30 minutes. Cela fait 36 images en lecture lente ou 51 images en lecture rapide. On en déduit dans le cas de lecture lente $N_d > 360$ et dans le cas de lecture rapide $N_d > 510$.

4.7.4 Prise de darks lors des observations ASTEP Sud

Le nombre de darks et la durée correspondante dans les deux approches sont reportés table 4.3. La durée de prise de darks doit être étalée sur la durée de vie des darks, soit une semaine (voir chapitre 3). Cela donne dans l'approche 1 une image sur 37 pour le cas lecture lente et une image sur 11 pour le cas lecture rapide, et dans l'approche 2 une image sur 34 pour les cas de lecture lente ou rapide. On prend le cas le plus restrictif, soit une image sur 11. On prend également un bias entre chaque image, qui permet de nettoyer les pixels, ne consomme que la vitesse de lecture (5 s en lecture rapide), et pourra être utile lors de la calibration. Enfin, un grand nombre de darks et de bias seront pris en début et fin d'hiver, par exemple pendant une journée complète.

4.7.5 Séquence d'observation

On utilisera donc pour les observations ASTEP Sud le mode de lecture rapide, avec la séquence suivante :

— 1 bias
— 1 dark
— 10 fois (1 bias, 1 image)

Les calculs présentés ici conduisent à un grand nombre d'images de calibration. On adopte néanmoins cette séquence. Le traitement photométrique des données pourra

éventuellement conduire à une diminution du nombre d'images de calibration pour les prochaines campagnes.

4.7.6 Autres contraintes

D'autres contraintes nécessitent d'ajuster précisément cette séquence en fonction du temps. On souhaite en effet conserver au maximum la périodicité des observations. La séquence sera donc périodique sur 23h56mn04s. De plus, pour optimiser le temps d'observation, la durée entre deux poses doit être à peine supérieure à la somme du temps de pose (30 s), du temps de lecture (5 s) et du temps de transfert de l'image vers le PC d'acquisition (< 1 s). Au final, le meilleur compromis correspond à un temps de pose de 29 s. Chaque étape de la séquence est alors contôlée dans le temps. On note enfin que cette séquence est interrompue lorsque la hauteur du Soleil dépasse une valeur fixée par l'observateur (*e.g.* -5° sous l'horizon).

4.8 Installation et fonctionnement à Concordia

ASTEP Sud est installé au niveau du sol, sur la plateforme Astroconcordia (figure 4.16). L'enceinte est fixée sur un pilier enfoncé d'environ 1.5 m dans la glace, pour assurer une bonne stabilité.

La caméra, le robofocus et la thermalisation sont contrôlés par l'ordinateur d'acquisition situé dans l'igloo, notamment grâce au logiciel Run_ASTEP. La transmission par USB n'étant pas possible sur les 10 m séparant l'igloo de l'instrument, un convertisseur USB/RJ45 est utilisé en sortie de l'enceinte thermalisée et en entrée de l'igloo. Les images sont stockées provisoirement dans des disques durs externes, d'une capacité de plusieurs jours d'observations. Un déport d'écran permet de contrôler cet ordinateur depuis la station. La communication entre l'igloo et la station Concordia fonctionne par fibres optiques. Un second ordinateur situé dans la station contrôle, grâce au logiciel Save_ASTEP, le rapatriement quotidien des données depuis l'igloo, leur analyse préliminaire, leur stockage dans des disques durs externes et l'envoi automatique d'e-mails. Cette organisation est illustrée figure 4.17. Le principe de fonctionnement est schématisé figure 4.18.

FIGURE 4.16 – Installation d'ASTEP Sud à Concordia, par Karim Agabi en janvier 2008.

Enfin, les hivernants sont indispensables au fonctionnement d'ASTEP Sud, en particulier au débur de l'hiver. L'instrument fonctionne ensuite seul, même si des interventions de la part des hivernants restent parfois indispensables. Les hivernants de la campagne 2008 pour l'astronomie sont Zalpha Challita et Erick Bondoux. Les hivernants de la campagne 2009 sont Cyprien Pouzenc et Denis Petermann.

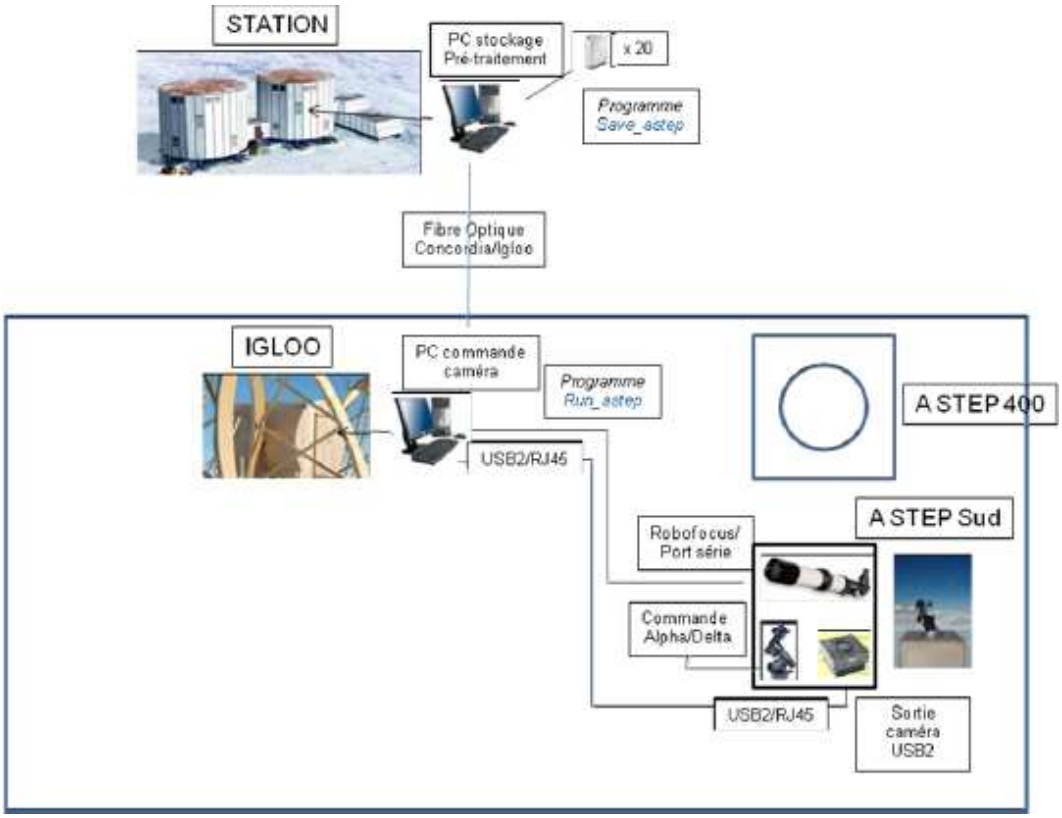


FIGURE 4.17 – Schéma de principe de l'installation ASTEP Sud à Concordia. La zone rectangulaire symbolise la plateforme Astroconcordia.

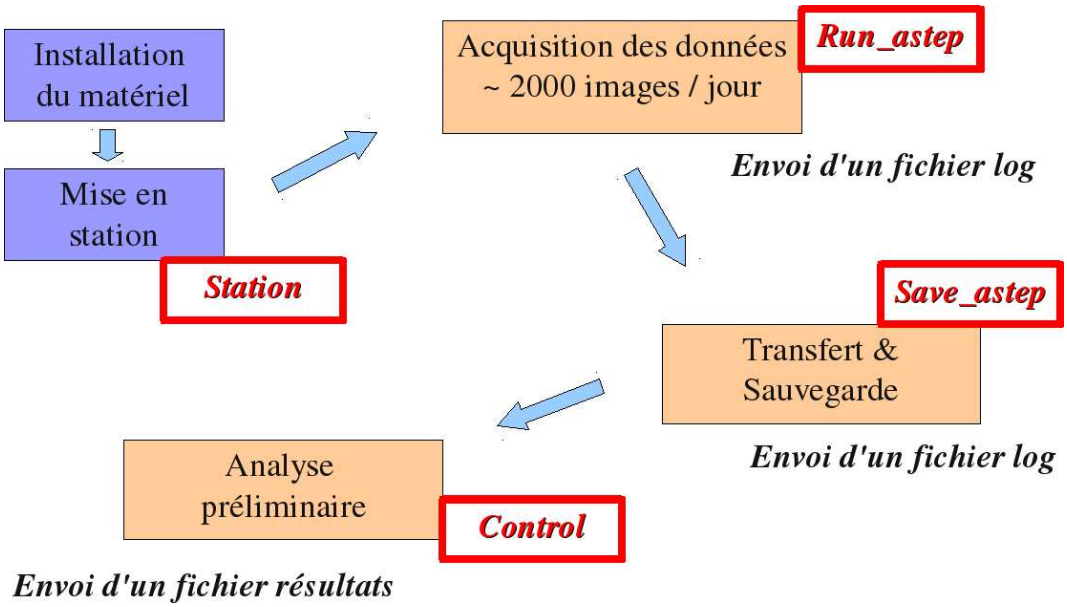


FIGURE 4.18 – Principe de fonctionnement d'ASTEP Sud. Les opérations réalisées pendant l'été sont en bleu, et les étapes du fonctionnement pendant l'hiver en orange. Les logiciels utilisés sont notés en rouge.

Chapitre 5

Analyse préliminaire des données ASTEP Sud

L'analyse préliminaire des données ASTEP Sud permet d'obtenir des informations sur la faisabilité et le fonctionnement d'un instrument optique durant l'hiver au Dôme C. Elle permet également d'avoir une estimation de la qualité photométrique du site. Cette analyse est réalisée à partir des résultats des logiciels de prétraitement (section 4.5.2).

5.1 Campagne 2008

L'analyse préliminaire des données de la campagne 2008 d'ASTEP Sud a fait l'objet d'une publication dans la revue Astronomy & Astrophysics [Crouzet et al., 2010a]. On inclue ici cet article. On détaille en complément certains résultats de manière plus approfondie, puis on présente l'analyse préliminaire des données de la campagne 2009.

A&A 511, A36 (2010)
DOI: 10.1051/0004-6361/200913629
© ESO 2010

Astronomy & Astrophysics

ASTEP South: an Antarctic Search for Transiting ExoPlanets around the celestial south pole

N. Crouzet[1], T. Guillot[1], A. Agabi[2], J.-P. Rivet[1], E. Bondoux[2,5], Z. Challita[2,5], Y. Fanteï-Caujolle[2], F. Fressin[3], D. Mékarnia[2], F.-X. Schmider[2], F. Valbousquet[4], A. Blazit[2], S. Bonhomme[1], L. Abe[2], J.-B. Daban[2], C. Gouvret[2], T. Fruth[6], H. Rauer[6,7], A. Erikson[6], M. Barbieri[8], S. Aigrain[9], and F. Pont[9]

[1] Université de Nice Sophia Antipolis, CNRS UMR 6202, Observatoire de la Côte d'Azur, 06304 Nice Cedex 4, France
e-mail: Nicolas.Crouzet@oca.eu
[2] Université de Nice Sophia Antipolis, CNRS UMR 6525, Observatoire de la Côte d'Azur, 06108 Nice Cedex 2, France
[3] Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, United States
[4] Optique et Vision, 6 bis avenue de l'Estérel, BP 69, 06162 Juan-Les-Pins, France
[5] Concordia Station, Dome C, Antarctica
[6] DLR Institute for Planetary Research, Rutherfordstrasse 2, 12489 Berlin, Germany
[7] Center for Astronomy and Astrophysics, TU Berlin, Hardenbergstr. 36, 10623 Berlin, Germany
[8] Università di Padova, Dipartimento di Astronomia, vicolo dell'Osservatorio 5, 35122 Padova, Italia
[9] School of Physics, University of Exeter, Stocker Road, Exeter EX4 4QL, UK

Received 9 November 2009 / Accepted 2 December 2009

ABSTRACT

Context. The Concordia base in Dome C, Antarctica, is an extremely promising site for photometric astronomy due to the 3-month long night during the Antarctic winter, favorable weather conditions, and low scintillation.
Aims. The ASTEP project (Antarctic Search for Transiting ExoPlanets) is a pilot project to discover transiting planets and understand the limits of visible photometry from the Concordia site.
Methods. ASTEP South is the first phase of the ASTEP project. The instrument is a fixed 10 cm refractor with a 4k × 4k CCD camera in a thermalized box, pointing continuously a $3.88 \times 3.88^{\circ 2}$ field of view centered on the celestial south pole. We describe the project and report results of a preliminary data analysis.
Results. ASTEP South became fully functional in June 2008 and obtained 1592 hours of data during the 2008 Antarctic winter. The data are of good quality but the analysis has to account for changes in the PSF (point spread function) due to rapid ground seeing variations and instrumental effects. The pointing direction is stable within 10 arcsec on a daily timescale and drifts by only 34 arcsec in 50 days. A truly continuous photometry of bright stars is possible in June (the noon sky background peaks at a magnitude $R \approx 15$ arcsec^{-2} on June 22), but becomes challenging in July (the noon sky background magnitude is $R \approx 12.5$ arcsec^{-2} on July 20). The weather conditions are estimated from the number of stars detected in the field. For the 2008 winter, the statistics are between 56.3% and 68.4% of excellent weather, 17.9% to 30% of veiled weather (when the probable presence of thin clouds implies a lower number of detected stars) and 13.7% of bad weather. Using these results in a probabilistic analysis of transit detection, we show that the detection efficiency of transiting exoplanets in one given field is improved at Dome C compared to a temperate site such as La Silla. For example we estimate that a year-long campaign of 10 cm refractor could reach an efficiency of 69% at Dome C versus 45% at La Silla for detecting 2-day period giant planets around target stars from magnitude 10 to 15. The detection efficiency decreases for planets with longer orbital periods, but in relative sense it is even more favorable to Dome C.
Conclusions. This shows the high potential of Dome C for photometry and future planet discoveries.

Key words. methods: observational – methods: data analysis – site testing – techniques: photometric

1. Introduction

Dome C offers exceptional conditions for astronomy thanks to a 3-month continuous night during the Antarctic winter and a very dry atmosphere. Dome C is located at 75°06′S−123°21′E at an altitude of 3233 meters on a summit of the high Antarctic plateau, 1100 km away from the coast. After a pioneering summer expedition in 1995, the site testing for astronomy begun in the early 2000's. It revealed a very clear sky, an exceptional seeing and very low wind-speeds (Aristidi et al. 2003, 2005; Lawrence et al. 2004; Ashley et al. 2005b; Geissler & Masciadri 2006). The French-Italian base Concordia was constructed at Dome C from 1999 to 2005 to hold various science experiments. Summer time astronomy experiments have been carried out (e.g. Guerri et al. 2007). The study of Dome C for astronomy during night-time has considerably expanded since the first winter-over at Concordia in 2005. The winter site testing has shown an excellent seeing above a thin boundary layer (Agabi et al. 2006; Trinquet et al. 2008; Aristidi et al. 2009), a very low scintillation (Kenyon et al. 2006) and a high duty cycle (Mosser & Aristidi 2007). Low sky brightness and extinction are also expected (Kenyon & Storey 2006).

Time-series observations such as those implied by the detection of transiting exoplanets should benefit from these

atmospherical conditions and the good phase coverage. This could potentially greatly improve the photometric precision when compared to other temperate sites (Pont & Bouchy 2005). A first photometric instrument, PAIX (Chadid et al. 2007), was installed at Concordia in December 2006. A lightcurve of the RR Lyrae variable star S Ara over 16 nights in August 2007 is presented in Chadid et al. (2008), and results of the whole campaign from June to August 2007 have been submitted. The sIRAIT instrument also obtained lightcurves over 10 days on the stars V841 Cen and V1034 Cen (Briguglio et al. 2009; Strassmeier et al. 2008).

The ASTEP project (Antarctic Search for Transiting ExoPlanets) aims at determining the quality of Dome C as a site for future photometric surveys and to detect transiting planets (Fressin et al. 2005). The main instrument is a 40 cm Newton telescope entirely designed and built to perform high precision photometry from Dome C. The observations will start in winter 2010. A first instrument already on site, ASTEP South, has observed during the 2008 and 2009 winters.

We present here the ASTEP South project and results from the preliminary analysis of the 2008 campaign. We first describe the instrument, the observation strategy and the field of view. Section 3 discusses the main features obtained when running this simple instrument from Dome C: influence of the Sun and the Moon, PSF and pointing variations, as well as temperature effects. In Sect. 4 we detail our duty cycle and infer the weather statistics at Dome C for the 2008 winter. These results are combined to a probabilistic analysis to infer the potential of ASTEP South for planet detection and to evaluate Dome C as a site for future planet discoveries.

2. Instrumental setup

2.1. The instrument

ASTEP South consists of a 10 cm refractor, a front-illuminated 4096×4096 pixels CCD camera, and a simple mount in a thermalized enclosure. The refractor is a commercial TeleVue NP101 and the camera is a ProLines series by Finger Lake Instrumentation equipped with a KAF-16801E CCD by Kodak. For the choice of the camera see Crouzet et al. (2007). Its quantum efficiency peaks at 63% at 660 nm and is above 50% from 550 to 720 nm. The pixel size is 9 μm and the total CCD size is 3.7 cm. The pixel response non-uniformity is around 0.5%. Pixels are coded on 16 bits, implying a dynamic range of 65535 ADU. The gain is 2 e-/ADU. A filter whose transmission starts at 600 nm is placed before the camera to eliminate blue light. Given the CCD quantum efficiency, the overall transmission (600 to 900 nm) is equivalent to that of a large R band. We use a GM 8 equatorial mount from Losmandy. A thermalized enclosure is used to avoid temperature fluctuations. The sides of this enclosure are made with wood and polystyrene. A double glass window reduces temperature variations and its accompanying turbulence on the optical path. Windows are fixed together by a teflon part and separated by a 3 mm space filled with nitrogen to avoid vapour mist. The enclosure is thermalized to $-20\,^{\circ}$C and fans are used for air circulation. The ASTEP South instrument is shown at Dome C in Fig. 1.

In order to characterize the quality of Dome C for photometric observations, we have to avoid as much as possible instrumental noises and in particular jitter noise, leading to a new observation strategy: the instrument is completely fixed and points towards the celestial south pole continuously. This allows also a low and constant airmass. The observed field of view is $3.88 \times 3.88^{\circ 2}$, leading to a pixel size of 3.41 arcsec on the sky. This observation setup leads to stars moving on the CCD from frame to frame and to a widening of the PSF (point spread function) in one direction, depending on the exposure time.

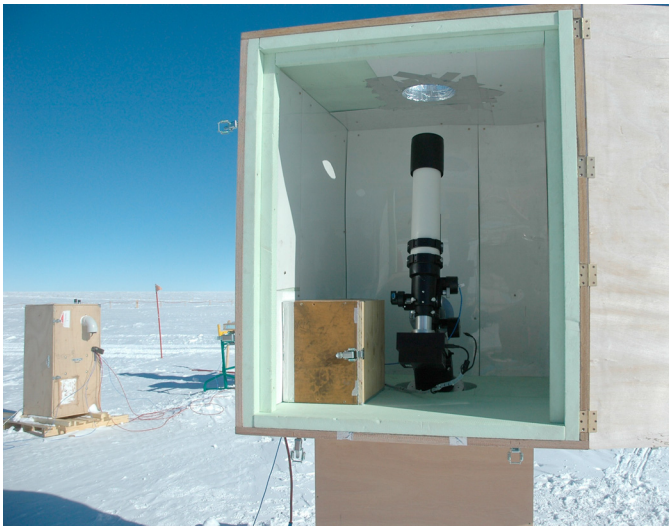


Fig. 1. ASTEP South at Dome C, Antarctica, January 2008.

Test observations were made at the Calern site (Observatoire de la Côte d'Azur) observing the celestial north pole, in order to choose the exposure time and the PSF size. A 30 s exposure time and a 2 pixel PSF *FWHM* (full width half maximum) lead to only 2 saturated stars and a limit magnitude around 14 (from Dome C the limit magnitude is increased to 15). An analysis of the celestial south pole field from the Guide Star Catalog GSC2.2 with these parameters taking into account the rotation of the star during each exposure leads to less than 10% of blended stars. Therefore we adopted these parameters.

Software programs were developed by our team to control the camera, to run the acquisitions and to transfer and save the data. The instrument was set up at the Concordia base in January 2008.

2.2. The south pole field

The distribution of stars in our field of view is shown in Fig. 2. From the GSC2.2 catalog, we find nearly 8000 stars up to our limit magnitude of 15. We also simulate stellar populations in a field of $3.88 \times 3.88\ ^{\circ 2}$ centered on the celestial south pole using the Besançon model of the Galaxy[1] (Robin et al. 2003) for R-band magnitudes between 10 and 18 to calculate the dwarf ratio in the field. The comparison shows that the Besançon model overestimates the number of stars in the field by a factor ~2. However, we believe that the ratio of dwarfs to the total number of stars is, by construction of the model, better estimated. The bottom panel of Fig. 2 shows that most of the stars brighter than magnitude $R = 12$ are giants (or more accurately larger than twice our Sun).

Table 1 details the number of stars per magnitude range; the total number of stars is obtained from the GSC2.2 catalog and the number of dwarfs is estimated using the relative fractions from the Besançon model. From magnitude 10 to 15 we have 73.6% of dwarf stars with radius $R < 2\ R_{\odot}$. This ratio is higher than in other typical fields used in the search for transiting planets such as Carina. Based on CoRoTlux simulations

[1] http://bison.obs-besancon.fr/modele/

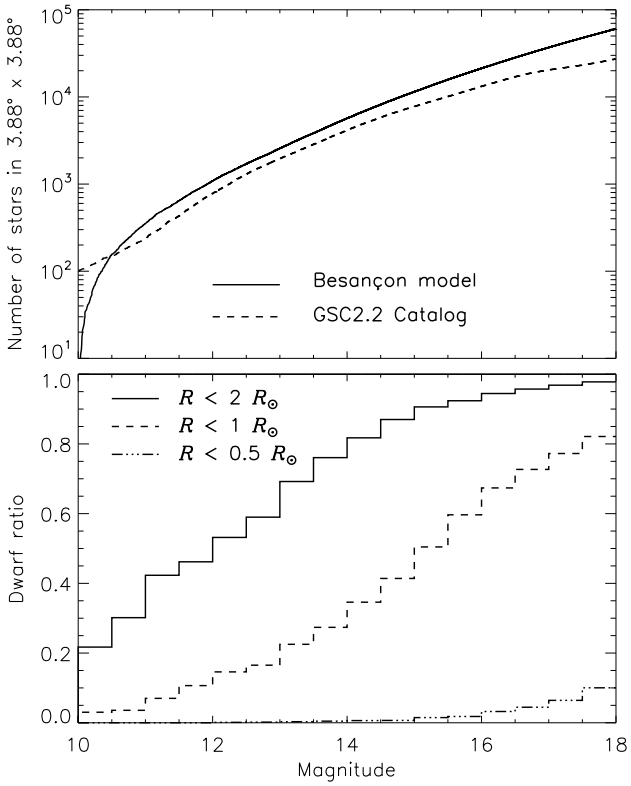


Fig. 2. *Top panel*: cumulative distribution of the number of stars in the south pole field as a function of their magnitude in the *R* band. The plain line shows results from the Besançon model. The dashed line indicates output from the GSC2.2 catalog. *Bottom panel*: ratio of dwarf stars with selected radii (less than 2, 1 and 0.5 $R_\odot$, respectively, as labeled) to the total number of stars in the south pole field as a function of *R* magnitude.

(Fressin et al. 2007), we expect that about one F, G, K dwarf in 1100 to 1600 should harbor a transiting giant exoplanet. The south pole field observed by ASTEP South is thus, in principle, populated enough for the detection of transiting planets (see also Crouzet et al. 2009). We will come back to a realistic estimate of the number of detectable exoplanets in Sect. 5.

The advantages of the south pole field are hence of course a continuous airmass, a high ratio of dwarfs to giant stars and a very low contamination by background stars. On the other hand, the field is less dense than regions closer to the galactic plane, so that the actual number of transiting planets in the field is smaller.

2.3. Temperature conditions

The instrument was set up during the Dome C 2008 summer campaign. The external temperature varied at this time between −20 and −30 °C. It was let outside without thermal control until the observations started at the end of April. In winter the external temperature varies between −50 and −80 °C. During the observations, the thermalized box is set to a temperature of −20 °C and the CCD to −35 °C. Because of self-heating, the electronics of the camera is around +5 °C with some variations (see Sect. 3.7).

3. Preliminary data analysis

ASTEP South generates around 60 gigabytes of data per day. Since internet facilities at Dome C are limited to a low stream connection only few hours a day, a whole data transfer is impossible. Data are stored in external hard disks and repatriated at the end of the winter-over, leading to at least a 6 month delay between the observations and a full data analysis. We thus developed a software program for on-site preliminary data analysis, in order to have a day-to-day feedback of the observations. We detail here the results of this preliminary analysis.

Table 1. Number of stars in the $3.88 \times 3.88^{\circ 2}$ celestial south pole field.

Magnitude	10–11	11–12	12–13	13–14	14–15
Total	133	545	1171	2190	3608
$R < 2\ R_\odot$:	35	243	662	1605	3057
$R < 1\ R_\odot$:	4	50	184	556	1388
$R < 0.5\ R_\odot$:	0	0	2	9	24

3.1. Preliminary data analysis software program

We developed a software program running on the data at Concordia. For each image of a given day the mean intensity is computed. We then process only the 1000×1000 pixel central part of the frame ($0.95 \times 0.95^{\circ 2}$) for faster calculations. First, a point source identifier gives the number of detected stars and their location on the CCD. The 200 brightest stars are matched to the GSC 2.2 catalog using a home-made algorithm, in order to identify the south pole on the CCD. The 30 brightest stars are fitted with a Gaussian to derive the PSF size. Last, basic aperture photometry is performed for a set of 10 stars without any image calibration. The identification of point sources, the Gaussian fit and the aperture photometry use an IDL version of DAOPHOT (Stetson 1987). A point source is considered as a star if its flux is 5 times larger than the sky noise. Aperture photometry is made with large apertures of diameter 12 and 20 pixels, allowing to get all the flux for bright stars. Although these large apertures are not adapted to faint stars, the low crowding in our field allows to get reasonable lightcurves. Of course this will be optimized during the complete analysis of data. The camera and CCD temperature are also recorded. A small size binary file with these results is sent everyday by email. Plots shown in the following are in UTC time as recorded by the software program (local time at Dome C is UTC +8).

3.2. Magnitude calibration

In order to convert ADU into magnitudes, we perform a preliminary magnitude calibration: we measure the flux of the stars on a typical image taken under dark sky and convert them into instrumental magnitudes. We then compare these magnitudes to the ones from the GSC2.2 catalog and obtain the so-called zero point. The image used is a raw image, but the local background including bias is subtracted when calculating the flux of each star.

We estimate that the error on these magnitudes should be ±0.3 mag or less. First a comparison of the result for all the stars in a given image to that obtained with only the stars in the 1000×1000 pixel central part yields a 0.2 mag difference. We estimate that the absence of a flat-field procedure is responsible for that difference and that its impact on our inferred sky brightness magnitude should be smaller. Second, while one may estimate that the GSC2.2 errors on the magnitudes of individual stars can be as large as 0.5, the large number of stars (~7000) implies that the mean error should be quite smaller. A 0.3 error

on the inferred magnitudes hence appears to be a conservative estimate.

In what follows, we will use this ADU to magnitude conversion only for the noon and full-moon sky brightness, not for the dark sky. This is because our preliminary analysis is based on data processed on the fly in Concordia which have not been debiased. Variations in the bias level are of the order of 40 ADU. Given that uncertainty, we estimate that any measurement of magnitudes larger than 18 may have a bias error larger than 0.3 mag and therefore refrain from mentioning those.

A refined analysis of the full ASTEP South data with all available data is under way and will include an accurate debiasing and magnitude calibration.

3.3. Influence of the Sun

We first consider the influence of the Sun on the photometry. It is important to notice that although the Sun disappears below the horizon from May 4 to August 9, the sky background is always higher each day in the period around noon which is therefore less favorable for accurate photometric measurements. The minimum altitude of the Sun at noon occurs on June 21 and is 8.5° below the horizon. The height and width of the peak of intensity are the smallest around the winter solstice and increase before and after this date (Fig. 3). The increase is not linear but varies from one day to another, as also observed with the sIRAIT instrument (Strassmeier et al. 2008). We attempted to check whether this may be due to high altitude clouds but no correlation was found between the sky brightness and the quality of the night derived by studying the number of detected stars (see Sect. 4).

Figure 4 shows variations of the mean intensity as a function of time for 3 clear days: June 22, July 20 and August 20. On June, 21 the height is typically 1600 ADU and images are affected during 4 to 6 h. From our calibration this corresponds to a magnitude of 15.3 arcsec^{-2} in the standard R band. The residual noise calculated from the actual number of photons received from the sky in an aperture of 20 pixels (corresponding to a radius equal to a *FWHM* of 2.5 pixels) is 4×10^{-3}. For larger apertures the noise will be smaller. Therefore this effect will have a moderate impact on the photometry. In July the height grows to typically 20 000 ADU, i.e. magnitude 12.6 arcsec^{-2}, and a noticeable brightness increase lasts for 7 to 9 h. In August, this brightness increase lasts 9 to 12 h.

The mean intensity of each image and the number of detected stars are plotted against the height of the Sun in Fig. 5. The fact that the sky intensity drops to an undetectable level when the Sun is below −13° appears to be in line with the result from Moore et al. (2008) that the Dome C sky may be darker than other sites. However, this conclusion is at most tentative due to the absence of a bias removal and dark sky magnitude determination. We notice that the R-band sky magnitude averaged over all observations for a Sun altitude of −9° is 16.6 arcsec^{-2}, very similar to that obtained close to the zenith for Paranal in the R-band, i.e. 16 to 17 arcsec^{-2} (Patat et al. 2006, see their Fig. 6).

3.4. Influence of the Moon

The influence of the Moon is shown in Fig. 6. The Moon is full on June 18, July 18, August 16 and September 15. An increased sky background is clearly seen around these days, up to 80 ADU in June, 100 ADU in July, 500 ADU in August and 70 ADU in September. The full Moon in June, July, and September corresponds to a good weather, without clouds, and the increase

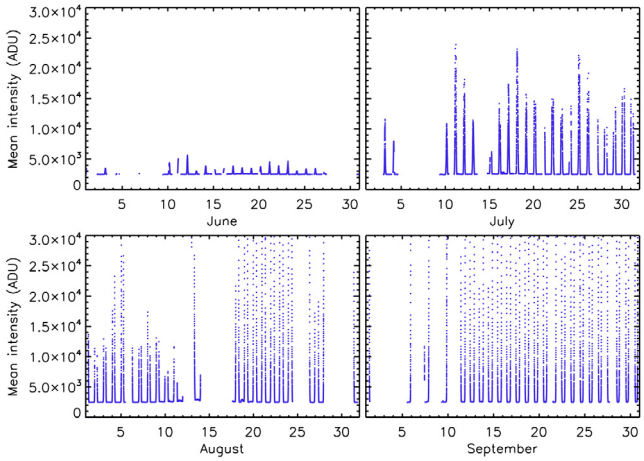


Fig. 3. Image intensity for all the winter. The bias level is around 2480 ADU and the scale is half of the CCD dynamics. Peaks around noon will affect the photometry.

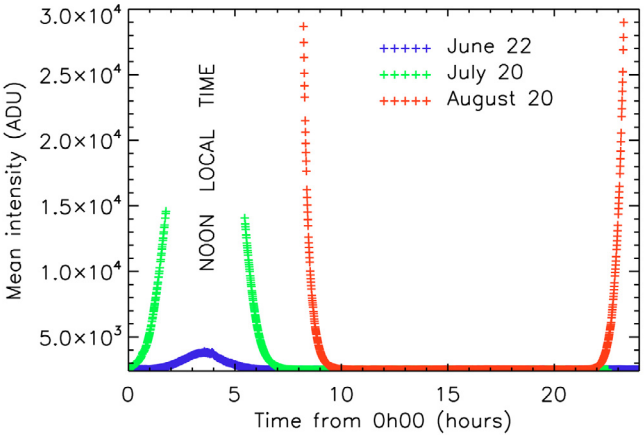


Fig. 4. Image intensity during 3 typical days in June, July and August. The bias level is around 2480 ADU and the scale is half of the CCD dynamics. Due to the Sun, the sky background increases around noon. The corresponding magnitude for June 22 is 15.3 mag/arcsec^2.

in intensity is low enough to allow photometric observations. In contrast, during the full Moon of August the weather was very bad with high temperature (up to −30 °C), strong wind at ground level (up to 11 m/s), and a very cloudy sky. The very high background is thus interpreted as due to the reflection of moonlight by clouds. A typical increase of 80 ADU during the full Moon leads to a sky brightness of ≈18.1 mag / arcsec^2. As discussed in Sect. 3.2, this magnitude estimate may change by a fraction of a magnitude with a precise bias subtraction.

3.5. Point spread function variations

PSF variations are a crucial issue for photometry. We investigate here the PSF variations in the ASTEP South data. For each image, the 30 brightest stars are fitted with a Gaussian PSF and their *FWHM* in both direction is calculated using DAOPHOT. The mean of the *FWHM* across the entire image is shown as a function of time in Fig. 7. This mean *FWHM* varies between 1.5 and 3.5 pixels over the winter.

Two kinds of variations are present. First, PSF variations on a timescale smaller than one day are observed. We compare them to independent seeing measurements at Dome C provided by three dedicated differential image motion monitors (DIMM),

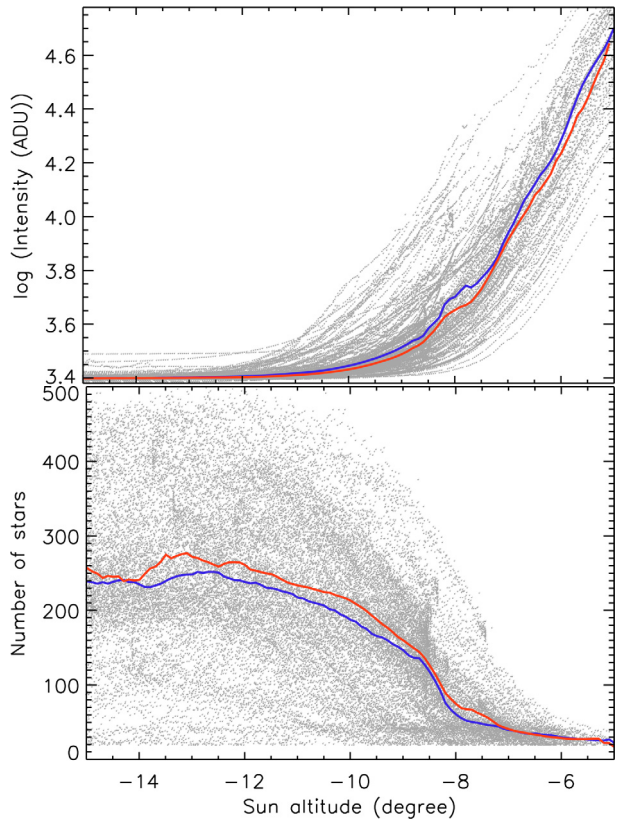


Fig. 5. Mean intensity of each image and number of stars as a function of the Sun altitude when it is between −15° and −5°. The bias level is around 2480 ADU and the intensity scale is the whole CCD dynamics. Points: individual measurements, blue and red: average during ascending and descending periods respectively. At 9° below the horizon the sky brightness is 16.6 mag / arcsec^2.

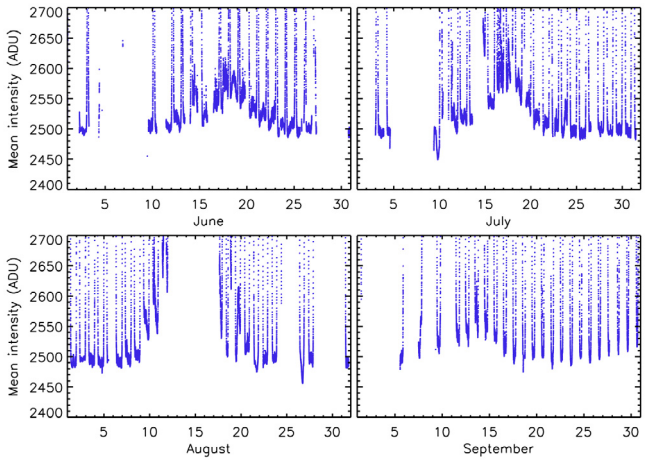


Fig. 6. Image intensity. The bias level is around 2480 ADU and the scale is 1% of the CCD dynamics. The sky background increases during 10 days around the full Moon up to typically 18.1 mag / arcsec^2.

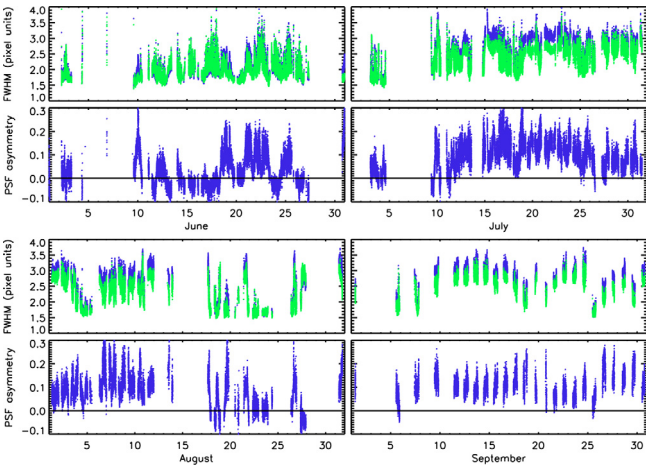


Fig. 7. Mean values of the size of the stars (*FWHM*) on the CCD in pixels (*top panels*) and their asymmetry (*bottom panels*) as a function of the observing day for the months of June (*top left*), July (*top right*), August (*bottom left*) and September (*bottom right*). In the top panels, the blue and green curves correspond to the values of the *FWHM* in the x and y directions, respectively. The mean *FWHM* values are obtained through a spatial average on the CCD.

two of them forming a generalized seeing monitor (GSM) (for a description of these instruments see Ziad et al. 2008). In order to consider only the PSF variations of period smaller than one day we subtract to the *FWHM* the difference between the median *FWHM* and the median seeing for each day. Figure 8 shows that on this day timescale the corrected *FWHM* and the seeing are clearly correlated: the PSF variations on short timescales are mostly due to seeing variations. As previously discussed, the seeing at the ground level where ASTEP South is placed is rather poor: the median value in winter at 3 m high reported by Aristidi et al. (2009) is 2.37 arcsec with stability periods of 10 to 30 min. This explains the short-term variations of our PSFs.

On a timescale larger than one day the correlation is not true anymore. This shows that another cause of PSF variations is present. For this larger timescale, two regimes seem to be present, one with a PSF around 1.5 pixels and another with a PSF around 3.0 pixels. These variations are associated with an asymmetrical deformation of the PSF. This suggests an instrumental cause of PSF variations such as astigmatism and decollimation. Indeed, temperature inhomogeneities in the thermal enclosure cause mechanical and optical deformations. Unfortunately these large timescale variations prevent us from estimating the seeing at the ground level directly from our photometric data.

3.6. Astrometry and pointing variations

Ideally the pointing should remain stable during all the winter, meaning that the south pole must stay at the same place on the CCD. The position of the south pole on the CCD is found on each image using a home-made field-matching algorithm. The precision of this algorithm is typically 0.2 pixels. The results for a typical day and for all the winter are shown in Fig. 9.

First we have a variation of this position with a period of one sidereal day. This is due to an incomplete correction of astrometric effects. Indeed, the star coordinates from the GSC2.2 catalog were corrected only for the precession of the equinox from the J2000 epoch to January 1, 2008. The remaining error on the star coordinates led to an error of 10 pixels (34 arcsec) in the determination of the position of the pole. We then corrected the GSC2.2 coordinates from the precession of the equinox using the real observation date, and from the nutation and the aberration of light (or Bradley effect). After these astrometric corrections the pole stays within 2 or 3 pixels during the day.

Second, the pole is drifting during the winter. The amplitude is 10 pixels (34 arcsec) in 50 days, from June 12 to July 31. From the orientation of the CCD we find that this drift is oriented vertically towards the north. This may be due to mechanical

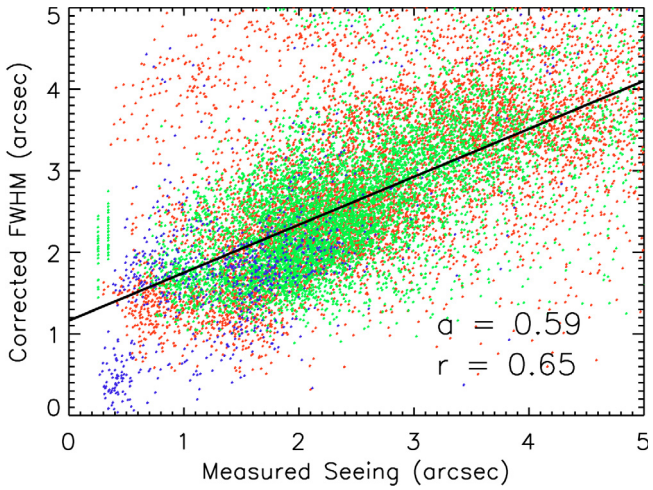


Fig. 8. Correlation between the PSF *FWHM* and independent seeing measurements at Dome C, for timescales smaller than one day (the *FWHM* is corrected for larger timescale variations). Direct seeing measurements from three differential image motion monitors are shown in blue, green and red. A linear regression gives a slope $a = 0.59$ with a correlation coefficient $r = 0.65$. The PSFs are clearly affected by seeing variations at the ground level.

deformations of the instrument, atmospheric changes or a motion of the ice under the instrument. In any case this effect is very small.

3.7. Camera temperature variations

The CCD is cooled down to −35 °C without any variation. In contrast the electronic part of the camera oscillates between +4 and +8 °C with a one hour period (Fig. 10). A threshold effect explains these variations: the thermalized enclosure is not heated continuously but only when it passes below a threshold temperature. A direct consequence is seen on the bias images. The bias level oscillates with the same period and an amplitude of 10 ADU. The mean intensity of science images is affected in the same way. The bias level is plotted against the camera temperature in Fig. 11 and shows a hysteresis behavior. For a given temperature, the bias level is lower if the temperature is increasing than if the temperature is decreasing. The hysteresis amplitude is around 5 ADU. An explanation can be that the temperature sensor is not exactly on the electronics but is stuck on a camera wall which may be sensitive to temperature variations with a time lag compared to the electronics. It may also be due to the electronics and sensor having different thermal inertia.

4. Duty cycle

A main objective of ASTEP South is to qualify the duty cycle for winter observations at Dome C. The observation calendar for the whole 2008 campaign is shown in Fig. 12. April and May were mainly devoted to setting up the instrument and software programs. Continuous observations started around mid-June. Since then, very few interruptions occurred and data were acquired until October. The effect of the Sun and of the Moon has already been discussed in Sect. 3. We present here some technical limitations to the duty cycle, and quantify the photometric quality of the Dome C site for this campaign.

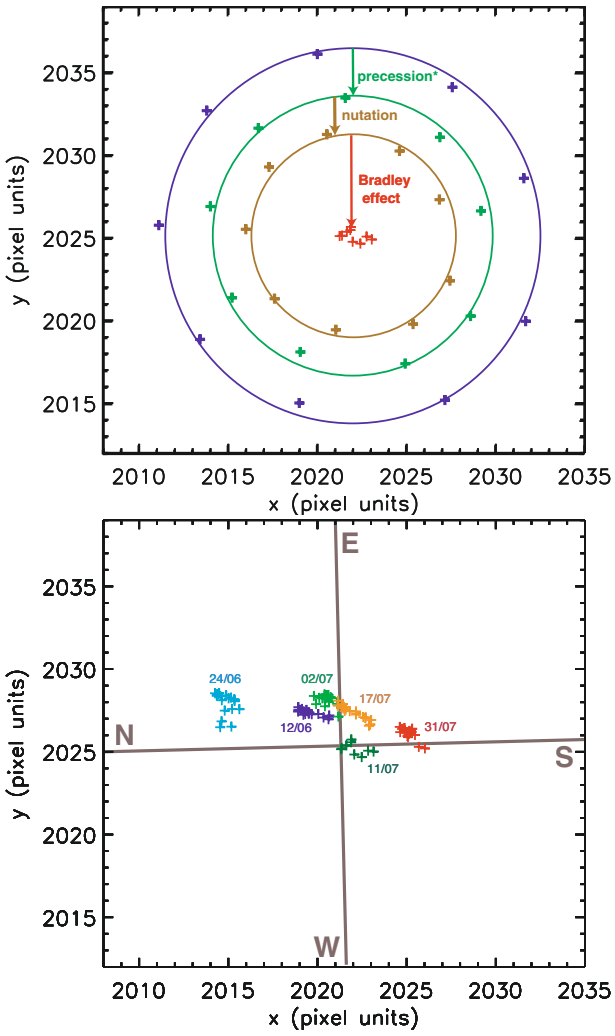


Fig. 9. Position of the pole on the CCD. *Top*: 9 images on July 11 after various astrometric corrections (blue: approximate correction of the precession of the equinox, green: improved correction of the precession of the equinox, brown: correction of the nutation, red: correction of the Bradley effect). *Bottom*: 7 days between June 12 and July 30, showing a drift over the winter (dark blue: June 12, light blue: June 24, green: July 2, yellow: July 11, orange: July 17, red: July 30).

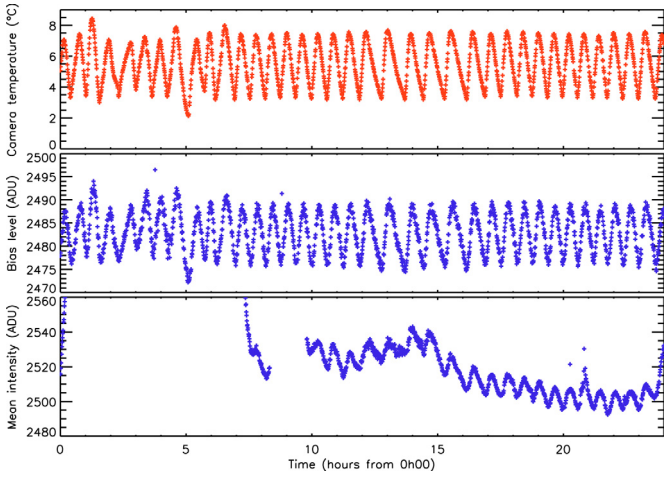


Fig. 10. Camera temperature, bias level and image intensity on July 11. The camera temperature varies between +4 and +8 °C with a period of one hour and affects the bias level and the image intensity to about 10 ADU.

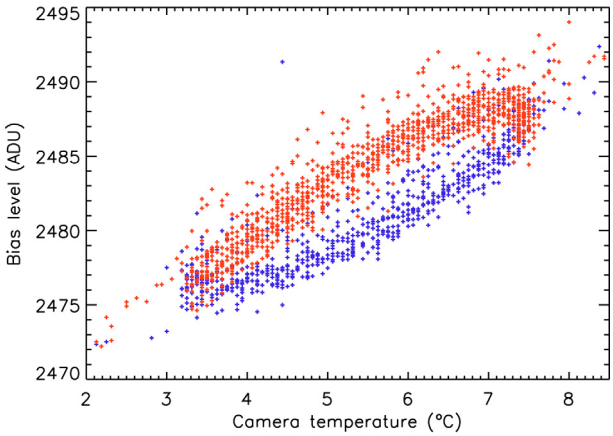


Fig. 11. Bias level against the camera temperature for July 11. The blue points correspond to an increasing temperature and the red points to a decreasing temperature, showing a hysteresis behavior.

4.1. Technical issues

Technical issues encountered during this campaign limited the duty cycle. We show here typical issues that instruments at Dome C have to face with. We believe these can be mostly overcome with appropriate technical solutions:

- first, the shutter did not close and got damaged at temperatures below 0 °C. We had to change the shutter and build a special thermalization device to warm it;
- in order to install the camera again after changing the shutter, the thermalized box was opened and suddenly cooled by the ambient air at ∼−60 °C. As a result, cables not made in teflon broke as well as the camera USB connection. These had to be replaced;
- outside instruments are affected by power cuts lasting for a few minutes to a few hours. The fraction of time lost for observations is negligible, however next instruments should be equipped with converters to avoid possible damages;
- the instrument is submitted to temperature gradients inside the thermal enclosure, and to the external temperature during power cuts or when opening the box. This leads to mechanical constraints resulting in decollimation and astigmatism.

4.2. Weather conditions at Dome C

A first experiment to measure the winter clear sky fraction at Dome C was made by Ashley et al. (2005a) with ICECAM, a CCD camera with a lens of 30° field of view. Every 2 h from February to November 2001, ten images of the sky were taken and averaged. An analysis of all the images yielded a fraction of 74% of cloud-free time. An analysis by Mosser & Aristidi (2007) for the 2006 winter yielded an estimate of 92% of clear sky fraction by reporting several times a day the presence of clouds with the naked eye. Moore et al. (2008) derive a clear sky fraction of 79% for the winter 2006 from the Gattini instrument using the number of stars and the extinction across the images. In a previous work, we derived a clear sky fraction of 74% for the 2008 winter from the ASTEP South data, considering that the sky is clear if we have more than half of the stars detected on the best images (Crouzet et al. 2010). However this result is dependent on this ad hoc criterion. We reevaluate here this fraction by avoiding such an arbitrary limit.

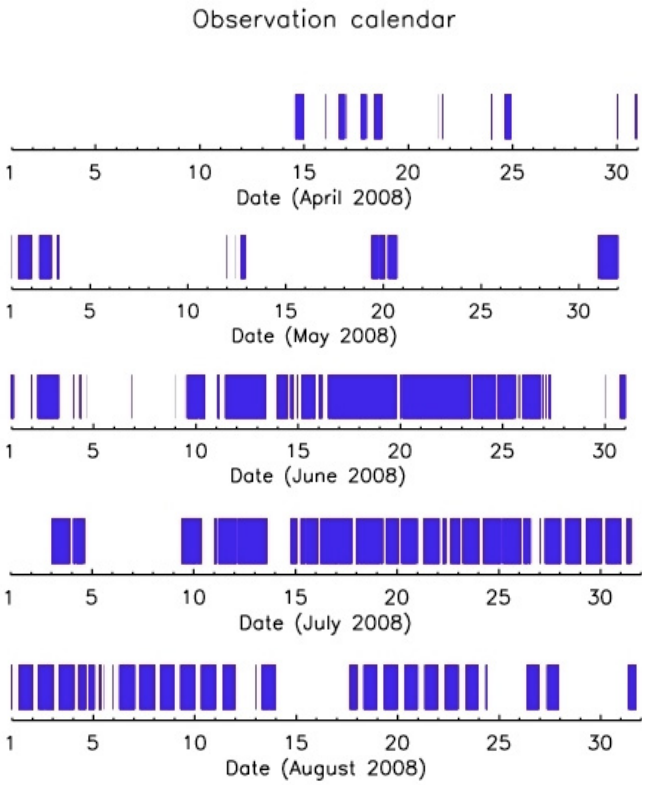


Fig. 12. ASTEP South observation calendar for the 2008 campaign. April and May were mainly dedicated to solving technical problems. Continuous observations started mid-June with very few interruptions until the end of the winter.

4.2.1. Method

A new measurement of the clear sky fraction is made with ASTEP South using a method sensitive to thin clouds, based on the number of stars detected in the field. In order to do so, we need to evaluate the number of stars that should be detected on any given image if the weather was excellent. Our PSF size varies due to fluctuations of the seeing and of the instrument itself, and the background level also changes due to the presence of the Moon and the Sun. Since these are not directly related to weather, we need to derive how the number of detectable stars changes as a function of these parameters. (Note that thin clouds should affect the seeing in some way, however a posteriori examination of the data shows that this effect is small compared to the global attenuation due to clouds).

4.2.2. Identifying point sources with DAOPHOT

The 1000 × 1000 pixel sub-images contain up to 500 stars of varying magnitude. Our automatic procedure for finding point sources uses the FIND routine from DAOPHOT. Specifically, in this procedure a star is detected if the central height of the PSF is above the local background by a given number of standard deviations of that background. This threshold parameter α is chosen by the user. We choose $\alpha = 5$.

4.2.3. A model to evaluate the expected number of stars

The full width half maximum ω of our PSFs is typically 2.5 pixels. To evaluate whether a star is detected or not we compare the amplitude A of the PSF to the noise in the central pixel. We consider two kind of noises: the photon noise from the sky background $N_{\rm sky} = \sqrt{F_{\rm sky}}$ and the read-out noise $N_{\rm ron}$. The noise in the central pixel is hence $N = \sqrt{N_{\rm sky}^2 + N_{\rm ron}^2}$. In order to obtain A as a function of ω we consider a Gaussian PSF. The amplitude A of a Gaussian is $A = cF/\omega^2$ with F beeing the total flux under the PSF and $c \approx 0.88$. The condition to detect a star $A \geq \alpha N$ can thus be expressed as $F \geq \alpha N \omega^2/c$. The limit magnitude m is therefore:

$$m = -2.5 \log(\alpha N \omega^2/c) + Z \quad (1)$$

with Z being the photometric calibration constant. We have $N_{\rm ron} = 10$ electrons and set $\alpha = 5$ as we do in DAOPHOT, and since the instrument is not calibrated photometrically we use as ad hoc constant $Z = 21.6$. As an example, typical values in our data are $F_{\rm sky} = 80$ electrons and $\omega = 2.5$ pixels. This yields $m = 14.9$.

To derive the number of stars N_* expected in a 1000×1000 pixel sub-image from this limit magnitude we use a typical image taken under excellent weather conditions. We calculate the distribution in magnitude of the detected stars and fit it with a 3rd order polynomial. For magnitudes larger than 14 the number of stars increases more slowly because they are becoming too faint to be all detected. We therefore extend the fitting function with a constant slope. The following relation provides our assumed number of stars as a function of the limit magnitude:

$$\log N_* = \begin{cases} a_3 m^3 + a_2 m^2 + a_1 m + a_0 & \text{if } m \leq 14 \\ \log N_{*14} + 0.2\,(m - 14) & \text{if } m > 14 \end{cases} \quad (2)$$

where $a_3 = 0.013$, $a_2 = -0.664$, $a_1 = 11.326$, $a_0 = -61.567$ and N_{*14} is the number of stars detected for $m = 14$. Equations (1) and (2) thus provide the number of stars that should be detected for a clear sky given a value of sky background and *FWHM*. In order to test the validity of this relation, we compare this to the maximum number of stars detected in our images for given values of *FWHM* and sky background. (By choosing the maximum number of stars, or more precisely the number of stars which is exceeded only 1% of the time, we ensure that we consider only images taken under excellent weather conditions.) We find that both agree with a standard error of 6.6% and a maximum error of 15%.

4.2.4. Comparison to the measured number of stars

We use this model to compare the measured to the expected number of stars for each data point, given its *FWHM* and sky background. The resulting distribution in Fig. 13 shows two features: a main peak centered around 1 with most of the points, meaning that for these points the weather is excellent, and a tail for which the measured number of stars is smaller than expected, corresponding to veiled weather.

The spread around the main peak of the histogram is partly due to measurement errors in the sky background and *FWHM*. The limit between this natural spread and the veiled weather data points must be defined to calculate the weather statistics. To do this we use a large set of sky background and *FWHM* values coherent with our measurements, and calculate the expected number of stars for each point $(F_{\rm sky}, \omega)$ according to our model. We

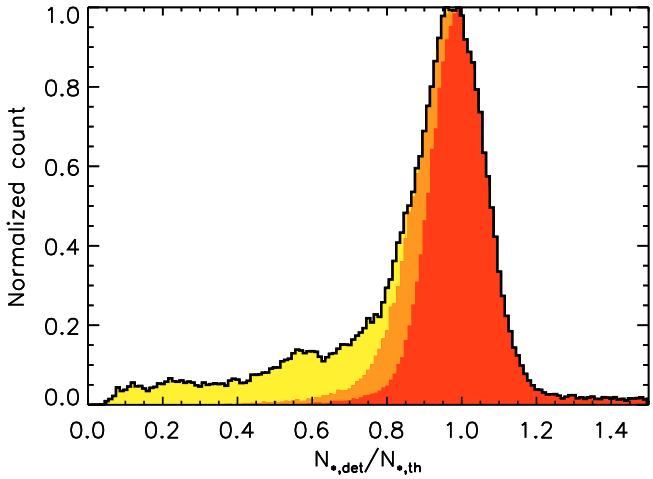


Fig. 13. Ratio between the measured and the expected number of stars (black line). Theoretical histograms taking into account low and high measurement errors allow to identify 3 parts in the data: excellent weather in red, uncertain weather in orange and veiled weather in yellow.

then add some random errors to this set of values and calculate again the expected number of stars. For each point $(F_{\rm sky}, \omega)$ we compare the expected number of stars obtained with the added errors to the one without errors. This yields a theoretical distribution of the number of stars that accounts for measurement errors.

The sky background value is typically around 40 ADU. We estimate the error to be around 10% of this value, i.e. only 4 ADU. This error is not dominant and the spread of the theoretical distribution is mainly due to the error on the *FWHM*. The *FWHM* is typically between 2 and 3 pixels, and we suppose again an error of 10%, i.e. 0.25 pixels. However the shape of the theoretical distribution does not fit perfectly to the data. Instead we find that we can fit the two sides of the main peak in Fig. 13 with two different errors on the *FWHM*, corresponding to a low and a high measurement error, respectively 0.17 and 0.25 pixels.

The data points fitting into the theoretical distribution with the low error are considered as excellent weather (red part in Fig. 13). Those between the low and high error distributions can be either due to a large measurement error or to veiled weather, thus they are considered as uncertain weather (orange part). The data points outside the low error distribution correspond to veiled weather (yellow part).

4.2.5. Weather statistics for the winter 2008

This analysis gives a fraction of time between 65.2% and 79.2% with excellent weather and between 20.8% and 34.8% of veiled weather. Only the periods with data when at least few stars are visible are considered here, excluding in particular the white-out periods. During the winter the acquisitions were stopped during 13.7% of time because of very bad weather, so the previous numbers must be multiplied by $1-0.137 = 0.863$. The weather statistics for the 2008 winter at Dome C are therefore: between 56.3% and 68.4% of excellent weather, 17.9 to 30% of veiled weather during which stars are still visible and 13.7% of bad weather (Fig. 14). For comparison the fraction of photometric weather during night-time is 62% at La Silla and 75% at

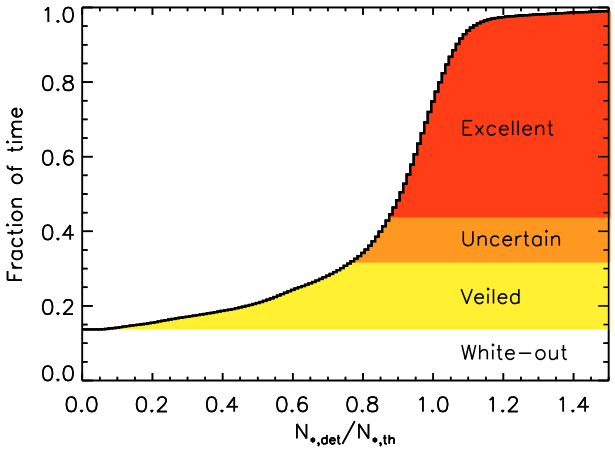


Fig. 14. Cumulative histogram of the ratio between the measured and the expected number of stars. The data are distributed between excellent, uncertain and veiled weather. The white part is the fraction of time during which the acquisitions where stopped because of very bad weather (white-out).

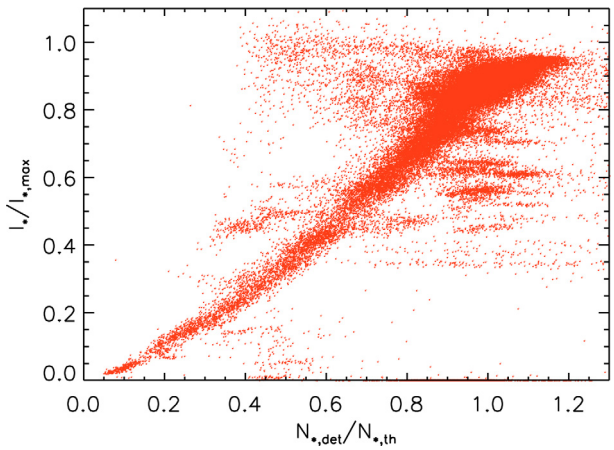


Fig. 15. Normalized intensity of a selected sample of nine stars as a function of the ratio between the measured and the expected number of stars based on theoretical estimates (see text).

Paranal as provided by Sarazin[2] (see also Ardeberg et al. 1990), whereas it is only 45% at Mauna Kea (Ortolani 2003, and references therein) though more recent results report 56% (Steinbring et al. 2009). Dome C is therefore very competitive compared to other observing sites.

4.2.6. Validation

To validate the method, we compare the number of stars to the intensity received from the stars, as both should be smaller if clouds are present. We measure the intensity received from nine stars of magnitude 8 to 12 and sum them after dividing each star by its median value. We then normalize this sum by the maximum value, more precisely by the mean of the 1% highest values. We use only the periods with a moderate sky background i.e. when the Sun is below $-13°$ and excluding the full Moon periods (the result is however very similar using all data points). Figure 15 shows the normalized star intensity as a function of the ratio between the measured and the expected number of stars. As expected, both parameters are directly correlated, thus validating the method. We further note that for data points taken under excellent or intermediate weather conditions, i.e. when $N_*/N_{*\mathrm{th}} > 0.7$, the normalized intensity received from the stars is 0.77 ± 0.22. Both parameters are thus good indicators of the cloud cover in the field of view.

4.3. Auroras

Aurorae were first feared to be a source of contamination for long-term photometric data. However, it is to be noted that Concordia is a favorable site in that respect: auroras occur mainly in the auroral zone, a ring-shaped region with a radius of approximately 2500 km around the magnetic pole. The Concordia site is located well within this ring, only 1300 km from the south magnetic pole, and thus has a much lower auroral activity than other sites (e.g. Dome A).

During the winter-over 2008, the Concordia staff reported 2 auroras on July 30 and 31. On July 30, a careful examination of the ASTEP South data indicates a possibility of auroral contamination between 14:12 and 14:24 UTC, but it cannot be distinguished from thin clouds. The July 31 data were unfortunately lost during the copy, probably because of a hard drive glitch (the only instance of that occurring) so that we could not attempt to check the images for that day.

In any case, the ASTEP South 2008 data were not contaminated by auroras, confirming the low contribution of auroras to the sky brightness as suggested by Dempsey et al. (2005). It will be interesting to see whether it remains true when progressively moving towards a maximum solar activity in 2012.

4.4. Observing time and photometric quality of Dome C

The duty cycle for the 2008 campaign of ASTEP South is represented in Fig. 16. The limit due to the Sun, the observing time and the excellent and intermediate weather fractions are shown for each day, as well as the white-out periods. We acquired 1592 h of data with ASTEP South on a single field during the 2008 campaign. From the previous analysis we have 1034 h with excellent or uncertain weather. As a comparison, simulations based on the method described in Rauer et al. (2008) show that the time usable for photometry in one year at La Silla for the field with the best observability is typically 820 h (see Sect. 5 for more details). Moreover, the white-out periods at Dome C last typically from one to a few days, allowing extended periods of continuous observations between them. For example we observed every day during one month between July 9 and August 8. Considering the excellent and uncertain weather and the hours lost because of the Sun, the fraction of time usable for photometry for this one month period is 52%. In La Silla the fraction of time usable for photometry for all one month periods between 1991 and 1999 has a mean of 27% with a maximum of 45% in April 1997 (from the La Silla weather statistics[3] multiplied by the night-time fraction). This shows the very high potential of Dome C for continuous observations during the Antarctic winter.

5. Planet detection probability

As shown by Pont & Bouchy (2005), the high phase coverage at Dome C should improve the efficiency of a transit survey. Here

[2] http://www.eso.org/gen-fac/pubs/astclim/paranal/clouds/statcloud.gif

[3] http://www.ls.eso.org/sci/facilities/lasilla/astclim/weather/tablemwr.html

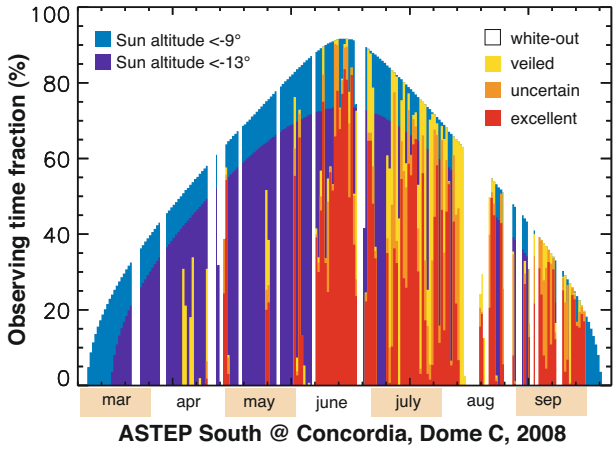


Fig. 16. Daily observing time fraction for ASTEP South in 2008 as a function of the observation period. The light blue and dark blue regions indicate the fraction of time for which the Sun is lower than −9° and −13° below the horizon, respectively. Periods of excellent, uncertain and veiled weather as observed by ASTEP South are indicated in red, orange and yellow, respectively. White areas correspond to periods during which observations were not possible, either because of the Sun altitude or because of bad weather.

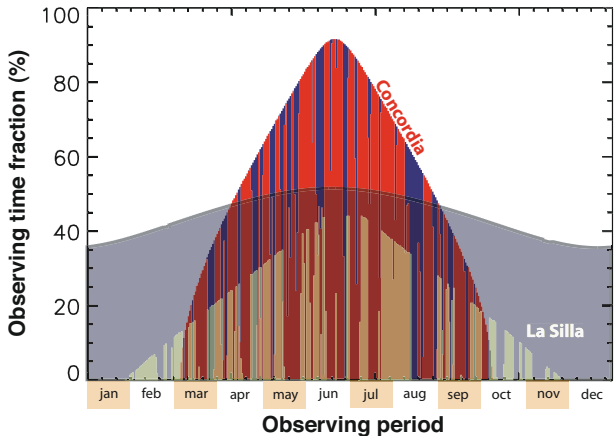


Fig. 17. Observing time fraction as a function of observing period at Concordia and La Silla. The blue and grey envelopes indicate values obtained by imposing a Sun altitude lower than −9° below the horizon, for Concordia and La Silla, respectively. The red histogram is an example of a generated window function for Concordia using the weather statistics obtained from ASTEP South. The green histogram is generated for the field which is observable the longest with a high-enough airmass at La Silla and using the 1987–2007 weather statistics of the site.

we investigate the potential of ASTEP South for transit detection using CoRoTlux and compare the Dome C and La Silla observing sites. CoRoTlux performs statistical simulations of transit events for a survey given the star distribution in the field of view, the instrumental parameters and the observation windows (Fressin et al. 2007, 2009). In all simulations, the star distribution is the one of the south pole field (see Sect. 2.2). We use the GSC2.2 catalog for stars from magnitude 10 to 14.5 completed with a distribution from the Besançon model up to magnitude 18 (after scaling it to the GSC2.2 catalog for low magnitude stars). The target stars range from magnitude 10 to 15 and the background stars from magnitude 15 to 18. The instrumental parameters are always those of ASTEP South. We perform three simulations corresponding to three survey configurations differing only by their observation windows.

The first set of observation windows that we have used in our simulations corresponds to the periods during which ASTEP South actually ran in excellent or uncertain weather conditions in 2008, i.e. the red and orange parts of the duty cycle in Fig. 16. This provides us with the potential yield of the 2008 campaign in terms of detections of transiting planets.

We also want to compare Dome C and La Silla. In that purpose we consider an ideal campaign for an ASTEP South-like instrument for which the observation windows are determined only from the altitude of the Sun and weather statistics at that site. For Dome C, we apply the weather statistics presented in Sect. 4.2.5 to an entire winter season in order to generate the second set of observation windows. For this second simulation, we incorporate over the Sun limited duty cycle 13.7% of white-out periods and 17.9% of randomly distributed cloudy periods lasting less than one day.

For La Silla, we generate a third set of observation windows using the monthly weather statistics acquired from 1987 to 2007[4]. The weather statistics for each month is taken as the mean of the photometric fraction for this given month over all years. At La Silla, one cannot simply stare at the south pole field continuously because it is low over the horizon. A best pointing can be found that maximizes the observation time as a combination of weather statistics, night-time and airmass (for a complete description of the method see Rauer et al. 2008). The resulting field with the best observability is centered on RA = 18h30′ and DE = −58°54′. For consistency with the other simulations we use the same stellar population as for the south pole field, and consider that photometric observations are possible when the Sun is less than −9° below the horizon. The resulting duty cycles for weather and Sun limited observations of a single field over one year are shown in Fig. 17 for both Dome C and La Silla. The total observing time is typically 2240 h for Dome C and 820 h for La Silla.

A large number of runs (~3000) are performed for each survey configuration in order to have a significant statistic. The results of the simulations provide the number of detectable planets. We assume that only transiting planets with a signal to noise ratio higher than 10 are detectable. This yields 1.08 planets for the ASTEP South 2008 campaign (i.e. 3244 planets over 3000 runs), 1.62 planets for a whole winter at Dome C, and 1.04 planet for La Silla. These numbers are low because ASTEP South is a small instrument, however the number of planets is notably higher for a survey from Dome C than from La Silla. The resulting planet detection efficiency is shown in Fig. 18. The detection efficiency is defined as the number of detectable planets divided by the total number of simulated planets. In spite of technical problems at the beginning of the winter, the detection efficiency for the ASTEP South 2008 campaign is equivalent to the one obtained for one year at La Silla. When comparing an instrument that would run for the entire observing season, the detection efficiency is found to be significantly higher at Dome C than at La Silla both in terms of planet orbital period and transit depth. For example we have an efficiency of 69% at Dome C vs. 45% at La Silla for a 2-day period giant planet, and 76% at Dome C vs. 45% at La Silla for a 2% transit depth. The detection efficiency decreases for planets with longer orbital periods, but is even more favorable to Dome C relatively to La Silla. On the other hand, it is true that a mid-latitude site offers more available targets. However, we believe that this shows the high potential of Dome C for future planet discoveries.

[4] http://www.eso.org/gen-fac/pubs/astclim/paranal/clouds/statcloud.lis.

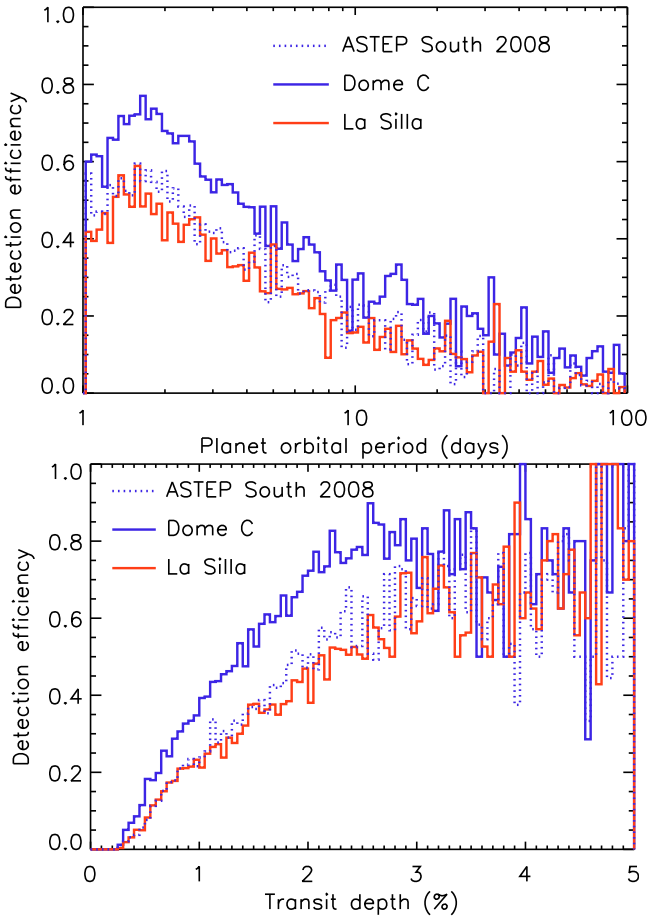


Fig. 18. Calculated efficiency of detection of transiting giant planets for a single field as observed by an ASTEP-South like survey during a full season, and as a function of the orbital period (*top*) and transiting depth (*bottom*). *Dotted blue lines*: detection efficiency for the ASTEP South 2008 campaign. *Plain blue line*: detection efficiency for a full winter at Dome C for a circumpolar field limited only by the weather statistics and the constraint of a Sun altitude below −9°. *Plain red line*: same as before, but for a survey at La Silla and the field with the best observability over the year (see Fig. 17 and text).

6. Conclusion

ASTEP South, the first phase of the ASTEP project observed 1592 h of data during the 2008 winter. Night-time photometric observations started in a nearly continuous way around mid-June and proceeded to the end of September, when the sky became too bright even at midnight local-time. Our preliminary analysis showed that the Sun affects our photometric measurements when it is at an altitude higher than −13° below the horizon. The sky brightness at dusk and dawn appears to vary quite significantly from one day to the other, but its mean is very similar to results obtained close to the zenith at Paranal (an R-band sky-magnitude $R = 16.6\,\mathrm{arcsec}^{-2}$ for a Sun altitude of −9°). The full Moon yields a sky brightness of $R \approx 18.1\,\mathrm{arcsec}^{-2}$. Apart from one possible instance lasting only 12 min, auroras had no noticeable impact on the data.

An identification of the stars in the field allowed us to retrieve the precise location of the celestial south pole on the images and show that the pointing direction is stable within 10 arcsec on a daily timescale for a drift of only 34 arcsec in 50 days. On the basis of the number of identified stars and of a model to account for PSF variations and sky brightness, we retrieved the weather statistics for the 2008 winter: between 56.3% and 68.4% of excellent weather, 17.9% to 30% of veiled weather (when the probable presence of thin clouds implies a lower number of detected stars) and 13.7% of bad weather.

An analysis of the yield of transit surveys with our weather statistics at Dome C compared to those at La Silla showed that the efficiency to detect transiting planets in one given field is significantly higher at Dome C (69% vs. 45% for 2-day period giant planets with an ASTEP South-like instrument in one season). The prospects for the detection and characterization of exoplanets from Dome C are therefore very good. Future work will be focused on a detailed analysis of the full ASTEP South images. The second phase of the project includes the installation of ASTEP 400, a dedicated automated 40-cm telescope at Concordia and its operation in 2010.

Acknowledgements. The ASTEP project is funded by the Agence Nationale de la Recherche (ANR), the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU), the Programme National de Planétologie (PNP), and the Plan Pluri-Formation OPERA between the Observatoire de la Côte d'Azur and the Université de Nice-Sophia Antipolis. The entire logistics at Concordia is handled by the French Institut Paul-Emile Victor (IPEV) and the Italian Programma Nazionale di Ricerche in Antartide (PNRA). The research grant for N. Crouzet is supplied by the Région Provence Alpes Côte d'Azur and the Observatoire de la Côte d'Azur. We wish to further thank E. Fossat for his helpful remarks on the manuscript. See http://fizeau.unice.fr/astep/ for more information about the ASTEP project.

References

Agabi, A., Aristidi, E., Azouit, M., et al. 2006, PASP, 118, 344
Ardeberg, A., Lundstrom, I., & Lindgren, H. 1990, A&A, 230, 518
Aristidi, E., Agabi, A., Vernin, J., et al. 2003, A&A, 406, L19
Aristidi, E., Agabi, K., Azouit, M., et al. 2005, A&A, 430, 739
Aristidi, E., Fossat, E., Agabi, A., et al. 2009, A&A, 499, 955
Ashley, M. C. B., Burton, M. G., Calisse, P. G., Phillips, A., & Storey, J. W. V. 2005a, Highlights of Astronomy, 13, 932
Ashley, M. C. B., Lawrence, J. S., Storey, J. W. V., & Tokovinin, A. 2005b, EAS Pub. Ser. 14, ed. M. Giard, F. Casoli, & F. Paletou, 19
Briguglio, R., Tosti, G., Strassmeier, K. G., et al. 2009, Mem. Soc. Astron. It., 80, 147
Chadid, M., Vernin, J., Trinquet, H., et al. 2007, EAS Pub. Ser. 25, ed. N. Epchtein, & M. Candidi, 73
Chadid, M., Vernin, J., Jeanneaux, F., Mekarnia, D., & Trinquet, H. 2008, SPIE Conf. Ser., 7012
Crouzet, N., Agabi, K., Blazit, A., et al. 2009, IAU Symp., 253, 336
Crouzet, N., Guillot, T., Agabi, K., et al. 2010, EAS Pub. Ser. 40, ed. L. Spinoglio, & N. Epchtein, in press
Crouzet, N., Guillot, T., Fressin, F., Blazit, A., & the A STEP team 2007, Astron. Nachr., 328, 805
Dempsey, J. T., Storey, J. W. V., & Phillips, A. 2005, PASA, 22, 91
Fressin, F., Guillot, T., Bouchy, F., et al. 2005, EAS Pub. Ser. 14, ed. M. Giard, F. Casoli, & F. Paletou, 309
Fressin, F., Guillot, T., Morello, V., & Pont, F. 2007, A&A, 475, 729
Fressin, F., Guillot, T., & Nesta, L. 2009, A&A, 504, 605
Geissler, K., & Masciadri, E. 2006, SPIE Conf. Ser., 6267
Guerri, G., Abe, L., Aristidi, E., et al. 2007, EAS Pub. Ser. 25, ed. N. Epchtein, & M. Candidi, 339
Kenyon, S. L., Lawrence, J. S., Ashley, M. C. B., et al. 2006, PASP, 118, 924
Kenyon, S. L., & Storey, J. W. V. 2006, PASP, 118, 489
Lawrence, J. S., Ashley, M. C. B., Tokovinin, A., & Travouillon, T. 2004, Nature, 431, 278
Moore, A., Allen, G., Aristidi, E., et al. 2008, in SPIE Conf. Ser., 7012
Mosser, B., & Aristidi, E. 2007, PASP, 119, 127
Ortolani, S. 2003, ESPAS Site Summary Ser. 1.2, Mauna Kea (Garching: ESO), 2
Patat, F., Ugolnikov, O. S., & Postylyakov, O. V. 2006, A&A, 455, 385
Pont, F., & Bouchy, F. 2005, EAS Pub. Ser., 14, ed. M. Giard, F. Casoli, & F. Paletou, 155
Rauer, H., Fruth, T., & Erikson, A. 2008, PASP, 120, 852
Robin, A. C., Reylé, C., Derrière, S., & Picaud, S. 2003, A&A, 409, 523
Steinbring, E., Cuillandre, J., & Magnier, E. 2009, PASP, 121, 295
Stetson, P. B. 1987, PASP, 99, 191
Strassmeier, K. G., Briguglio, R., Granzer, T., et al. 2008, A&A, 490, 287
Trinquet, H., Agabi, A., Vernin, J., et al. 2008, PASP, 120, 203
Ziad, A., Aristidi, E., Agabi, A., et al. 2008, A&A, 491, 917

5.1.1 Variations des PSF

Les données de 2008 montrent des variations de l'étalement des PSF. Le FWHM varie entre 1.5 et 3.5 pixels avec des variations à court terme (∼1h) et à long terme (quelques jours). Une corrélation a été établie entre les variations court terme et les variations de seeing dans la couche limite. On cherche l'origine des variations long terme.

On sait que les fluctuations de température déforment la lunette et affectent les PSF. En effet, entre l'installation d'ASTEP Sud en janvier et le début des observations en avril, l'enceinte n'était pas thermalisée, et l'instrument était soumis à la température extérieure et à ses fluctuations. La conséquence a été une décollimation importante, comme le montre la figure 5.1. La recollimation a ensuite nécessité un démontage de la lunette par Erick Bondoux et Zalpha Challita. Or on remarque que les variations long terme de la taille des PSF sont d'une part liées à leur asymétrie, et d'autre part accompagnées de sauts qui correspondent parfois à une chute temporaire de la température de l'électronique de la caméra. Cela permet de supposer un lien entre les deux, et donc que les variations long terme sont d'origine instrumentale, par exemple dues à des déformations mécaniques lié aux variations de température. Ce problème n'a pas été résolu durant la campagne 2008.

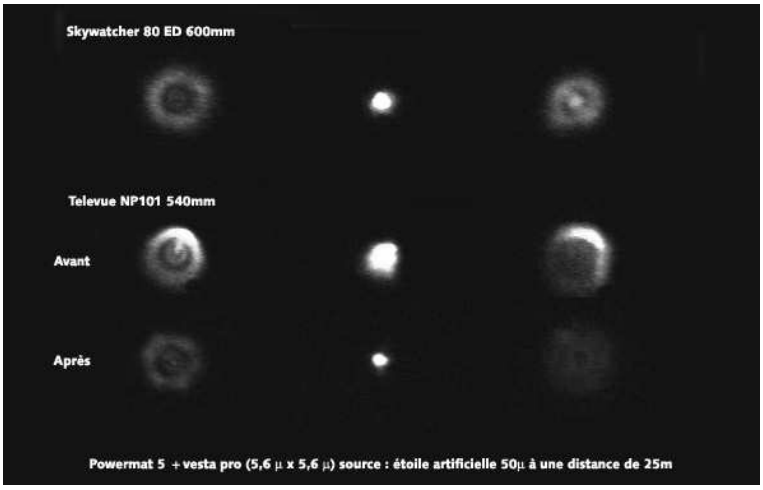


FIGURE 5.1 – PSF pour une lunette Skywatcher bien collimatée (haut), et pour la lunette Télévue d'ASTEP Sud avant (milieu) et après (bas) la recollimation, pour une position intra-focale (gauche), focalisée (milieu) et extra-focale (droite). La lunette ASTEP Sud, soumise à la température extérieure entre son installation et le début de la campagne, a subi une décollimation importante. Une recollimation a due être effectuée par les hivernants. Image : Erick Bondoux.

5.1.2 Qualité du ciel

Première approche : nombre d'étoiles détectées

Les données ASTEP Sud acquises en continu permettent d'évaluer la fraction de temps photométrique pendant l'hiver au Dôme C. On utilise pour cela le nombre d'étoiles détectées dans le champ $N_{*,det}$, qui varie selon la couverture nuageuse. Une première approche consiste à utiliser directement l'histogramme de $N_{*,det}$ sur toutes les observations. $N_{*,det}$ est normalisé par le nombre d'étoiles maximum mesuré (correpondant aux images prises dans des conditions excellentes), et l'histogramme est normalisé par le nombre d'images pour obtenir une fraction du temps total. On sépare les différents FWHM pour distinguer la présence de nuages de l'effet d'un élargissement de la PSF. L'histogramme obtenu est représenté de manière cumulative figure 5.2. On montre ainsi qu'on a plus de 80 % des étoiles pendant 50 % du temps, et moins de 50 % des étoiles pendant 15 % du temps.

L'évaluation de la fraction de temps photométrique nécessite alors l'utilisation d'un critère *ad hoc* : on considère que le temps est photométrique si plus de la moitié des étoiles attendues sont détectées. On obtient 85 % de temps photométrique. Cette estimation est effectuée sur les données obtenues, donc sur le temps effectif d'observation ; en particulier elle ne tient pas compte des périodes de white-out, durant lesquelles les acquisitions sont arrêtées. La fraction de white-out s'élevant à 13.7 %, on obtient au final 73.4 % de temps photométrique pour l'hiver 2008 au Dôme C.

Pour valider l'utilisation du nombre d'étoiles, on réalise le même travail en considérant cette fois l'intensité totale des 10 étoiles les plus brillantes, qui diminue également avec la présence de nuages. On normalise cette intensité par l'intensité totale maximale mesurée. Les histogrammes sont en bon accord.

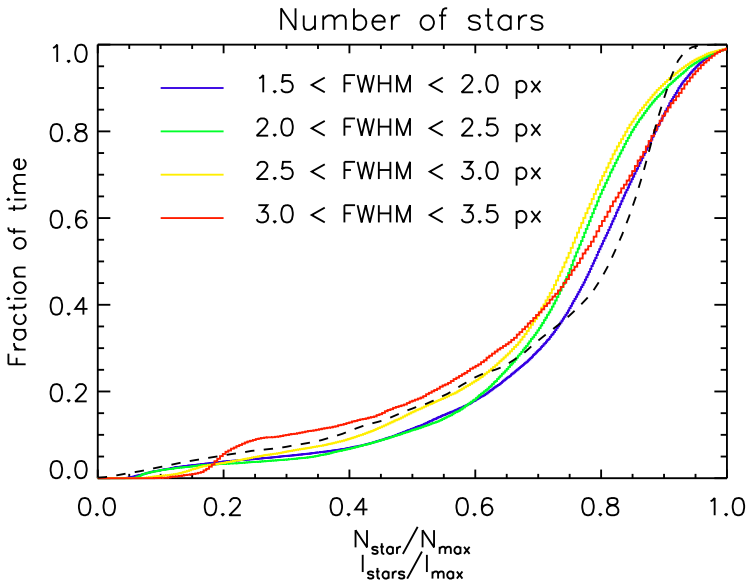


FIGURE 5.2 – Histogramme cumulatif du nombre d'étoiles détectées sur les images ASTEP Sud pour un FWHM compris entre 1.5 et 2 px (bleu), 2 et 2.5 px (vert), 2.5 et 3 px (jaune), et 3 et 3.5 px (rouge), et de l'intensité des 10 étoiles les plus brillantes (noir). Les histogrammes sont en bon accord. Cette 1ère approche permet de déduire la fraction de temps photométrique pour l'hiver 2008 au Dôme C à l'aide d'un critère *ad hoc*.

Seconde approche : prise en compte du fond de ciel

Le nombre d'étoiles varie avec le niveau de fond de ciel : pour un fond de ciel élevé, les étoiles faibles sont moins bien détectées. De même que pour l'élargissement des PSF, cet effet est à distinguer de la présence de nuages. Cela est fait dans une seconde approche, en traçant le nombre d'étoiles en fonction du fond de ciel, toujours en séparant les différents FWHM (figure 5.3). La structure principale est celle attendue : on a une décroissance du nombre d'étoiles de 400 (resp. 200) à 150 (resp. 50) pour un FWHM entre 1.5 et 2 px (resp. entre 3 et 3.5 px), lorsque l'intensité varie de 2500 à 4000 ADU. Cela correspond à l'augmentation quotidienne du fond de ciel, lorsque le Soleil passe au-dessus de -13°. Mais on observe également des zones où le nombre d'étoiles est plus faible, qui révèlent la présence de nuages. Pour établir une limite entre ces régions, on modélise le nombre d'étoiles attendues en fonction du fond de ciel.

Modélisation du nombre d'étoiles

Pour connaître le nombre d'étoiles théorique $N_{*,th}$, on évalue le rapport signal sur bruit photométrique théorique de chaque étoile du champ. On calcule d'abord le nombre de photons reçus pour les ∼8000 étoiles cibles tirées du catalogue GSC2.2, à partir de leur magnitude et de la courbe de transmission de l'instrument. On en déduit le flux de chaque étoile F_*. On calcule ensuite le bruit dans une ouverture photométrique de rayon r, exprimé en pixel. r dépend du FWHM ω. Le bruit est calculé sur le nombre de pixels dans l'ouverture $N_{px} = \pi r^2$. On prend en compte :

- le bruit de photons de l'étoile : $B_{phot} = \sqrt{F_*}$;
- le bruit de photons du fond de ciel : $B_{sky} = \sqrt{F_{sky,1px}\, N_{px}}$ où $F_{sky,1px}$ est l'intensité de fond de ciel sur 1 px ;
- le bruit de lecture : $B_{lec} = B_{lec,1px}\sqrt{N_{px}}$ où $B_{lec,1px}$ est le bruit de lecture sur 1 pixel.
- le bruit interpixel : $B_{inter} = B_{inter,1px}\sqrt{(F_{sky,1px} + F_{*,1px})\, N_{px}}$ où $B_{inter,1px}$ est la valeur des variations interpixel et $F_{*,1px}$ le flux de l'étoile sur 1 pixel. (On suppose le flux de l'étoile uniformément réparti dans l'ouverture photométrique ; ce bruit n'étant pas dominant, cette approximation a une conséquence négligeable.)

Le bruit total est alors $B_{tot} = \sqrt{B_{phot}^2 + B_{sky}^2 + B_{lec}^2 + B_{inter}^2}$. Cette formule suppose que les différents bruits sont indépendants, ce qui n'est pas le cas en réalité. Elle donne néanmoins une bonne idée du bruit total dans ce modèle qui sera amélioré par la suite. Pour qu'une étoile soit détectée, on considère que le rapport signal sur bruit F_*/B_{tot} doit être supérieur à un seuil α. On compte alors le nombre d'étoiles satisfaisant ce critère, et on obtient la courbe théorique $N_{*,th} = f(F_{sky})$. Cette fonction est calculée pour 4 valeurs de FWHM prises au milieu de chaque plage : 1.75, 2.25, 2.75 et 3.25 px.

Les paramètres sont les suivants :

- $B_{lec,1px} = 15\, e^-$: le bruit de lecture est dominant pour les faibles niveaux de fond de ciel, et cette valeur est celle qui reproduit le mieux les courbes observées. De plus, les tests des caméras ont montré que $B_{lec,1px}$ vaut 9 e$^-$ en lecture lente et 19 e$^-$ en lecture rapide ; la valeur de 15 e$^-$ est donc plausible. Les observations sont faites en lecture rapide ; la valeur plus petite peut être expliquée par une température plus basse de la caméra.
- $B_{inter,1px} = 1$ % : cette valeur est fournie par le constructeur.
- $\alpha = 5$: ce seuil est celui utilisé dans l'appel de la procédure de détection des points sources lors de l'analyse préliminaire (routine FIND de DAOPHOT).

— la fonction $r = f(\omega)$ est déterminée empiriquement à partir des courbes. On trouve $r = 1.7\,\omega^{1.6}$. Cette formule n'est pas expliquée physiquement.

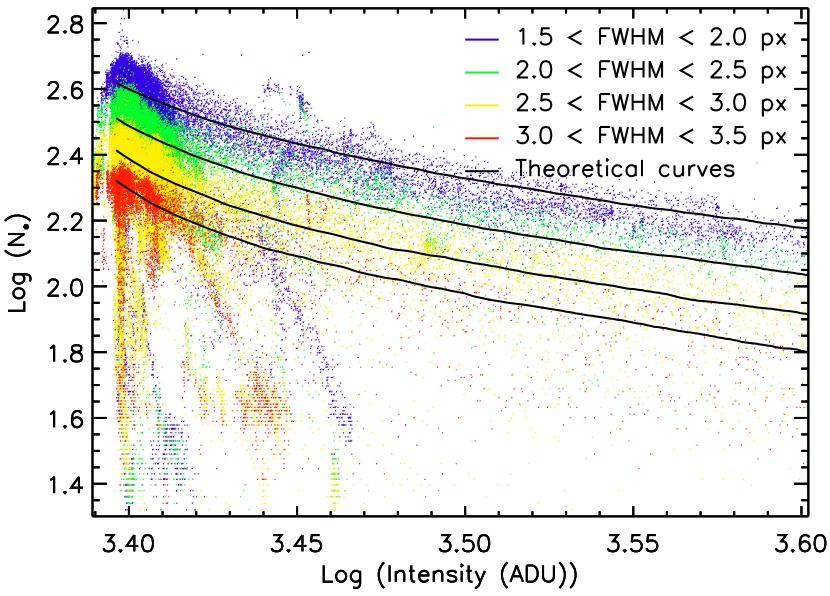


FIGURE 5.3 – Nombre d'étoiles détectées en fonction de l'intensité du fond de ciel, pour différentes plages de FWHM, dans la 2$^{\text{nde}}$ approche. Les courbes théoriques sont indiquées en noir. On tient compte d'un offset de 2470 ADU sur l'intensité.

Comparaison aux observations

Pour comparer le modèle aux observations, on interpole la courbe théorique à chaque valeur d'intensité mesurée, et on calcule la différence relative entre le nombre d'étoiles théorique et celui mesuré. On calcule ensuite la dispersion à 1 σ de l'ensemble des points. Cette limite *ad hoc* permet de séparer la dispersion due notamment à la largeur des plages de FWHM, d'une diminution réelle du nombre d'étoiles due à la présence de nuages (figure 5.4). On considère alors que la fraction de temps photométrique est la fraction de points au-dessus de cette limite. On obtient respectivement 88.1 %, 86.2 %, 80.3 % et 74.5 % pour les FWHM compris entre 1.5 et 2 px, 2 et 2.5 px, 2.5 et 3 px et 3 et 3.5 px. La moyenne de ces valeurs pondérées par le nombre de points dans chaque intervalle donne 83.5 %. En tenant compte des périodes de white-out, on obtient finalement 72 % de temps photométrique pour l'hiver 2008. Néanmoins, une dépendance de ce pourcentage avec le FWHM apparaît, et est confirmée en effectuant le calcul pour 8 valeurs de FWHM au lieu de 4 (figure 5.5). L'effet du FWHM n'est donc pas encore suffisamment découplé de l'effet des nuages.

On peut à présent s'affranchir de l'intensité du fond de ciel en traçant simplement l'histogramme du rapport $N_{*,det}/N_{*,th}$ (figure 5.6). La fraction de temps photométrique qui pourrait être évaluée à partir de ce diagramme reste dépendante d'un critère *ad hoc*. Cette méthode n'est donc pas encore satisfaisante.

L'évaluation de la qualité photométrique du Dôme C par ces deux premières approches est résumée dans Crouzet et al. [2010b].

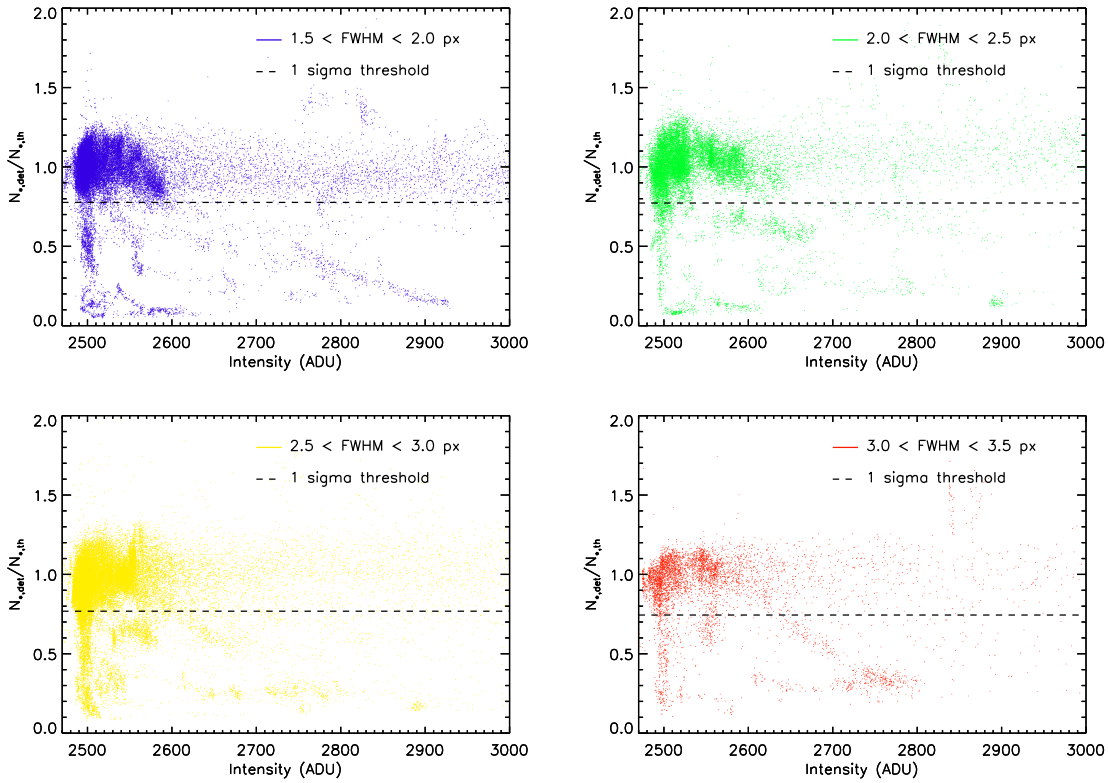


FIGURE 5.4 – Rapport du nombre d'étoiles détectées sur le nombre d'étoiles théorique en fonction de l'intensité pour les différentes plages de FWHM, dans la 2nde approche. La limite à 1 σ est indiquée en pointillés.

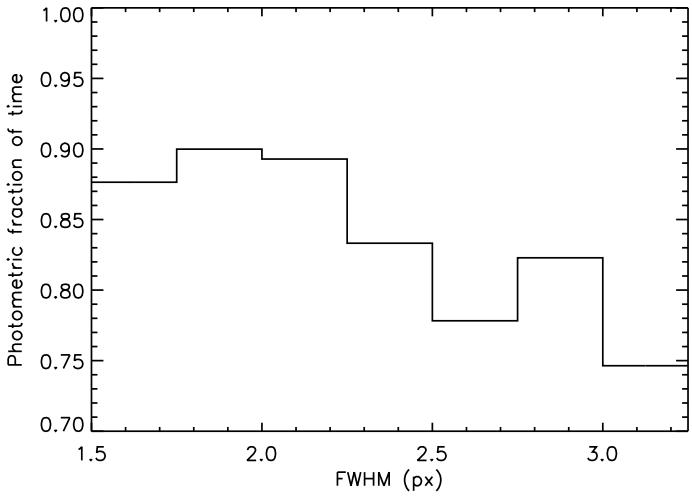


FIGURE 5.5 – Fraction de temps photométrique en fonction du FWHM, dans la 2nde approche. On voit clairement une dépendance. (Les périodes de white-out ne sont ici pas prises en compte.)

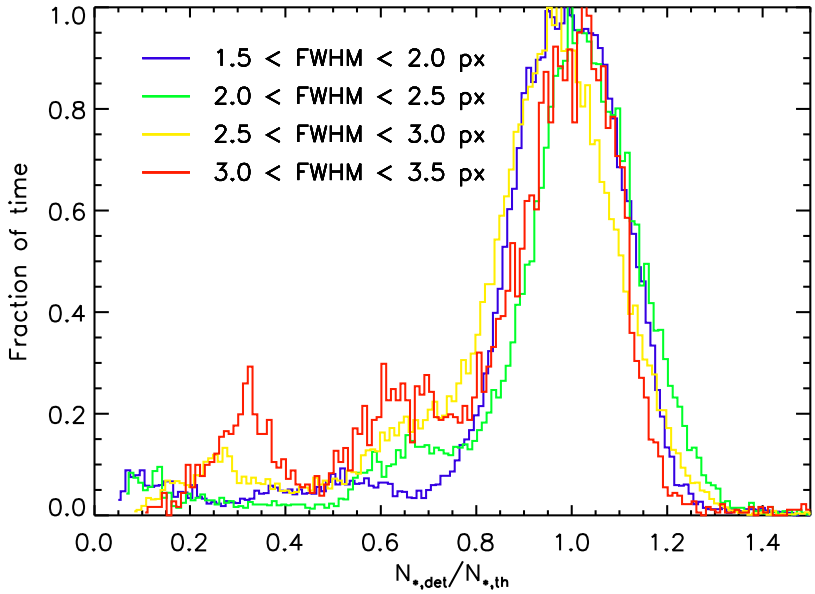


FIGURE 5.6 – Histogramme du rapport du nombre d'étoiles détectées sur le nombre d'étoiles théorique pour les différentes plages de FWHM, dans la 2nde approche. Un critère *ad hoc* serait là encore nécessaire pour déduire la fraction de temps photométrique, et une incertitude serait engendrée par les résultats différents pour chaque plage de FWHM.

Troisième approche : modèle global

Une troisième approche permet de déterminer de manière robuste la fraction de temps photométrique. Ce travail est détaillé dans Crouzet et al. [2010a] ; on précise ici les modifications par rapport à la seconde approche.

On ne prend en compte que le bruit de lecture et le bruit de fond de ciel, qui sont dominants, et on utilise le pic de la PSF (*i.e* uniquement le pixel central). On déduit à partir du rapport signal sur bruit la magnitude limite m détectable, et non pas $N_{*,th}$ directement. Cette magnitude limite dépend à la fois du FWHM et du fond de ciel. On ajuste ensuite le nombre d'étoiles en fonction de la magnitude instrumentale à partir d'une image correspondant à un temps excellent. Un ajustement par un polynôme d'ordre 3 donne les coefficients suivants : $a_3 = 0.013$, $a_2 = -0.664$, $a_1 = 11.326$, $a_0 = -61.567$, et on prend une pente de 0.2 pour $m > 14$ (figure 5.7). On a ainsi la relation $N_{*,th} = g(m) = h(F_{sky}, \omega)$, obtenue à partir d'une image réelle (et non du catalogue).

Ce modèle est alors testé. On compare pour cela $N_{*,th}$ avec le nombre d'étoiles maximum détecté (plus exactement le nombre d'étoiles qui est excédé 1 % du temps) pour différentes valeurs de F_{sky} et de ω (figure 5.8). L'utilisation du nombre maximum permet de s'assurer que les images correspondent à des conditions excellentes. Les deux sont en bon accord, avec une erreur standard de 6.6 % et une erreur maximale de 15 %. Le modèle est donc validé. Ainsi, contrairement à la seconde approche, les valeurs du fond de ciel et du FWHM sont toutes deux bien découplées de la mesure du rapport $N_{*,det}/N_{*,th}$. On note également qu'ici le modèle est cohérent avec les observations sans avoir à ajuster arbitrairement certains paramètres.

La prise en compte des erreurs de mesure de F_{sky} et ω engendre naturellement une dispersion de l'histogramme de $N_{*,det}/N_{*,th}$. Cette dispersion est alors justifiée, contrairement à la seconde approche où elle était due principalement à la largeur arbitraire des plages de valeurs de ω. Les régions correspondant à la présence de nuages, s'écartant de cette dispersion naturelle, sont alors clairement identifiées, sans utiliser de critère *ad hoc*. Cette approche est donc beaucoup plus robuste.

On rappelle les statistiques finales obtenues pour l'hiver 2008 au Dôme C : entre 56.3 % et 68.4 % de temps excellent, 17.9 à 30 % de temps voilé durant lequel des étoiles sont toujours visibles, et 13.7 % de mauvais temps (figure 5.9).

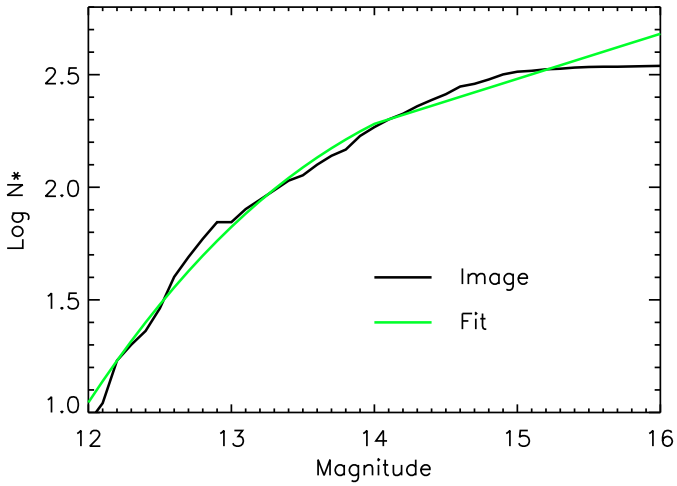


FIGURE 5.7 – Diagramme cumulatif du nombre d'étoiles en fonction de magnitude instrumentale sur une image prise lorsque le temps est excellent (noir), et ajustement par un polynôme d'ordre 3 (vert), utilisé dans la 3ème approche, pour l'hiver 2008.

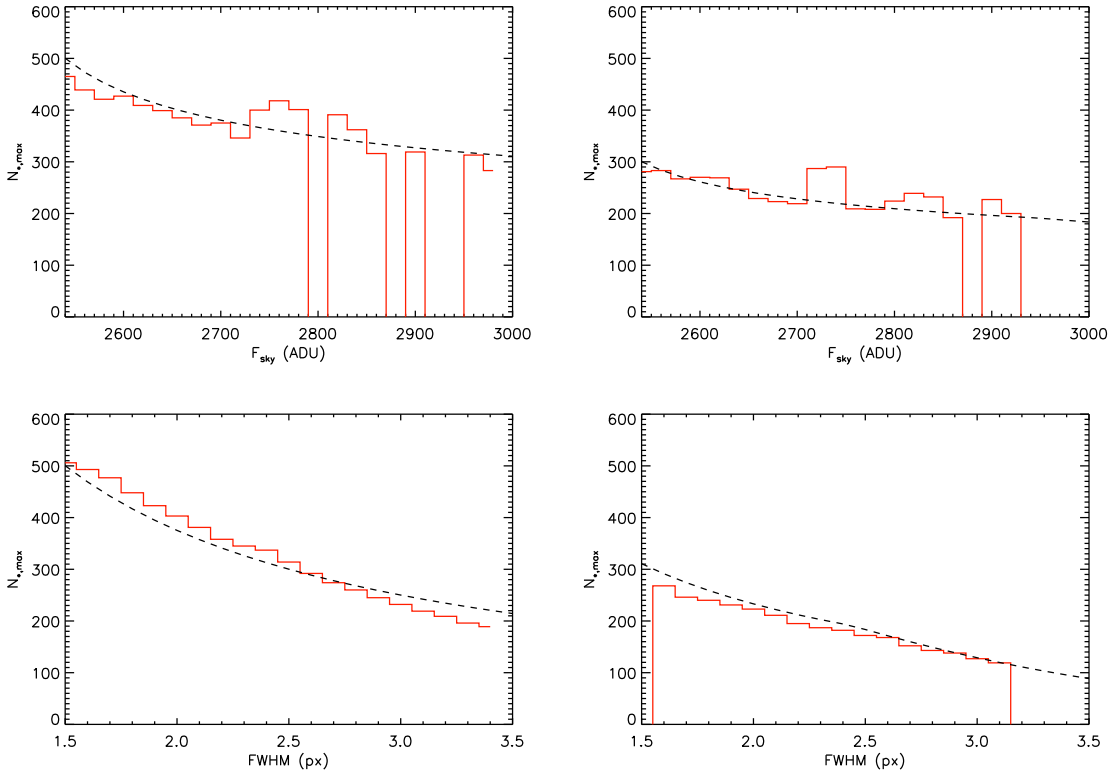


FIGURE 5.8 – Validation du modèle de la 3ème approche, pour les observations de 2008. La relation théorique $N_{*,th} = f(F_{sky}, \omega)$ (ligne pointillée) est comparée au nombre d'étoiles détectées sur les meilleures images, d'abord en faisant varier le fond de ciel F_{sky} de 40 à 500 ADU (à partir de l'offset de 2470 ADU), pour un FWHM ω fixé à 1.5 px (haut gauche) puis à 2.5 px (haut droite) ; ensuite en faisant varier le FWHM de 1.5 à 3.5 px, pour F_{sky} fixé à 40 ADU (bas gauche) puis à 500 ADU (bas droite). Ce test valide le modèle.

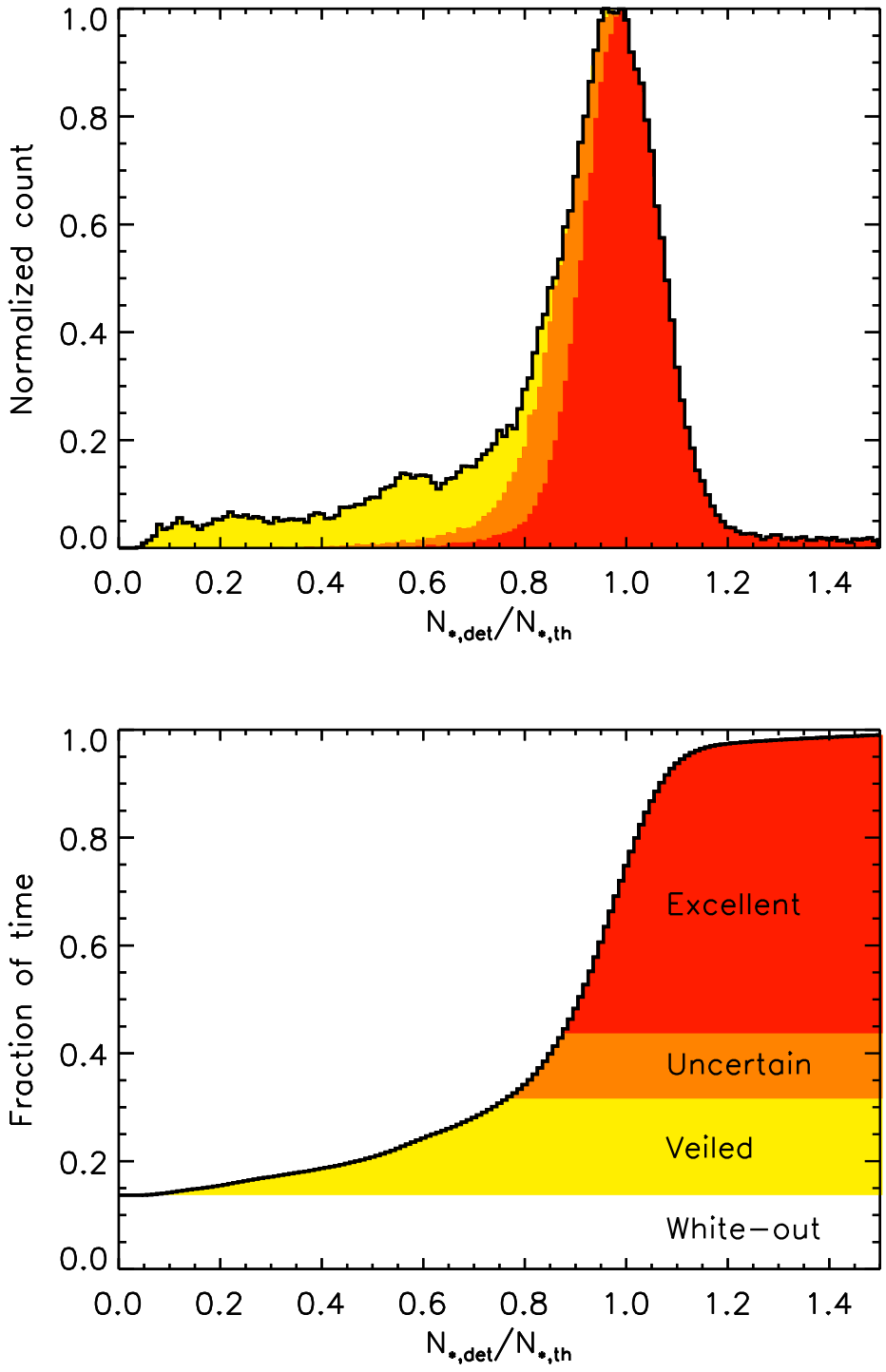


FIGURE 5.9 – Haut : rapport du nombre d'étoiles mesuré sur le nombre d'étoiles théorique (ligne noire) pour l'hiver 2008, dans la 3ème approche. Les histogrammes théoriques prenant en compte les erreurs de mesure permettent d'identifier 3 zones, correspondant au temps excellent (rouge), incertain (orange) et voilé (jaune). Bas : même histogramme représenté de manière cumulative. La zone blanche est la fraction de temps durant laquelle les acquisitions sont stoppées à cause du mauvais temps (white-out).

5.1.3 Temps utilisable et comparaison avec La Silla

Les statistiques de temps photométrique au Dôme C sont comparées au site de La Silla, au Chili. Les comparaisons avec La Silla ou avec d'autres observatoires sont données à titre informatif, car les méthodes utilisées pour établir les statistiques peuvent différer.

La fraction moyenne de temps photométrique pour La Silla est de 62 %[1], contre 56.3 % à 68.4 % pour l'hiver 2008 au Dôme C, soit des valeurs comparables. Une comparaison plus poussée est faite en suppposant des observations sur une année complète. On tient compte de la fraction de temps photométrique mensuelle $f_{phot,LaSilla}$ fournie par l'ESO (European Southern Observatory) pour la période de janvier 1990 à mai 1999[2], et de la fraction de nuit pour chaque mois $f_{nuit,LaSilla}$, en supposant comme pour ASTEP Sud que la nuit correspond à une hauteur du Soleil inférieure à $-9°$. Le produit $f_{obs,LaSilla} = f_{phot,LaSilla} \times f_{nuit,LaSilla}$ donne la fraction de temps utilisable pour les observations (figure 5.10). La moyenne sur ces 9 années donne $f_{obs,LaSilla} = 26.5$ %. Pour le Dôme C, on répartit $f_{phot,DomeC} = 68.4$ % de manière aléatoire sur tout l'hiver. Le produit avec $f_{nuit,DomeC}$ donne ∼2240 heures utilisables, soit une fraction sur l'année $f_{obs,DomeC} = 25.6$ %. Cette valeur est très proche de celle obtenue pour La Silla.

Enfin, la fraction maximale utilisable sur une période d'un mois à La Silla est $f_{max,LaSilla} = 45$ %, en avril 1997. Pour ASTEP Sud, cette fraction est $f_{max,DomeC} = 52$ % pour la période entre le 9 juillet et le 8 août 2008. Le Dôme C apparaît donc tout à fait compétitif avec La Silla.

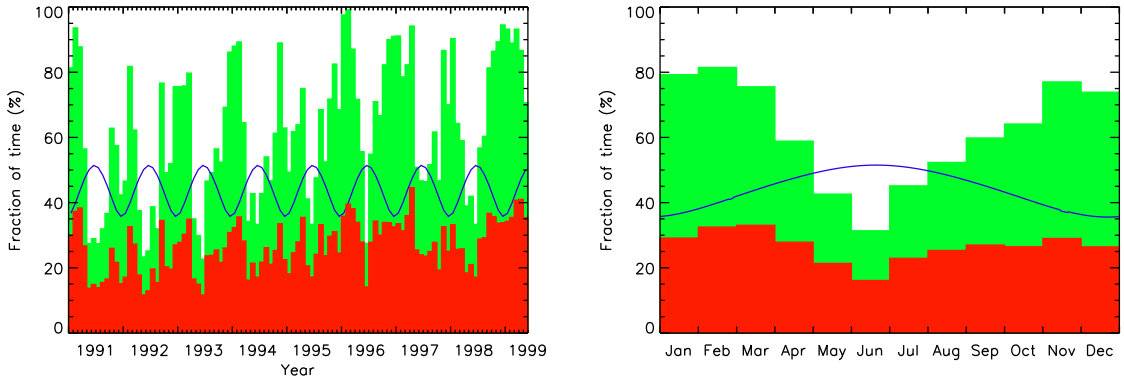


FIGURE 5.10 – Statistiques mensuelles pour La Silla entre janvier 1990 et mai 1999 (gauche), et moyenne par mois sur ces 9 années, donnée à titre informatif (droite). Vert : fraction de temps photométrique $f_{phot,LaSilla}$; bleu : fraction de nuit $f_{nuit,LaSilla}$; rouge : fraction de temps utilisable pour les obervations $f_{obs,LaSilla}$. On note que la fraction de temps photométrique est plus élevée d'un facteur ∼2 pour les mois d'été que pour les mois d'hiver, les nuits sont donc beaucoup plus claires. Cependant, elles sont aussi plus courtes, et ce facteur est réduit à ∼1.5 pour la fraction de temps utilisable. Figure réalisées à partir des données fournies par l'ESO (voir texte).

1. `http://www.eso.org/gen-fac/pubs/astclim/paranal/clouds/statcloud.gif`
2. `http://www.ls.eso.org/sci/facilities/lasilla/astclim/weather/tablemwr.html`

5.2 Campagne 2009

Lors de la campagne 2009, ASTEP Sud a fonctionné du 4 avril au 30 octobre, soit durant quasiment tout l'hiver. Le nombre total d'heures d'observations est de 2990. En début de campagne, seul le pointage du pôle Sud a été refait, le reste de l'instrument n'a pas été modifié. Des améliorations, détaillées dans ce qui suit, ont toutefois été réalisées durant la campagne.

5.2.1 Variations des PSF

On retrouve les variations long terme des PSF au début de la campagne 2009. L'analyse globale du comportement des différents éléments dans l'enceinte thermalisée fait intervenir différentes températures, des régulateurs thermiques, des sondes placées à des endroits spécifiques, une inertie thermique pour chaque élément (y compris de l'enceinte vis-à-vis de l'extérieur), et la réponse mécanique de la lunette aux variations de température ; ainsi sa modélisation est délicate. On essaie donc de résoudre ce problème empiriquement, par l'observation des courbes de l'analyse préliminaire quotidienne.

La figure 5.11 montre plusieurs courbes obtenues sur 2 jours particuliers. Même si le comportement global peut être très différent d'une journée à l'autre, on remarque souvent une corrélation entre la taille des PSF, la température de la caméra et la température extérieure. La température de l'enceinte oscille quant à elle autour de sa température de consigne de -20°C (on retrouve d'ailleurs ces oscillations sur la température de la caméra et sur la PSF). La PSF et la température de la caméra sont alors comparées sur l'ensemble des observations effectuées entre avril et juillet 2009 (figure 5.12). La corrélation apparaît clairement, en particulier pour les données acquises après le 21 mai.

Plusieurs hypothèses sont donc envisagées :

— Les résistances entourant le shutter peuvent chauffer et déformer un peu le bas de la lunette et modifier les PSF, tout en augmentant la température de la caméra. Un test est effectué en coupant l'alimentation des résistances. Cela n'a pas d'effet sur les PSF.

— La température de l'enceinte n'est pas homogène, et la température relevée est valable uniquement autour de la sonde. La température dans l'enceinte varie alors en fonction de la température extérieure, ce qui affecte la lunette et la caméra. On vérifie donc les ventilateurs censés homogénéiser la température. Il apparaît que ceux-ci ne fonctionnent que lors des phases de chauffage de l'enceinte, et non en continu. Ce défaut de conception est corrigé en branchant directement les ventilateurs sur le secteur. Cela résoud à la fois le problème des PSF et de la température de la caméra (figure 5.13). La température de l'enceinte relevée par la sonde devient également plus stable. Une refocalisation est alors effectuée, et les variations long terme des PSF disparaissent : la taille des PSF reste stable autour de 2 px jusqu'à la fin de la campagne (mi-octobre).

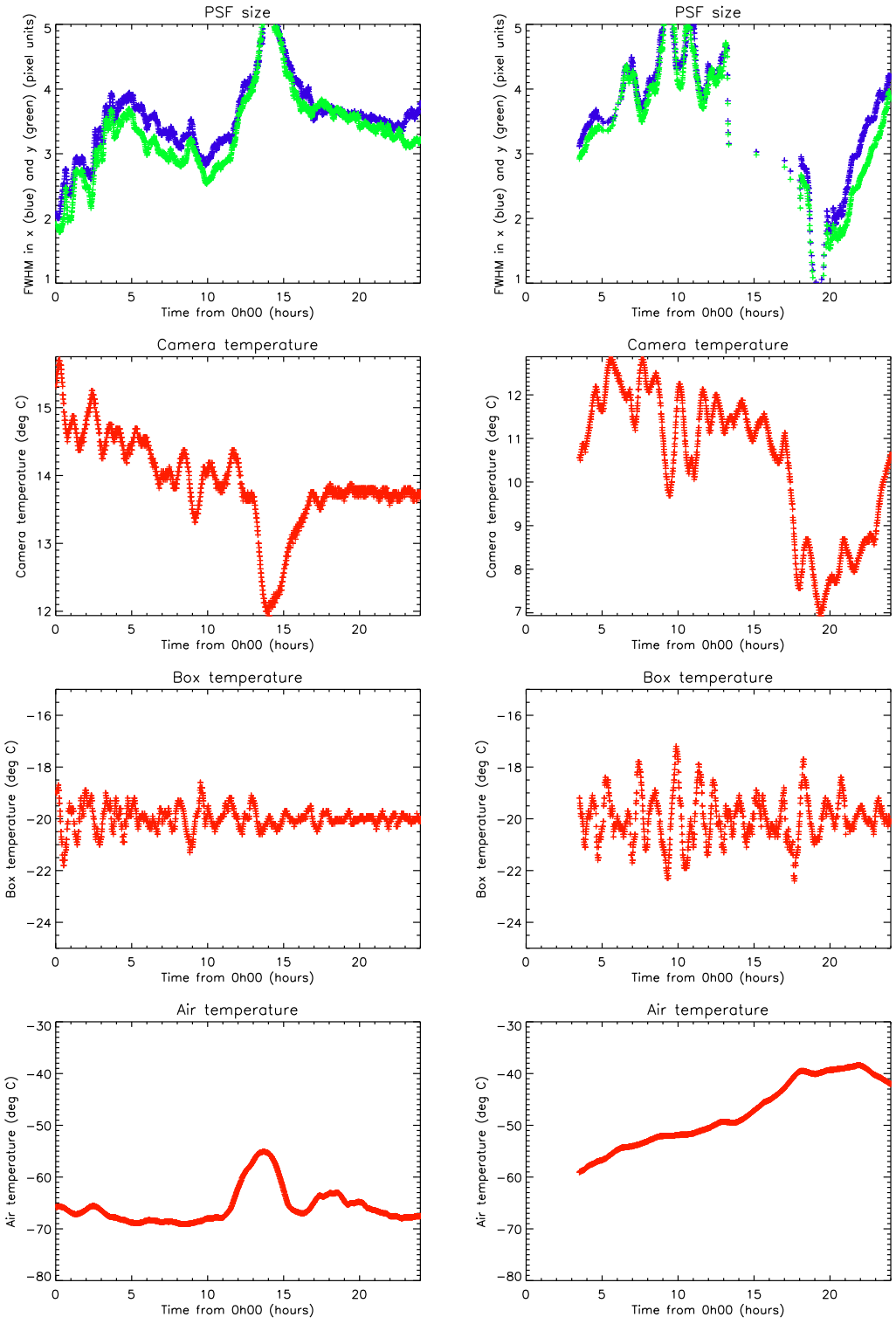


FIGURE 5.11 – Comparaison de la taille des PSF selon les directions x (bleu) et y (vert) sur le CCD, avec les températures de l'électronique de la caméra, de l'enceinte et extérieure (rouge), pour les journées du 2 juin 2009 (gauche) et du 1er juillet 2009 (droite). La taille des PSF est soit corrélée, soit anti-corrélée avec les températures de la caméra et extérieure. Les petites oscillations sont corrélées avec la température de l'enceinte.

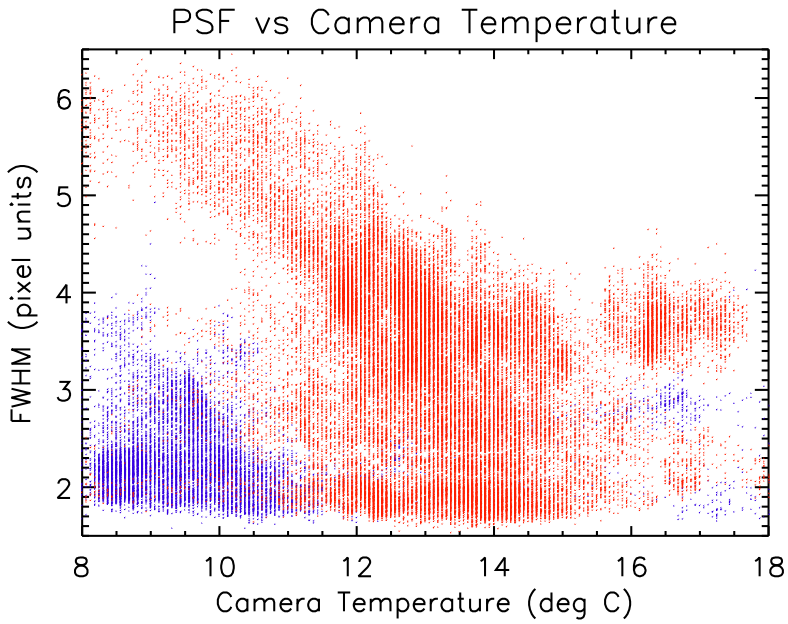


FIGURE 5.12 – Corrélation entre la taille des PSF et la température de la caméra pour l'ensemble des données acquises entre le début de la campagne et le 1er juillet 2009, avant (bleu) et après (rouge) le 21 mai. Après le 21 mai, la PSF est dégradée et la corrélation apparaît clairement.

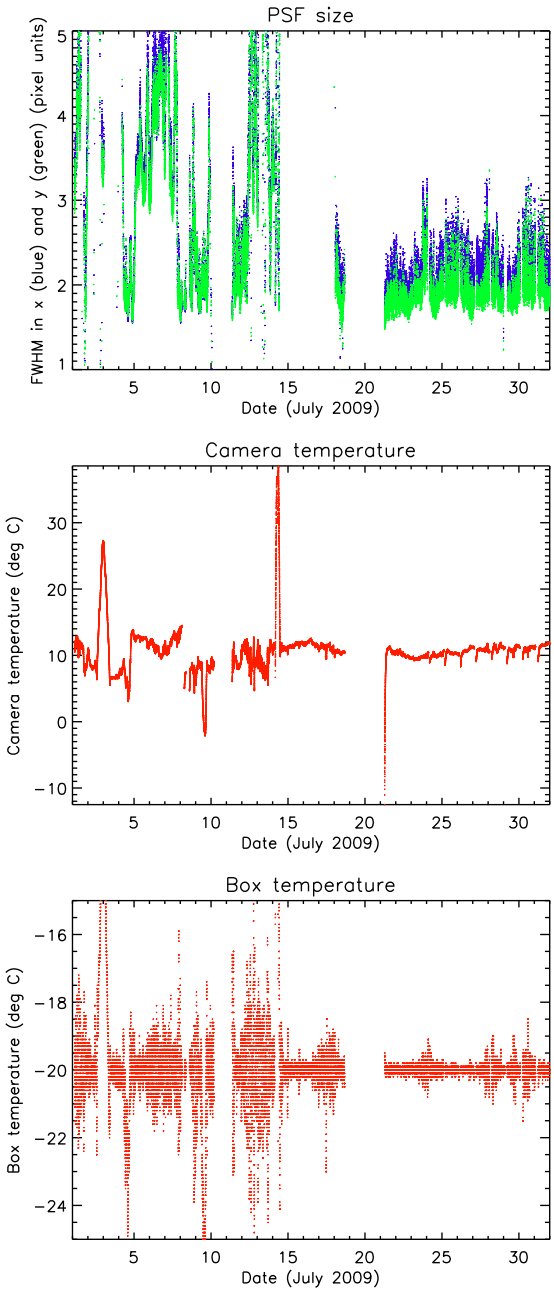


FIGURE 5.13 – Taille des PSF et températures de la caméra et de l'enceinte pour le mois de juillet 2009. Les ventilateurs ont été branchés directement sur le secteur le 15, permettant une ventilation continue. La refocalisation a été effectuée le 21. Les fluctuations long terme des PSF disparaîssent alors, et les températures deviennent stables.

5.2.2 Qualité du ciel

La fraction de temps photométrique pour l'hiver 2009 est déterminée de la même manière que pour 2008, à partir du modèle prenant en compte le FWHM et le fond de ciel (approche globale). La fonction $N_{*,th} = g(m)$ est obtenue à partir de l'ajustement d'un polynôme sur une image de la campagne 2009 prise dans des conditions excellentes (figure 5.14). On trouve les coefficients suivants : $a_3 = 0.008$, $a_2 = -0.455$, $a_1 = 8.230$, $a_0 = -46.216$, et on prend une pente de 0.2 pour $m > 14$.

De même que pour 2008, ce modèle est testé pour différentes plages de FWHM et de fond de ciel, en comparant $N_{*,th}$ au nombre d'étoiles détecté sur des images prises dans des conditions excellentes (figure 5.15). On prend ici les images dont le nombre d'étoiles est excédé 3 % du temps, au lieu de 1 % comme en 2008 (on a parfois un nombre d'étoiles plus grand que le nombre typique observé lors des journées excellentes, soit ∼600 étoiles au lieu de ∼500 pour la partie centrale de 1000 × 1000 px ; il s'agit a priori de journées avec des conditions exceptionnelles). La comparaison donne une erreur standard de 7.8 % et une erreur maximale de 19.1 %, ce qui permet de valider le modèle.

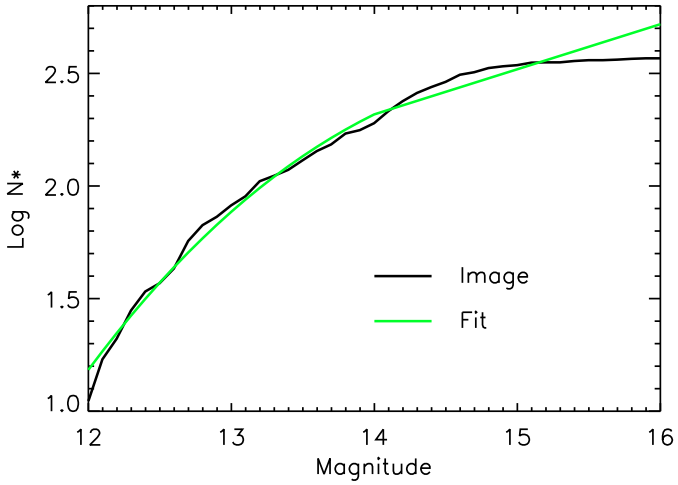


FIGURE 5.14 – Diagramme cumulatif du nombre d'étoiles en fonction de magnitude instrumentale sur une image prise lorsque le temps est excellent (noir), et ajustement par un polynôme d'ordre 3 (vert), pour l'hiver 2009.

On compare alors le nombre d'étoiles détecté au nombre d'étoiles théorique. De même que pour 2008, on délimite les différentes zones en prenant en compte une erreur de mesure. Une erreur basse de 0.25 px permet un bon ajustement de l'un des bords de l'histogramme. L'autre bord est plus délicat à ajuster ; on choisit une erreur haute de 0.38 px qui permet d'obtenir la même largeur à mi-hauteur (figure 5.16). On obtient alors les statistiques pour l'hiver 2009 au Dôme C : entre 59.4 et 72.7 % de temps excellent, entre 22.8 et 36.1 % de temps voilé, et 4.5 % de mauvais temps (figure 5.17).

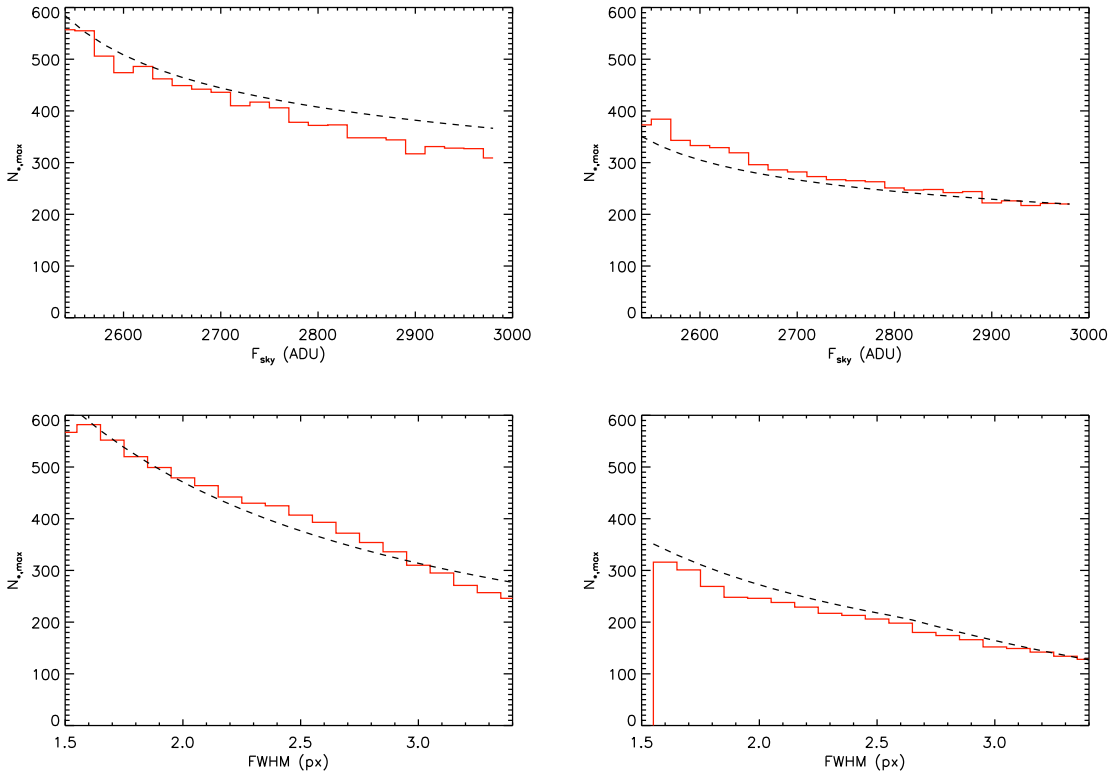


FIGURE 5.15 – Validation du modèle pour les observations de 2009. La relation théorique $N_{*,th} = f(F_{sky}, \omega)$ (ligne pointillée) est comparée au nombre d'étoiles détectées sur les meilleures images, d'abord en faisant varier le fond de ciel F_{sky} de 20 à 500 ADU (à partir de l'offset de 2490 ADU), pour un FWHM ω fixé à 1.5 px (haut gauche) puis à 2.5 px (haut droite) ; ensuite en faisant varier le FWHM de 1.5 à 3.5 px, pour F_{sky} fixé à 20 ADU (bas gauche) puis à 500 ADU (bas droite). Ce test valide le modèle.

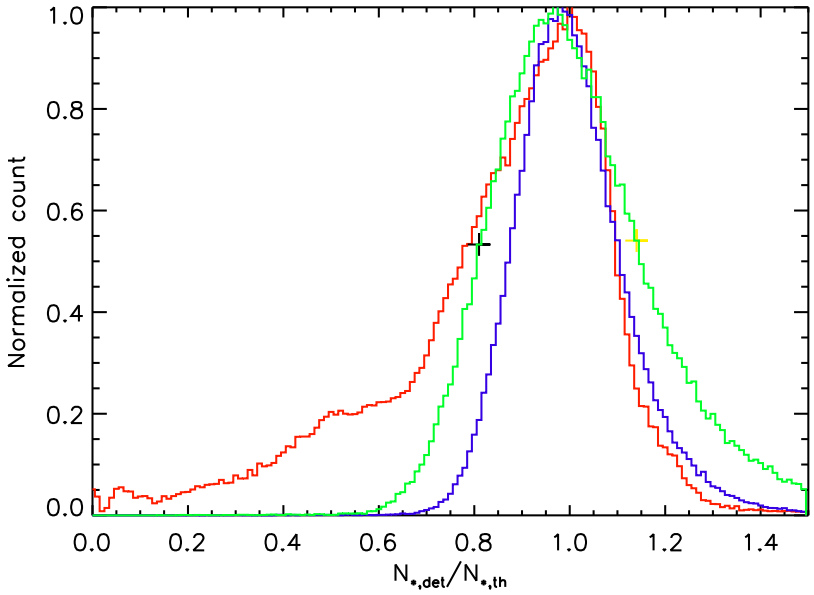


FIGURE 5.16 – Rapport du nombre d'étoiles mesuré sur le nombre d'étoiles théorique pour l'hiver 2009, en rouge. Les histogrammes théoriques prenant en compte une erreur de mesure basse (de 0.25 px) et haute (de 0.38 px) sont représentés respectivement en bleu et vert. Les points noir et jaune permettent de calculer la largeur à mi-hauteur pour définir l'erreur haute.

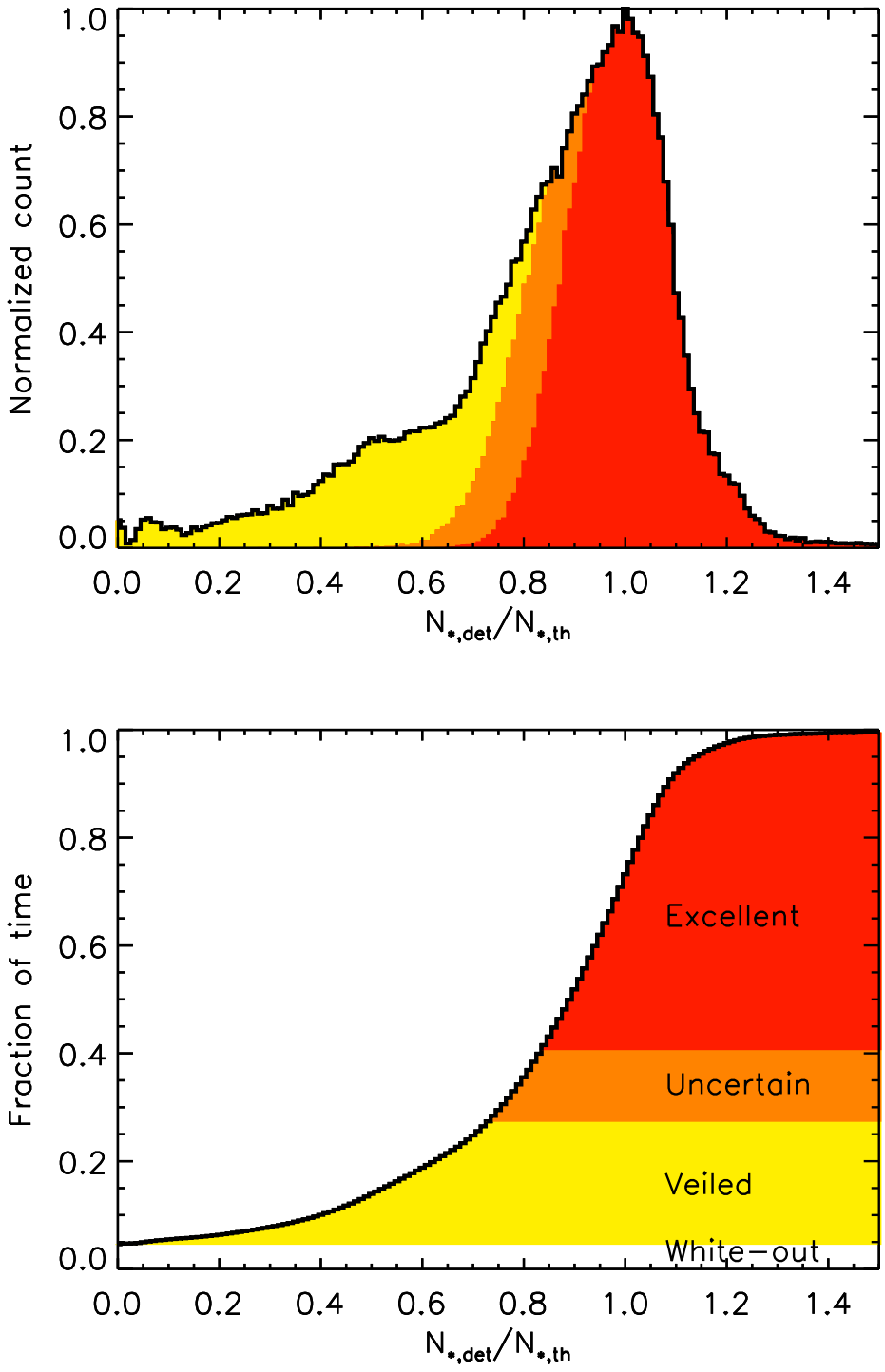


FIGURE 5.17 – Haut : rapport du nombre d'étoiles mesuré sur le nombre d'étoiles théorique (ligne noire) pour l'hiver 2009. Les histogrammes théoriques prenant en compte les erreurs de mesure permettent d'identifier 3 zones, correspondant au temps excellent (rouge), incertain (orange) et voilé (jaune). Bas : même histogramme représenté de manière cumulative. La zone blanche est la fraction de temps durant laquelle les acquisitions ont été stoppées à cause du mauvais temps (white-out).

5.2.3 Histogramme des observations de la campagne 2009

L'histogramme des observations de la campagne 2009 est représenté figure 5.18. ASTEP Sud a fonctionné quasiment en continu du 4 avril jusqu'à la fin de l'hiver. 2990 heures de données ont été acquises. En ne comptant que les périodes où la hauteur du Soleil est inférieure à -9°, on obtient 2442 heures d'observations, le maximum possible sur tout l'hiver étant de 3031 heures. La quantité de données correspondant à un temps excellent ou intermédiaire s'élève à 1754 heures. Un instrument simple comme ASTEP Sud peut donc fonctionner en continu durant l'hiver au Dôme C.

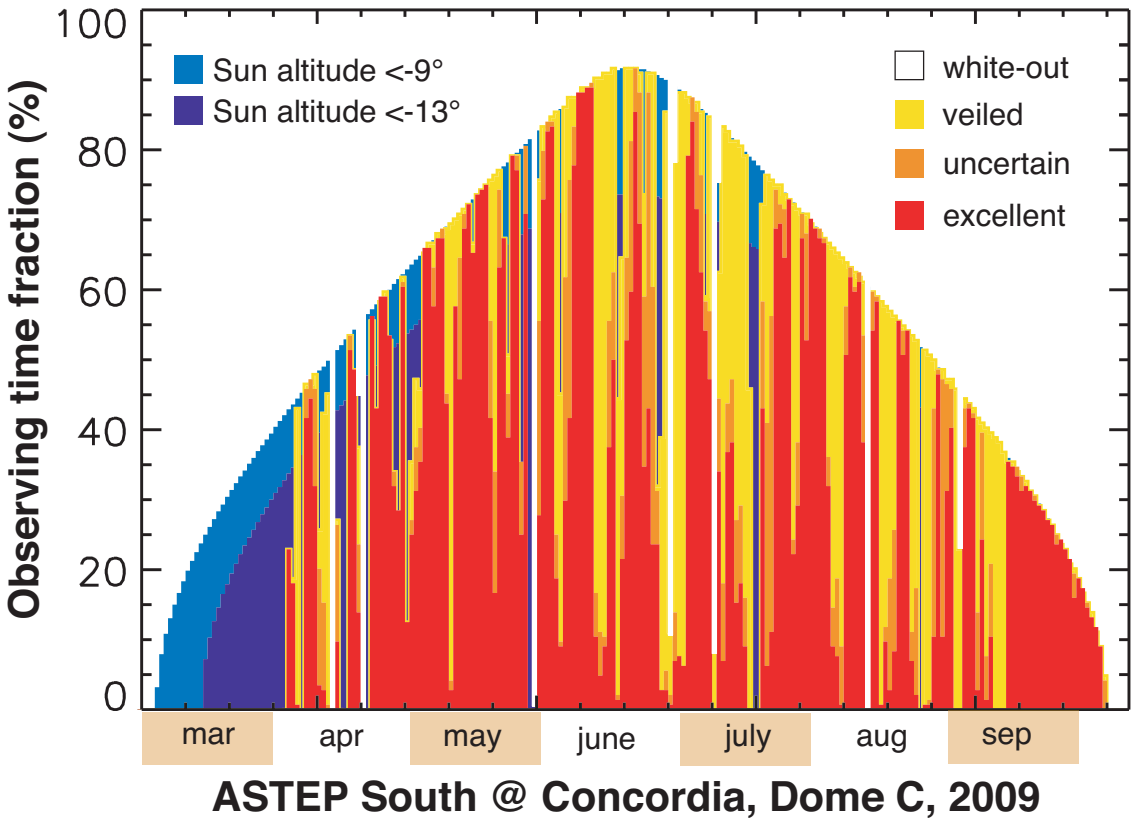


FIGURE 5.18 – Fraction de temps d'observation par jour avec ASTEP Sud pour l'hiver 2009. Les zones bleu clair et bleu foncé indiquent la fraction du temps pour laquelle le Soleil est plus bas que -9 et -13 °sous l'horizon, respectivement. Les périodes de temps excellent, incertain et voilé déterminées par ASTEP Sud sont en rouge, orange et jaune, respectivement. Les zones blanches correspondent aux périodes durant lesquelles les observations sont stoppées à cause du mauvais temps (white-out). Les données acquises entre le 4 et le 27 avril ne sont pas encore récupérées.

Chapitre 6

Traitement photométrique des données ASTEP Sud

6.1 Introduction

Ce chapitre présente le traitement photométrique des données ASTEP Sud. Le but est d'extraire les courbes de lumière pour toutes les étoiles du champ. On peut ainsi avoir une première idée de la qualité de la photométrie au Dôme C, même si ASTEP Sud reste un instrument de 10 cm seulement. Les courbes de lumière devraient également permettre d'identifier des étoiles variables et à terme d'obtenir une liste de candidats transits. Les routines de traitement sont développées par l'équipe ASTEP, et écrites sous IDL.

6.2 Aperçu des données

La spécificité d'ASTEP Sud est bien sûr le mouvement de rotation des étoiles autour du pôle (figure 6.1). Le traitement doit donc être adapté, et sera a priori plus délicat que pour des observations standard, où chaque étoile occupe une position fixe sur le CCD. En particulier, la qualité du flat devra être excellente. De plus, les PSF ne sont pas circulaires mais étalées, jusqu'à 4.4 px en bord de champ (figure 6.2). L'ouverture est alors adaptée à la forme des étoiles. Les données sont divisées en journées d'observation. Le nombre d'images typique par jour est donné table 6.1. La procédure de traitement est pour l'instant appliquée à chaque journée indépendamment, et testée et améliorée sur quelques journées représentatives. La séquence d'observation contient des images scientifiques, qui contiennent les étoiles, et des bias et darks, qui servent à la calibration. La calibration passe par la construction d'un masterbias, un masterdark et un masterflat.

Table 6.1 – Nombre typique d'images acquises chaque jour. Les images scientifiques prises autour de midi sont brillantes et serviront de flats.

Bias	Darks	Images scientifiques
1900	300	1800 (dont 100 brillantes)

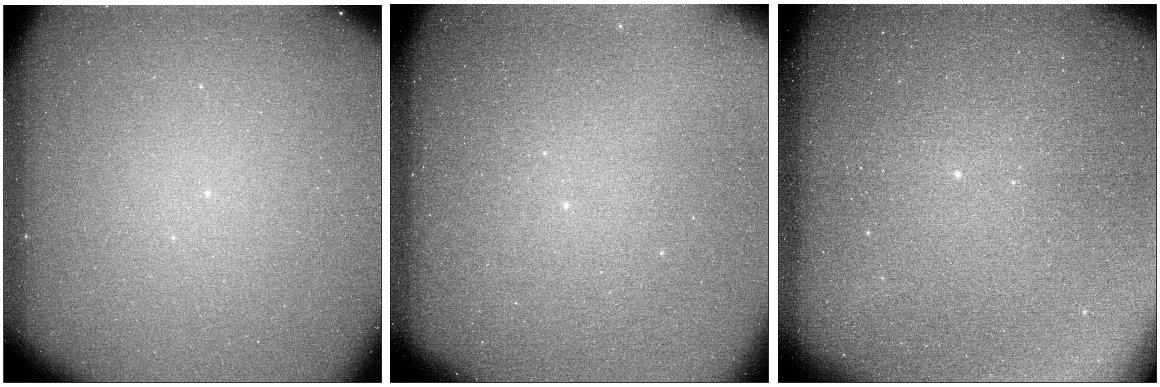


FIGURE 6.1 – Images ASTEP Sud du 12 juillet 2008, à 0h (gauche), 8h (milieu) et 16h (droite) UTC. Les étoiles effectuent une rotation sur le CCD en ∼24h.

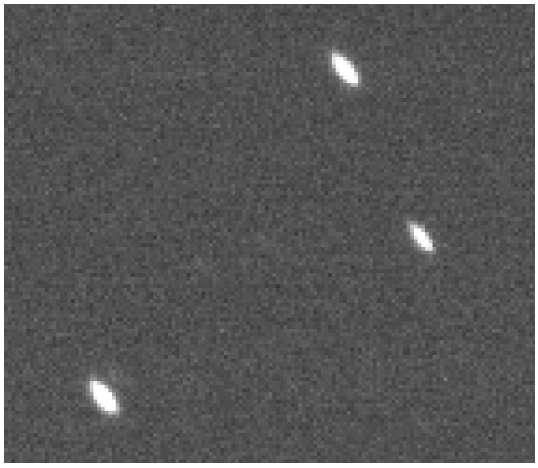


FIGURE 6.2 – Portion d'image de 150 × 150 px centrée sur le pixel (3655,3610) montrant l'étalement des PSF en bord de champ.

6.3 Procédure de calibration

La figure 6.3 montre une image brute. Son histogramme présente 2 bosses : l'étude qui suit montre que la plus petite (autour de 2490 ADU) correspond au bias, et la plus grande (autour de 2530 ADU) au fond de ciel, qui devient nul en bord de champ à cause du vignettage. Pour chaque journée, on construit 3 images de calibration : un masterbias, un masterdark, et un masterflat.

6.3.1 Le masterbias et le masterdark

La figure 6.4 montre que le bias et le dark sont très similaires, avec une différence de seulement 1 ADU sur la médiane. On confirme ainsi l'absence de courant d'obscurité sur les poses de 30 s, établie lors des tests des caméras (chapitre 3). On utilise donc uniquement le masterbias pour la calibration des images, comme prévu lors de la définition de la séquence d'observation (chapitre 3). Les darks serviront tout de même à l'identification des pixels chauds, qui forment la queue de l'histogramme. Le bruit de lecture (déviation standard du bias) est de 7.7 ADU, soit une valeur légèrement inférieure à celle mesurée lors des tests (9.73 ADU).

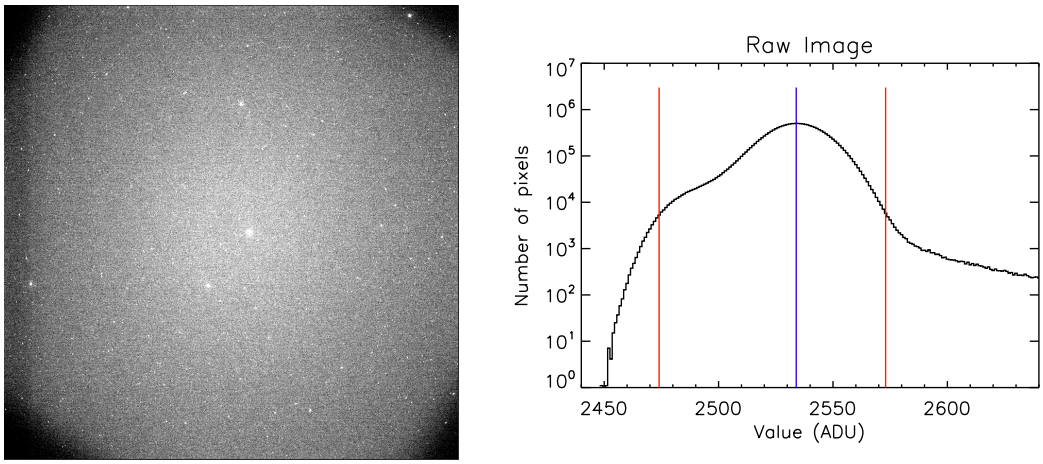


FIGURE 6.3 – Image brute acquise le 12 juillet 2008 à 0h (gauche) et son histogramme (droite). La médiane est indiquée en bleu et les limites contenant 99 % des pixels en rouge.

Un exemple de masterbias et de masterdark est présenté figure 6.5. Ils sont construits par une médiane de tous les bias (resp. darks) de la journée. Ils permettent de réduire largement le bruit de lecture : la déviation standard passe à seulement 2 ADU. On note la présence d'un second pic dû à une bande plus sombre sur la gauche de l'image : la valeur des pixels y est plus faible que la moyenne de ∼10 ADU. Les pixels chauds visibles dans le masterdark sont ceux qui persistent au cours du temps, et qui pourront être corrigés.

6.3.2 Le masterflat

La transmission de l'instrument varie dans le champ, à petite échelle (variations interpixels) et à grande échelle (vignettage, bien visible figure 6.3). Le masterflat correspond à la carte de cette transmission. La division de l'image scientifique par le masterflat permet de corriger ces variations. Un bon flat doit donc être pris :

— avec une illumination suffisante (*e.g* la moitié de la dynamique, soit ∼30000 ADU) pour ne pas être dominé par le signal non proportionnel (par exemple l'offset de ∼2500 ADU ; il est retiré mais un résidu peut subsister),
— dans la partie linéaire de la dynamique (en-dessous de la limite de saturation de ∼40000 ADU).

Lors de la première campagne, en 2008, des flats ont été pris manuellement par les hivernants. Ces flats montrent un gradient d'environ 20 ADU sur la partie centrale de 1000×1000 px et sont difficilement utilisables. Une autre méthode consiste à tirer parti de l'illumination du fond de ciel autour de midi. Nous avons vu en effet au chapitre 5 que la présence du Soleil sous l'horizon fait augmenter le fond de ciel quelques heures par jour, de 1600 ADU en juin, 20000 ADU en mai et juillet, et jusqu'à saturation les autres mois. Les images acquises durant ces heures sont utilisées pour construire un masterflat. On prend les images avec un niveau moyen compris entre 20000 et 30000 ADU. On en a typiquement ∼100 par jour pour le mois de juillet. La construction du masterflat s'effectue ensuite en plusieurs étapes :

— on soustrait le masterbias à chaque image,
— on effectue des médianes successives sur toutes les images,
— on normalise l'image finale.

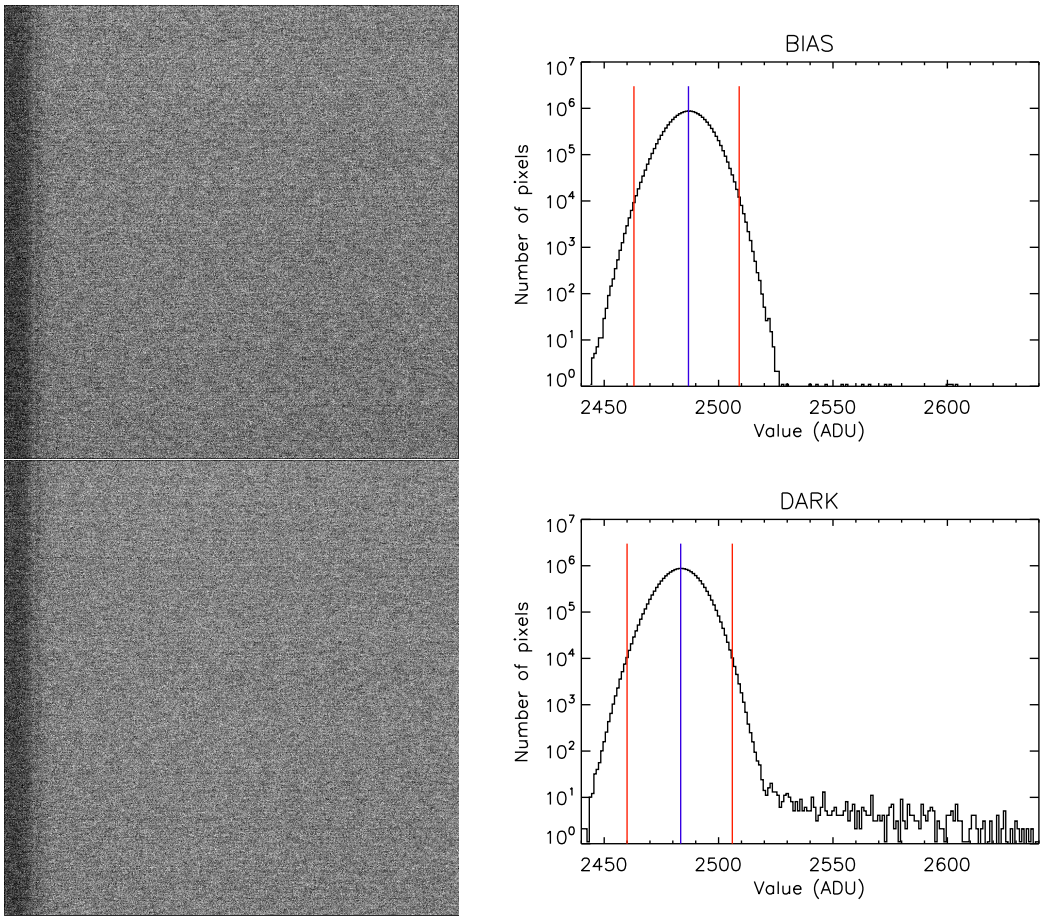


FIGURE 6.4 – Exemple de bias (haut) et de dark (bas) accompagnés de leur histogramme. La médiane est indiquée en bleu et les limites contenant 99 % des pixels en rouge. Les pixels chauds constituent la queue de l'histogramme du dark.

La figure 6.6 donne un exemple d'image brillante utilisée comme flat et un exemple de masterflat. On note que le vignettage est de l'ordre de 30 %.

Pour le mois de juin, l'augmentation du fond de ciel ne dépasse pas 8000 ADU et des étoiles affectent encore le masterflat. On envisage donc d'utiliser un masterflat du mois de juillet.

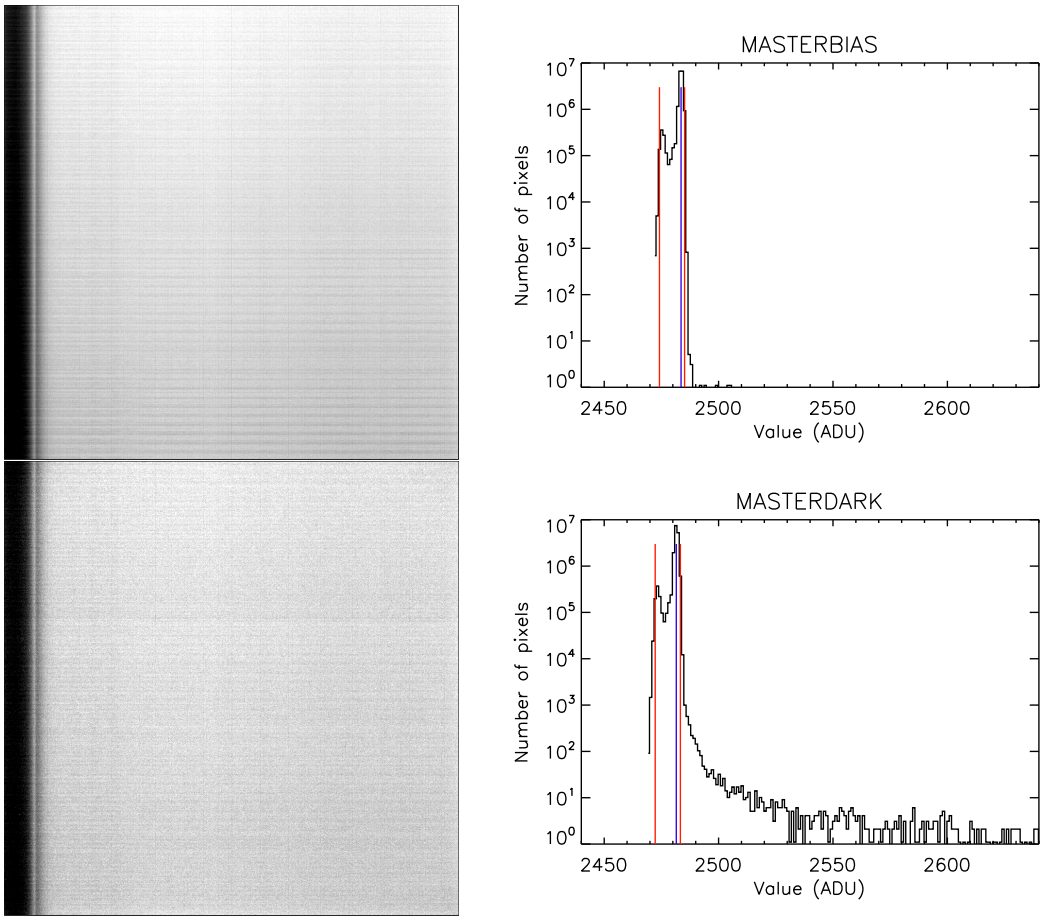


FIGURE 6.5 – Masterbias (haut) et masterdark (bas) de la journée du 12 juillet 2008, accompagnés de leur histogramme. La médiane est indiquée en bleu et les limites contenant 99 % des pixels en rouge.

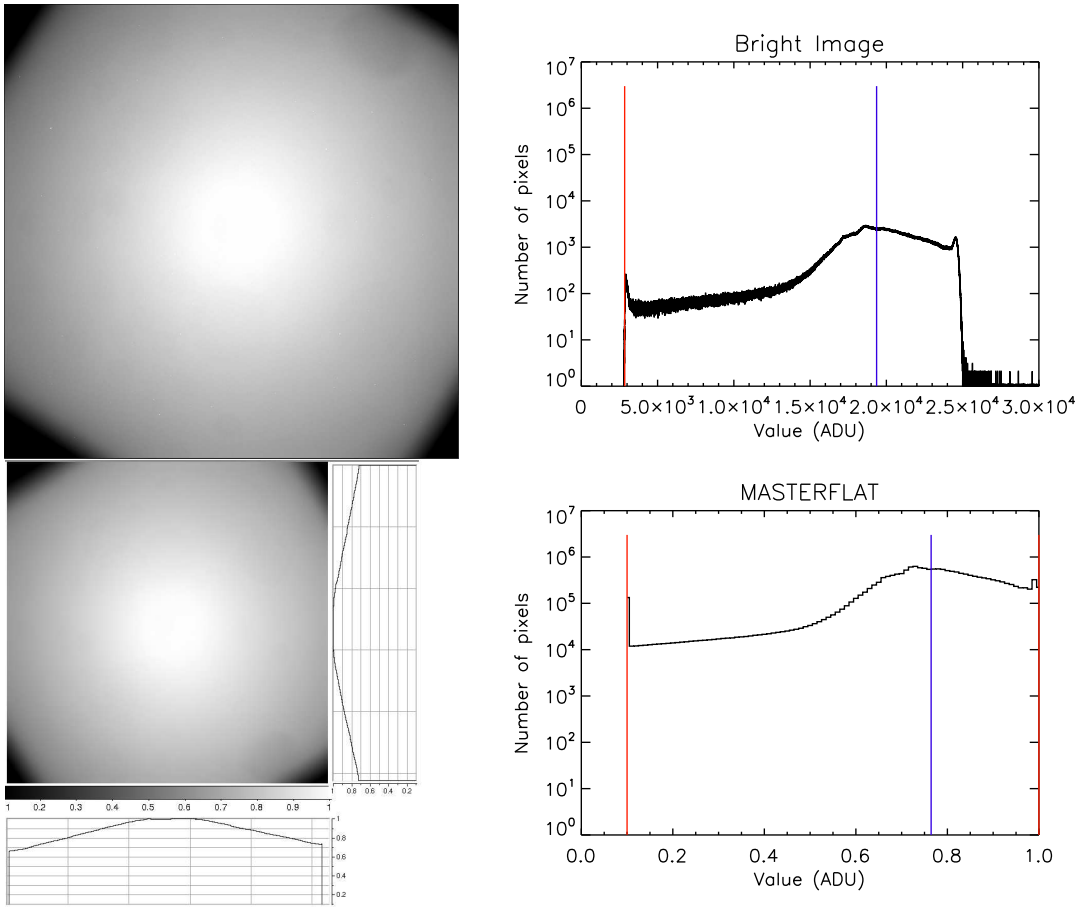


FIGURE 6.6 – Exemple d'image brillante utilisée comme flat (haut), et masterflat de la journée du 12 juillet 2008 (bas), accompagnés de leur histogramme. La médiane est indiquée en bleu et les limites contenant 99 % des pixels en rouge. On donne également une vue en coupe du masterflat, selon les directions horizontales et verticales.

6.3.3 Première tentative de calibration des images scientifiques

La calibration des images scientifiques est d'abord faite de manière standard par :

$$\text{Image calibrée} = \frac{\text{Image brute} - \text{Masterbias}}{\text{Masterflat}} \tag{6.1}$$

Les pixels chauds sont identifiés sur le masterdark : on prend les pixels dépassant la moyenne de 4 ou 5 fois la déviation standard. Ils sont corrigés sur l'image scientifique par une médiane des pixels alentours. La figure 6.7 montre la même image que figure 6.3 après calibration. On voit par exemple que le vignettage a disparu (à part dans les coins du CCD), et que l'offset a été enlevé.

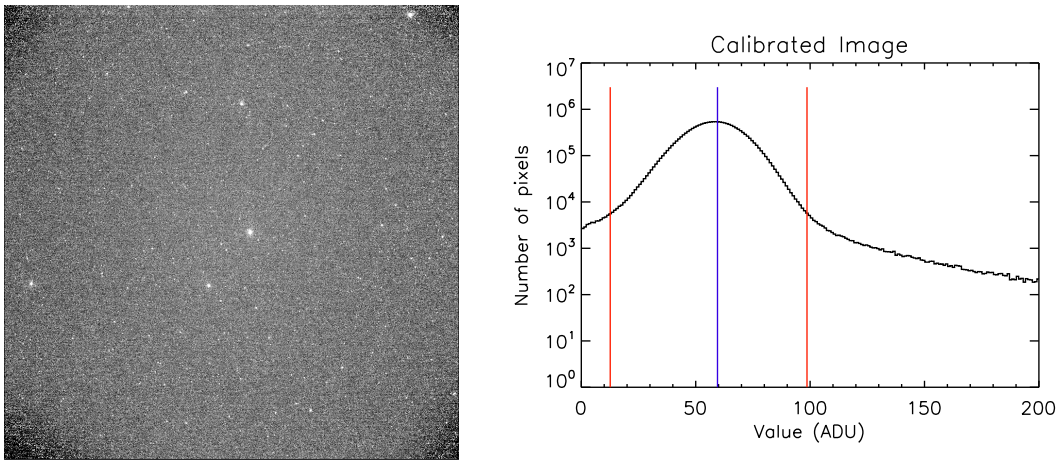


FIGURE 6.7 – Même image que figure 6.3 après calibration (gauche), et son histogramme (droite). La médiane est indiquée en bleu et les limites contenant 99 % des pixels en rouge.

6.3.4 Elimination des oscillations du bias

Etude réalisée par Christophe Giordano, stagiaire au Laboratoire Cassiopée.

Après calibration par l'équation 6.1, une courbe de lumière faite sur une zone de 6×6 px sans étoiles montre des oscillations de 500 ADU sur une période d'une heure (figure 6.8). Elle est due à l'effet des variations de température de l'électronique de la caméra sur le bias, décrit dans Crouzet et al. [2010a]. On étudie cet effet plus en détail, pour savoir en particulier si la variation du bias a une dépendance spatiale. La soustraction de deux bias pris avec la plus grande différence de température observée ($\sim$4°C) a une déviation standard de 0.7 ADU (figure 6.9). Il n'y a donc aucune dépendance spatiale (malgré une différence plus grande d'environ 1 ADU sur les quelques colonnes et lignes en bord de CCD). On en déduit que la température modifie simplement le niveau d'offset. Pour corriger cet effet, il suffit donc d'ajouter la constante $-m_{\text{bias}} + m_{\text{masterbias}}$ à chaque bias, où m_{bias} est la moyenne du bias pris juste après l'image à calibrer et $m_{\text{masterbias}}$ la moyenne du masterbias. Cette opération est ajoutée à la formule de calibration (que l'on réécrit section 6.3.5). On calcule de nouveau une courbe de lumière sur une zone de 6×6 px sans étoiles, avec cette nouvelle calibration. Cela permet d'éliminer les variations dues au bias (figure 6.10).

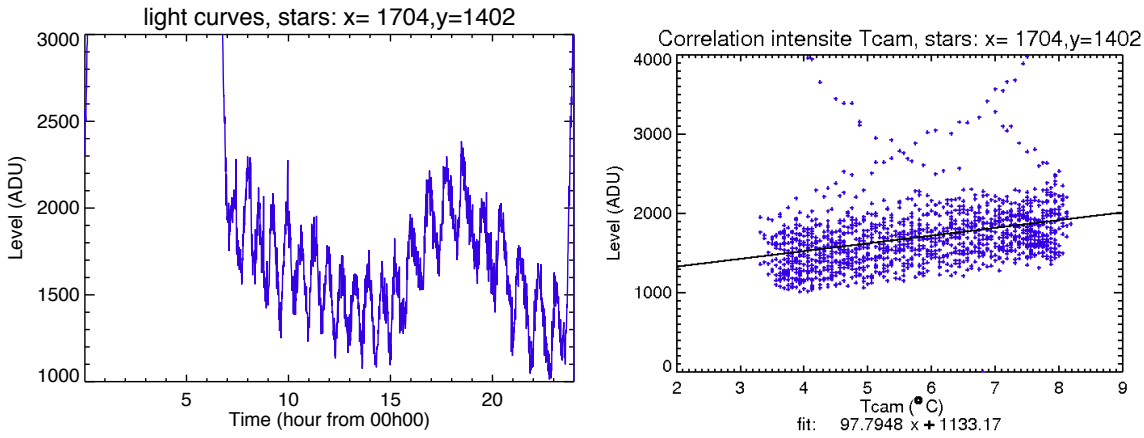


FIGURE 6.8 – Courbes de lumière sur une zone de 6×6 px sans étoiles (gauche), et corrélation avec la température de l'électronique de la caméra (droite). On observe des oscillations de 500 ADU, soit $\sim$100 ADU/°C, sur une période d'une heure.

6.3.5 Calibration des images scientifiques

Les images scientifiques sont calibrées selon la formule suivante :

$$\text{Image calibrée} \;=\; \frac{\text{Image brute} - \text{Masterbias} - m_{\text{bias}} + m_{\text{masterbias}}}{\text{Masterflat}} \tag{6.2}$$

La valeur de m_{bias} est obtenue par une interpolation de la courbe d'oscillations du bias.

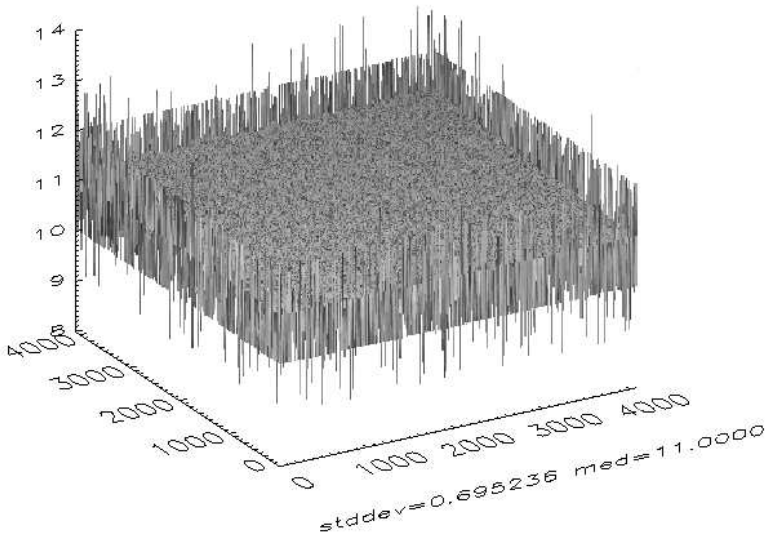


FIGURE 6.9 – Soustraction de deux bias pris avec une différence de température de ∼4°C. La déviation standard de 0.7 ADU montre qu'il n'y a pas de dépendance spatiale de la variation du bias avec la température de l'électronique de la caméra.

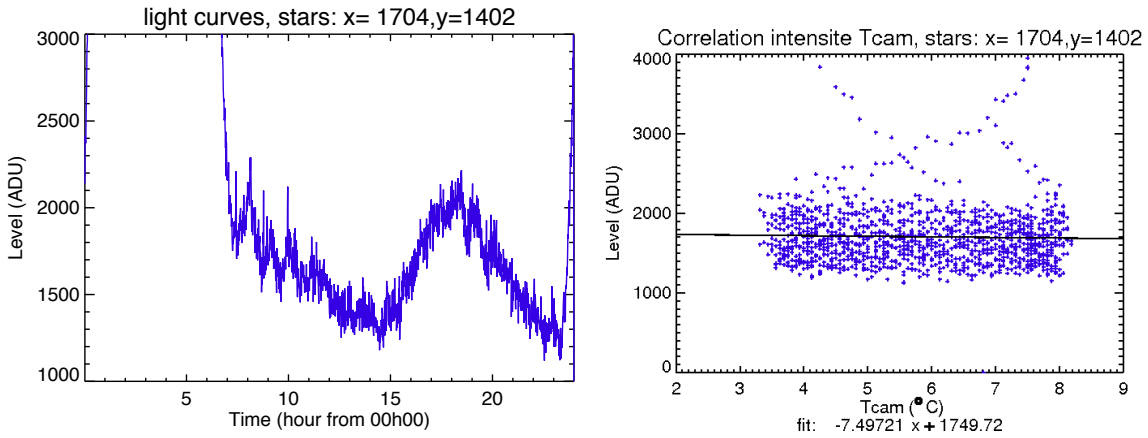


FIGURE 6.10 – Courbes de lumière sur une zone de 6×6 px sans étoiles (gauche), et corrélation avec la température de l'électronique de la caméra (droite), après correction de l'effet des variations de cette température. On diminue largement les oscillations, avec un résidu de -7.5 ADU/°C (soit 0.2 ADU/°C/px).

6.4 Extraction des courbes de lumière

L'extraction des courbes de lumière est faite en parallèle selon deux méthodes :
— par la somme des pixels dépassant un certain seuil, ce qui permet de prendre en compte la forme non circulaire des PSF ;
— par la somme de tous les pixels dans une ouverture circulaire.
Des courbes de lumière sont construites par Djamel Mékarnia avec la première méthode. On présente ici les étapes et les courbes obtenues avec la seconde méthode.

6.4.1 Les étoiles cibles

De même que pour l'analyse préliminaire des données, on utilise le catalogue GSC2.2. On a 7779 cibles de magnitude $m_R < 15$ et de déclinaison $DE < -88.06°$. On rappelle que le champ est de $3.88 \times 3.88°^2$.

6.4.2 Placement de l'ouverture photométrique

L'algorithme de reconnaissance de champ élaboré pour l'analyse préliminaire des données (voir chapitre 4) étant précis à 0.2 px, on le réutilise. L'ouverture photométrique est centrée sur la position de l'étoile déterminée par cet algorithme. (Nous verrons section 6.5.2 que cette précision de 0.2 px, obtenue sur la partie centrale de 1000×1000 px, n'est en fait plus valable en considérant la totalité de l'image. L'algorithme sera alors corrigé.)

Des essais de reconnaissance de champ avec des outils standard de la librairie WCSTools [1] [Mink, 1997, 1999, 2002] ont également été faits. Les résultats ne sont pas satisfaisants pour notre région particulière autour du pôle, hautement dégénérée en ascension droite : le meilleur résultat obtenu, représenté figure 6.11, donne une distance résiduelle de $\sim$5 px entre la position calculée et la position réelle des étoiles.

6.4.3 Extraction du signal

On utilise la routine APER de la version IDL de DAOHPOT, présentée au chapitre 2, pour mesurer le flux dans l'ouverture photométrique. Les courbes de lumière sont faites pour des ouvertures photométriques de 2 à 20 pixels de diamètre. On conserve pour chaque étoile celle qui donne la plus faible dispersion (obtenue a posteriori sur les courbes de lumière). La figure 6.12 montre l'ouverture sélectionnée en fonction de la magnitude.

6.4.4 Normalisation par un flux de réference

Le flux mesuré est normalisé par un flux de référence, qui corrige notamment divers effets atmosphériques (voir chapitre 2). Dans un premier temps, le flux de référence est fabriqué simplement par une médiane des 100 étoiles les plus brillantes.

1. `http://tdc-www.harvard.edu/software/wcstools/index.html`

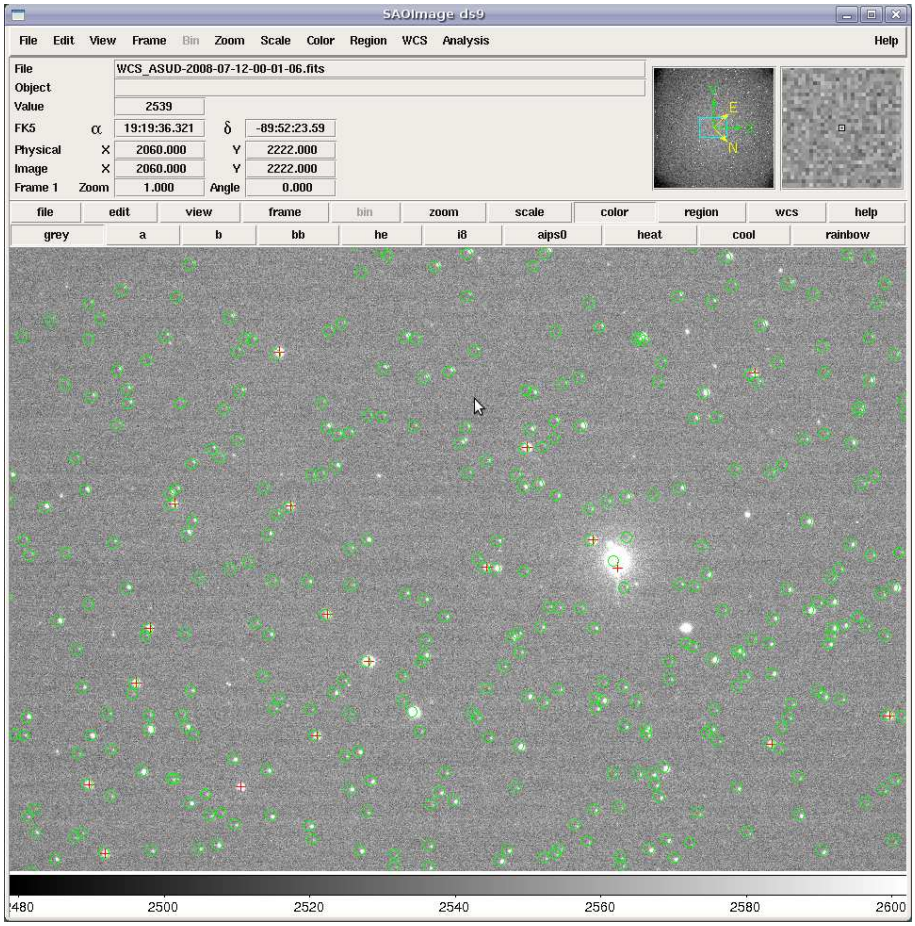


FIGURE 6.11 – Meilleur résultat obtenu pour la reconnaissance de champ à partir des outils de la librairie WCSTools, en zoom sur la partie centrale du champ de $\sim 500 \times 500$ px.

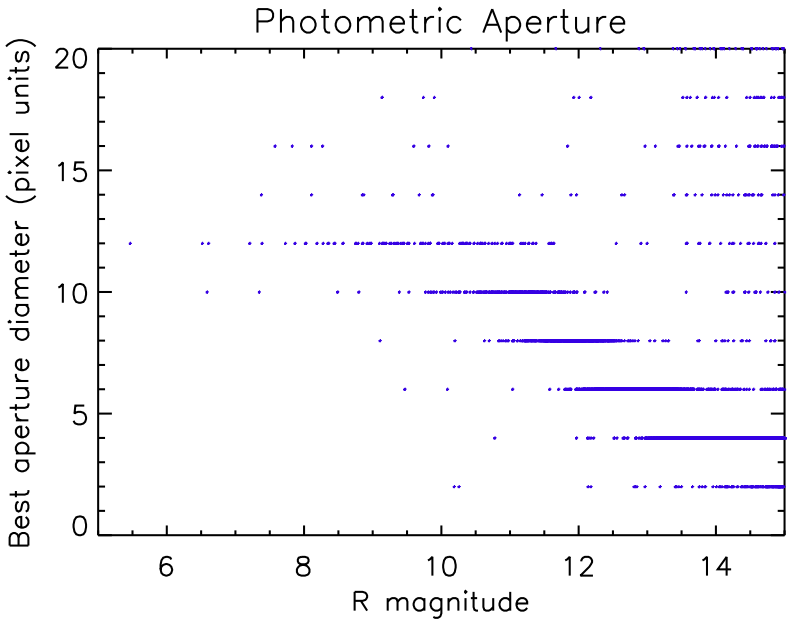


FIGURE 6.12 – Meilleure ouverture photométrique en fonction de la magnitude des étoiles. La sélection automatique donne le résultat attendu : la taille de l'ouverture diminue vers les étoiles plus faibles.

6.5 Analyse et amélioration des courbes de lumière

6.5.1 Bruit global des courbes de lumière : premier résultat

Le bruit RMS de chaque courbe de lumière est calculé en excluant les périodes autour de midi, affectées par un fond de ciel élevé. Le diagramme RMS-magnitude pour la journée du 12 juillet 2008 est montré figure 6.13. On calcule également le bruit de photons et le bruit de fond de ciel, pour comparaison. Pour le fond de ciel, on prend une valeur de 40 ADU, observée sur des images de bonne qualité. Une étude plus robuste du fond de ciel est néanmoins prévue. On note que le fond de ciel devient dominant pour les étoiles faibles (ici pour $m_R > 13$), comme observé par Rauer et al. [2004] ou Irwin et al. [2007] (voir figure 6.24).

La précision photométrique doit être de l'ordre de 1% pour plusieurs milliers d'étoiles sur une durée typique de 2h pour espérer détecter un transit. D'après l'étude du champ présentée au chapitre 4, il faut aller jusqu'aux étoiles de magnitude 13 au moins. La dispersion doit donc être largement diminuée.

On donne également quelques exemples de courbes de lumière (figure 6.14) :

— une étoile variable connue : σ Octantis. Cette étoile est la plus brillante du champ ($m_V = 5.47$). Elle est de type δ Scuti ; on voit nettement ses variations de l'ordre de 3% sur une période de 2.3 h.
— une étoile brillante de magnitude $m_R = 7.58$. Sa dispersion est de 3 mmag.
— une étoile de magnitude $m_R = 12.47$. Sa dispersion est de 6%.

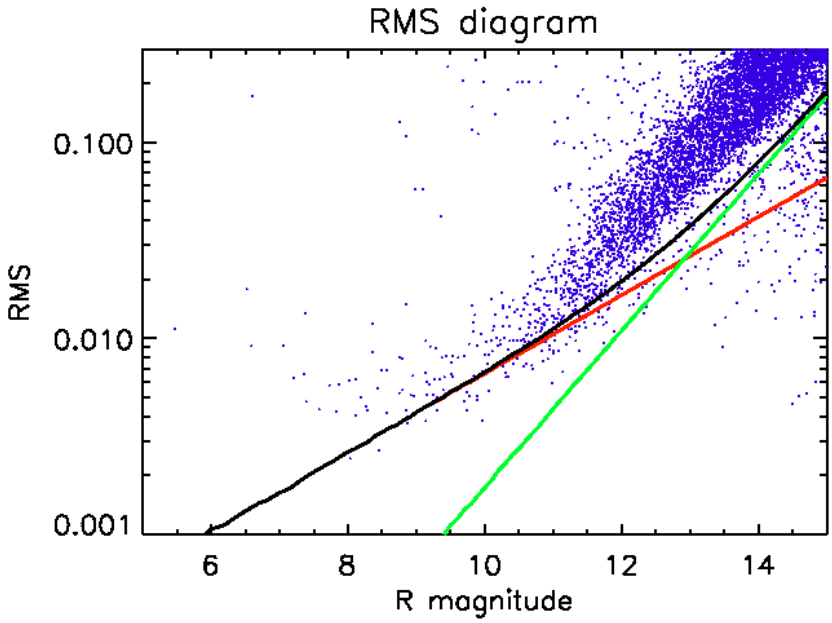


FIGURE 6.13 – Diagramme RMS-magnitude obtenu avec ASTEP Sud sur la journée de 12 juillet 2008. Le temps de pose est de 30 s. Les magnitudes sont celles du catalogue GSC2.2. Le bruit de photons est indiqué en rouge, le bruit de fond de ciel en vert (en prenant une valeur de 40 ADU, la valeur exacte sera à préciser), et la somme des deux en noir. Une dispersion de quelques mmag est atteinte pour les étoiles les plus brillantes, mais la grande majorité des étoiles a une dispersion de plusieurs %, trop grande pour détecter un transit.

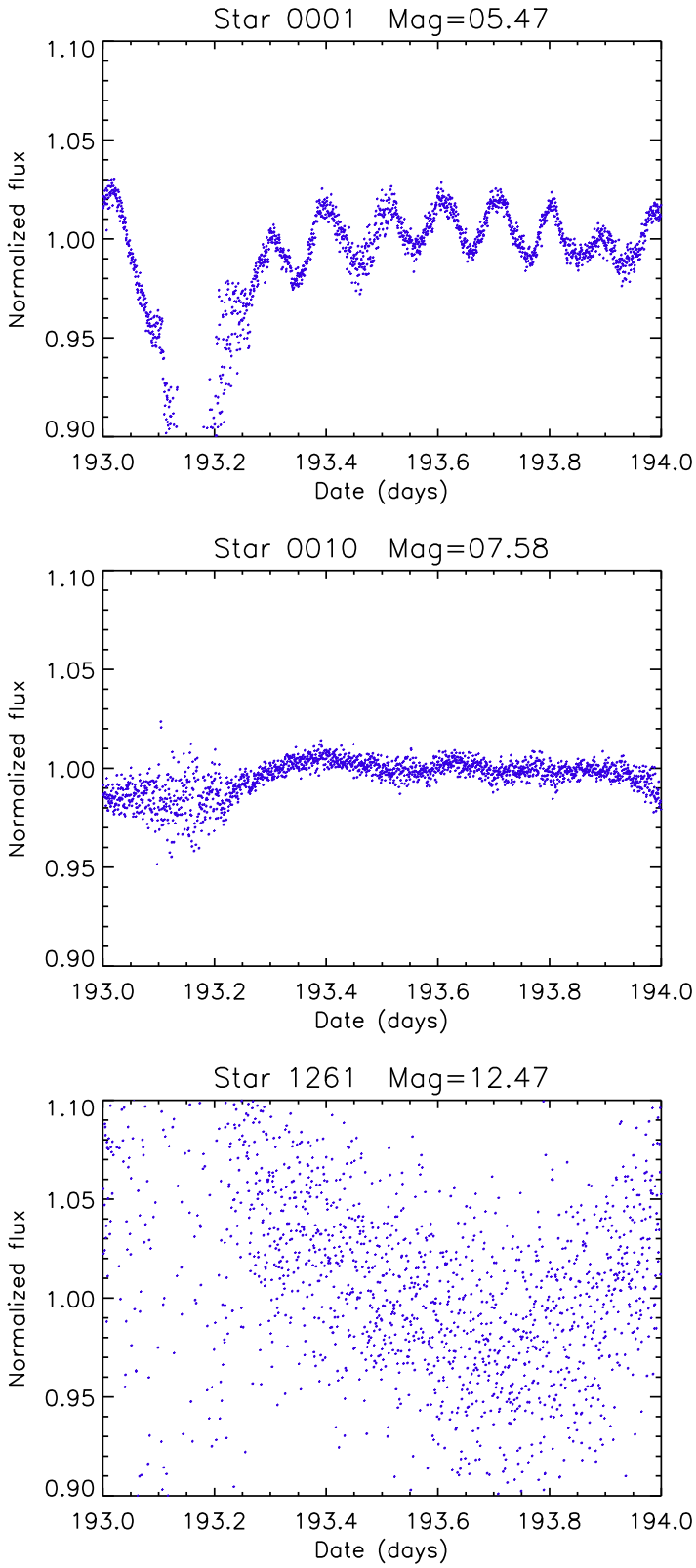


FIGURE 6.14 – Exemples de courbes de lumière obtenues sur la journée de 12 juillet 2008 : σ Octantis, de magnitude 5.47 (haut), une étoile brillante de magnitude 7.58 (milieu), et une étoile de magnitude 12.47 (bas).

6.5.2 Effet des distortions du champ

On cherche à identifier des effets systématiques dans les courbes de lumière. Un effet possible est une dépendance du bruit RMS avec la position des étoiles sur le CCD. Etant donnée la géométrie de nos images, on cherche d'abord une dépendance en fonction de la distance radiale ρ de l'étoile par rapport au centre. Pour une plage de magnitude donnée ($13 < m_R < 13.5$, voir figure 6.15), on trace le niveau de bruit en fonction de ρ (figure 6.16). On trouve une dépendance nette, avec une dispersion qui passe de 7% au centre du champ à 27% en bord de champ. La cause peut être une perte de signal due au vignettage, mais également un mauvais placement de l'ouverture photométrique. Cette seconde hypothèse est examinée, en comparant les positions calculées par l'algorithme de reconnaissance de champ avec les positions déterminées directement par une recherche de centroïdes. Les résultats figure 6.17 confirment une erreur de placement de l'ouverture, qui varie linéairement avec ρ et atteint 3 pixels en bord de champ.

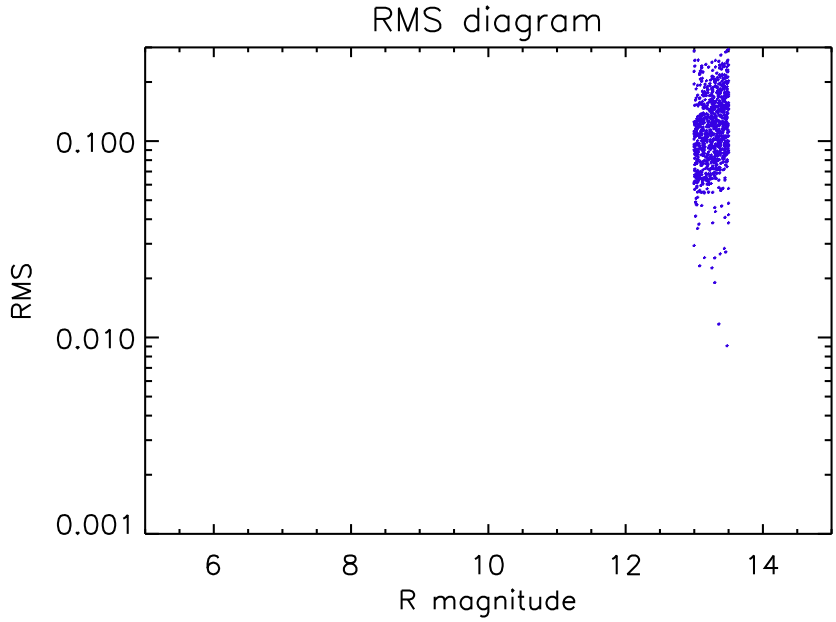


FIGURE 6.15 – Diagramme RMS-magnitude restreint à la plage $13 < m_R < 13.5$.

L'algorithme de reconnaissance de champ est donc à améliorer pour une utilisation sur l'image entière (et pas uniquement sur la partie centrale de 1000×1000 px). On ajoute alors à la transformation entre l'image et le catalogue un facteur d'expansion radiale, ce qui revient à laisser libre la taille du champ. La position calculée après cette amélioration correspond alors bien à la position du centroïde, avec une différence de moins de 0.5 px pour $\rho < 1500$ px, et de moins de 1 px pour $1500 < \rho < 2048$ px (figure 6.18). La dispersion reste alors à 7% au centre du champ, mais passe à 15% en bord de champ, soit une diminution d'un facteur 2 (figure 6.19). Celle-ci reste néanmoins élevée, et d'autres améliorations sont nécessaires : amélioration du choix des étoiles de référence, utilisation des magnitudes instrumentales, et amélioration de la correction du flat.

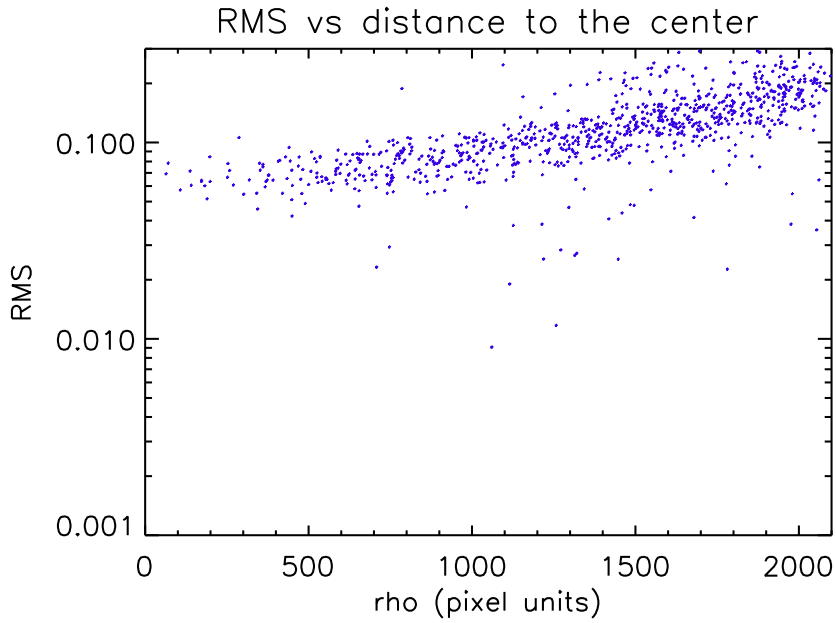


FIGURE 6.16 – Niveau de bruit pour les étoiles de magnitude $13 < m_R < 13.5$ en fonction de la distance radiale ρ. La dispersion augmente avec ρ, d'un facteur 4 entre le centre et le bord du champ.

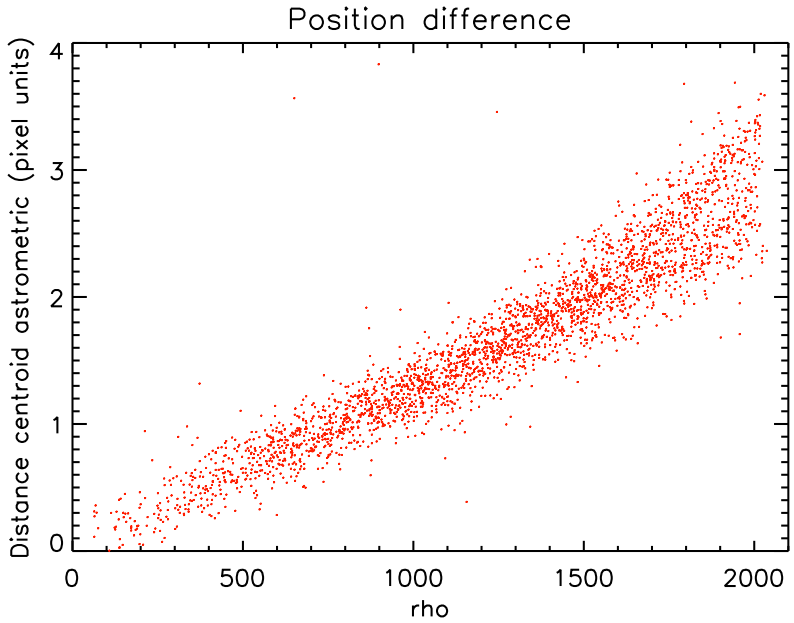


FIGURE 6.17 – Différence entre les positions calculées par l'algorithme de reconnaissance de champ et par détermination du centroïde, en fonction de la distance radiale ρ. On a une corrélation nette.

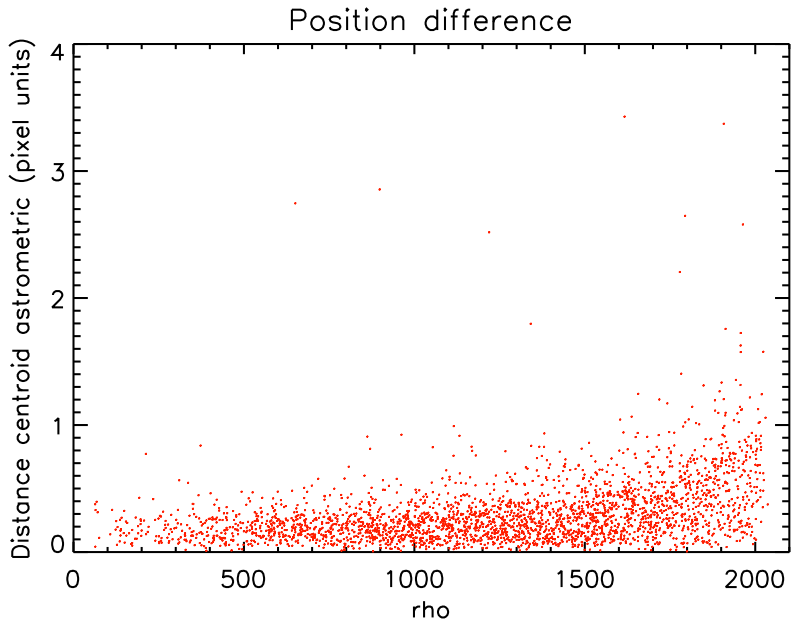


FIGURE 6.18 – Différence entre les positions calculées par l'algorithme de reconnaissance de champ après amélioration, et par détermination du centroïde, en fonction de la distance radiale ρ.

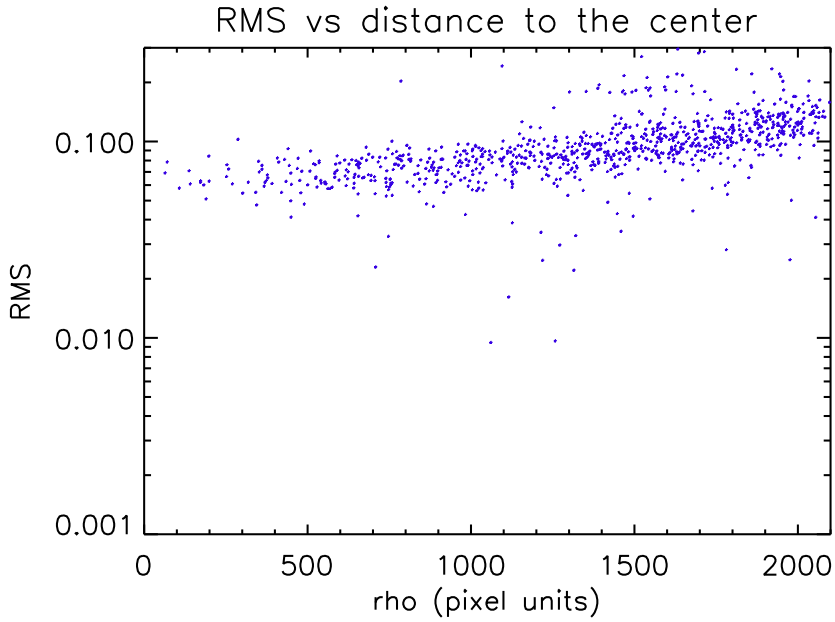


FIGURE 6.19 – Bruit RMS en fonction de la distance radiale ρ pour les étoiles dans la plage $13 < m_R < 13.5$ après amélioration de l'algorithme de reconnaissance de champ. On gagne un facteur 2 en bord de champ (voir figure 6.16), et on a un facteur 2 entre le centre et le bord du champ. Le bruit reste élevé.

6.5.3 Effet de l'indice de couleur

On compare la dispersion en fonction de l'indice de couleur B−R des étoiles, toujours dans la plage de magnitude 13-13.5. Une différence de couleur entre l'étoile cible et les étoiles de référence peut en effet être source de bruit. La figure 6.20 n'indique cependant aucune corrélation.

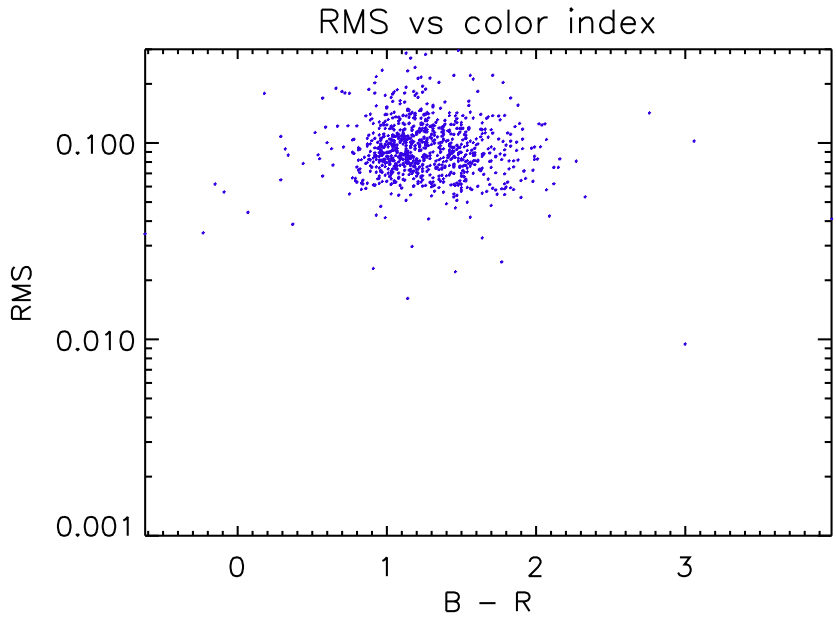


FIGURE 6.20 – Bruit RMS en fonction l'indice de couleur B−R pour les étoiles dans la plage $13 < m_R < 13.5$.

6.5.4 Utilisation des magnitudes instrumentales

Les magnitudes du diagramme figure 6.13 sont les magnitudes du catalogue GSC2.2. Une autre modification consiste à utiliser les magnitudes instrumentales m_{instru}. Elles sont calculées à partir d'une image de très bonne qualité, puis calibrées par comparaison avec les magnitudes du catalogue : $m_{instru,cal} = m_{instru} - Z$, où Z est l'ordonnée à l'origine de la régression linéaire entre les deux types de magnitudes (figure 6.21). On trouve $Z = 1.658$.

6.5.5 Choix des étoiles de référence

On améliore le flux de référence en effectuant une sélection des étoiles de référence parmi les 100 étoiles les plus brillantes. On élimine :

- les étoiles qui saturent ;
- les étoiles dont la courbe de lumière n'est pas satisfaisante : dispersion anormalement élevée, ou forme différente des autres (figure 6.22).

Il reste au final ∼80 étoiles. Le flux de référence peut alors être construit de 2 manières :

- soit par une médiane du flux de ces 80 étoiles, le flux de référence est alors le même pour toutes les étoiles ;

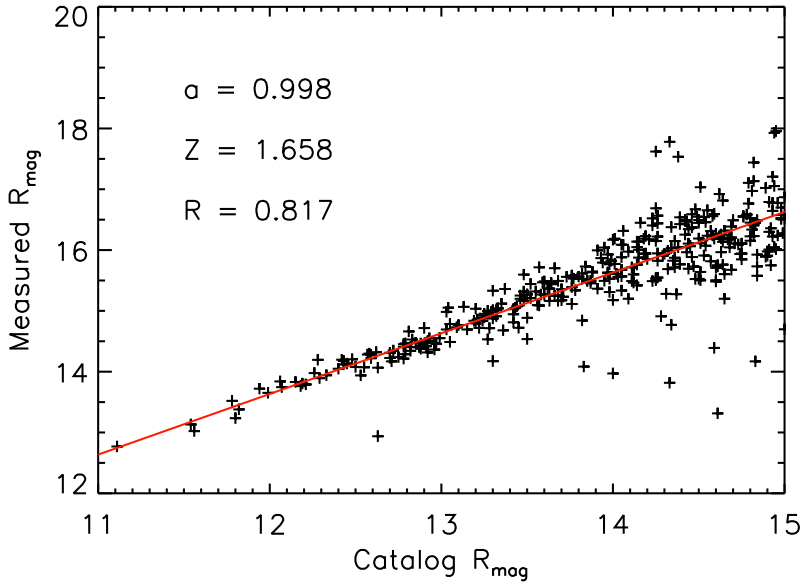


FIGURE 6.21 – Comparaison entre magnitudes instrumentales et magnitudes du catalogue GSC2.2. L'ordonnée à l'origine Z de la régression linéraire permet de calibrer les magnitudes instrumentales.

— soit par une médiane des 5 étoiles de référence les plus proches spatialement de l'étoile considérée.

On utilise la seconde solution, qui donne des résultats légèrement meilleurs (d'autres sources de bruit sont néanmoins dominantes).

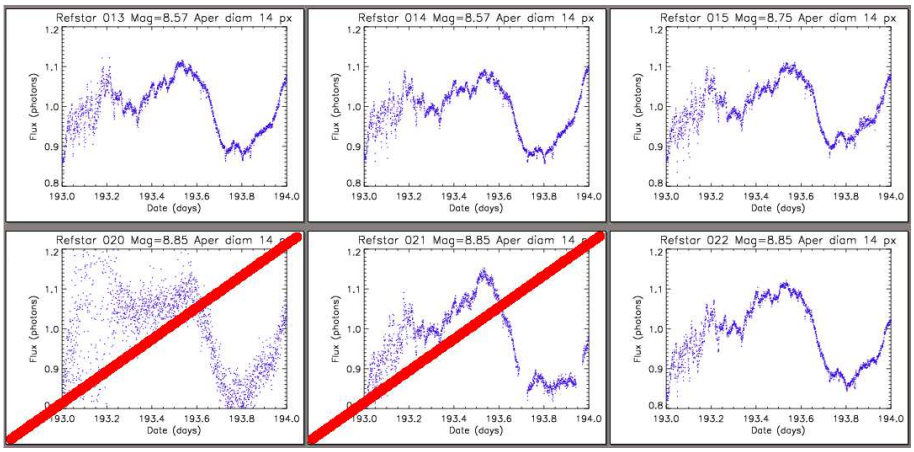


FIGURE 6.22 – Sélection des étoiles de référence. On élimine celles dont la courbe de lumière n'est pas satisfaisante (dispersion anormalement élevée ou forme différente des autres).

6.5.6 Bruit global des courbes de lumière : second résultat

Le diagramme RMS-magnitude obtenu après amélioration de l'algorithme de reconnaissance de champ, utilisation des magnitudes instrumentales et sélection des étoiles

de référence est tracé figure 6.23. Son allure est plus convenable que le diagramme figure 6.13, avec un étalement plus petit pour une magnitude donnée. De plus, le bruit RMS diminue d'un facteur ∼1.5 pour les étoiles faibles (magnitudes 14). Il faut néanmoins encore diminuer le buit pour espérer détecter des signaux de l'ordre de 1 % autour des magnitudes 12-13. On note également que certaines étoiles ont un bruit RMS plus élevé qu'à la figure 6.13. Cela est dû a priori à l'utilisation des magnitudes instrumentales à la place des magnitudes du catalogue GSC (peu fiables), et pourrait correspondre à une classe d'étoiles particulière.

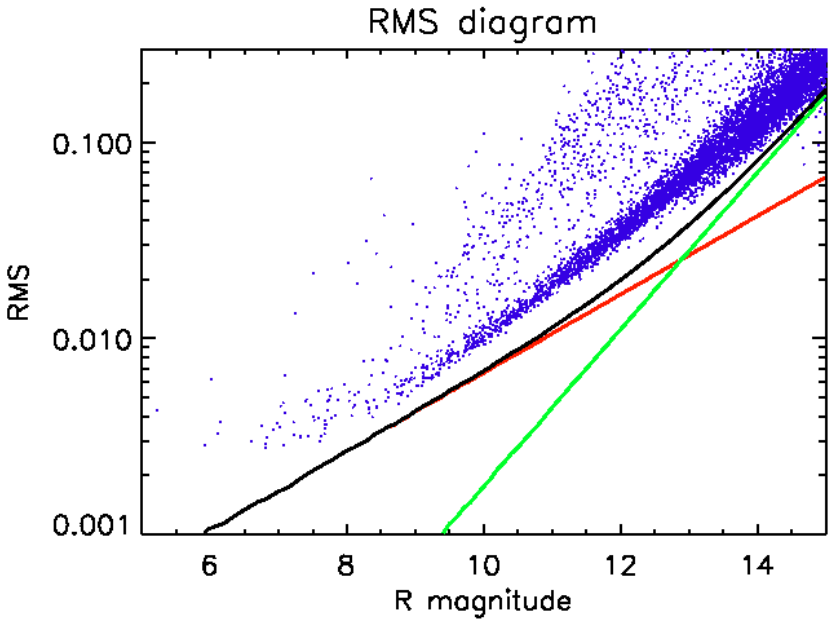


FIGURE 6.23 – Diagramme RMS-magnitude obtenu avec ASTEP Sud (10 cm) après amélioration du traitement : les magnitudes sont les magnitudes instrumentales calibrées, l'algorithme de reconnaissance de champ a été amélioré, et les étoiles de référence sont mieux choisies. Le temps de pose est de 30 s. Le bruit de photons est indiqué en rouge, le bruit de fond de ciel en vert (en prenant une valeur de 40 ADU, la valeur exacte sera à préciser), et la somme des deux en noir.

A titre de comparaison, la figure 6.24 montre le diagramme RMS-magnitude obtenu par le télescope de 20 cm BEST (Berlin Exoplanet Search Telescope), sur des poses de 240 s pendant 3 heures d'observations [Rauer et al., 2004]. La précision est de ∼1 mmag pour les magnitudes 10. Ramenée à un instrument de 10 cm et à des poses de 30 s, cette valeur devrait être multipliée par $2 \times \sqrt{240/30} \sim 5.7$ mmag. Or on observe avec ASTEP Sud un bruit de 1 % pour les magnitudes 10. On doit donc pouvoir gagner au moins un facteur 2 sur cette précision par un meilleur traitement.

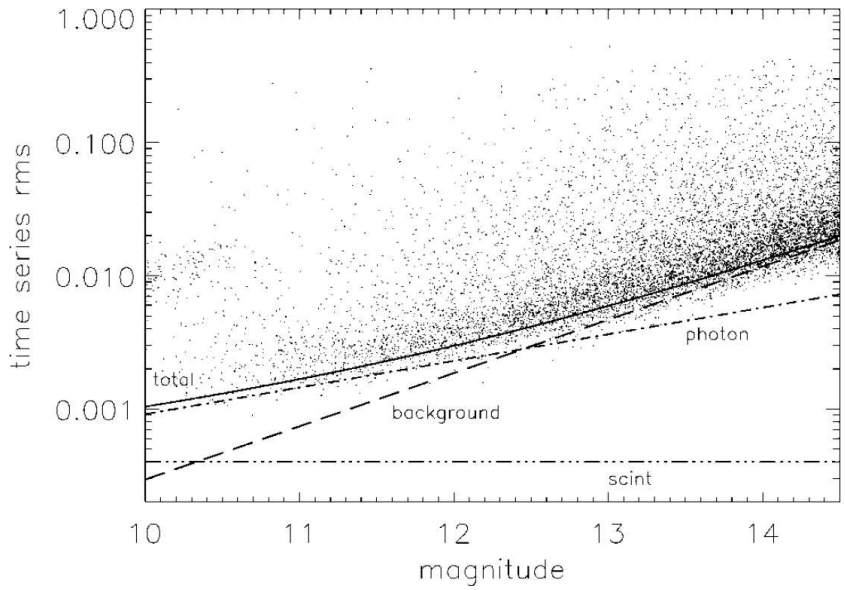


FIGURE 6.24 – Diagramme RMS-magnitude obtenu avec le télescope de 20 cm BEST, sur des poses de 240 s pendant 3 heures d'observations [Rauer et al., 2004]. La précision est de ∼1 mmag pour les magnitudes 10. Les bruits de photon, de fond de ciel et de scintillation sont indiqués.

6.5.7 Analyse des variations spatiales

Analyse à l'oeil

Les courbes de lumière semblent montrer des variations à long terme, sur une période de la journée (voir par exemple la courbe de lumière de l'étoile de magnitude 12.47 figure 6.14). Une moyenne glissante sur une durée de 30 mn permet de les mettre en évidence (figure 6.25). Pour trouver l'origine de ces variations à long terme, on commence par les corréler à la position des étoiles sur le CCD. Les courbes ont des formes assez diverses ; on identifie néanmoins 3 formes qui apparaissent fréquemment. On repère ensuite une dizaine d'étoiles correspondant à chacune de ces formes, et on affiche leur position sur le CCD (à un instant donné). La figure 6.26 montre clairement que chaque forme correspond à une zone du CCD. Les variations long terme des courbes de lumière sont donc dues à des variations spatiales sur le CCD.

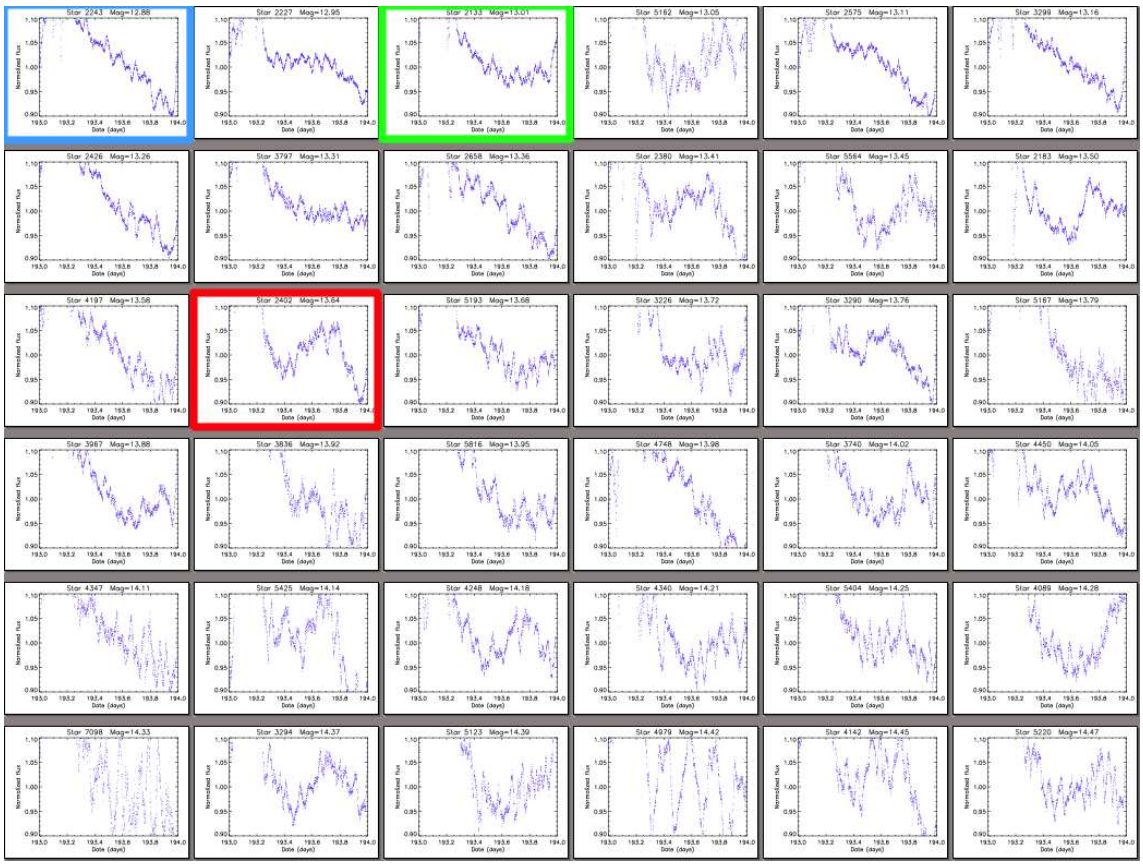


FIGURE 6.25 – Exemples de courbes de lumière obtenues après une moyenne glissante sur 30 mn, sur la journée du 12 juillet 2008. On met en évidence des variations à long terme sur la journée. Plusieurs formes apparaissent fréquemment, encadrées en bleu, vert et rouge.

Carte du CCD

On effectue donc une analyse plus précise de ces variations en fabriquant une carte du CCD à partir des courbes de lumière. Le CCD est divisé en zones de 8×8 px, et on compare le flux des étoiles lorsqu'elles passent dans cette zone par rapport à leur flux

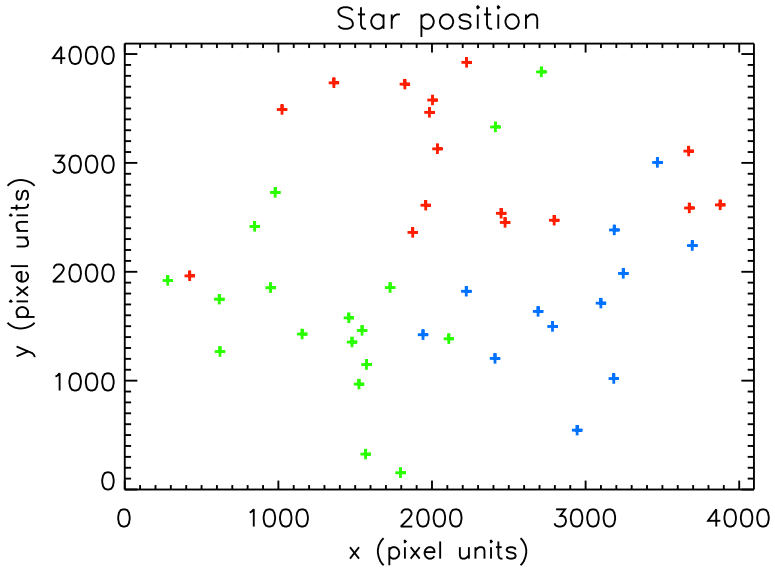


FIGURE 6.26 – Position sur le CCD à un instant donné de plusieurs étoiles dont la courbe de lumière correspond à une des formes identifiées figure 6.25, repérées par les couleurs bleu, vert et rouge.

moyen sur la journée (on rappelle que les étoiles font le tour du CCD en 1 journée). On obtient la carte figure 6.27, sur laquelle on identifie :

— des tâches sombres, que l'on retrouve dans le flat, et qui sont dues aux poussières. La correction par le masterflat doit donc être améliorée ;
— des reflets lumineux à grande échelle.

Reflets à grande échelle

On cherche à savoir si les reflets à grande échelle sont dus à la Lune. La figure 6.29 montre que les reflets sont plus importants au moment de la pleine Lune (variations jusqu'à ∼10% dans les courbes de lumière), mais qu'ils sont toujours présents pour une nuit sans Lune (∼5%). La Lune contribue donc à l'apparition des reflets, mais leur origine n'est pas encore entièrement comprise (ils pourraient par exemple provenir de reflets parasites présents dans le masterflat). Pour minimiser ces reflets, un pare-lumière a été placé devant le hublot d'entrée à l'extérieur de l'enceinte thermalisée lors de l'hiver 2009 (figure 6.28). Les reflets semblent diminuer d'intensité (quelques %) mais ne disparaissent pas complètement. Une meilleure correction par le flat est donc nécessaire.

Amélioration du masterflat

La qualité du masterflat doit être améliorée. Le masterflat étant construit à partir d'images brillantes, on peut penser que les reflets parasitent sont différents de ceux sur les images de nuit, ce qui affecte la calibration. On envisage donc une analyse en ondelettes du masterflat : les reflets parasites, à basses fréquences spatiales, pourront être séparés des tâches dues aux poussières, à hautes fréquences. Cette analyse est en cours.

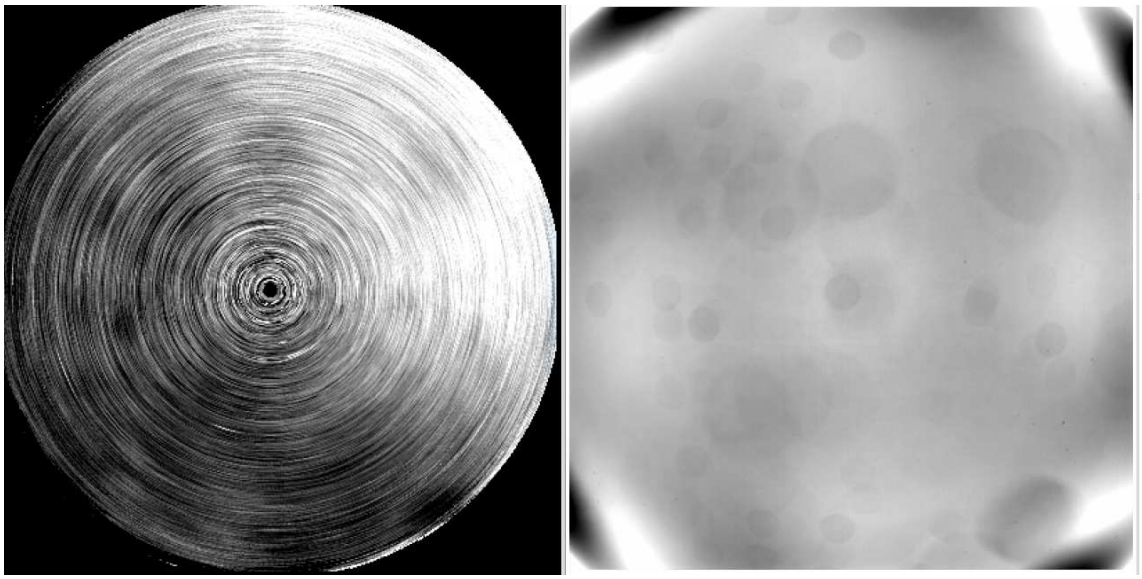


FIGURE 6.27 – Carte du CCD reconstruite à partir des courbes de lumière (gauche), et flat après élimination du vignettage par soustraction d'un polynôme à 2D (droite). On retrouve l'effet des poussières du flat dans les courbes de lumière.

FIGURE 6.28 – Installation du pare-lumière autour du hublot de l'enceinte thermalisée d'ASTEP Sud, au cours de l'hiver 2009. Le but est d'éliminer les reflets parasites. Le pare-lumière fait environ 40 cm de haut.

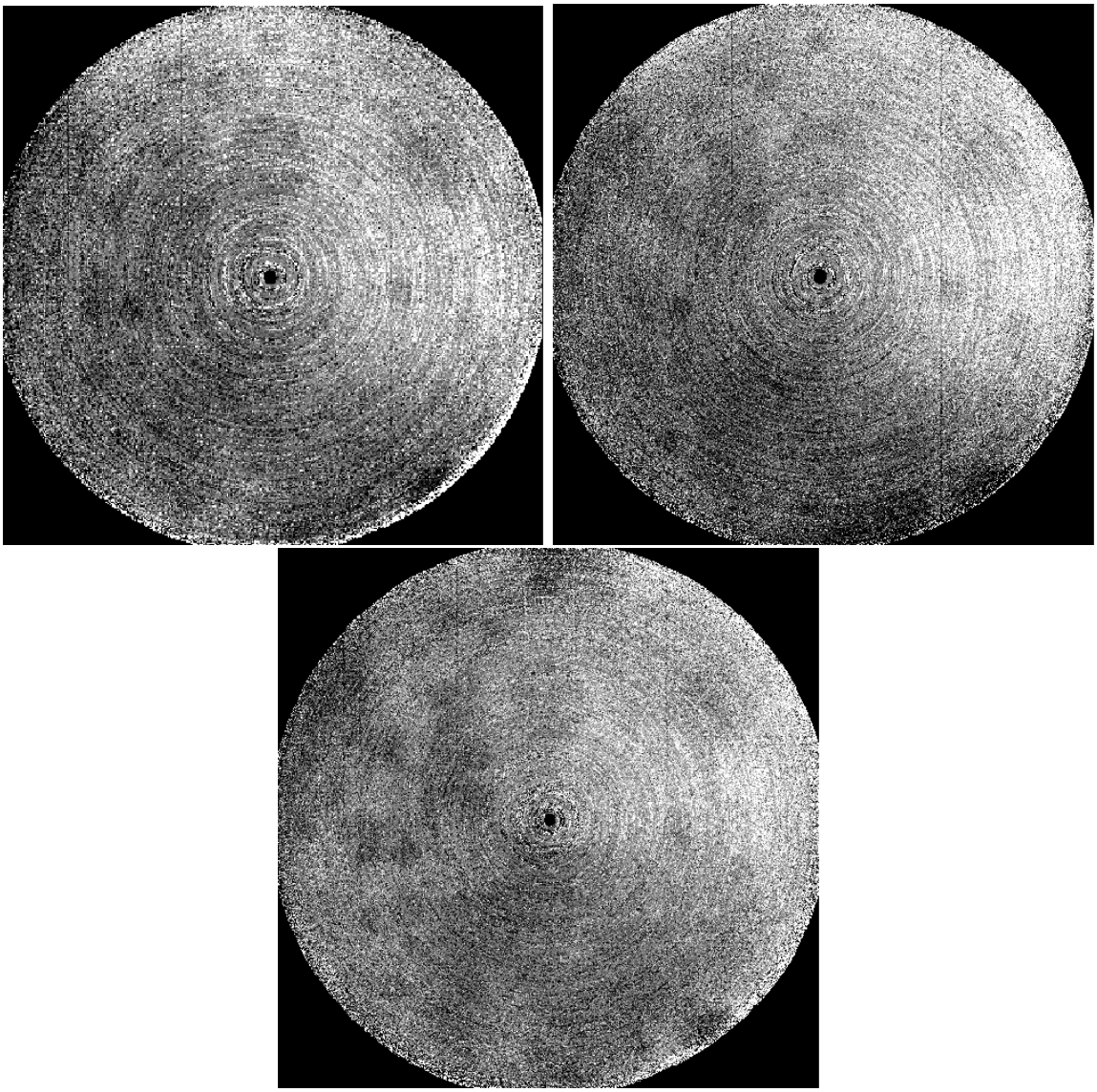


FIGURE 6.29 – Cartes du CCD reconstruites à partir des courbes de lumière pour une journée sans Lune (haut gauche), au moment de la pleine Lune (haut droite), et 5 jours avant la pleine Lune après ajout du pare-lumière (bas). La Lune contribue nettement à l'apparition des reflets, et le pare-lumière semble diminuer leur intensité. (On n'effectue plus ici de moyenne glissante sur les courbes de lumière avant de fabriquer ces cartes, ce qui élimine en grande partie les cercles concentriques visibles figure 6.27).

Chapitre 7

Développement du télescope ASTEP 400

7.1 Présentation de l'instrument

ASTEP 400 est un télescope pilote dont les buts sont d'évaluer la faisabilité et la qualité des observations photométriques au Dôme C, et de détecter et caractériser des exoplanètes. L'instrument doit donc être relativement simple tout en permettant des observations de bonne qualité. Un télescope de classe moyenne, de type 40 cm, a donc été choisi. On prévoit de l'installer dans une coupole.

7.1.1 Installation

Les variations de seeing au niveau du sol au Dôme C sont importantes. Une installation à 8 m de haut sur la plateforme existante peut donc paraître intéressante (voir chapitre 1). Néanmoins, cela engendrerait des problèmes de vibrations, et surtout d'accessibilité lors des interventions sur l'instrument en particulier lors de l'hiver. De plus, la coupole peut difficilement y être installée. Enfin, la plateforme est toujours dans la couche turbulente : elle ne résoud qu'en partie le problème du seeing. On choisit donc de placer le télescope et la coupole au niveau du sol. Le télescope sera au final à une hauteur de 2 à 3 m.

7.1.2 Conditions d'observations au Dôme C

Nous avons vu au chapite 1 que le Dôme C offre a priori d'excellentes conditions d'observations. Certaines particularités du site sont néanmoins à prendre en compte dans la conception d'un instrument dédié, en particulier les variations de seeing et la température extérieure, très basse et très variable.

A 3 m d'altitude, le seeing médian durant l'hiver est de 2.37 arcsec avec des périodes de stabilité de 10 à 30 minutes [Aristidi et al., 2009]. Les durées typiques des transits étant de quelques heures, les variations de seeing vont constituer un bruit basse fréquence gênant pour la photométrie. Elles sont prises en compte dans les simulations photométriques, section 7.4.

Concernant les fluctuations de la température extérieure, une isolation thermique est souhaitable, et a montré son efficacité avec ASTEP Sud. L'enceinte thermalisée a en effet permis un fonctionnement quasi-continu et sans intervention durant deux

hivers. Ceci entraîne néanmoins une consommation d'énergie importante (les ressources énergétiques de la station Concordia sont limitées), et peut induire de la turbulence sur la ligne de visée. L'isolation complète d'un instrument de la taille d'ASTEP 400 est de surcroît beaucoup plus délicate. Seule la boîte caméra sera donc thermalisée. La structure du télescope sera conçue de manière à limiter l'effet de ces variations, et avec des matériaux résistant à des température jusqu'à -80 °C (sections 7.3.2 et 7.3.3).

7.2 Spécifications techniques

Spécifications globales
Les spécifications techniques sont définies à partir des exigences scientifiques. En particulier, la qualité photométrique attendu pour le télescope ASTEP 400 doit être traduite en terme de contraintes sur la forme et la stabilité des PSF. Les spécifications techniques globales sont les suivantes :

Champ de vue : carré de $1° \times 1°$. Ce champ large permettra un grand nombre d'étoiles-cibles et maximise les chance de détection (les transits sont des événements rares).
Bande spectrale : 600-800 nm. On minimise ainsi la brillance du fond de ciel, plutôt autour de 400 nm. La limite supérieure est due à l'efficacité quantique du détecteur et est donnée à titre indicative.
Déclinaison des champs observables : $-45° \leq \mathrm{DE} \leq -90°$. Ceci permet de couvrir une grande partie du ciel en conservant une masse d'air faible.
Spécifications sur la PSF :

- FWHM : au moins 2 pixels, 3 de préférence, au centre du champ. Ceci permet de limiter le bruit de jitter et le bruit dû aux variations de seeing.
- Aspect : les ailes doivent être de forme aussi gaussienne que possible, et on doit éviter la présence d'un trou central. Cela permet également de réduire les bruits associés au jitter.
- Répartition de l'énergie : 98 % du flux doit être contenu dans un cercle de diamètre 3 fois le FWHM au centre du champ. On évite ainsi une perte de photons loin du photocentre, ce qui maximise le signal récupérable et minimise la contamination (utile pour la photométrie d'ouverture).
- Uniformité de la taille des PSF dans le champ : l'uniformité dans le champ de l'énergie intégrée dans un cercle de 1 fois (resp. 3 fois) le FWHM au centre du champ doit être meilleure que 35 % (resp. 1 %). Ceci permet d'envisager un traitement par ajustement de PSF.
- Maximum : l'intensité dans un carré de 1 pixel et centré sur le maximum d'intensité doit être inférieure à 20 % de l'intensité totale. Ceci empêche la saturation des étoiles de magnitude $m_R \leq 11$ pour une pose de 30 secondes.
- Stabilité aux déformations thermiques et mécaniques : la variation de l'énergie intégrée dans un cercle de 3 fois le FWHM au centre du champ doit être inférieure à 0.1 % durant au moins 15 minutes, et si possible durant 24 heures. Les PSF restent ainsi uniformes durant les périodes critiques pour la recherche de transits (15 minutes à quelques heures).

Précision d'alignement et stabilité de la monture : la précision et la stabilité du pointage doivent être meilleures que 15 arcsec. La rotation de champ résiduelle entraînera ainsi un déplacement inférieur à 0.5 pixel en bord de champ.

Retournement de la monture : la monture doit faire 1 retournement par jour afin d'éviter l'enroulement des câbles.
Conditions d'opération : l'instrument doit fonctionner à des températures comprises entre -40 et $-80°$C, incluant des variations jusqu'à 20°C en 24h (10°C en 24h en général).

Obtention des spécifications sur la PSF

Les spécifications concernant la PSF sont exprimées en terme d'énergie intégrée plutôt qu'en terme de largeur à mi-hauteur ; le lien entre les deux dépend en effet de la forme de la PSF, et c'est bien l'énergie (ou le flux) qui nous intéresse pour la photométrie. Les chiffres sont obtenus à partir de calculs simples sur des PSF gaussiennes. Par exemple :

- FWHM : une largeur à mi-hauteur supérieure à 2 pixels et des ailes de forme gaussienne atténuent fortement le bruit de jitter, dû notamment aux variations inter et intra-pixel et aux électrodes. Cela a été montré au chapitre 2.
- Uniformité : 35 % correspond à la variation d'énergie dans un cercle de 3 pixels de diamètre entre deux gaussiennes de 3 et 4 pixels de largeur à mi-hauteur. Cela revient à autoriser une variation maximale du FWHM dans le champ de 1 pixel.
- Maximum : le pixel central d'une PSF gaussienne de 3 pixels de largeur à mi-hauteur contient 20 % du flux total, et cela correspond à la limite de saturation pour une étoile de magnitude 11 pour une pose de 30 secondes. On veut conserver cette magnitude limite de saturation.

7.3 Simulations optiques, mécaniques, thermiques

Plusieurs études sont nécessaires pour concevoir un télescope fonctionnant sous les conditions extrêmes du Dôme C, et respectant les spécifications techniques au cours des observations. On présente d'abord un résumé des études optiques, mécaniques et thermiques menées par les membres de l'équipe ASTEP. On détaille ensuite les simulations photométriques et l'étude du guidage, travaux effectués durant cette thèse.

7.3.1 Etudes optiques

Etudes réalisées par Carole Gouvret, ingénieur de recherche au Laboratoire Fizeau.

La configuration optique d'ASTEP 400 a été élaborée par Carole Gouvret à l'aide du logiciel Zeemax. L'instrument est composé d'un télescope et d'une boîte focale. On présente ici la configuration optique finale. Des simulations photométriques ayant contribué à sa définition et à son optimisation sont présentées dans les sections 7.4 et 7.5.

Configuration optique

Télescope

Le télescope ASTEP 400 est un Newton coudé. Ce type de télescope permet un grand champ, il est plus tolérant au réglage du miroir secondaire et plus simple à fabriquer que d'autres configurations. Le diamètre du miroir primaire est de 40 cm, correspondant à un compromis entre la surface collectrice, la taille et le poids de l'instrument (la monture utilisée supporte $\sim$100 kg). La focale du primaire est de 1,87 m. Le secondaire est placé

à environ 1,25 m du primaire, il est de forme elliptique et entraîne une obstruction de 20 %. Les miroirs sont revêtus d'une couche d'aluminium protégé.

Boîte focale

La boîte focale est une enceinte fermée thermalisée contenant divers éléments optiques : un correcteur de Wynne pour corriger l'uniformité du champ, diverses lentilles, et une lame dichroïque séparant le flux entre les voies science et guidage. Une optique de correction (lentille sphérique + lentille cylindrique) sur la voie de guidage permet de conserver la même focale que sur la voie science et de corriger en partie l'astigmatisme introduit par la dichroïque. La boîte focale est fermée par un double hublot pour minimiser les variations thermiques et réduire la turbulence devant le hublot (voir section 7.3.3). Ce hublot sera de forme soit plane soit ménisque (le choix entre ces deux solutions est présenté section 7.4.4). Le schéma optique du télescope est représenté figure 7.1.

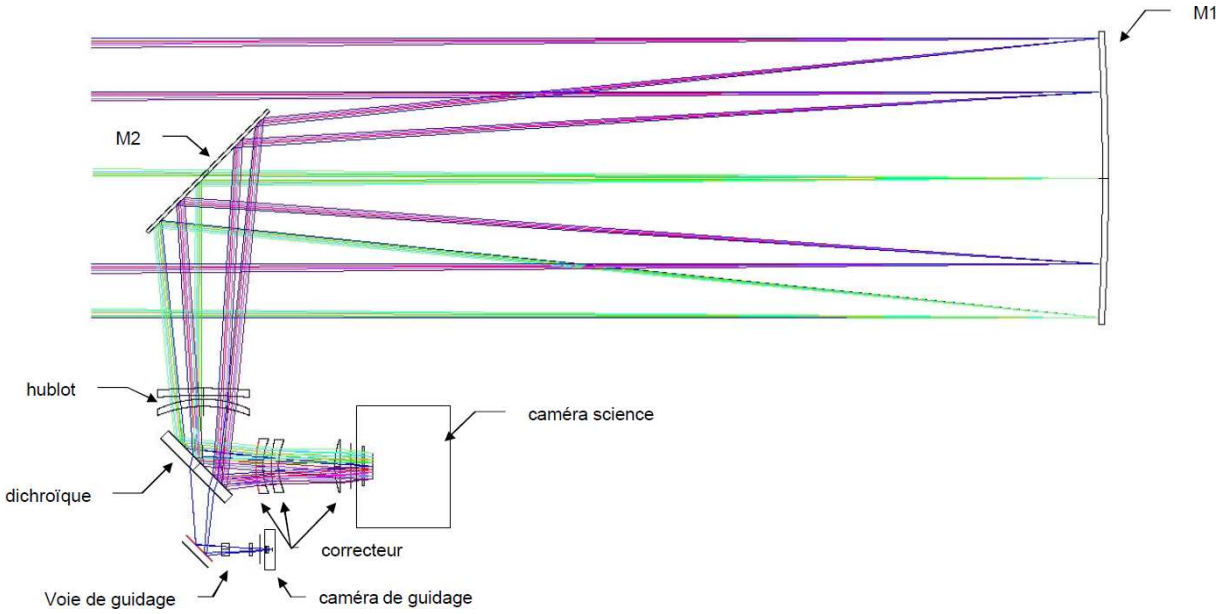


FIGURE 7.1 – Schéma optique du télescope ASTEP 400.

PSF

Le système a été optimisé afin d'obtenir une PSF répondant aux spécifications. La PSF finale et son énergie intégrée sont représentées figure 7.2. Sa largeur à mi-hauteur est de 3.2 pixels. La table 7.3 montre une excellente correspondance entre cette PSF et les spécifications d'uniformité dans le champ, et de limitation de l'énergie contenue dans le pixel central et dans les ailes. On donne également figure 7.4 deux exemples de PSF simulées au cours du développement de l'instrument, et utilisées dans les simulations photométriques (section 7.4.2).

Reflets parasites

Une étude des reflets parasites montre que les images secondaires des étoiles sont 10^{-4} fois plus faibles que les images principales, ce qui ne limitera pas la précision

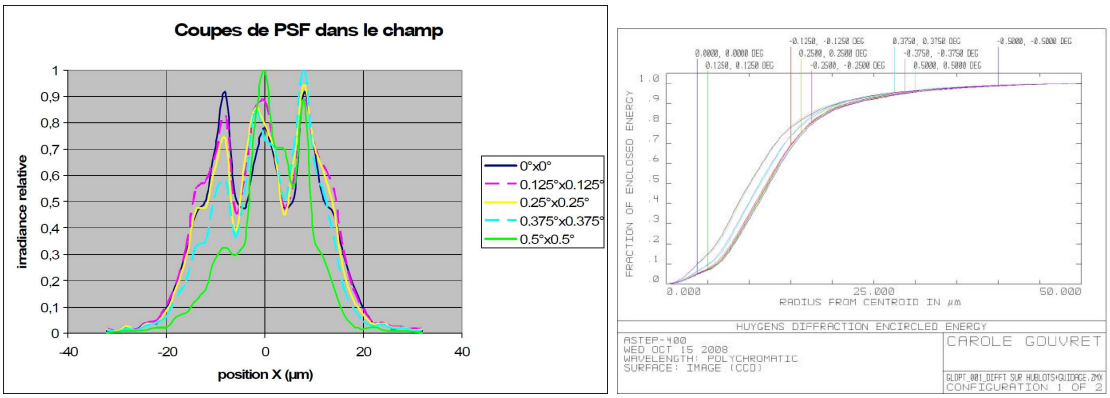


FIGURE 7.2 – PSF finale vue en coupe selon la direction x (gauche), et énergie intégrée en fonction du rayon d'intégration (droite), en différents points de la diagonale du champ : 0° (bleu foncé), 0.125° (rose), 0.25° (jaune), 0.375° (bleu clair), 0.5° (vert).

	Énergie dans 1 pixel	Variation d'énergie sur un disque d'intégration de Ø27µm (1xFWHM)	Energie dans un disque d'intégration de Ø27µm (1xFWHM)	Variation d'énergie sur un disque d'intégration de Ø91µm (3xFWHM)	Energie dans un disque d'intégration de Ø91µm (3xFWHM)
Hublots silice	6%<E<16%	23,5%	57%<E<72%	0.34%	E>98.7%
Spécifications	4%<E<50%	var<70%	35%<E<90%	Var<1.3%	E>97.7%

FIGURE 7.3 – Correspondance entre la PSF finale et les spécifications. Les spécifications sont toutes atteintes.

photométrique voulue ($\sim 10^{-3}$). Dans le cas d'étoiles faibles contaminées par l'image secondaire d'une étoile brillante, un traitement spécifique devrait permettre de les éliminer a posteriori.

Tolérancements

Des valeurs de tolérancement sont associées à chaque pièce optique, contraignant leur géométrie et leur jeu autour de leur position nominale. Les tolérancements géométriques doivent être respectés lors de la fabrication, tandis que les tolérancements de position sont établis de manière à être atteints directement lors du montage mécanique, sans réglage supplémentaire. On a au total plus d'une centaine de paramètres. A titre d'exemple, pour les éléments de la boîte caméra on autorise :

- ± 0.5 mm en translation sur les 3 axes et $\pm 0.05°$ en tip-tilt pour le double hublot et pour le correcteur entier (formé de 3 lentilles) ;
- ± 0.05 mm en translation et $\pm 0.01°$ en tilt pour les éléments optiques à l'intérieur de ces deux sous-ensembles.

A partir d'un choix initial de chaque valeur de tolérancement, on réalise une étude statistique. Un tirage Monte-Carlo aboutit à une série de PSF. Selon la proportion de PSF dans les spécifications, les valeurs initiales sont modifiées ou validées. Au final, on obtient 90 % des PSF dans les spécifications.

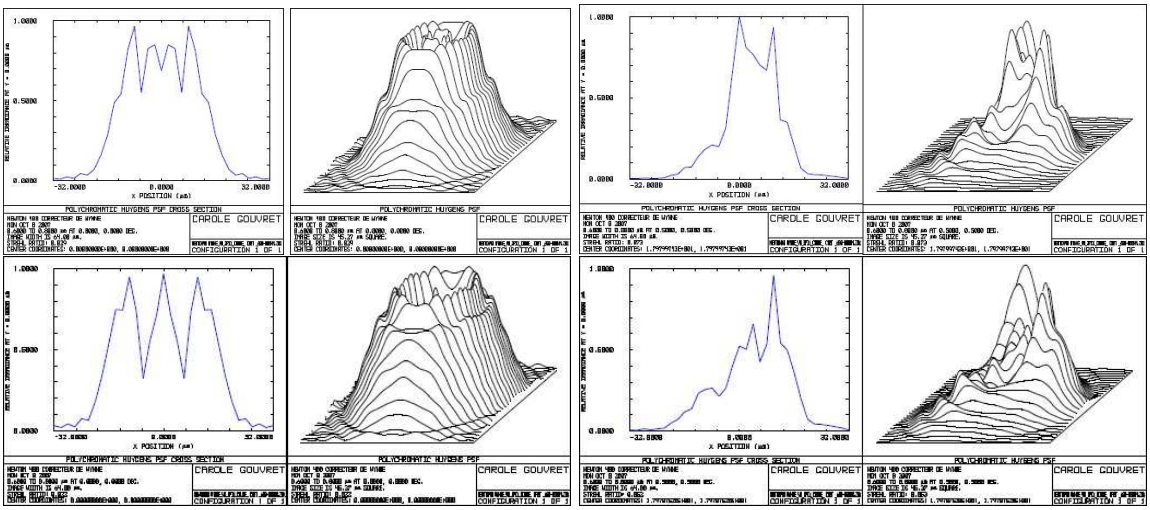


FIGURE 7.4 – Vue en coupe et en 3 dimensions de PSF défocalisées à 3 px (haut) et 4 px (bas), au centre (gauche) et en bord de champ (droite), utilisées dans les simulations photométriques.

7.3.2 Etudes mécaniques et thermiques

Etudes réalisées par Jean-Baptiste Daban, ingénieur de recherche au Laboratoire Fizeau.

Structure mécanique du télescope

La figure 7.5 montre une vue d'ensemble d'ASTEP 400, qui se décompose en 3 parties principales : la monture, le télescope Newton et la boîte caméra. La monture est une 3600 GTO fournie par Astro-Physics. La conception mécanique du télescope Newton et de la boîte caméra est réalisée par Jean-Baptiste Daban à l'aide du logiciel CATIA. La structure du télescope est de type Serrurier. Elle est maintenue à la monture par un caisson central, et sert de support à la boîte caméra.

Le caisson

Le caisson central est un carré de 600×600 mm de côté, 100 mm de hauteur et 4 mm d'épaisseur. Cette pièce est en alliage d'aluminium, ce qui minimise sa masse et son coût.

Les deux structures en tubes carbone

Deux jeux de huit tubes de 40 mm de diamètre en fibres de carbone et résine époxy sont montés de part et d'autre du caisson par des liaisons rotules. Ce matériau composite présente un coefficient de dilatation thermique très faible (0.25×10^{-6} m/K^{-1}), intérêt majeur au regard des grandes variations de température au Dôme C. Il possède également une très bonne rigidité (module d'Young de 125000 MPa). Les liaisons rotules apportent une facilité de montage de l'ensemble et permettent d'avoir des pièces identiques, ce qui présente un intérêt du point de vue de la réalisation. Sur chaque tube, à une des extrémités, la fixation de la rotule permet un réglage précis de la longueur du tube.

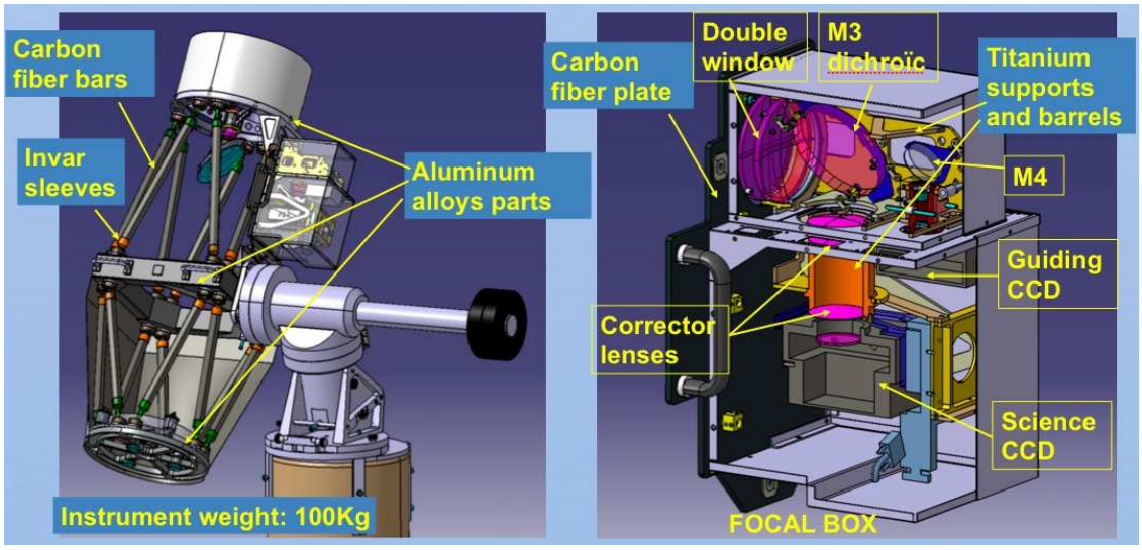


FIGURE 7.5 – Vue d'ensemble de la structure mécanique du télescope ASTEP 400 (gauche) et de la boîte caméra (droite).

Le barillet

Le barillet est inspiré d'un modèle conçu par Franck Valbousquet (Optique et Vision) en collaboration avec Luc Arnold (Observatoire Astronomique de Marseille-Provence). Trois vis à 120° portent chacune un triangle sur rotule. Le miroir repose ainsi sur neuf points d'appui isostatiques avec des contacts sans frottement. Les vis sont en inox, les triangles en alliage d'aluminium. Latéralement, le miroir est maintenu par 4 butées fixées au centre du barillet par des tiges en invar. La problématique tient à la nécessité d'une bonne stabilité de la position latérale du miroir (spécification de 0,1 mm), tout en garantissant un jeu entre les butées et le bord du miroir pour "absorber" les dilatations thermiques, et sans exercer de contrainte excessive (le jeu doit être idéalement nul à $-80°$C).

La virole supérieure

La virole supérieure relie les extrémités des tubes supérieurs, porte l'araignée du miroir secondaire, et supporte en partie la boîte caméra. Son diamètre de 440 mm évite le vignettage du champ. La boîte caméra est fixée dans sa partie basse sur le caisson en aluminium et dans sa partie haute sur la virole. Or il faut éviter un tilt de la boîte caméra dû à une dilatation différentielle entre ces deux éléments. On choisit donc également l'aluminium pour la virole, ce qui permet de respecter la spécification de ± 100 μm pour un ΔT de 30°C.

L'araignée du miroir secondaire

L'araignée est constituée de bras en croix qui supportent le miroir secondaire (des bras en arc de cercle ont été envisagés pour éviter les aigrettes de diffraction autour des étoiles, mais ils entraînent une mauvaise stabilité du miroir secondaire). Un réglage en Z du M2 permet un positionnement du faisceau réfléchi entre M2 et M3 précis à 100 μm, ce qui correspond aux spécifications.

La boîte caméra
La boîte caméra est constituée d'une plaque en fibres de carbone sur laquelle sont montés les divers éléments optiques (hublot, M3, M4, correcteur, caméras). La fibre de carbone minimise les dilatations entre le M3 et le détecteur. Un capot doublé d'un isolant ferme l'enceinte. Le faisceau en provenance du M2 entre dans la boîte à travers un hublot à deux lames de verre. Ce double vitrage a pour fonction d'assurer une bonne isolation thermique et réduire ainsi la turbulence locale (voir section 7.4.4 pour le choix du hublot). Les trois lentilles du correcteur de champ sont montées solidairement dans un tube. La caméra science est montée sur un système de déplacement motorisé selon l'axe optique (platine MICOS), pour les corrections de variation de focus. La précision de ce système est meilleure que 5 μm, ce qui correspond à la spécification. La boîte caméra inclue également la lame dichroïque, la caméra de guidage, ainsi qu'un système de thermalisation composé de plusieurs résistances chauffantes. Enfin, l'interface d'accrochage de la boîte caméra permet *i*) de régler sa position ; *ii*) d'assurer sa stabilité par rapport au faisceau entrant, par l'utilisation, pour la liaison entre la virole supérieure et la partie haute de la boîte, du même matériau que la pièce qui tient le M2, soit l'aluminium ; *iii*) de ne pas contraindre la structure du télescope, en permettant une translation libre selon Z de la liaison entre le caisson et la partie basse de la boîte.

L'enveloppe
La structure et la boîte caméra sont chacune d'une enveloppe légère, de manière à limiter le givre sur les miroirs M1 et M2, et à bloquer la lumière parasite. Un pare-lumière amovible est également prévu.

Poids
Au final, la masse totale du télescope est de 100 kg.

Déformations mécaniques

Une modélisation par éléments finis de la structure du télescope permet de quantifier ses déformations sous l'effet du poids, des variations thermiques et des vibrations. Ces déformations sont calculées avec les logiciels PATRAN/NASTRAN, à partir du module d'élasticité et du coefficient d'expansion thermique des différents matériaux utilisés. Ces valeurs sont données table 7.1, à 20°C (sauf pour le zerodur). Les modules d'élasticité constituent cependant une bonne approximation pour les températures comprises entre -50 et -80°C :

- pour les métaux, l'augmentation du module d'élasticité est minime au-dessus de -75°C ;
- pour le composite carbone-époxy, un test en congélateur a montré que le module d'élasticité ne varie pas entre +20 et -80°C.

Pour le calcul thermo-élastique, seule l'évolution du coefficient d'expansion thermique du zérodur est connue à basse température.

Déformations dues au poids
Les déformations dues au poids sont calculées pour une étoile de 45° de déclinaison pour différentes orientations du télescope : Nord, Ouest, Sud, Est. Les déformations maximales sont respectivement de 6.77×10^{-2}, 9.12×10^{-2}, 1.12×10^{-1}, et 9.5×10^{-2} mm.

TABLE 7.1 – Propriétés des materiaux utilisés dans la structure d'ASTEP 400. Ces valeurs sont données à 20°C(sauf pour le zérodur) mais constituent une bonne approximation à -80°C.

Matériau	Module d'élasticité (MPa)	Coef. d'expansion thermique ($\times 10^{-6} K^{-1}$)
TA6V (alliage titane)	110 000	8
2017A (dural)	73 000	22
Tube carbone epoxy	125 000	0,25
Zérodur	90 000	-0,1 (à -75°C)
Invar	145 000	2
Acier inox	200 000	15

La figure 7.6 montre les déformations pour l'orientation 45° Nord. L'analyse optique à partir de ces structures déformées montre que la PSF reste dans les spécifications.

Déformations dues aux variations de température
Les calculs de déformations thermo-élastiques ont été faits pour une variation de température de -80 à -50°C. La température est supposée homogène dans toute la structure. Le résultat principal est une variation de position longitudinale du foyer de +0.225 mm (variation de +0.013 mm entre le centre du M1 et le centre du M2 et de +0,190 mm entre le centre du M2 et l'entrée de la boîte caméra). Ces déformations n'entraînent pas de tilts entre les différents sous-ensembles. L'étude optique montre que les PSF restent dans les spécifications (dans le cas où le hublot d'entrée de la boîte caméra est un ménisque).

Vibrations
Les 9 premiers modes propres de vibration de la structure ont les fréquences suivantes : 45, 54, 56, 59, 77, 111, 130, 131, et 142 Hz. Elles sont à comparer avec les fréquences introduites par les défauts éventuels des différents pignons de l'entraînement horaire de la monture. Une analyse par Franck Valbousquet montre que ces fréquences sont inférieures à 3.3 Hz. Les modes propres de la structure ne sont donc pas en mesure d'être excités.

7.3.3 Etudes thermiques de l'instrument focal

Etudes réalisées par Tristan Guillot

Thermalisation d'une enceinte

Un modèle thermique spécifique a été développé par Tristan Guillot pour l'étude d'enceintes thermalisées soumises aux conditions du Dôme C. Ce modèle prend en compte le transport d'énergie sous forme radiative, conductive et convective. La part du transport convectif étant difficile à estimer, on utilise un nombre de Rayleigh critique Ra_c au-delà duquel la convection apparaît. Les propriétés de l'enceinte thermique permettent de choisir $Ra_c \sim 1700$. En supposant de l'air sec, une température $T = 250$ K et une variation $\Delta T = 10$ K, on montre par exemple que la distance entre deux

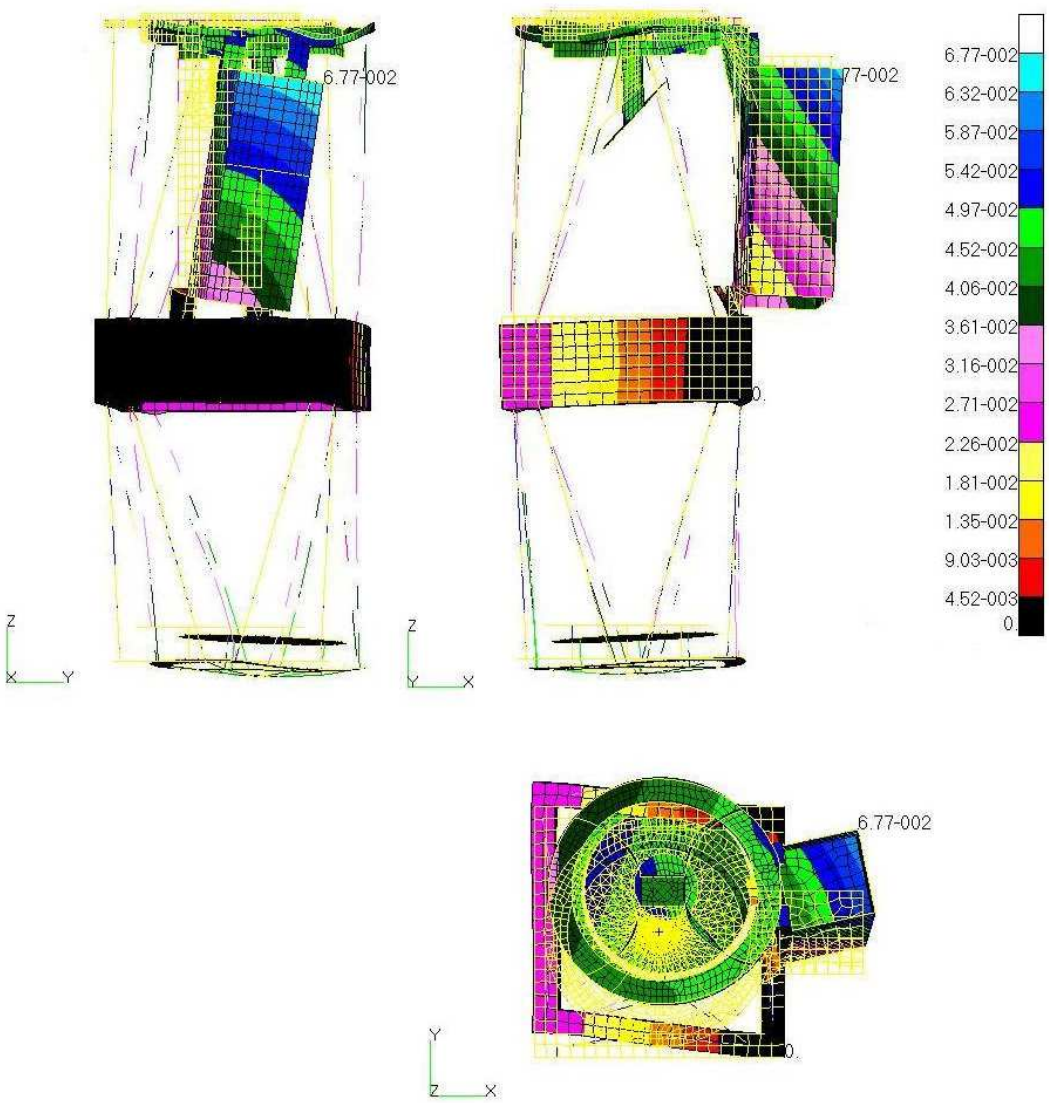


FIGURE 7.6 – Déformations mécaniques dues au poids pour une orientation du télescope à 45° Nord, vues de côté (haut) et de dessus (bas).

surfaces au-delà de laquelle la convection apparaît est $d = 2.9$ mm. Dans le vide, on obtient $d = 0.6$ mm.

Le volume thermalisé est ensuite divisé en couches. Chaque couche est définie par la température de ses bords inférieur et supérieur, la température variant linéairement à l'intérieur. On suppose de plus une température continue dans le volume. Le modèle résoud alors les variations de température dans l'enceinte en fonction du temps. La figure 7.7 montre les variations dans le cas d'une interface en roofmate (un isolant standard utilisé au Dôme C), puis constituée d'une vitre simple, et enfin d'un double vitrage dont la face intérieure de la vitre extérieure est teintée d'une couche réfléchissante à 95 % dans l'infrarouge. Le roofmate permet une excellente isolation thermique, avec une température de l'air intérieur pratiquement égale à la température de la surface intérieure de la couche isolante (différence maximale de 0.2 K). On voit effectivement que la variation de température de 10 K est totalement absorbée entre les deux surfaces de la couche isolante, et que le flux nécessaire pour maintenir l'enceinte à -20°C est

faible (entre 11 et 14 W/m^2). Ces valeurs sont plus élevées pour le simple ou le double vitrage. Le hublot constitue donc la pièce critique de l'enceinte. Le double vitrage avec une face réfléchissante dans l'infrarouge permet une très bonne isolation. Une variation de 10 K de la température extérieure entraîne en effet une différence quasi nulle entre l'air intérieur et la surface intérieure de l'isolant, contre 2 K pour le simple vitrage. Ainsi, la solution double vitrage semble la meilleure, et est représentée figure 7.8.

Déformations thermiques du hublot d'entrée

Les températures moyennes des différentes surfaces d'un hublot double vitrage sous les conditions du Dôme C sont représentées figure 7.9. Les déformations thermiques subies par les lentilles ont été calculées ; on donne ici directement les résultats.

Variation de température uniforme
Pour une lentille en BK7 de 15 cm de rayon de courbure, la différence de température entre la construction du télescope à 15°C et son fonctionnement à -65°C entraîne une diminution de ∼91 μm du rayon de courbure.

Variation de température verticale
Une lentille en BK7 d'épaisseur 1.5 cm, de rayon 20 cm, de coefficient de dilatation thermique de 7.6×10^{-6} K^{-1} soumis à une variation de température verticale de 3 K voit sa longueur focale modifiée de 50 μm. Une variation minimale de 1 K entraîne une modification de longueur focale de 16.7 μm. L'utilisation du zérodur permet d'éviter ces variations.

Variation de température horizontale
L'anneau servant à maintenir les deux lentilles du hublot à la distance voulue introduit une inhomogénéité de température horizontale à l'intérieur de ces lentilles, et donc une variation de leur courbure. Pour une courbure de 20 cm, une inhomogénéité de 5 K entraîne une variation de 8 μm. Une variation de température horizontale induit également une différence d'épaisseur des lentilles entre le bord et le centre. Or la surface des lentilles doit être précise à $\lambda/4$, soit 0.15 μm. Pour une épaisseur de 10 mm, la variation de température doit donc être inférieure à 2 K. Ceci implique que les lentilles ne doivent pas être utilisées à moins de 4 cm du bord, ce qui peut nécessiter d'augmenter leur diamètre.

Conclusion pour le hublot de la boîte caméra d'ASTEP 400

Les simulations optiques d'ASTEP 400 indiquent que le rayon de courbure des lentilles constituant le double vitrage du hublot d'entrée de la boîte caméra doit être stable à 100 μm près. Les calculs de déformations montrent que cette spécification est respectée. La solution double-vitrage avec une face réfléchissante dans l'infrarouge est donc adoptée pour le hublot de la boîte caméra. Néanmoins, le rayon de courbure des lentilles lors de la construction (à ∼15°C) devra être calculé de manière à atteindre sa valeur nominale à la température de fonctionnement (∼ -55°C pour la lentille extérieure, ∼ -25°C pour la lentille intérieure).

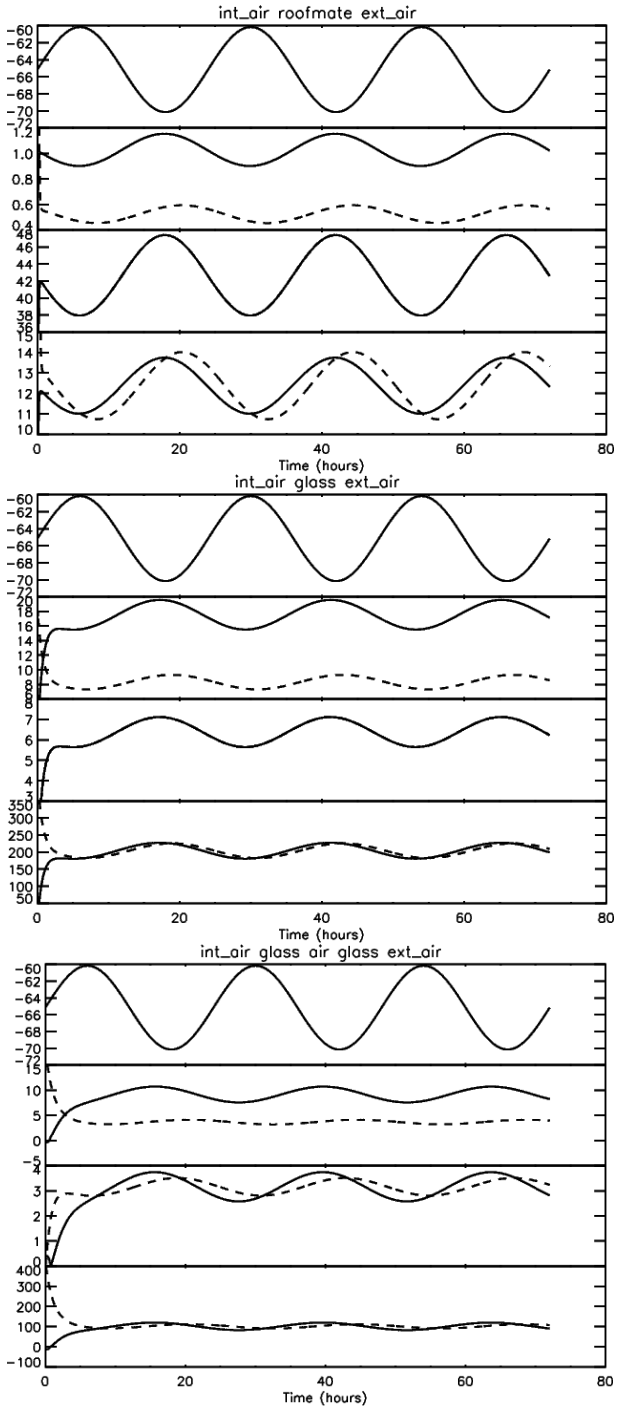


FIGURE 7.7 – Résultats des simulations thermiques pour le roofmate (haut), la vitre simple (milieu), et le double vitrage avec une couche réfléchissante dans l'infrarouge (bas). On fait osciller la température extérieure entre -60 et -70°C (1er graphe). La température intérieure est contrôlée pour être à -20°C. Le 2ème graphe montre la différence de température entre l'air extérieur et la surface extérieure de la couche isolante (ligne pleine), et entre l'air intérieur et la surface intérieure de la couche isolante (ligne pointillée). Le 3ème graphe montre la différence de température entre les deux surfaces de la couche isolante. Le 4ème graphe montre le flux sortant (ligne pleine) et le flux à l'intérieur de l'enceinte (ligne pointillée), en W/m^2.

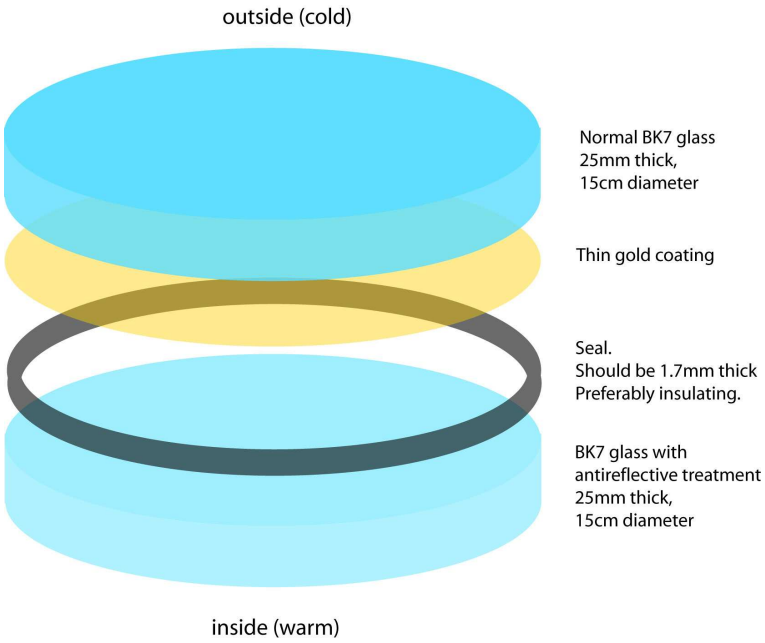


FIGURE 7.8 – Schéma du hublot utilisé pour les enceintes thermalisées d'ASTEP Sud et ASTEP 400 (dans le cas d'un hublot plan). Le double vitrage avec une couche réfléchissante sur une des faces permet une très bonne isolation thermique.

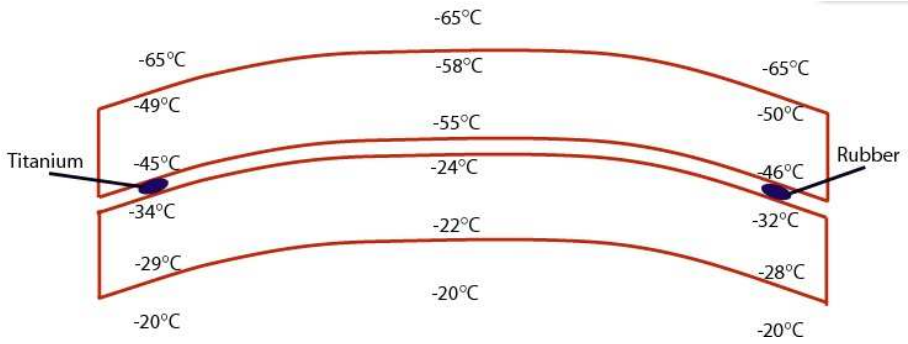


FIGURE 7.9 – Température des différentes couches et interfaces du hublot double vitrage, dans la configuration thermique envisagée à Concordia (température extérieure : -65°C, température de l'enceinte : -20°C).

7.4 Simulations photométriques

Cette partie présente l'étude photométrique d'ASTEP 400, réalisée à l'aide du code SimPhot. Ce code simule des observations photométriques en incluant divers bruits, puis extrait les courbes de lumière et calcule leur précision (voir chapitre 2 pour une description de SimPhot). On décrit d'abord le principe des simulations, puis on présente plusieurs études concernant différents aspects de la conception de l'instrument : choix de la taille de la PSF, étude des tolérancements mécaniques, choix du hublot d'entrée, optimisation de la configuration optique.

7.4.1 Principe des simulations

Hypotheses des simulations

Toutes les simulations sont réalisées avec les mêmes hypothèses de manière à pouvoir comparer différentes configurations du télescope.

Paramètres généraux

Les simulations sont réalisées pour 3 étoiles de magnitude 12, 14 et 16. La bande spectrale est 600-800 nm. Le champ est de $1° \times 1°$. La brillance du ciel est prise à 20 mag/arcsec^2 et la masse d'air à 1.1, correspondant à une ligne de visée à 20° du zénith. Le diamètre du télescope est de 40 cm. Le capteur CCD est celui des instruments ASTEP : 4096×4096 pixels de 9 μm, efficacité quantique maximum de 63% et supérieure à 50% dans la bande spectrale 600-800 nm (on se reportera au chapitre 3 pour plus de détails sur ces caméras). Le temps de pose est de 30 secondes. Nous avons vu au chapitre 2 que pour une PSF gaussienne, l'ouverture photométrique optimale est un cercle de diamètre d'environ 2.5 fois la largeur à mi-hauteur. Cette largeur étant de 3 ou 4 pixels pour ASTEP 400 (le choix entre ces deux PSF est présenté section 7.4.2), le flux est systématiquement mesuré dans plusieurs ouvertures photométriques, en général de 8 et 10 pixels de diamètre. Une moyenne glissante de ce flux est ensuite effectuée sur une durée de 20 minutes (un transit planétaire dure typiquement 2 heures), soit sur 32 images successives (car on tient compte du temps de lecture). Cette moyenne glissante permet de réduire les bruits blancs comme le bruit de photons. La durée d'observation totale est de 2 heures.

Seeing

Les courbes de seeing sont tirées des mesures réelles effectuées au Dôme C durant l'hiver 2005. La figure 7.10 montre ces mesures sur tout l'hiver (de mars à août), sur le mois de mai, et sur environ une journée. Le seeing est globalement élevé (le seeing moyen sur les 4 mois est de 1.7 arcsec), et ses variations sont importantes sur des échelles de temps courtes (il peut par exemple passer de 1.5 à 2.5 arcsec en une dizaine de minutes). Le seeing du Dôme C est présenté plus en détail au chapitre 1. Ce paramètre sera probablement un facteur limitant pour la précision photométrique d'ASTEP 400.

Les deux heures de mesures utilisées pour les simulations sont choisies de manière à rendre compte de la situation au Dôme C. On simule systématiquement deux cas de seeing (figure 7.11). La première situation est très optimiste et correspond à une période de seeing stable et faible, représentative de 20 % du temps au maximum. La seconde situation est assez pessimiste et correspond à un seeing plus élevé et irrégulier, avec

des variations qui peuvent être importantes sur des durées très courtes. Cette deuxième situation est en fait plus proche de la réalité, et correspond au moins à 60 % du temps. Le cas réel peut également être pire, avec à la fois des variations importantes sur des courtes durées (∼10 minutes) et sur des durées plus longues (∼1 heure). La figure 7.11 donne aussi à titre indicatif ces deux courbes avec une moyenne glissante sur 20 minutes. Elles permettront d'identifier l'influence du seeing sur les courbes de lumière finales.

Correction par une étoile de référence

Dans ces simulations, une correction peut être appliquée en normalisant le flux mesuré par celui d'une étoile de référence, prise au centre du champ. La correction est alors appliquée en divisant le flux de la PSF en bord de champ par celui de la PSF au centre du champ, pour une étoile de même magnitude. Cette étape contribue par exemple à corriger l'effet des variations de seeing.

Resultats des simulations

Des exemples de courbes de lumière issues des simulations dans les deux cas de seeing sont présentés figure 7.12 (une moyenne glissante sur 20 minutes a été effectuée). Dans le cas de mauvais seeing, la comparaison de la courbe de seeing (figure 7.11, bas droite) avec la courbe de lumière obtenue (figure 7.12, droite), montre que le bruit engendré par les variations de seeing est le bruit dominant. On note qu'un seeing élevé a pour conséquence un élargissement des PSF, diminuant le flux reçu dans l'ouverture photométrique, ce qu'on retrouve bien dans les simulations. On mesure alors la déviation standard de la courbe de lumière, qui correspond à la précision photométrique et constitue le résultat de la simulation.

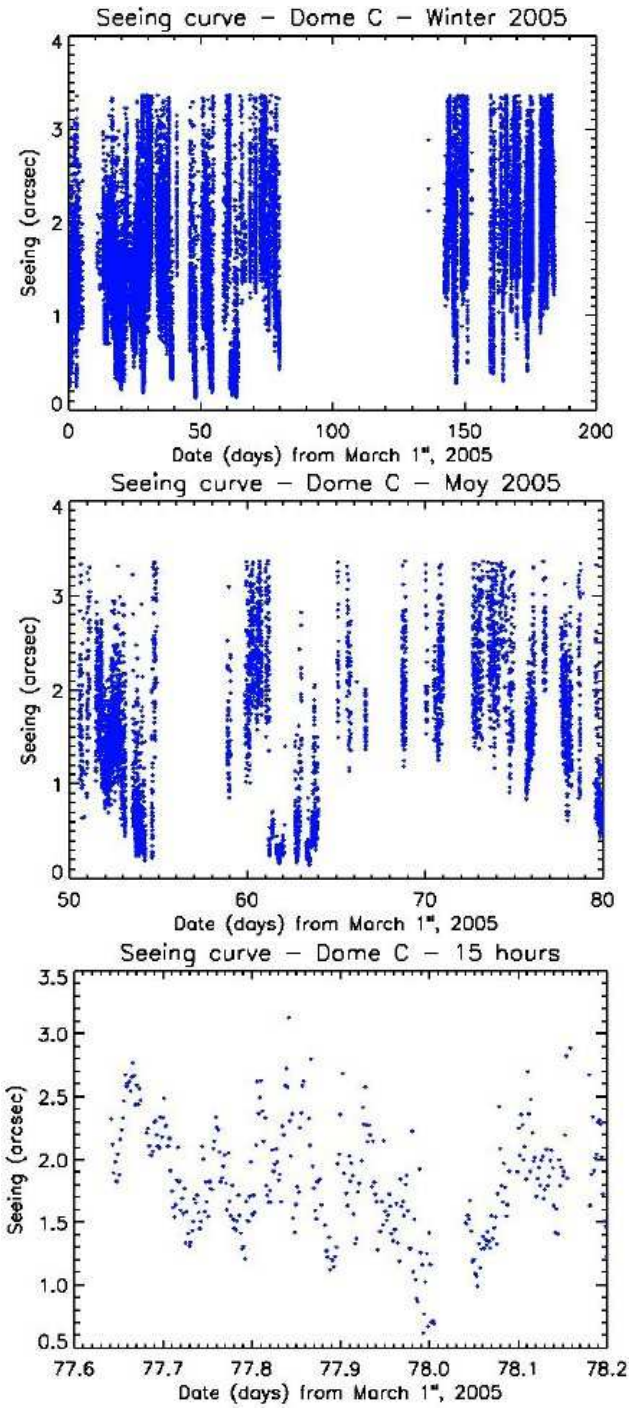


FIGURE 7.10 – Valeurs de seeing mesurées durant l'hiver 2005, de mars à août (haut), pour le mois de mai (milieu), et durant une quinzaine d'heures (bas).

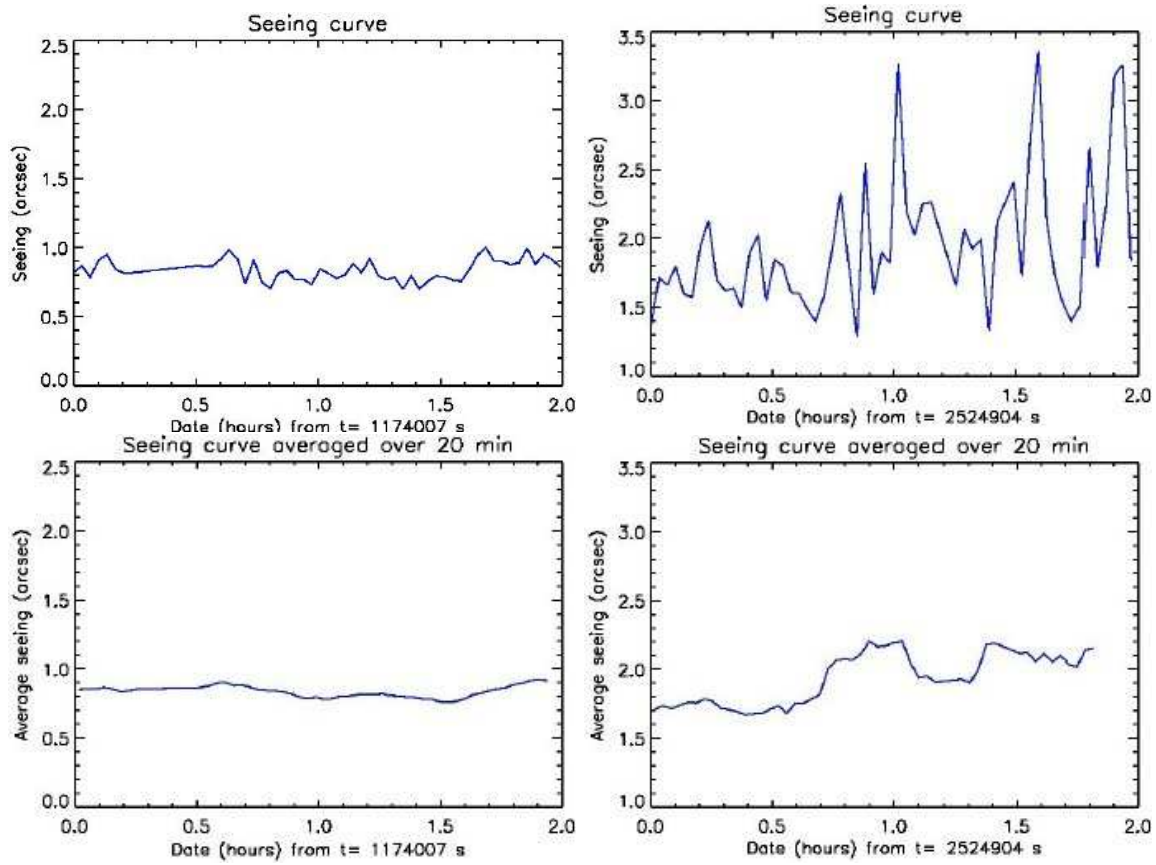


FIGURE 7.11 – Deux cas de seeing tirés des mesures de l'hiver 2005 au Dôme C (haut) sont systématiquement utilisés pour les simulations : un cas de bon seeing (gauche) et un cas de mauvais seeing (droite). Une moyenne glissante sur 20 minutes (bas) permettra une comparaison avec les courbes de lumière simulées.

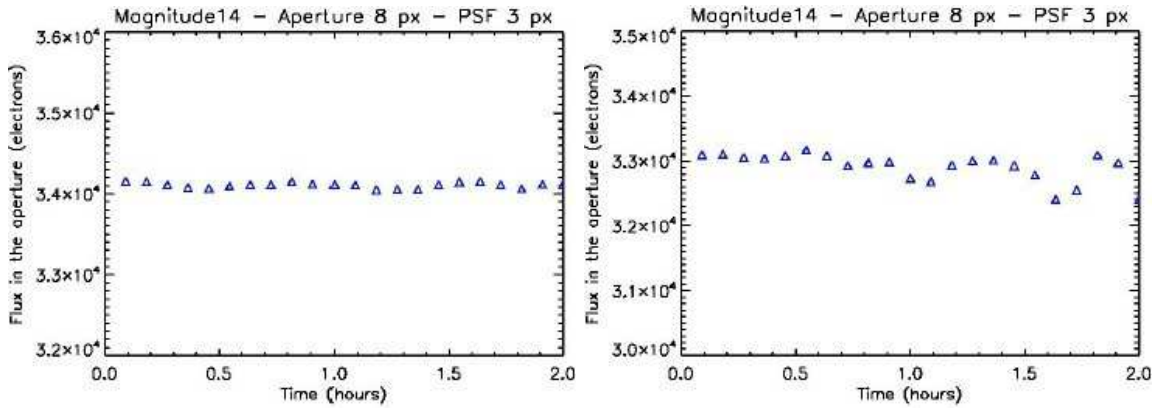


FIGURE 7.12 – Courbes de lumière obtenues dans le cas d'un seeing optimiste (gauche), et pessimiste (droite), moyennées sur 20 minutes. Dans le cas pessimiste, on retrouve les variations de seeing, qui constituent le bruit dominant.

7.4.2 Choix de la taille de la PSF

Présentation du problème

Une première série de simulations est effectuée pour choisir la taille de la PSF. Nous avons vu au chapitre 2 que pour un CCD illuminé par devant, comme celui d'ASTEP 400, le bruit dû à la présence des électrodes devient négligeable pour une PSF gaussienne de largeur à mi-hauteur supérieure à 1.7 pixels. La PSF issue des simulations optiques d'ASTEP 400 n'est volontairement pas une gaussienne, cependant la PSF réelle sera lissée notamment par les effets du seeing et du jitter. On admet donc que la PSF doit avoir une largeur supérieure à 2 pixels. On veut également pouvoir observer des étoiles faibles et des champs assez encombrés pour maximiser le nombre de cibles. Pour minimiser la contamination, on met une limite supérieure à 5 px. Le choix réside donc entre une PSF de 3 ou 4 pixels de largeur à mi-hauteur.

Résultats des simulations optiques

Les simulations optiques effectuées par Carole Gouvret aboutissent à deux PSF défocalisées respectivement à 3 et 4 pixels de largeur à mi-hauteur. Ces PSF sont représentées figure 7.4 (section 7.3.1). Ces simulations tiennent compte de l'obstruction centrale.

Résultats des simulations photométriques

Pour chacune de ces deux PSF, on étudie un point au centre du champ et un point en bord du champ. La précision photométrique obtenue dans les différents cas est donnée dans les tableaux 7.2 à 7.5, avec le bruit de photons pour comparaison (certaines valeurs en-dessous du bruit de photons sont dues à la nature statistique des simulations). On n'effectue pas ici de normalisation par une étoile de référence.

Magnitude	Ouverture photométrique **8 px**				Ouverture photométrique **10 px**			
	Centre	Br. phot.	Bord +0.5°	Br. phot.	Centre	Br. phot.	Bord +0.5°	Br. phot.
12	0.00042	0.00035	0.00035	0.00035	0.00030	0.00035	0.00022	0.00035
14	0.00082	0.00088	0.00052	0.00087	0.00061	0.00087	0.00083	0.00087
16	0.00251	0.00220	0.00212	0.00220	0.00332	0.00219	0.00339	0.00219

TABLE 7.2 – Précision photométrique obtenue pour la PSF de 3 pixels, dans le cas d'un bon seeing, au centre et au point extrême de la diagonale du champ (+0.5°,+0.5°). Le bruit de photons (Br. phot.) est indiqué en comparaison.

Magnitude	Ouverture photométrique **8 px**				Ouverture photométrique **10 px**			
	Centre	Br. phot.	Bord +0.5°	Br. phot.	Centre	Br. phot.	Bord +0.5°	Br. phot.
12	0.00070	0.00035	0.00050	0.00035	0.00028	0.00035	0.00028	0.00035
14	0.00084	0.00087	0.00089	0.00087	0.00073	0.00087	0.00060	0.00087
16	0.00379	0.00220	0.00232	0.00219	0.00313	0.00219	0.00316	0.00219

TABLE 7.3 – Précision photométrique obtenue pour la PSF de 4 pixels, dans le cas d'un bon seeing, au centre et au point extrême de la diagonale du champ (+0.5°,+0.5°). Le bruit de photons (Br. phot.) est indiqué en comparaison.

Magnitude	Ouverture photométrique **8 px**				Ouverture photométrique **10 px**			
	Centre	Br. phot.	Bord +0.5°	Br. phot.	Centre	Br. phot.	Bord +0.5°	Br. phot.
12	0.00540	0.00035	0.00525	0.00035	0.00167	0.00035	0.00164	0.00035
14	0.00558	0.00089	0.00564	0.00088	0.00176	0.00087	0.00135	0.00087
16	0.00531	0.00222	0.00509	0.00222	0.00389	0.00219	0.00396	0.00219

TABLE 7.4 – Précision photométrique obtenue pour la PSF de 3 pixels, dans le cas d'un mauvais seeing, au centre et au point extrême de la diagonale du champ (+0.5°,+0.5°). Le bruit de photons (Br. phot.) est indiqué en comparaison.

Magnitude	Ouverture photométrique **8 px**				Ouverture photométrique **10 px**			
	Centre	Br. phot.	Bord +0.5°	Br. phot.	Centre	Br. phot.	Bord +0.5°	Br. phot.
12	0.00849	0.00036	0.00702	0.00035	0.00314	0.00035	0.00265	0.00035
14	0.00858	0.00090	0.00675	0.00089	0.00356	0.00087	0.00292	0.00087
16	0.00950	0.00225	0.00599	0.00223	0.00353	0.00220	0.00476	0.00219

TABLE 7.5 – Précision photométrique obtenue pour la PSF de 4 pixels, dans le cas d'un mauvais seeing, au centre et au point extrême de la diagonale du champ (+0.5°,+0.5°). Le bruit de photons (Br. phot.) est indiqué en comparaison.

Analyse des simulations photométriques

Seeing optimiste

Dans le cas d'un seeing optimiste (moins de 20 % du temps), la précision photométrique obtenue est toujours proche du bruit de photons, sauf parfois pour la magnitude 16. Pour une ouverture de 8 pixels de diamètre, la précision obtenue avec la PSF de 3 pixels est toujours meilleure que celle avec la PSF de 4 pixels, d'un facteur compris entre 1 et 1.7. Pour une ouverture de 10 pixels, la précision obtenue avec les deux PSF est similaire.

Seeing pessimiste

Dans le cas d'un seeing pessimiste (plus de 60 % du temps), la précision photométrique obtenue pour une ouverture photométrique de 8 pixels dépend peu de la magnitude. Les variations de seeing sont en effet la source de bruit dominante. La précision est de l'ordre de 5.10^{-3} pour la PSF de 3 pixels, et de 6.10^{-3} à 9.10^{-3} pour la PSF de 4 pixels. Pour une ouverture de 10 pixels, on atteint pour la PSF de 3 pixels une précision de 2.10^{-3} à 4.10^{-3}, et pour la PSF de 4 pixels une précision de 3.10^{-3} à 5.10^{-3}.

Comparaison des PSF

La précision obtenue avec la PSF de 3 pixels est toujours meilleure qu'avec la PSF de 4 pixels par un facteur 1.5 à 2, dans les deux cas de seeing. On note également qu'une ouverture de 10 px (resp. 8 px) est préférable pour les magnitudes 12 et 14 (resp. 16).

Conclusion sur le choix de la taille de la PSF

Les simulations réalisées avec le code Simphot donnent une idée globale de la précision photométrique attendue pour le télescope ASTEP 400. La PSF de 3 pixels donne de meilleurs résultats que la PSF de 4 pixels. Les résultats montrent également que l'on peut s'approcher du bruit de photons dans le cas d'un très bon seeing. Les bruits modélisés correspondent à nos connaissances concernant la photométrie de précision au moment du développement d'ASTEP 400. En particulier, on ne connaît pas encore l'efficacité de la correction qui pourra être apportée aux variations de seeing lors du

traitement des données. Il serait d'ailleurs très utile d'avoir les mesures du seeing au Dôme C en simultané avec les observations ASTEP.

7.4.3 Prise en compte des tolérancements mécaniques

Présentation du problème

Les dimensions et le placement des pièces optiques et mécaniques seront realisés à une erreur près. L'erreur maximale acceptable sur la position est appelée tolérancement. La position finale sera un cas particulier aléatoire de toutes les positions possibles répondant aux tolérancements. Idéalement, toutes doivent permettre d'obtenir une PSF correcte. Une difficulté est donc dans le choix des valeurs de tolérancement qui doivent répondre à la fois à des contraintes techniques de réalisation et d'assemblage des pièces, et aux spécifications scientifiques concernant la PSF. Ce travail conséquent, incluant le calcul des tolérancements et les simulations Monte-Carlo des PSF, a été effectué par Carole Gouvret.

Une fois la définition de la configuration optique relativement avancée, on introduit les tolérancements pour avoir une idée de leur impact sur la photométrie. On présente ici les résultats de ces simulations.

Résultats des simulations optiques

Parmi différentes PSF issues des simulations de tolérancements, on en choisit visuellement une assez déformée, soit un cas plutôt défavorable. Cette PSF est représentée figure 7.13, au centre du champ et en deux points extrêmes où la déformation est maximale. On montre également le résultat de la convolution avec une gaussienne de 1 seconde d'arc de largeur à mi-hauteur, équivalent à un lissage par un seeing et un jitter de chacun 0.5 arcsec. Cela représente à peu près à la déformation minimale que subira la PSF.

Résultats des simulations photométriques

Les tableaux 7.6 et 7.7 récapitulent la précision photométrique obtenue pour la PSF en différents points du champ, individuellement, puis après correction par une étoile de référence (comme expliqué dans la section 7.4.1). De même que précédemment, l'étude est faite pour les deux cas de seeing, deux ouvertures photométriques de 8 et 10 pixels de diamètre, et on donne le bruit de photons en comparaison.

Analyse des simulations photométriques

Seeing optimiste
Dans le cas d'un seeing optimiste, la précision photométrique est toujours proche du bruit de photons, sauf parfois pour la magnitude 16. On note que la précision étant déjà quasiment optimale, la normalisation par une étoile de référence n'améliore pas les résultats et aboutit à une précision 1.5 à 2 fois moins bonne que pour les PSF individuelles.

Seeing pessimiste
Dans le cas d'un seeing pessimiste, les précisions photométriques dépendent peu de la

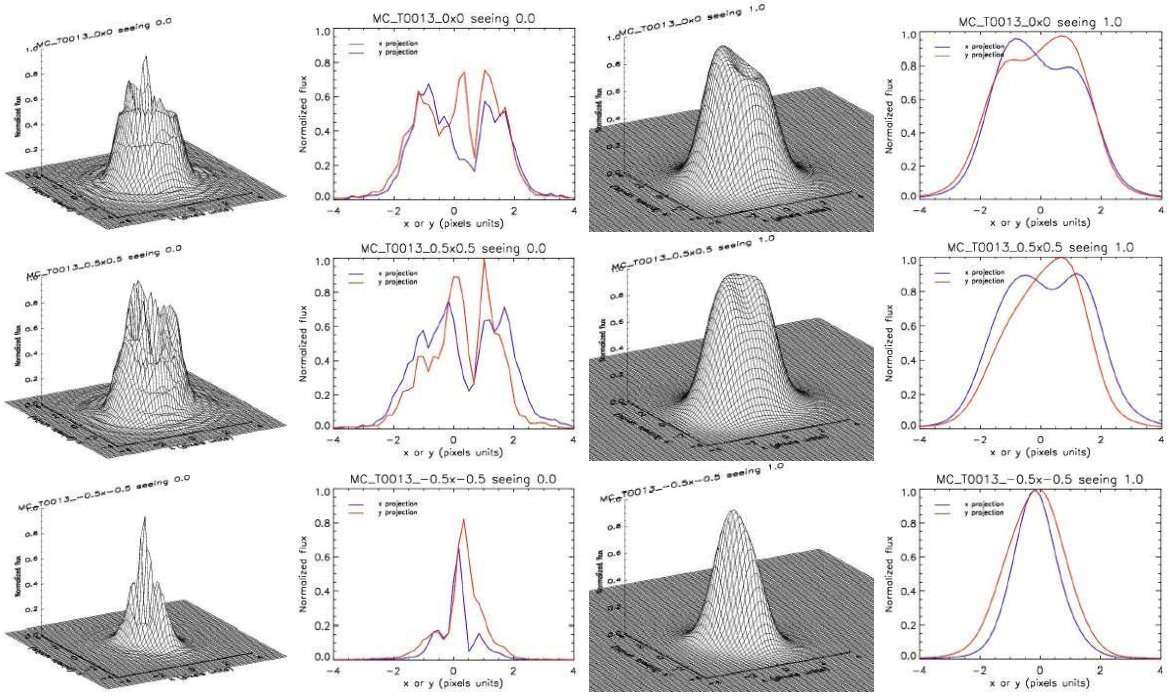


FIGURE 7.13 – PSF issue des simulations de tolérancements et utilisée pour les simulations photométriques, en 3 dimensions et en coupe selon x (bleu) et y (rouge), avant (gauche) et après (droite) convolution avec une gaussienne de 1 arcseconde, au centre du champ (haut), dans la diagonale à $0.5° \times 0.5°$ (milieu) et à $-0.5° \times -0.5°$ (bas).

magnitude. Les variations de seeing sont en effet toujours la source de bruit dominante. La précision photométrique est cette fois largement améliorée en normalisant par l'étoile de référence. Pour une ouverture photométrique de 8 pixels, on gagne un facteur 5 pour la PSF à $0.5° \times 0.5°$ et un facteur 1.5 pour la PSF à $-0.5° \times -0.5°$. Pour une ouverture photométrique de 10 pixels, on gagne un facteur 3 pour la PSF à $0.5° \times 0.5°$ et rien pour la PSF à $-0.5° \times -0.5°$. Ceci montre bien l'importance de l'homogénéité des PSF dans le champ. En effet, la PSF à $0.5° \times 0.5°$ ressemble beaucoup plus à la PSF au centre que la PSF à $-0.5° \times -0.5°$. La correction par comparaison des PSF est alors bien meilleure. Dans tous les cas, la précision photométrique varie de 1 à quelques 10^{-3}, et on peut espérer mieux après un traitement plus complet des données.

Conclusion sur les PSF de tolérancements

Les simulations réalisées en tenant compte des tolérancements montrent que l'on peut s'approcher du bruit de photons dans le cas d'un très bon seeing. Dans le cas d'un mauvais seeing, la précision photométrique est améliorée grâce à la normalisation par une étoile de référence, pour atteindre des valeurs raisonnables : on gagne jusqu'à un facteur 5 dans le cas de PSF bien homogènes. Le rôle de l'homogénéité des PSF dans le champ apparaît donc clairement.

Dans tous les cas, les précisions photométriques obtenues dans ces simulations sont convenables. Dans la limite de ces simulations, qui prennent en compte un certains nombre de bruits, et dans la limite de nos connaissances en matière de photométrie et des conditions au Dôme C, on montre qu'à ce stade de développement le télescope

Magnitude	Ouverture photométrique **8 px**							
	Centre	Br. phot.	Bord +0.5°	Av. corr.	Br. phot.	Bord -0.5°	Av. corr.	Br. phot.
12	0.00044	0.00043	0.00035	0.00079	0.00043	0.00030	0.00083	0.00043
14	0.00038	0.00098	0.00068	0.00089	0.00098	0.00067	0.00094	0.00098
16	0.00359	0.00165	0.00275	0.00260	0.00157	0.00309	0.00262	0.00167

Magnitude	Ouverture photométrique **10 px**							
	Centre	Br. phot.	Bord +0.5°	Av. corr.	Br. phot.	Bord -0.5°	Av. corr.	Br. phot.
12	0.00030	0.00042	0.00032	0.00074	0.00042	0.00021	0.00055	0.00042
14	0.00091	0.00090	0.00103	0.00132	0.00091	0.00073	0.00143	0.00090
16	0.00263	0.00136	0.00278	0.00132	0.00142	0.00313	0.00159	0.00144

TABLE 7.6 – Précision photométrique obtenue pour une PSF typique issue des simulations de tolérancements, dans le cas d'un bon seeing, au centre et aux points extrêmes de la diagonale du champ (+0.5°,+0.5°) et (-0.5°,-0.5°), sans puis avec correction (Av. corr.) par une étoile de référence. Le bruit de photons (Br. phot.) est indiqué en comparaison.

Magnitude	Ouverture photométrique **8 px**							
	Centre	Br. phot.	Bord +0.5°	Av. corr.	Br. phot.	Bord -0.5°	Av. corr.	Br. phot.
12	0.00566	0.00044	0.00592	0.00129	0.00044	0.00382	0.00298	0.00043
14	0.00558	0.00099	0.00561	0.00140	0.00099	0.00364	0.00251	0.00098
16	0.00402	0.00164	0.00780	0.00292	0.00161	0.00858	0.00312	0.00150

Magnitude	Ouverture photométrique **10 px**							
	Centre	Br. phot.	Bord +0.5°	Av. corr.	Br. phot.	Bord -0.5°	Av. corr.	Br. phot.
12	0.00205	0.00042	0.00196	0.00076	0.00042	0.00136	0.00131	0.00042
14	0.00207	0.00091	0.00225	0.00092	0.00090	0.00129	0.00146	0.00091
16	0.00555	0.00136	0.00408	0.00190	0.00136	0.00333	0.00248	0.00142

TABLE 7.7 – Précision photométrique obtenue pour une PSF typique issue des simulations de tolérancements, dans le cas d'un mauvais seeing, au centre et aux points extrêmes de la diagonale du champ (+0.5°,+0.5°) et (-0.5°,-0.5°), sans puis avec correction (Av. corr.) par une étoile de référence. Le bruit de photons (Br. phot.) est indiqué en comparaison.

ASTEP 400 semble cohérent avec les objectifs de photométrie de précision.

7.4.4 Choix du hublot d'entrée de la boîte caméra et comparaison de différents tolérancements

Présentation du problème

De nouvelles simulations sont réalisées pour différentes formes du hublot d'entrée de la boîte caméra. La choix se situe entre un hublot ménisque et un hublot plan (d'après Pierre Assus, correspondance privée). La comparaison est faite pour un cas de tolérancements "classiques" correspondant aux valeurs espérées lors de la réalisation du télescope, et un cas de tolérancements "élargis" plus défavorable. Ceci permet d'une part de rendre la comparaison des deux hublots plus robuste, et d'autre part d'évaluer la marge acceptable pour les tolérancements. On précise que le cas des tolérancements classiques n'inclue pas les variations du miroir M2 et de la bonnette, qui n'ont été étudiés que pour le hublot plan au moment des simulations.

Résultats des simulations optiques

Pour chaque hublot et chaque cas de tolérancements, des PSF sont obtenues à partir de simulations de Monte Carlo sur un grand nombre de positionnements des pièces. Une vingtaine de PSF probables sont alors analysées par les simulations photométriques. Un

exemple de PSF pour le hublot ménisque et pour le hublot plan est donné figure 7.14. Les PSF simulées avec le hublot plan sont globalement plus larges et plus déformées que celles avec le hublot ménisque.

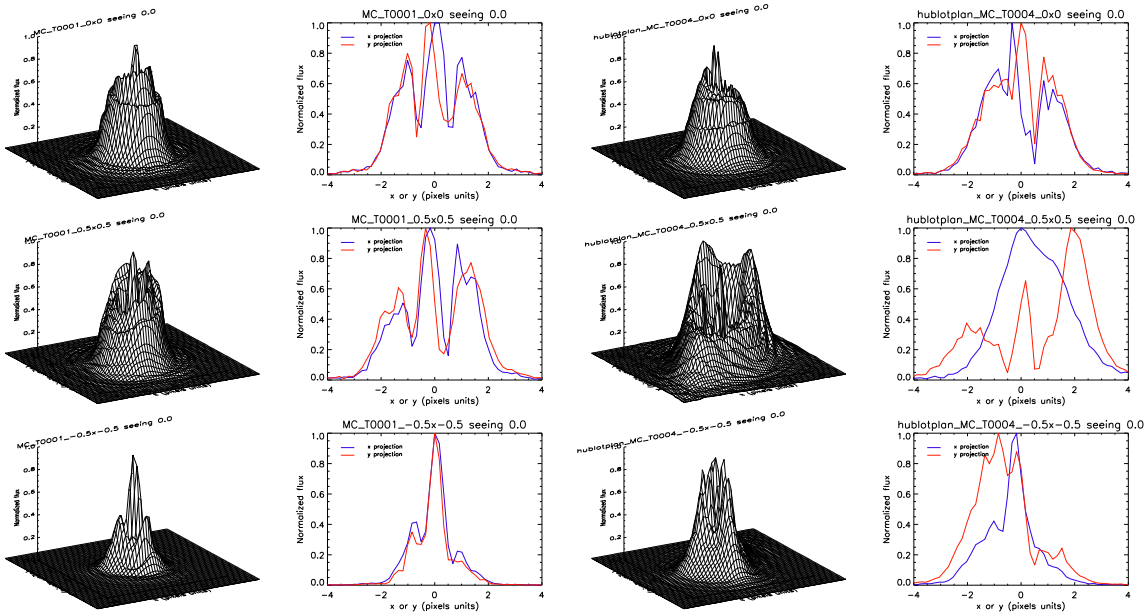


FIGURE 7.14 – PSF issues des simulations de tolérancements classiques avec un hublot ménisque (gauche) et plan (droite), en 3 dimensions et en coupe selon x (bleu) et y (rouge), au centre du champ (haut), dans la diagonale à $0.5° \times 0.5°$ (milieu) et à $-0.5° \times -0.5°$ (bas).

Résultats des simulations photométriques

L'étude est faite pour des ouvertures photométriques de 8, 10, 12 et 14 pixels de diamètre, et pour les deux cas de seeing. Les courbes de lumière des étoiles en bord de champ sont corrigées par l'étoile de référence. Pour chaque étoile et chaque point du champ, on donne d'abord le bruit de photons correspondant à la magnitude considérée, puis les statistiques sur les 20 PSF, à savoir :

- la précision photométrique moyenne
- son écart type
- ses valeurs minimale et maximale
- le pourcentage de PSF conduisant à une précision supérieure à 3 mmag.

Les résultats sont présentés dans l'annexe 2. Les valeurs obtenues donnent une idée de la précision photométrique attendue, mais pas la précision finale du télescope ASTEP 400 (le code SimPhot nécessite pour cela des améliorations). Les résultats permettent néanmoins de comparer les différents cas.

Analyse des simulations photométriques

Ouvertures photométriques

Les ouvertures photométriques utilisées sont relativement larges. Ce choix tient compte du fait que les variations de seeing entraînent un élargissement des PSF. On voit ainsi que pour les magnitudes 12 et 14 le bruit photométrique diminue quand l'ouverture

augmente. Ces ouvertures larges n'améliorent pas les résultats pour les magnitudes 16, pour lesquelles les bords de la PSF sont assez vite noyés dans le bruit.

Comparaison hublot plan - hublot ménisque
Dans tous les cas de seeing et de tolérancements, le hublot ménisque donne de meilleurs résultats que le hublot plan. La différence n'est néanmoins pas flagrante, les niveaux de bruit étant assez proches : il y a dans la plupart des cas un rapport 1.2 à 1.3 en faveur du hublot ménisque.

Comparaison tolérancements classique et élargis
Les deux cas de tolérancements donnent les mêmes résultats. Une étude de la fonction de mérite des PSF réalisée par Carole Gouvret aboutit à la même conclusion.

Conclusion sur le choix du hublot et les différents tolérancements

La comparaison des hublots ménisque et plan a été effectuée dans les cas de tolérancements classiques et élargis. Dans tous les cas, le hublot ménisque donne des résultats légèrement meilleurs que le hublot plan. La différence étant faible, d'autres éléments pourront permettre de préciser ce choix, par exemple des simulations de déformations thermiques. Les tolérancements classiques et élargis aboutissent à des résultats similaires. Cette donnée permettra de mieux définir les tolérancements, en laissant plus de marge aux contraintes techniques par rapport aux contraintes scientifiques.

7.4.5 Optimisation de la configuration optique

La configuration optique et les valeurs de tolérancements sont optimisées par Carole Gouvret à partir d'itérations entre simulations des PSF et simulations photométriques. Les simulations optiques de Monte-Carlo aboutissent à $\sim$100 PSF, dont $\sim$20 représentatives sont traitées par les simulations photométriques. On considère qu'une PSF est de bonne qualité si elle permet une précision photométrique meilleure que 3 mmag pour les étoiles de magnitude 16. Le pourcentage de PSF de bonne qualité permet ainsi d'évaluer la configuration optique et les valeurs de tolérancements. Deux classements indépendants des PSF sont établis, l'un par leur fonction de mérite (somme pondérée des différences quadratiques entre les caractéristiques souhaitées et réelles), l'autre par la précision photométrique atteinte. Les résultats sont reportés figure 7.15. On vérifie qu'ils sont en accord, les fluctuations étant dues à la nature statistique des simulations photométriques. La comparaison des PSF en haut et bas de classement permet alors de modifier la configuration optique et les valeurs de tolérancements, pour tendre vers une plus grande proportion de PSF de bonne qualité. En fait, ce processus a été appliqué tout au long du développement d'ASTEP 400. Après plusieurs itérations et un gros travail d'optimisation, la configuration finale conduit à 90 % de PSF dans les spécifications.

Hublots ménisques	
CLASSEMENT BRUIT	CLASSEMENT MTF
MC_T0098	MC_T0098
MC_T0059	MC_T0021
MC_T0016	MC_T0034
MC_T0034	MC_T0092
MC_T0092	MC_T0059
MC_T0084	MC_T0100
MC_T0021	MC_T0007
MC_T0100	MC_T0045
MC_T0013	MC_T0084
MC_T0007	MC_T0096
MC_T0045	MC_T0075
MC_T0054	MC_T0054
MC_T0096	MC_T0013
MC_T0003	MC_T0016
MC_T0075	MC_T0003
MC_T0097	MC_T0097

Hublots plans	
CLASSEMENT BRUIT	CLASSEMENT MTF
MC_T0076	MC_T0076
MC_T0075	MC_T0025
MC_T0025	MC_T0098
MC_T0098	MC_T0075
MC_T0054	MC_T0054
MC_T0082	MC_T0082
MC_T0001	MC_T0066
MC_T0035	MC_T0001
MC_T0066	MC_T0065
MC_T0065	MC_T0035
MC_T0070	MC_T0049
MC_T0086	MC_T0006
MC_T0049	MC_T0078
MC_T0078	MC_T0070
MC_T0006	MC_T0086

FIGURE 7.15 – Classement des PSF selon deux méthodes : par le bruit obtenu dans les simulations photométriques sur une étoile de magnitude 14, et par l'étude de la fonction de mérite (ou MTF) de la PSF, calculée par comparaison aux spécifications initiales. Le cas présenté ici correspond aux hublots ménisque et plan pour les tolérancements élargis. Les PSF conduisant à un bruit inférieur (resp. supérieur) à 10^{-3} sont en vert (resp. en rouge), le cas limite est en jaune. Les classements par les deux méthodes sont en bon accord. Tableaux réalisés par Carole Gouvret.

7.5 Etude du guidage

7.5.1 Principe

Nous avons vu au chapitre 2 qu'une bonne photométrie nécessite une grande stabilité de la position sur le CCD des objets étudiés au cours d'une pose et au cours des observations, pour minimiser différentes sources de bruit. Le télescope ASTEP 400 effectuant a priori des poses longues (30 s et plus), l'utilisation de l'image scientifique seule ne permettrait une correction que toutes les minutes au mieux. Or une correction à plus haute fréquence est nécessaire. Le principe envisagé est d'utiliser d'une part une caméra de guidage effectuant des poses courtes (de l'ordre de 1 s) pour appliquer une correction haute fréquence, et d'autre part l'information de la caméra scientifique pour une correction basse fréquence.

Une voie optique spécifique est donc nécessaire pour le guidage. La photométrie des transits se faisant principalement dans le rouge, la solution proposée est la suivante : une lame dichroïque filtre le flux en réfléchissant le rouge vers la voie science et en transmettant le bleu vers la voie de guidage. Le champ de guidage est centré au même endroit que le champ de la voie science, mais beaucoup plus petit. On présente d'abord la caméra de guidage. Pour valider la méthode, on s'assure ensuite que les champs observés par ASTEP 400 permettent d'avoir une étoile brillante sur la caméra de guidage. Des simulations avec SimPhot permettent alors de tester cette solution, d'estimer la précision de guidage, et d'établir des contraintes sur le positionnement de la caméra de guidage. On présente enfin le choix de la lame dichroïque.

7.5.2 La caméra de guidage

La caméra utilisée pour le guidage est une SBIG ST402. Le capteur CCD est composé de 765×510 pixels de 9 μm, soit une taille de 6.9 mm $\times$ 4.6 mm. Un capteur de petite taille est nécessaire pour permettre une lecture rapide, inférieure à la seconde. Son efficacité quantique est supérieure à 50 % entre 425 et 775 nm, et son maximum est de 83 % à 625 nm (figure 7.16). D'après les données constructeur, les variations inter et intra-pixel sont de 1 %, le bruit de lecture de 17 e^-, et le courant d'obscurité de 1 $e^-/s/px$ à 0°.

La voie optique de guidage est conçue de sorte que la taille des pixels sur le ciel est la même que sur la voie science, soit 0.88 arcsec/px. Le champ de la caméra de guidage est ainsi de $0.19° \times 0.12°$, soit seulement 2.3 % du champ de la caméra science, correspond au centre du champ. Or le télescope ASTEP 400 doit pouvoir observer n'importe quel champ. On vérifie donc dans ce qui suit la présence d'une étoile guide dans le champ de la caméra de guidage.

7.5.3 Présence d'une étoile guide sur la caméra de guidage

Etude réalisée par François Fressin.

Relevé classique de détection d'exoplanètes

De nombreux champs peuvent être sélectionnés pour la recherche de transits, et on dispose d'une certaine liberté pour positionner une étoile guide au centre de la caméra

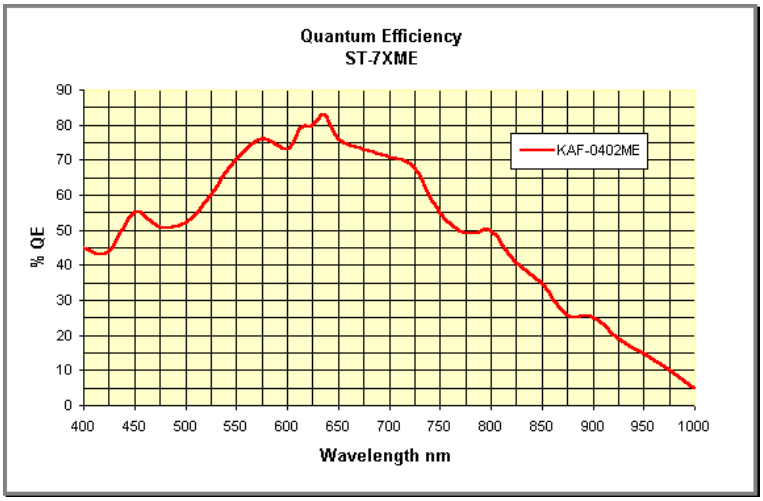


FIGURE 7.16 – Courbe d'efficacité quantique de la caméra de guidage SBIG ST402. Le CCD est sensible dans tout le domaine visible ; on n'utilisera que la partie bleue.

scientifique, et donc sur la caméra de guidage. Pour savoir s'il nous sera systématiquement possible de trouver une étoile suffisamment brillante, on utilise une table se basant sur le catalogue Tycho (Millennium Star Atlas, Volume I, Sky Publishing Corporation and European Space Agency), qui fournit le nombre moyen d'étoiles par magnitude dans une région quelconque d'un degré carré. Cette table montre que la majorité des champs contiennent au moins une étoile de magnitude 8 ou 9.

Une étude supplémentaire effectuée à partir de tirages de Besançon montre que 90 % des champs de $1^{\circ 2}$ hors plan galactique ($-10^{\circ} < b < +10^{\circ}$) possèdent une étoile de magnitude inférieure ou égale à 9 (on montre de plus que 90 % des champs dans le plan galactique possèdent au moins une étoile de magnitude inférieure à 7,5).

Statistiquement, la plupart des champs observés par ASTEP 400 devraient donc contenir une étoile de magnitude inférieure ou égale à 9. Il reste à vérifier qu'une étoile de cette magnitude permet d'effectuer un bon guidage.

Suivi d'exoplanètes connues

Le suivi des exoplanètes découvertes en transit pour améliorer leur caractérisation photométrique et le suivi des planètes découvertes en vitesses radiales pour repérer d'éventuels transits font partie des objectifs scientifiques d'ASTEP. L'étoile cible sera alors naturellement placée au centre du champ pour optimiser sa photométrie. Il convient donc de déterminer si cette étoile peut être utilisée comme étoile guide. Cette configuration est optimale puisqu'elle permet de stabiliser directement la position de l'étoile observée.

La figure 7.17 montre la distribution des exoplanètes connues au moment de l'étude du guidage, en fonction de la magnitude de leur étoile hôte. On constate que la majorité des planètes découvertes en vitesses radiales sont autour d'étoiles brillantes, avec un pic pour les magnitudes 7-8. On n'aura donc a priori pas de problème pour les utiliser comme étoile guide. Les planètes en transit sont quant à elles en majorité autour d'étoiles de magnitude 10-12. Le guidage est dans ce cas moins évident, et il convient d'examiner de manière précise la magnitude limite de guidage.

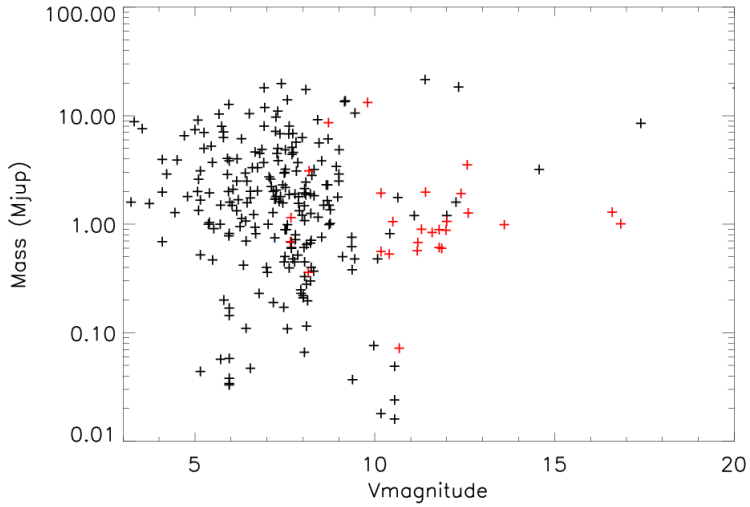


FIGURE 7.17 – Distribution en magnitude des exoplanètes connues au moment de l'étude du guidage. Les planètes en transit sont représentées en rouge et celle découvertes par vitesses radiales en noir.

7.5.4 Simulations de guidage

La solution de guidage envisagée est à présent testée. Le but est d'évaluer la précision de guidage qui peut être atteinte par le dispositif, d'établir la magnitude limite des étoiles guide et d'apporter une spécification sur le positionnement de la caméra de guidage. La première étape consiste à simuler les PSF sur la voie de guidage. Une version spéciale de SimPhot est ensuite mise au point et utilisée pour évaluer les performances du dispositif.

Les PSF de la voie de guidage

Etude réalisée par Carole Gouvret.

Les PSF de la voie de guidage sont simulées pour différentes focalisations de la caméra. Ce travail est effectué par Carole Gouvret à l'aide du logiciel Zeemax. La lame dichroïque est située en amont de plusieurs éléments optiques correctifs. Les PSF de guidage et de science sont donc différentes. On note que la traversée de la lame dichroïque provoque un étalement unidirectionnel d'environ 4 pixels des PSF de la voie de guidage (figure 7.18). Des simulations à des longueurs d'onde uniques ont montré que cet étalement était de nature chromatique : les PSF monochromatiques sont très piquées et décalées entre elles. Dans le cas où cet étalement ne permettrait pas un guidage correct, une solution possible serait l'ajout d'une lame compensatrice placée symétriquement à la première. Néanmoins, on considère dans un premier temps la solution de guidage sans cette seconde lame.

Le guidage doit également être testé pour différentes positions de la caméra, qui peut en effet varier par exemple sous l'effet de fluctuations thermiques. Des PSF sont donc simulées pour une série de positions allant de -500 μm à +500 μm par rapport à la position focalisée.

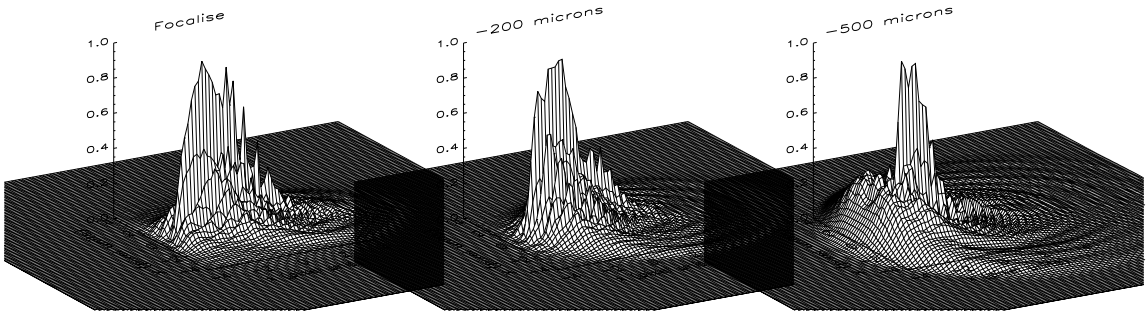


FIGURE 7.18 – Exemples de PSF de la voie de guidage : PSF focalisée (gauche) et défocalisée à -200 μm (centre) et -500 μm (droite).

Hypothèses des simulations

Les simulations suivantes sont effectuées à l'aide d'une version spécifique de SimPhot dédiée au guidage. Les hypothèses générales sont les suivantes :

- on utilise les PSF correspondant aux différentes focalisations ;
- les PSF sont initialement toujours placées au même endroit sur le pixel central du CCD ;
- on simule typiquement 90 poses de 1 s pour chaque PSF, chacune suivie de 1 s de temps de lecture, soit 3 minutes par PSF et environ 15 minutes en tout ;
- des étoiles de fond sont ajoutées ;
- le fond de ciel est pris à 20 mag/arcsec^2 ;
- la masse d'air est de 1.1, soit une direction d'observation à 20° du zénith ;
- la scintillation est prise en compte ;
- les variations de seeing sont tirées d'une plage de 15 minutes de données obtenues durant l'hiver 2005, représentative des conditions de "mauvais seeing" (voir section 7.4.1) ;
- les images sont prises avec la caméra de guidage, dont les propriétés sont données section 7.5.2.
- le bruit de photons est pris en compte ;
- les mouvements imposés au télescope (dérive et jitter) sont explicités dans chaque section. On se réfèrera au chapitre 2 pour le détail de leur modélisation.

Les premières simulations sections 7.5.4 et 7.5.4 sont effectuées avant la connaissance de certains paramètres :

- la transmission totale du télescope sur la voie de guidage ; on prend exactement la bande B de Johnson ;
- le temps de lecture de la caméra de guidage ; on prend 1 s.

Ces paramètres sont connus pour les autres simulations.

Principe des simulations

On obtient une série d'images qui simulent les observations de la caméra de guidage en tenant compte des différents bruits (figure 7.19).

Position de l'étoile guide

On mesure ensuite la position de l'étoile guide sur chaque image à l'aide du logiciel

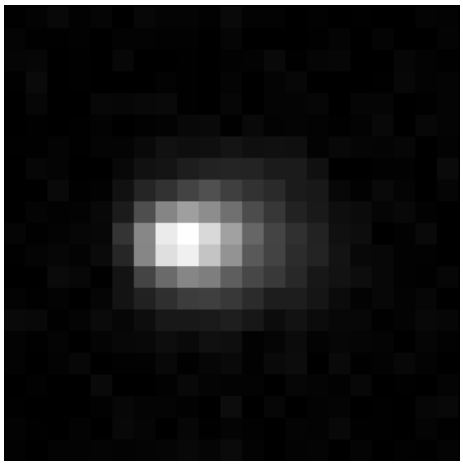


FIGURE 7.19 – Exemple d'image de la caméra de guidage simulée par SimPhot. L'étoile guide est ici de magnitude 10.

DAOPHOT :
- on identifie les points source :
- on ne garde que la source la plus brillante ;
- sa PSF est modélisée par une gaussienne ;
- le centre de cette gaussienne donne la position de l'étoile guide.

Correction appliquée
A partir des variations de cette position, dues aux mouvements imposés, une correction de guidage est appliquée (sauf section 7.5.4) : à chaque pose on repositionne le centre du CCD à la position médiane de l'étoile guide au cours des 5 poses précédentes, en ajoutant une erreur de positionnement de 0.15 px. Au final, la position de l'étoile guide doit être aussi stable que possible, et rester typiquement dans un pixel.

Etude des PSF de guidage par la simulation d'une étoile fixe

Dans un premier temps, on vérifie si les PSF permettent une identification correcte de l'étoile guide, *i.e.* au pixel près. On n'applique pas ici de correction de guidage. Les simulations sont faites pour deux étoiles de magnitudes 8 et 10. La figure 7.20 représente la position de l'étoile guide sur toutes les images ; une couleur est associée à chaque PSF. D'abord, on note que pour les PSF de -300 à +300 μm, la dispersion des positions de l'étoile guide est de l'ordre de 0.2 pixels pour la magnitude 8 et 0.3 pixels pour la magnitude 10, soit largement inférieure au pixel. Ces PSF permettront donc a priori un guidage correct. En revanche, pour les PSF à -500 et +500 μm, la dispersion est de l'ordre de 0.2 pixels pour la magnitude 8 mais monte à 1 pixel pour la magnitude 10 ; un guidage au pixel près est tout juste possible.

De plus, on voit une dérive importante de la position de l'étoile guide selon la direction x en fonction de la focalisation. La dérive totale entre -500 et +500 μm est de 2.5 pixels, et peut être considérée comme linéaire de 0.23 px/100 μm entre -300 et +300 μm. Cette dérive est propre aux PSF de guidage et ne se retrouvera pas sur la voie science. Or en pratique, les variations de position dues à la focalisation seront indissociables du mouvement réel de l'étoile guide. La correction de guidage sera donc erronée. Toutefois, les variations de focalisation, si elles sont présentes dans les

observations réelles, seront dues à des processus lents (de ∼10 mn à ∼1 h) : variations de température pouvant engendrer des déformations, variations dues au jeu de certaines pièces lors du changement de la direction de pointage (lors du suivi d'un champ)... L'utilisation des images de la caméra science pour corriger l'information de la voie de guidage de ces variations lentes apparaît donc nécessaire. L'effet de dérive des PSF de guidage pourra ainsi être corrigé.

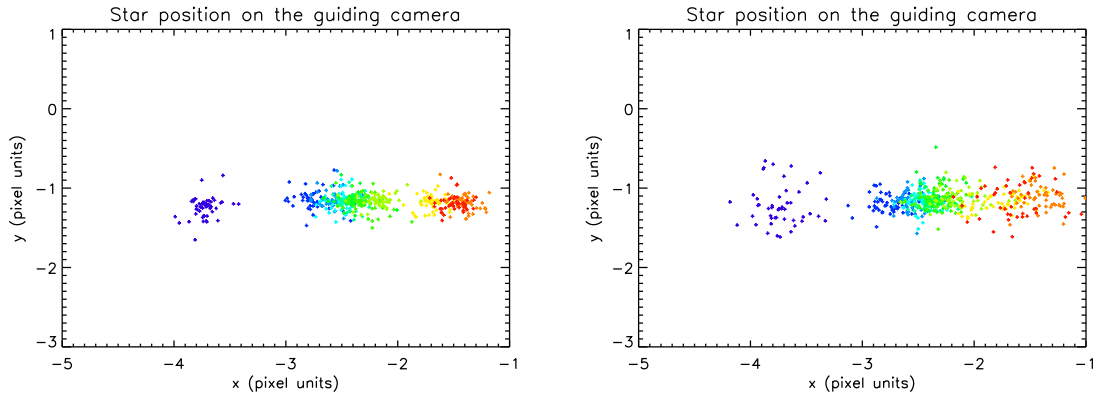


FIGURE 7.20 – Position du centre de l'étoile guide sur des images simulées par SimPhot dans le cas d'une étoile fixe, pour des PSF de différentes focalisations : -500 (indigo), -300 (bleu roi), -100 (bleu), -50 (turquoise), 0 (vert), +50 (vert clair), +100 (jaune), +300 (orange) et +500 (rouge) μm, pour une étoile guide de magnitude 8 (gauche) et 10 (droite). Chaque point représente la position de l'étoile guide sur une image.

Validation de la solution de guidage par la simulation d'une étoile mobile

La procédure de guidage est maintenant simulée. On impose pour cela un mouvement au télescope qui se traduit par un mouvement de l'étoile guide sur la caméra de guidage. On mesure ensuite sa position puis on applique une correction. Pour valider la solution de guidage, on effectue des simulations avec différents mouvements. On prend ici les PSF de -100 à +100 μm et deux étoiles guides de magnitude 8 et 10. Les résultats des différentes simulations sont présentés figure 7.21.

D'abord, on impose un une dérive très forte de 0.6 px/s (pour rappel, la taille des pixels sur le ciel est de 0.88 arcsec/px). La forme de ce mouvement est un cercle de 5 px de diamètre parcouru en 25 s. On n'applique pas de jitter de manière à tester uniquement l'effet de la dérive. Les résultats montrent que cette forte derive n'empêche pas le suivi de l'étoile. La dispersion des positions de l'étoile guide est respectivement de 0.44 et 0.6 px pour les magnitudes 8 et 10, toutes PSF confondues. On voit de plus que l'étoile guide reste dans une zone de largeur 1.2 et 1.4 px pour les magnitudes 8 et 10 respectivement. Ces valeurs dépendent du mouvement imposé au télescope et seront réduites dans le cas d'un mouvement plus faible.

On impose ensuite un mouvement d'environ 0.1 px/s, plus faible mais qui reste très pessimiste, et dont la forme est un cercle de 5 px de diamètre parcouru en 3 mn. On n'applique pas de jitter. Les résultats donnent une dispersion de 0.16 et 0.3 px pour les magnitudes 8 et 10 respectivement. L'étoile guide reste donc largement dans 1 pixel.

Enfin, on garde une dérive de 0.1 px/s et on ajoute un jitter de 0.2 px/s. La dispersion est alors plus élevée et vaut 0.48 et 0.51 px pour les magnitudes 8 et 10 respectivement ;

une grande majorité des points reste dans 1 pixel. On est donc proche d'un guidage au pixel près.

Ces trois cas montrent qu'en imposant divers mouvements au télescope, plutôt pessimistes, le guidage peut être effectué sur des étoiles de magnitudes 8 et 10 avec une précision de l'ordre du pixel. La solution de guidage est donc validée.

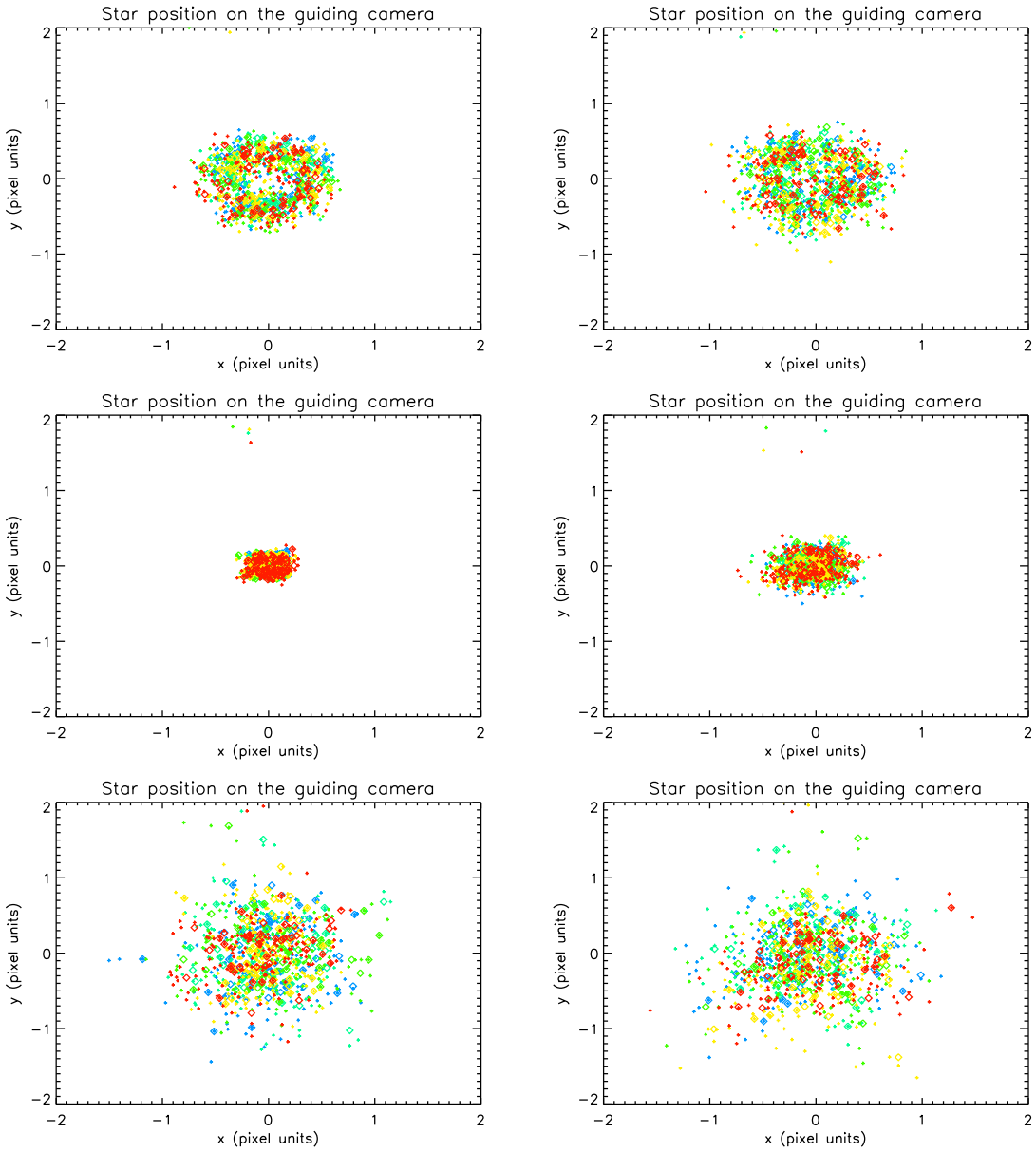


FIGURE 7.21 – Position du centre de l'étoile guide sur des images simulées par SimPhot dans le cas d'une étoile mobile, pour des PSF de différentes focalisations : -100 (bleu), -50 (turquoise), 0 (vert), +50 (jaune) et +100 (rouge) μm, et pour une étoile de magnitude 8 (gauche) et 10 (droite). Divers mouvements sont appliqués au télescope : une dérive de 0.6 px/s sans jitter (haut), de 0.1 px/s sans jitter (milieu), et de 0.1 px/s avec un jitter de 0.2 px/s (bas). Les croix représentent la position de l'étoile guide sur chaque image, et les losanges la position médiane sur 5 poses successives à partir desquelles une correction de guidage est appliquée.

Précision et magnitude limite de guidage

La précision de guidage et la magnitude limite de l'étoile guide sont maintenant évaluées avec des simulations plus réalistes.

— on impose une dérive standard de 0.03 px/s, soit 1 px en 30 s (sauf mention contraire). Cette valeur correspond à un cas réaliste mais plutôt pessimiste ;
— on prend un jitter standard de 0.2 px/s (sauf mention contraire) ;
— on conserve une erreur de pointage de 0.15 px ;
— le flux reçu par la caméra de guidage est simulé plus rigoureusement. On prend une étoile G de température 5500 K qui émet un flux de corps noir, on introduit la transmission de l'atmosphère, et on utilise les courbes de transmission de l'instrument incluant en particulier le miroir en argent ou en aluminium, la lame dichroïque et l'efficacité quantique du CCD de guidage ;
— le temps de lecture de la caméra de guidage est mesuré par Sylvain Péron et vaut au maximum 0.85 s. A priori 0.15 s suffiront à l'application de l'algorithme de guidage et à la réponse du télescope. On conserve donc un temps de 1 s entre chaque pose.

On teste des étoiles de magnitude 8, 10, 12 et 14.

Précision de guidage pour les PSF défocalisées de -100 à +100 μm

On teste d'abord les PSF défocalisées à -100, -50, 0, +50 et +100 μm, correspondant à une bonne focalisation. Les résultats sont présentés figure 7.22 et table 7.8. La dispersion est comprise entre 0.42 et 0.5 px pour les magnitudes 8 à 12. L'étoile de magnitude 14 est trop faible pour être identifiée sur la caméra de guidage. Les PSF de -100 à +100 μm permettent donc un guidage correct sur les étoiles de magnitude 8 à 12.

Magnitude R	8	10	12	14
Dispersion (px)	0.497	0.421	0.457	*****

TABLE 7.8 – Précision de guidage obtenue pour les PSF défocalisées de -100 à +100 μm. Les astérisques indiquent que l'étoile de guidage est perdue au cours des simulations.

Précision de guidage pour les PSF défocalisées de -500 à +500 μm

On teste à présent les PSF défocalisées à -500, -300, 0, +300 et +500 μm. Les PSF défocalisées à +/-300 et +/-500 μm correspondent à une focalisation non optimale. Les résultats sont présentés figure 7.23 et table 7.9. La dispersion est de 0.47 et 0.49 px pour les magnitudes 8 et 10. De plus, pour l'étoile de magnitude 10, la PSF défocalisée à +500 μm conduit à un centroide aberrant (*i.e.* qui sort de l'intervalle [-2,+2] px par rapport au centre du CCD) jusqu'à 1 fois sur 4 pour la magnitude 8 et 1 fois sur 3 pour la magnitude 10. Ceci est dû à la forme assez bizarre de la PSF (voir figure 7.18). La médiane sur 5 images permet en général d'éliminer ces cas aberrants, mais un guidage avec cette PSF est risqué. Les étoiles de magnitude 12 et 14 ne sont pas identifiées pour les PSF à +/-300 et +/-500 μm. Le guidage est donc possible sur la plage -500 / +300 μm jusqu'à la magnitude 10.

Précision de guidage pour différents déplacements du télescope

On impose ici des déplacements plus ou moins grands au télescope pour tester la ro-

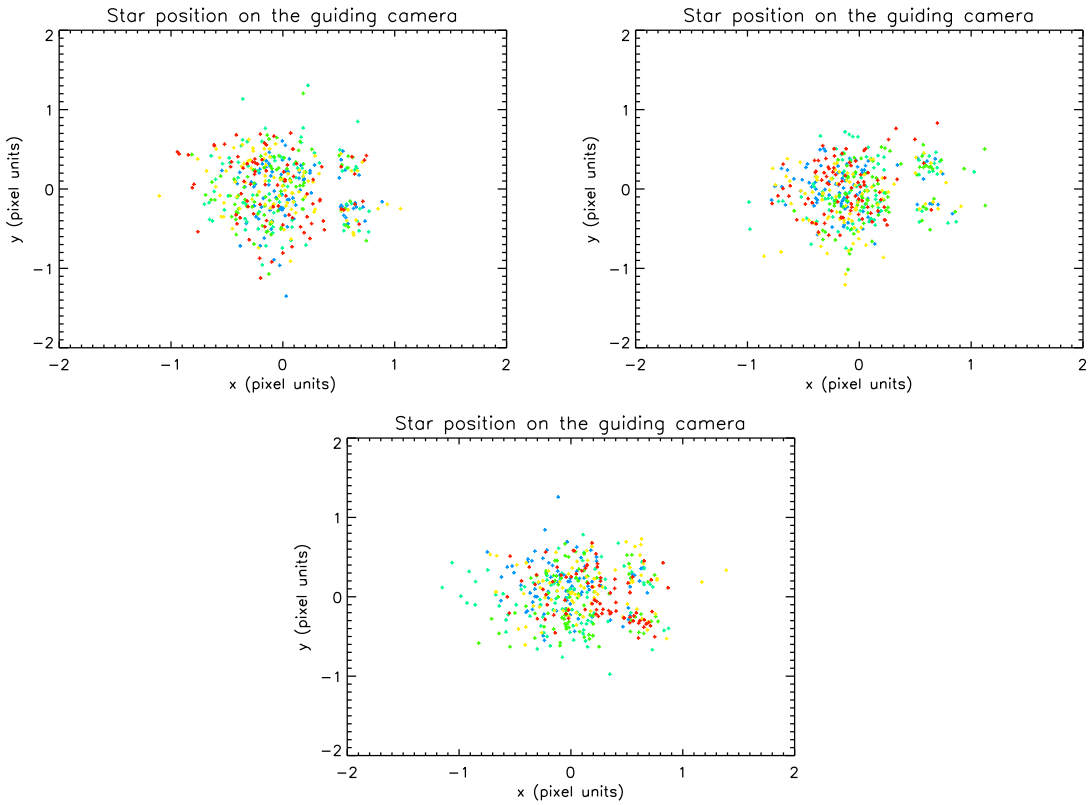


FIGURE 7.22 – Position du centre de l'étoile guide sur des images simulées par SimPhot pour des PSF de différentes focalisations : -100 (bleu), -50 (turquoise), 0 (vert), +50 (jaune) et +100 (rouge) μm, pour une étoile de magnitude 8 (haut gauche), 10 (haut droite) et 12 (bas), et pour des déplacements standard du télescope.

Magnitude R	8	10	12	14
Dispersion (px)	0.467	0.493	*****	*****

TABLE 7.9 – Précision de guidage obtenue pour les PSF défocalisées de -500 à +500 μm. Les astérisques indiquent que l'étoile de guidage est perdue au cours des simulations.

bustesse du guidage. Seules les PSF défocalisées de -100 à +100 μm sont utilisées. On impose d'abord des déplacements 3 fois plus petits que les déplacements attendus :

— une dérive de 0.01 px/s, soit 1 px en 90 s ;
— un jitter de 0.07 px/s ;
— une erreur de pointage de 0.05 px.

Les résultats sont présentés figure 7.24 et table 7.5.4. La dispersion va de 0.14 à 0.2 px pour les magnitudes 8 à 12. L'étoile de magnitude 14 n'est pas identifiée.

On impose ensuite des déplacements 3 fois plus grands que les déplacements attendus :

— une dérive de 0.1 px/s, soit 1 px en 10 s ;
— un jitter de 0.6 px/s ;
— une erreur de pointage de 0.45 px.

Les résultats sont présentés figure 7.25 et table 7.5.4. La dispersion va de 1.19 à 1.33 px pour les magnitudes 8 à 12. L'étoile de magnitude 14 n'est pas identifiée. Ainsi,

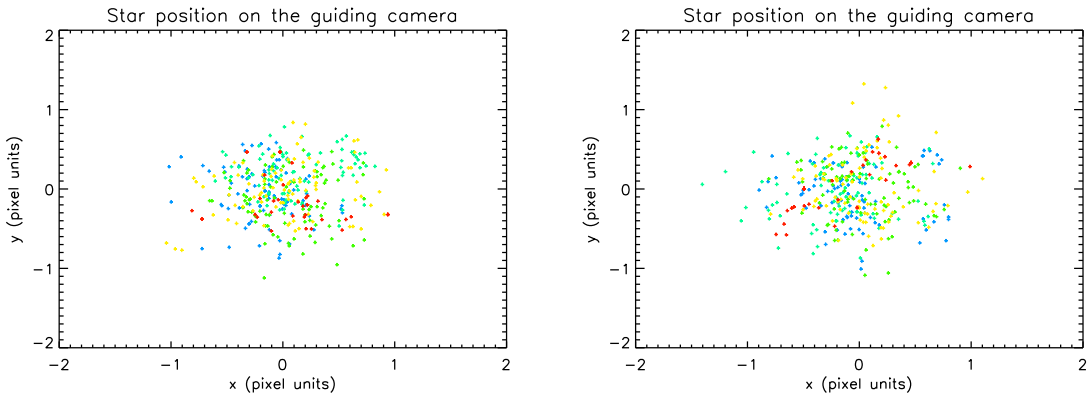


FIGURE 7.23 – Position du centre de l'étoile guide sur des images simulées par SimPhot pour des PSF de différentes focalisations : -500 (bleu), -300 (turquoise), 0 (vert), +300 (jaune) et +500 (rouge) μm, pour une étoile de magnitude 8 (gauche) et 10 (droite), et pour des déplacements standard du télescope.

des petits déplacements du télescope augmentent comme prévu la précision de guidage, et des mouvements 3 fois supérieurs à ceux attendus ne permettent pas de conserver l'étoile guide dans un pixel.

Magnitude R	8	10	12	14
Dispersion (px)	0.141	0.158	0.197	*****

TABLE 7.10 – Précision de guidage obtenue pour des déplacements du télescope 3 fois plus petits que les déplacements standard. Les astérisques indiquent que l'étoile de guidage est perdue au cours des simulations.

Magnitude R	8	10	12	14
Dispersion (px)	1.187	1.281	1.327	*****

TABLE 7.11 – Précision de guidage obtenue pour des déplacements du télescope 3 fois plus grands que les déplacements standard. Les astérisques indiquent que l'étoile de guidage est perdue au cours des simulations.

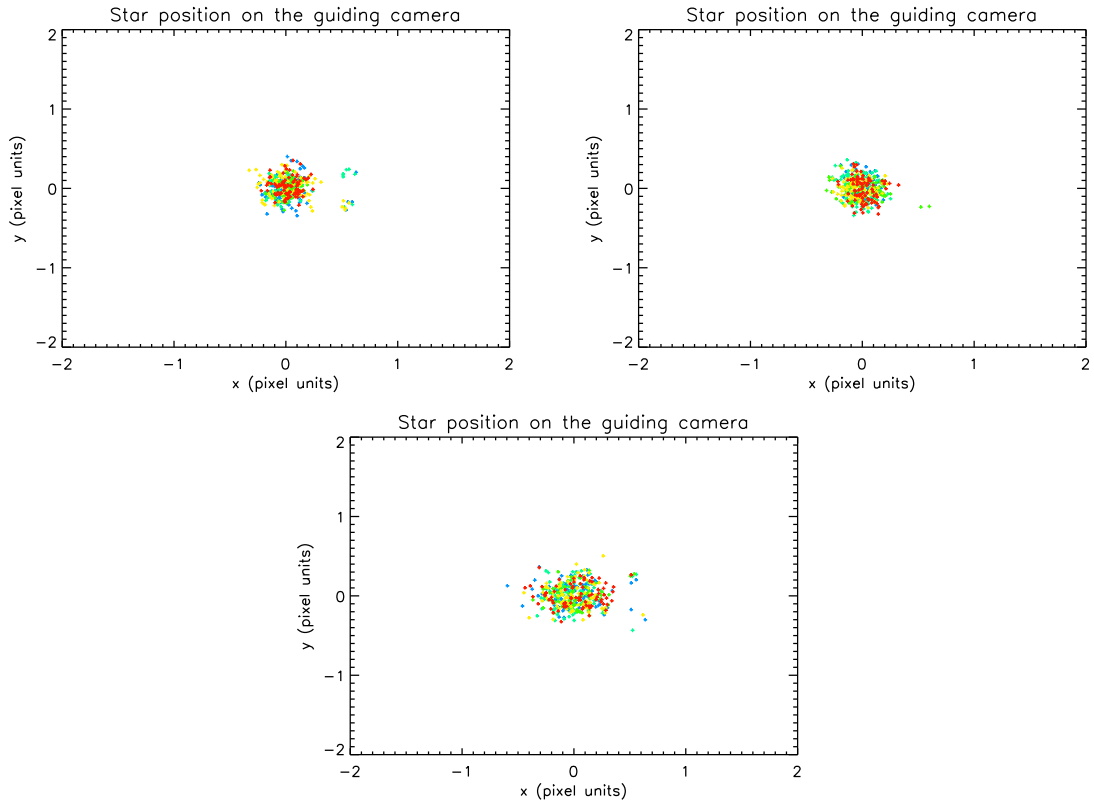


FIGURE 7.24 – Position du centre de l'étoile guide sur des images simulées par SimPhot pour des PSF de différentes focalisations : -100 (bleu), -50 (turquoise), 0 (vert), +50 (jaune) et +100 (rouge) μm, pour une étoile de magnitude 8 (haut gauche), 10 (haut droite) et 12 (bas), et pour des déplacements du télescope 3 fois plus petits que les déplacements standard.

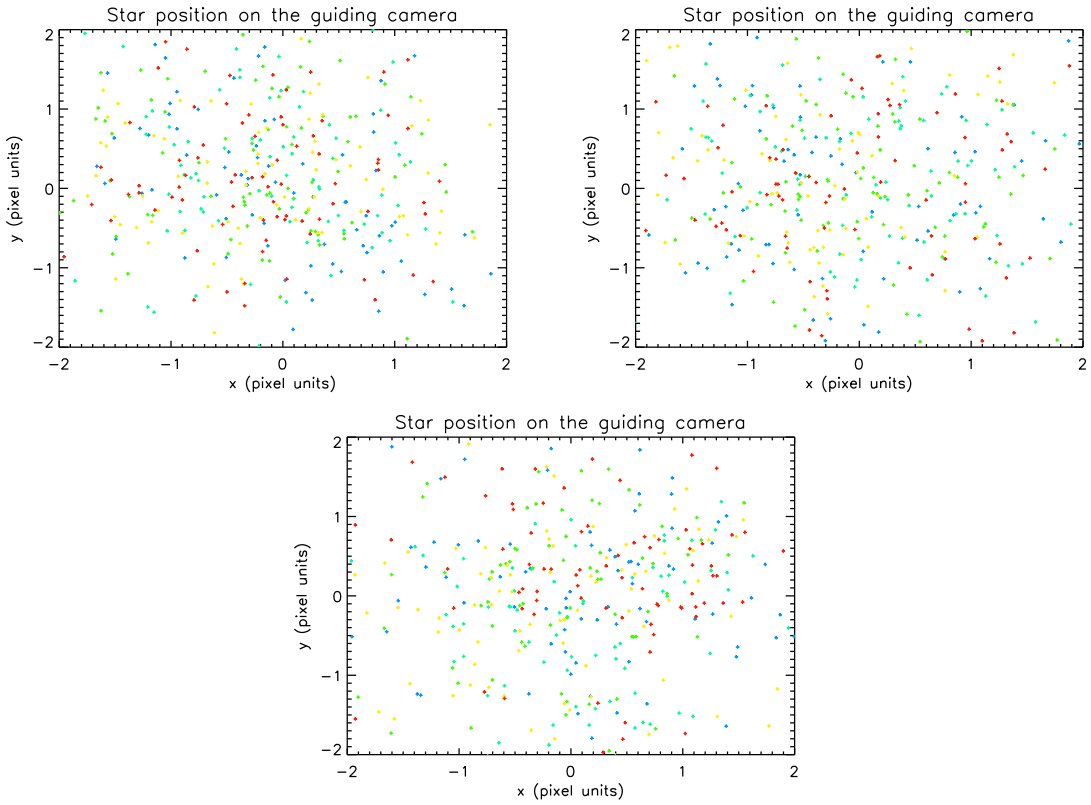


FIGURE 7.25 – Position du centre de l'étoile guide sur des images simulées par SimPhot pour des PSF de différentes focalisations : -100 (bleu), -50 (turquoise), 0 (vert), +50 (jaune) et +100 (rouge) μm, pour une étoile de magnitude 8 (haut gauche), 10 (haut droite) et 12 (bas), et pour des déplacements du télescope 3 fois plus grands que les déplacements standard.

7.5.5 Test d'une solution alternative : la lame dichroïque prismatique

Problème des reflets parasites

La solution étudiée jusqu'à présent est constituée d'une lame dichroïque à faces parallèles, qui génère sur le CCD des reflets parasites environ deux fois plus larges que les étoiles. Une solution alternative est de remplacer cette lame par une lame dichroïque prismatique, dont les deux faces font un angle de 0.28°. Les reflets parasites sont alors beaucoup plus étalés et moins gênants pour la photométrie.

Les PSF

De même que précédemment, les PSF de la voie de guidage avec cette solution alternative sont simulées par Carole Gouvret à l'aide de Zeemax dans la plage -500/+500 μm de défocalisation. Des exemples sont donnés figure 7.26.

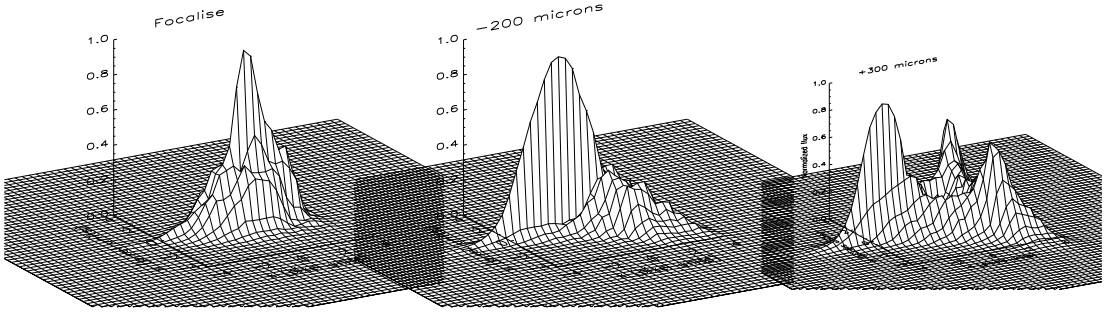


FIGURE 7.26 – Exemples de PSF de la voie de guidage avec une lame dichroïque prismatique : PSF focalisée (gauche), défocalisée à -200 μm (centre) et à +300 μm (droite).

Précision et magnitude limite de guidage

Les simulations sont réalisées sous les mêmes hypothèses qu'avec la lame à faces parallèles (sections 7.5.4 et 7.5.4, avec des déplacements standard du télescope). Les figures obtenues sont similaires à celles de la section 7.5.4 ; on donne seulement les valeurs de dispersion des positions de l'étoile guide.

PSF défocalisées de -200 à +200 μm
Pour les PSF défocalisées de -200 à +200 μm, le guidage est correct pour les magnitudes 8 à 12, avec une précision de 0.42 à 0.46 px, et impossible pour une magnitude 14 (table 7.5.5). Les résultats sont donc similaires à la lame à faces parallèles.

Magnitude R	8	10	12	14
Dispersion (px)	0.42	0.43	0.46	*****

TABLE 7.12 – Précision de guidage obtenue pour les PSF défocalisées de -200 à +200 μm avec la lame dichroïque prismatique. Les astérisques indiquent que l'étoile de guidage est perdue au cours des simulations.

PSF défocalisées à +/-300 μm
Les résultats pour les PSF défocalisées à +/-300 μm sont similaires ; on donne les valeurs de la PSF à -300 μm. Ces PSF contiennent plusieurs pics bien distincts (voir figure 7.26). La convolution par le seeing permet en général d'homogénéiser les PSF, mais il est intéressant ici de simuler également un cas de bon seeing.

Dans le cas d'un mauvais seeing (cas de toutes les simulations précédentes), la précision de guidage est de 0.67 et 0.78 px pour les magnitudes 8 et 10, soit un facteur 1.5 au-dessus de celles obtenues avec les PSF de -200 à +200 μm. De plus, l'étoile guide est perdue environ 1 fois sur 20 pour la magnitude 8 et 1 fois sur 10 pour la magnitude 10, et on ne peut plus guider sur une étoile de magnitude 12 (table 7.5.5).

Dans le cas d'un bon seeing, la précision de guidage est autour de 2.5 px (table 7.5.5), soit très largement supérieure au cas de mauvais seeing. Ceci est dû à la forme des PSF qui présentent 3 pics. Le centroïde identifié "saute" alors alternativement d'un pic à l'autre (alors que la convolution avec un seeing assez élevé, par exemple 1.5 arcsec, permet à la PSF d'être ajustée par une seule gaussienne). Le guidage avec ces PSF est donc impossible.

Magnitude R	8	10	12	14
Dispersion (px)	0.67	0.78	*****	*****

TABLE 7.13 – Précision de guidage obtenue pour les PSF défocalisées à -300 μm avec la lame dichroïque prismatique, dans le cas d'un mauvais seeing. Les astérisques indiquent que l'étoile de guidage est perdue au cours des simulations.

Magnitude R	8	10	12	14
Dispersion (px)	2.58	2.48	2.53	*****

TABLE 7.14 – Précision de guidage obtenue pour les PSF défocalisées à -300 μm avec la lame dichroïque prismatique, dans le cas d'un bon seeing. Les astérisques indiquent que l'étoile de guidage est perdue au cours des simulations.

PSF défocalisées à +/-500 μm
Avec les PSF défocalisées à +/-500 μm, l'étoile guide est perdue environ 1 fois sur 2 pour les magnitudes 8 et 10, le guidage est donc impossible.

Conclusion sur la lame prismatique
La solution avec la lame prismatique apparaît clairement moins bonne que celle avec la lame à faces parallèles pour les PSF défocalisées à +/-300 et +/-500 μm. Elle est envisageable uniquement si la défocalisation ne dépasse pas strictement +/200 μm. Cette contrainte étant trop forte et trop risquée, on garde la solution lame à faces parallèles.

7.5.6 Simulations complémentaires

Des simulations complémentaires sont effectuées pour tester le guidage au fur et à mesure de la conception du télescope.

Tests avec un hublot en silice

On vérifie la validité du guidage pour un nouveau hublot d'entrée de la boîte caméra, à base de silice. Les PSF ont jusqu'ici été simulées avec un hublot en BK7, et le changement de matériau peut altérer leur forme et donc modifier le guidage. Les PSF issues de deux configurations optiques sont testées. Toutes deux permettent de conserver une dispersion inférieure à 0.5 px pour les magnitudes 8 et 10, soit une précision de guidage similaire à celle obtenue avec le hublot en BK7. Par contre, le guidage est possible sur la magnitude 12 uniquement pour la position focalisée. La section 7.5.3 montre cependant que l'on peut trouver une étoile de magnitude 10 assez facilement ; le guidage est donc validé avec le hublot en silice (qui sera adopté par la suite).

Tests avec une lentille du commerce

L'une des lentilles de la voie de guidage a des caractéristiques proches de lentilles vendues dans le commerce. On vérifie ici les performances du guidage ne avec une de ces lentilles, moins chères et disponibles rapidement. Les tests sont faits pour plusieurs situations.

Défocalisation de la caméra
On teste d'abord les PSF défocalisées. La dispersion est inférieure à 0.5 px sur la plage 0/+500 μm pour les magnitudes 8 à 10, et le guidage fonctionne plus avec la magnitude 12. La défocalisation dues aux fluctuations thermiques ne devrait cependant pas excéder +/-100 μm, et la magnitude 12 constitue déjà un cas limite pour le hublot silice ; la lentille du commerce est donc acceptable.

Position de la boîte caméra
La position de la boîte caméra peut varier de quelques dizièmes de millimètres également sous l'effet des fluctuations thermiques. On teste des PSF avec la boîte caméra se déplaçant de -500 à +500 μm de sa position optimale. La dispersion est inférieure à 0.5 px sur la plage -400/+100 μm pour les magnitudes 8 à 12. Là encore, le déplacement dû aux fluctuations thermiques sera de l'ordre de +/-100 μm ; le guidage ne sera donc pas affecté. La solution de guidage avec une lentille du commerce est donc validée.

Magnitude limite
On opte donc pour la lentille du commerce. Les simulations présentées précédemment permettent de fixer la magnitude limite de l'étoile de guidage à $m_v = 11$.

Conclusions sur le guidage

Nous avons montré que la solution dichroïque à faces parallèles permet d'utiliser dans 90 % des cas une étoile guide de magnitude $m_v \leq 10$, lorsqu'on a le choix du positionnement du champ de guidage. C'est le cas du suivi d'exoplanètes pour lequel le champ n'est pas figé à l'avance. C'est aussi le cas pour le suivi d'étoiles brillantes à planètes connues (dans ce cas l'étoile cible est aussi l'étoile guide). La magnitude limite de guidage est $m_v = 11$ (éventuellement 12 dans le cas d'une focalisation correcte et stable). Le seul cas qui peut poser problème (dans 10 % des cas au grand maximum) est celui d'une étoile cible peu brillante et n'ayant pas de compagnon de magnitude $m_v \leq 11 - 12$ dans $1^{\circ 2}$.

Sous ces conditions, nous avons montré à partir de simulations de PSF que l'information de la caméra de guidage permettait de rester positionné autour du même pixel, en tenant compte de valeurs réalistes du jitter, du drift et de l'erreur de pointage. Ceci est vrai bien que la PSF soit très allongée et que l'algorithme de détermination de position suppose une PSF gaussienne. Les mouvements du télescope doivent être de l'ordre de 1 pixel en 30 secondes pour la dérive, 0.2 pixel par seconde pour le jitter et 0.15 pixel pour l'erreur de pointage. Un facteur 3 sur ces valeurs ne permet plus de guider correctement.

Nous mettons en évidence une variation de positionnement lorsque le focus de la caméra change : environ 0.23 pixel / 100 μm de défocus. Néanmoins l'utilisation d'un robofocus ne semble pas nécessaire au vu des ces simulations. Un focus différent sur les voies de science et de guidage pourra en effet être compensé grâce à la correction par la caméra de science. Il faut cependant s'assurer que le défocus n'excède jamais +/-500 μm. Pour garder une certaine marge de sécurité et compte tenu de nouveaux éléments optiques (hublot en silice et lentille du commerce), on autorise la plage +/- 300 μm de défocus à partir de la position centrale.

La solution lame dichroïque prismatique a également été testée. Elle résoud le problème des reflets parasites, mais n'améliore pas la précision de guidage et restreint le domaine de défocus à strictement +/- 200 μm. Cette solution est donc trop risquée.

Nous n'avons pas encore testé d'algorithme correctif-prédictif qui permettrait d'améliorer le guidage par rapport à la méthode très brutale adoptée ici. On pourrait également vérifier si un binning améliore la précision de guidage.

7.6 Choix de la lame dichroïque

7.6.1 Présentation des lames dichroïques

Le dispositif de guidage validé, il reste à effectuer le choix de la lame dichroïque. On compare ici deux types de lames à partir de leurs propriétés de transmission. La première est une dichroïque peu chère (∼1900 euros) et disponible rapidement. Elle est fourni par l'entreprise SEOP. La seconde, plus chère, a de meilleures propriétés de transmission et est fabriquée à la demande. On considère ici un modèle proposé par l'entreprise Fichou. On montre figure 7.27 les courbes de transmission T de ces deux dichroïques, et on supposera que le coefficient de réflexion R est simplement $R = 1 - T$.

7.6.2 Bilan photométrique du télescope

On effectue à présent le bilan photométrique total du télescope avec l'une ou l'autre des ces lames. La transmission du télescope est calculée en prenant en compte :

- la courbe de transmission des miroirs primaire et secondaire (revêtement en aluminium) ;
- la courbe de reflexion (voie science) ou transmission (voie de guidage) de la dichroïque considérée ;
- les autres éléments d'optique, soit 5 lentilles ou miroirs et 1 hublot caméra pour la voie science, et 3 lentilles ou miroirs et 1 hublot caméra pour la voie de guidage, auxquels on affecte une transmission de 96 % indépendante de la longueur d'onde ;
- les courbes d'efficacité quantique des caméras de science et de guidage.

Les résultats pour les deux dichroïques sont présentés figure 7.28.

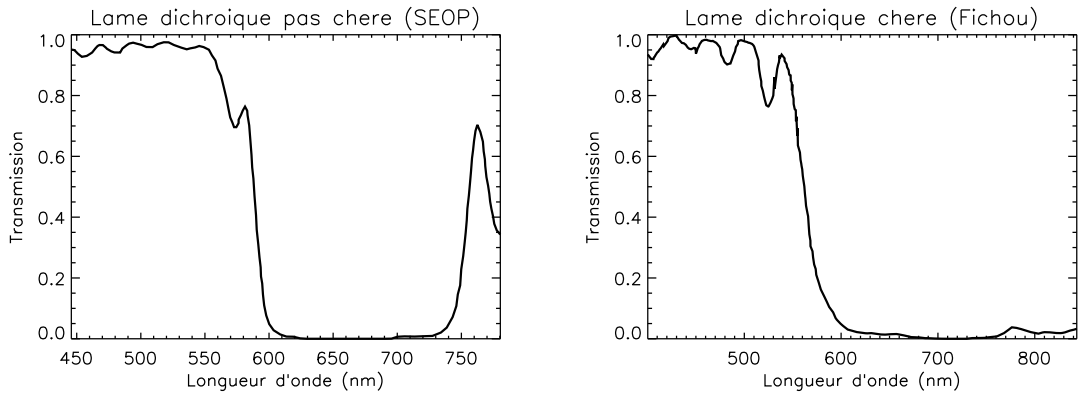


FIGURE 7.27 – Transmission des lames dichroïques. Modèle pas cher proposé par l'entreprise SEOP (gauche), et modèle cher proposé par l'entreprise Fichou (droite). Les courbes sont simulées et fournies par le constructeur.

Sur la voie science, la transmission instrumentale moyenne entre 600 et 800 nm est de 35 % pour la dichroïque SEOP et 39 % pour la dichroïque Fichou. On aura donc moins de flux avec la dichroïque SEOP. De plus, la transmission devient quasiment nulle au-delà de 750 nm pour la dichroïque SEOP, tandis qu'elle décroît progressivement avec la dichroïque Fichou, ajoutant du flux dans le rouge au-delà de la gamme considérée.

Sur la voie de guidage, le signal est un peu plus important avec la dichroïque SEOP qu'avec la dichroïque Fichou : les transmissions instrumentales moyennes entre 400 et 600 nm sont respectivement de 35 % et 32 %.

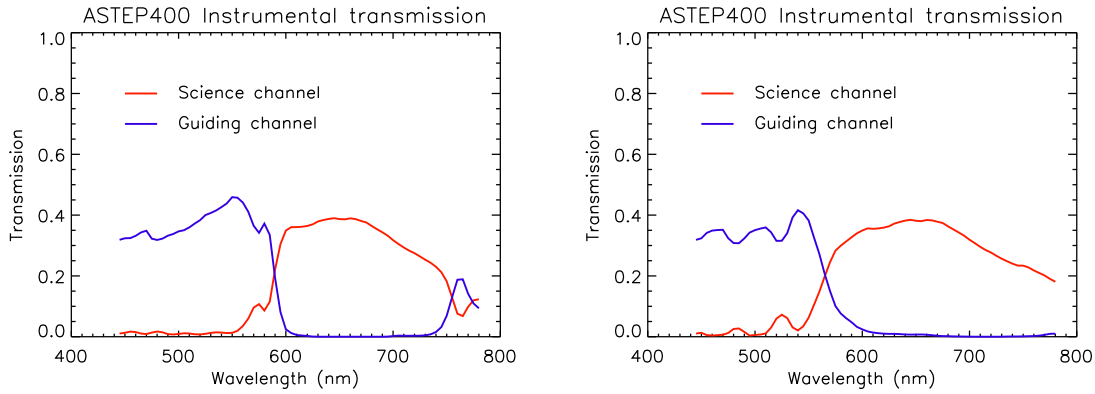


FIGURE 7.28 – Transmission instrumentale totale du télescope, avec la lame dichroïque pas chère proposée par l'entreprise SEOP (gauche), et avec la lame dichroïque chère proposée par l'entreprise Fichou (droite), sur les voies science (rouge) et guidage (bleu).

7.6.3 Bilan photométrique total

Pour comparer quantitativement les deux dichroïques, on calcule le flux reçu d'une étoile typique dans les voies science et guidage. On prend une étoile de type F-G (température effective de 5500 K, maximum d'émission à 530 nm) émettant un rayonnement de corps noir, que l'on multiplie à la transmission atmosphérique puis à la transmission instrumentale. On intègre enfin le flux reçu entre 450 et 800 nm. Les résultats sont les

suivants :
— voie science : on gagne 18 % de flux avec la dichroïque Fichou ;
— voie guidage : on gagne 34 % de flux avec la dichroïque SEOP.
Un gain de 18 % de flux sur la voie science est très significatif. D'autre part les simulations de guidage donnent une marge d'environ une magnitude sur l'étoile guide ; une perte de 34 % de flux n'empêchera donc pas un guidage correct. Il donc est largement préférable de choisir la lame dichroïque Fichou.

7.6.4 Impact de la dichroïque sur la voie science

Etude réalisée par Carole Gouvret.

Pour compléter l'étude de la solution de guidage, on simule l'impact d'une lame dichroïque sur la voie science. La comparaison avec et sans lame dichroïque aboutit aux conclusions suivantes :
— les PSF sont identiques et en bonne correspondance avec les spécifications ;
— les reflets parasites sont identiques ;
— les tolérancements sont identiques.
L'introduction d'une lame dichroïque ne change donc pas les propriétés du télescope sur la voie science.

L'ajout d'un filtre passe-haut coupant toutes les longueurs d'onde inférieures à 550 nm sur la voie science pour compléter la lame dichroïque a aussi été testé. La seule différence concerne les reflets parasites, qui sont un peu plus défocalisés et donc un peu moins intenses (on a un facteur 1000 entre l'image de l'étoile et son reflet). On pourra donc éventuellement opter pour cette solution.

7.6.5 Conclusion sur le choix de la lame dichroïque

Le choix de la lame dichroïque a été effectué par une comparaison des flux sur les voies science et guidage pour une étoile et une atmosphère terrestre typiques. La dichroïque a été prise en compte dans le calcul de la transmission totale de l'instrument. On montre qu'un gain de 18 % de flux est obtenu pour la voie science avec la dichroïque chère (Fichou) par rapport à la dichroïque pas chère (SEOP), sans empêcher un guidage correct. Ce gain est significatif et permet d'opter pour la solution chère. D'autre part l'impact de l'ajout d'une dichroïque a été évalué selon 3 axes : la correspondance aux spécifications, la lumière parasite et les tolérancements. Dans tous les cas l'ajout d'une dichroïque a un impact négligeable. On maintient donc la solution dichroïque et on opte pour la lame dichroïque chère. On achète finalement un modèle proposé par l'entreprise SEOP, qui a de meilleures propriétés de transmission que celle de l'entreprise Fichou. Le transmission finale du télescope est donnée figure 7.29.

7.7 Développement logiciel

Le logiciel de commande d'ASTEP 400 a été développé par Lyu Abe. Il contrôle les différents éléments du télescope : monture, caméras de science et de guidage, régulateurs thermiques, robofocus. Il réalise les étapes péliminaires aux observations : synchronisation des coordonnées, pointage, reconnaissance du champ, identification de l'étoile guide, focalisation. Il effectue ensuite les acquisitions, manuellement ou à partir

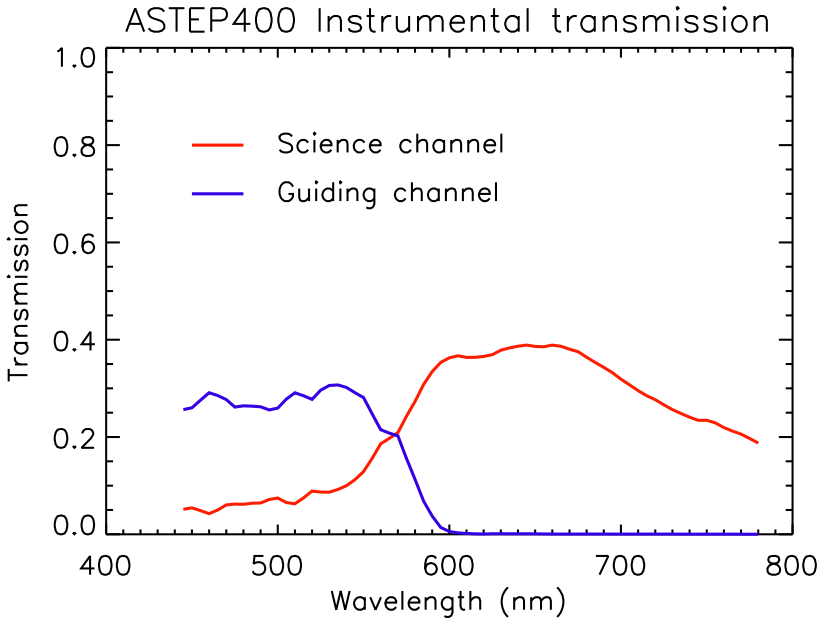


FIGURE 7.29 – Transmission instrumentale totale du télescope ASTEP 400, sur les voies science (rouge) et guidage (bleu).

d'une séquence prédéfinie, et la sauvegarde des donnnées. Il gère également le guidage : suivi de l'étoile guide, calcul et application de la correction. L'interface de ce logiciel est représentée figure 7.30.

7.8 Tests thermiques

Une enceinte climatique permettant de descendre à -80°Ca été achetée pour les tests d'ASTEP 400 et des futurs instruments au Dôme C. Cette enceinte est installée au Mont Gros à Nice (figure 7.31)

Les tests menés avec cette enceinte ont permis de montrer la bonne thermalisation de la boîte caméra ASTEP 400. Celle-ci est séparée en deux compartiments : l'un froid, en contact avec l'extérieur (par l'intérmédiaire du double hublot d'entrée), est réglé à une température de consigne de -30°C. L'autre chaud, contenant l'électronique, est réglé à -5°C. La figure 7.32 montre une bonne réaction de l'ensemble aux variations de température, même si l'inertie thermique relativement grande ne permet pas un ajustement instantanée aux température de consignes. Les tests ont permis d'ajuster l'isolation de la boîte et la puissance des résistances.

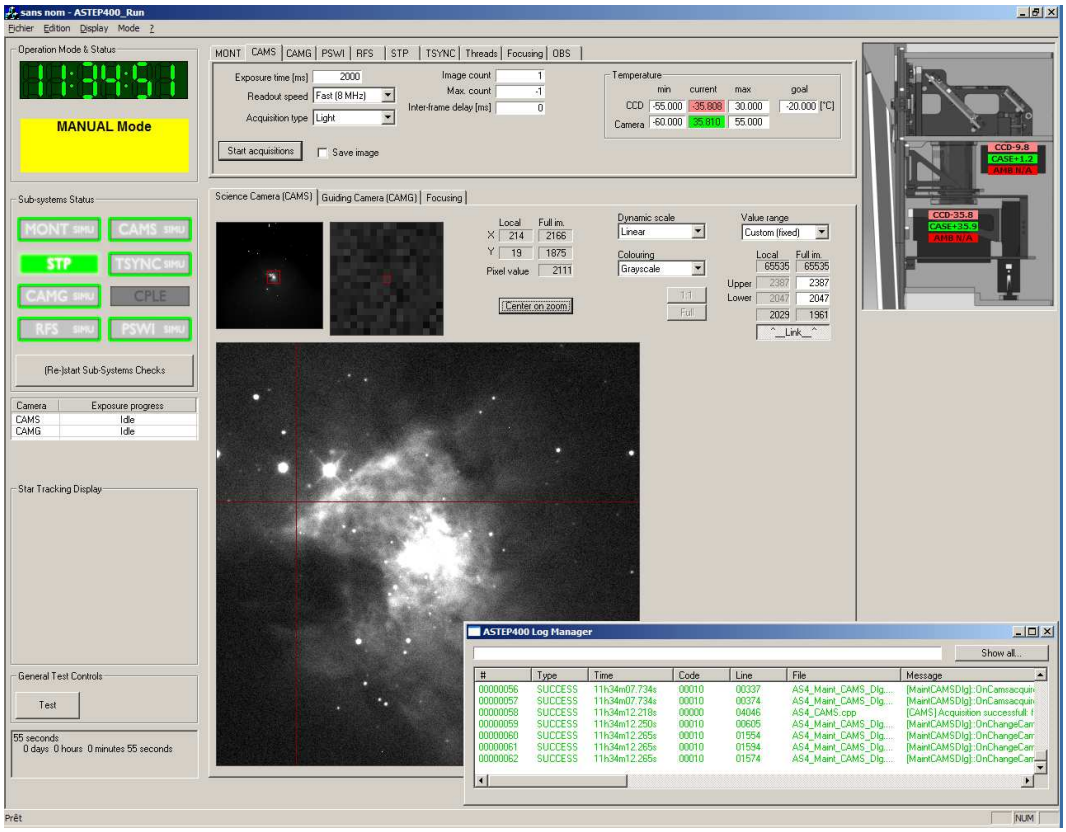


FIGURE 7.30 – Interface graphique du logiciel de commande d'ASTEP 400. Ce logiciel gère le fonctionnement de tous les éléments d'ASTEP 400. Il effectue les étapes préliminaires aux observations, les acquisitions et la sauvegarde des données.

FIGURE 7.31 – Installation de l'enceinte thermique au Mont Gros à Nice. Cette enceinte permet de tester les éléments du télescope sous les températures du Dôme C.

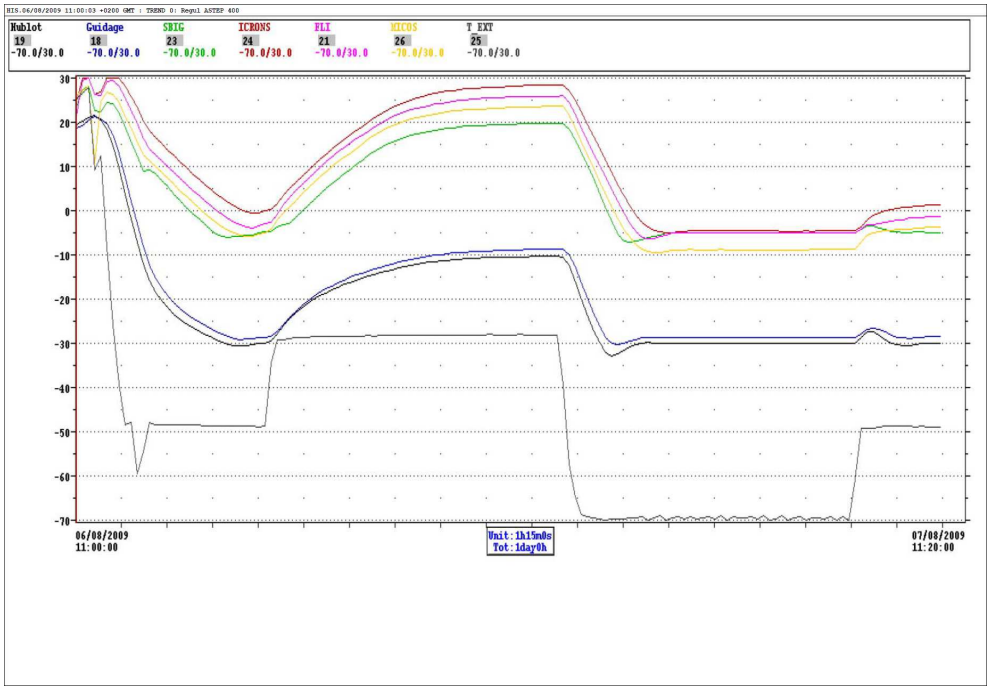


FIGURE 7.32 – Exemple de courbes de température de la boîte caméra d'ASTEP 400 obtenues dans l'enceinte climatique au Mont Gros, sur 24 heures. Les courbes correspondent aux données de différents capteurs de température placés respectivement : (en noir) à l'intérieur du double hublot d'entrée de la boîte ; (en bleu) au niveau du miroir M3 ; (en vert) au niveau de la caméra de guidage ; (en rouge) au niveau du transformateur ICRON ; (en rose) au niveau de la caméra de science ; (en jaune) au niveau de la platine de focalisation MICOS. La courbe la plus basse (en noir) correspond à la température extérieure, imposée, dans l'enceinte climatique.

Chapitre 8

ASTEP 400 : observations de test et première campagne

8.1 Observations de test

L'instrument complet a été testé sur le ciel depuis le site du Mont-Gros à Nice, durant les mois de septembre et octobre 2009. Ces observations sont nécessaires pour tester en conditions réelles le comportement du télescope (monture, optique, mécanique), et les nombreuses tâches effectuées par le logiciel de commande (synchronisation des coordonnées, pointage d'un champ, reconnaissance du champ, identification de l'étoile guide, guidage, et acquisitions à partir d'une séquence donnée). Elles permettent également aux futurs hivernants, Karim Agabi et Djamel Mékarnia, de bien prendre en main l'instrument des conditions normales, les éventuelles vérifications ou interventions étant beaucoup plus délicates lors de l'hiver antarctique. Enfin, la qualité des données obtenues depuis ce site d'observation, très affecté par les lumières de la ville, donne une limite inférieure de ce qui devrait être obtenu depuis le Dôme C.

8.1.1 Tests du guidage

Le guidage est un des point clés testés et améliorés en continu durant les observations de test, en particulier par Lyu Abe. La chaîne de guidage fait en effet intervenir à la fois l'acquisition et l'analyse des images de la caméra de guidage, l'algorithme de correction, et l'exécution de cette correction par la monture. Le point délicat est l'algorithme : la mesure et la correction sont décalées dans le temps, et un effet d'oscillation peut apparaître si la correction est trop grande. De plus, celle-ci doit être suffisamment rapide pour garder l'étoile guide au centre de l'image, tout en évitant les mouvements brusques. Elle ne doit pas prendre en compte les mesures fausses. Enfin, les corrections doivent être anticipées par l'analyse des corrections précédentes. L'utilisation d'un algorithme proportionnel-intégrateur-derivateur (PID) permet de répondre à ces contraintes. Un algorithme de ce type a été mis en place pour ASTEP 400. Son fonctionnement est testé et les différents paramètres doivent être ajustés. Un test particulier est présenté ici : on mesure l'effet de deux paramètres, la compensation du backlash en déclinaison et la vitesse de guidage.

Le backlash est dû au mécanisme de la monture. Le mouvement de chaque axe est commandé par une vis sans fin, qui pousse une roue dentée. A cause du jeu entre la vis et la roue dentée, la vis est en contact uniquement avec la dent qu'elle pousse. Lorsque

le mouvement change de direction, la vis doit alors aller au contact de la dent opposée avant que le mouvement de la monture soit effectif. Le backlash est ce mouvement "dans le vide". Il doit être compensé lors de la correction de guidage. La vitesse de guidage est la vitesse à laquelle on applique la correction de guidage.

On pointe une étoile à une déclinaison de 45°. Sa position selon les axes X et Y du CCD de guidage en fonction du temps est alors mesurée, et sa dispersion donne la précision de guidage. Différentes courbes sont données figure 8.1. Pour une compensation du backlash de 0 arcsec, la précision obtenue est de 0.305 px en X et 1.13 px en Y pour une vitesse de guidage de 0.50 s, et de 0.338 px en X et 1.08 px en Y pour une vitesse de 1 s. La vitesse de guidage a donc peu d'importance, et on prend une vitesse de 0.5 s pour la suite des tests.

On compare à présent différentes compensations du backlash : 0, 3 et 5 arcsec. Le meilleur résultat est obtenu pour une compensation de 5 arcsec, et donne une dispersion de 0.316 px en X et 0.456 px en Y. Avec ces paramètres, on conserve bien l'étoile guide dans 1 pixel, comme voulu lors de la conception d'ASTEP400.

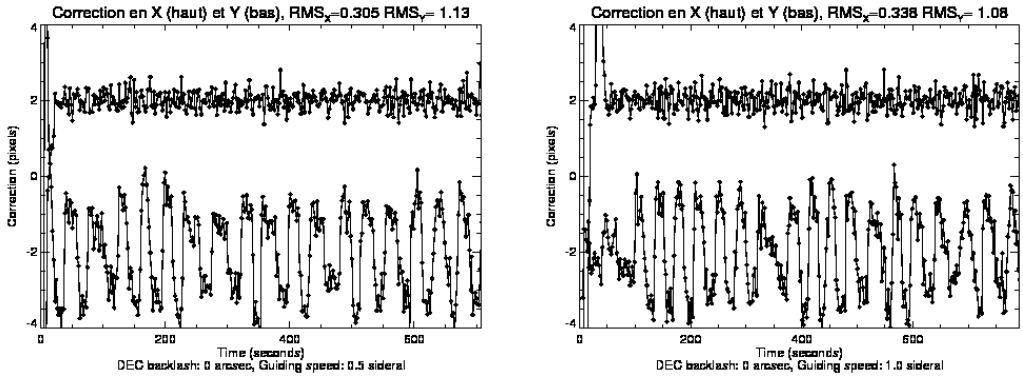


FIGURE 8.1 – Correction appliquée en X et Y, équivalente à la distance au point de fonctionnement, pour une étoile à 45° de déclinaison, avec differents paramètres pour la vitesse de guidage : 0.5 s (gauche) et 1 s (droite). Le backlash n'est pas compensé. Les courbes sont centrées sur ±2 px pour une bonne lisibilité.

8.1.2 Tests de la photométrie

Les observations sont effectuées principalement sur des étoiles à transits. A partir d'un calculateur d'éphémérides de transits connus [1], on sélectionne avant chaque nuit les cibles les plus favorables, c'est-à-dire assez hautes dans le ciel et contenant au moins une partie d'un transit. Les courbes de lumière sont extraites des données, permettant le développement et les tests des différentes chaînes de réduction. On utilise en parallèle :

— un logiciel basé sur la soustraction d'images, développé par l'équipe du DLR (Deutsche Zentrum für Luft- und Raumfahrt) à Berlin ;
— un logiciel basé sur la photométrie d'ouverture et spécifique à ASTEP400, développé par Djamel Merkania (Nice).

1. par exemple `http://www.extrasolartransits.org/exoephem/index1.php`

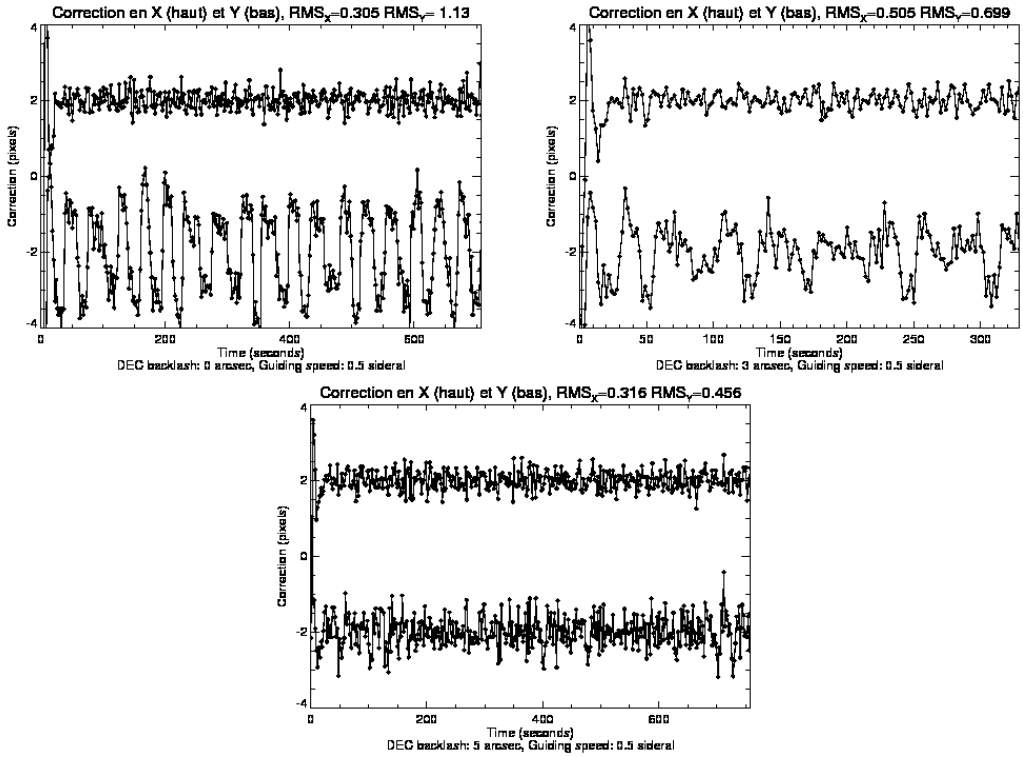


FIGURE 8.2 – Correction appliquée en X et Y, équivalente à la distance au point de fonctionnement, pour une étoile a 45° de déclinaison, avec differents paramètres pour la compensation du backlash en declinaison : 0 arcsec (gauche), 3 arcsec (milieu) et 5 arcsec (droite). La vitesse de guidage est de 0.5 s. Les courbes sont centrées sur ±2 px pour une bonne lisibilité.

Transit de HAT-P-5b

On donne ici un exemple d'observations de test, effectuées dans la nuit du 28 au 29 septembre 2009. A partir des éphémérides, on repère la cible potentielle HAT-P-5b. Les paramètres sont donnés table 8.1 (les coordonnées sont à la date d'observation). Le transit a lieu entre 22h45 et 1h25 heure locale (à la conversion HJD/JD près). On évalue également la hauteur de la cible dans le ciel. Sa déclinaison est de +37°30, et les coordonnées de l'Observatoire de Nice sont 43°43'33"N 07°18'03"E. HAT-P-5 est donc à environ 6° du zénith lors de son passage au méridien. Son altitude au cours de la nuit est représentée figure 8.3. La cible est au-dessus de 30°, donc observable, jusqu'à 22h30 UT, soit 0h30 heure de Nice. On pourra donc observer l'entrée du transit. On note que les variations d'altitude des cibles seront beaucoup plus faibles au Dôme C, ce site étant à -75° de déclinaison.

TABLE 8.1 – Paramètres de l'étoile HAT-P-5 et du transit de son compagnon planétaire.

Name	Mag V	Depth (mmag)	Duration (minutes)	Period (day)
HAT-P-5	12.1	13.2	162	2.79
RA (hh : mm)	DEC (hh : mm)	Center (HJD)	Center (UT time)	
18 : 08	+37 : 30	2455103.4203	9/28/2009 22 : 05 : 18	

Les opérations préliminaires sont d'abord effectuées : mise en route du télescope, réglage de la focalisation, pointage et reconnaissance du champ, activation du guidage, et création d'un fichier séquence. Les premières images servent à définir le temps de pose : on choisit 120 s, pour avoir une bonne dynamique sans saturer le détecteur (on cherche à avoir environ 30000 ADU sur les pixels les plus brillants). La cible est observée de 21h50, soit 1 heure avant le transit, jusqu'à 0h30, soit un peu après la mi-transit. Ces données sont ensuite traitées avec le pipeline de photométrie de soustraction. La courbe obtenue est donnée figure 8.4. Le début du transit correspond à HJD-2455103 = 0.364. On observe une luminosité plus faible à partir de cette date, qui peut correspondre au transit. Cela est néanmoins assez peu net à cause de la dispersion élevée, de 2.2% (calculée hors-transit).

Transit de HAT-P-7b

Les observations de la nuit du 29 au 30 septembre 2009 sont effectuées sur un transit de HAT-P-7b. Les paramètres sont donnés table 8.2 (les coordonnées sont à la date d'observation). Le transit a lieu entre 18h40 et 22h40 heure locale. HAT-P-7 passe au méridien à 18h24 UT, soit à 20h24 heure de Nice. Elle est alors à environ 4° du zénith. La cible a une altitude supérieure à 45° jusqu'à ∼23h UT (1h locale), soit ∼2h30 après la fin du transit (figure 8.5). Elle sera donc suffisamment haute lors des observations. L'entrée du transit ayant lieu avant la tombée de la nuit, on ne pourra observer que la sortie du transit. On observe HAT-P-7 de 21h30, soit de la mi-transit, jusqu'à 0h40, soit 2h après le transit. Le temps de pose est de 80 s. Les données sont traitées avec le pipeline de photométrie de soustraction ; la courbe obtenue est donnée figure 8.6. La fin du transit est à HJD-2455104 = 0.363. On a bien une luminosité plus grande à partir de cette date, visible malgré une dispersion assez élevée, de 1.3% (calculée hors-transit).

TABLE 8.2 – Paramètres de l'étoile HAT-P-7 et du transit de son compagnon planétaire.

Name	Mag V	Depth (mmag)	Duration (minutes)	Period (day)
HAT-P-7	10.5	6.2	242.6	2.2
RA (hh : mm)	DEC (dd : mm)	Center (HJD)	Center (UT time)	
19 : 29	+47 : 58	2455104.2783	9/29/2009 18 : 40 : 47	

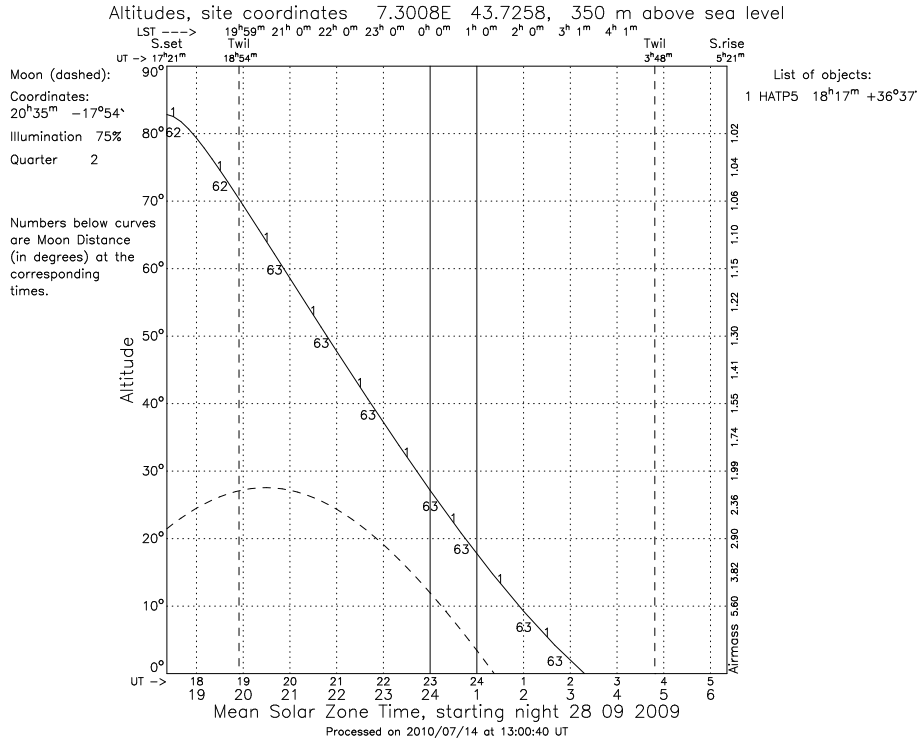


FIGURE 8.3 – Altitude de HAT-P-5 au cours de la nuit du 28 septembre 2009, observée depuis l'observatoire de Nice (ligne pleine). La cible est au-dessus de 30° jusqu'à 22h30 UT, soit 0h30 heure de Nice. Figure réalisée à partir de http ://catserver.ing.iac.es/staralt/.

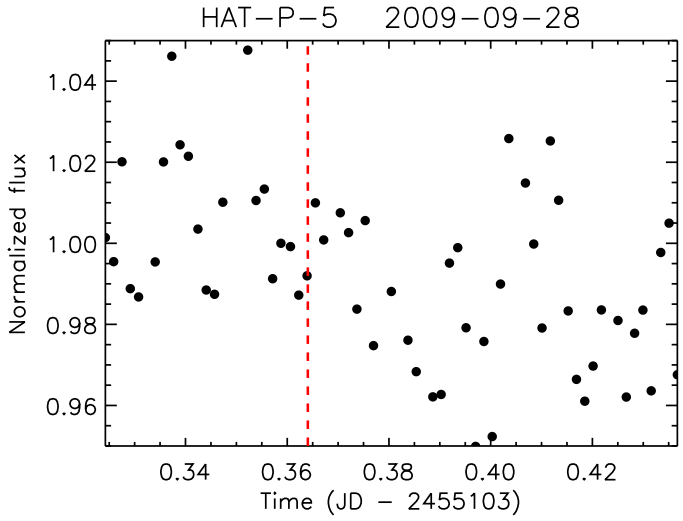


FIGURE 8.4 – Courbe de lumière obtenue lors du transit de HAT-P-5b, par photométrie de soustraction. Le début du transit est représenté par la ligne pointillée rouge. La dispersion hors-transit est de 2.2%.

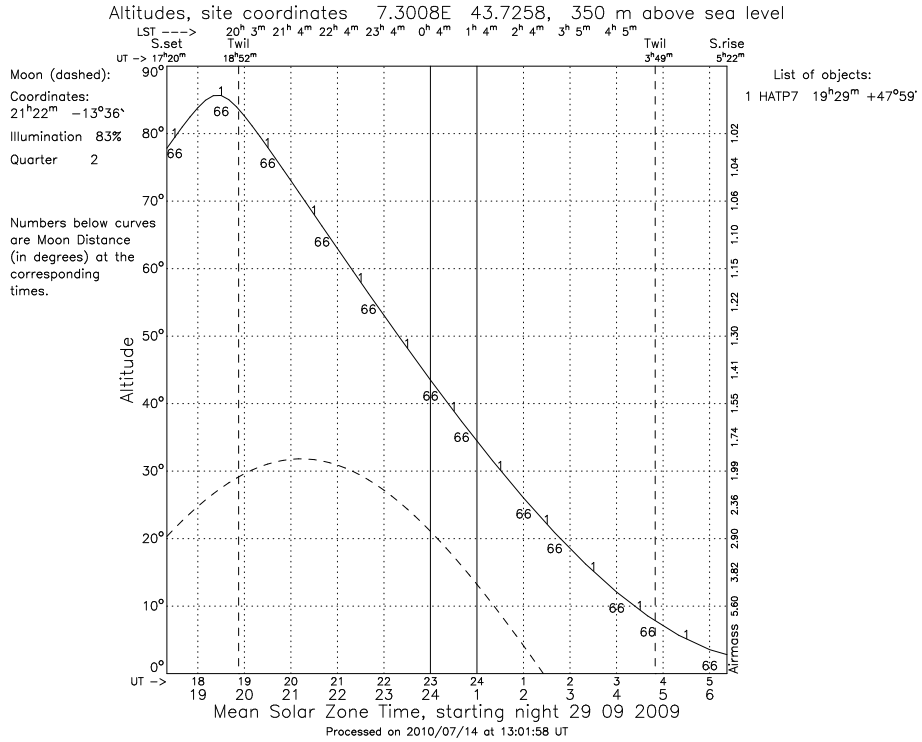


FIGURE 8.5 – Altitude de HAT-P-7 au cours de la nuit du 29 septembre 2009, observée depuis l'observatoire de Nice (ligne pleine). La cible est au-dessus de 30° jusqu'à 0h30 UT, soit 2h30 heure de Nice. Figure réalisée à partir de http ://catserver.ing.iac.es/staralt/.

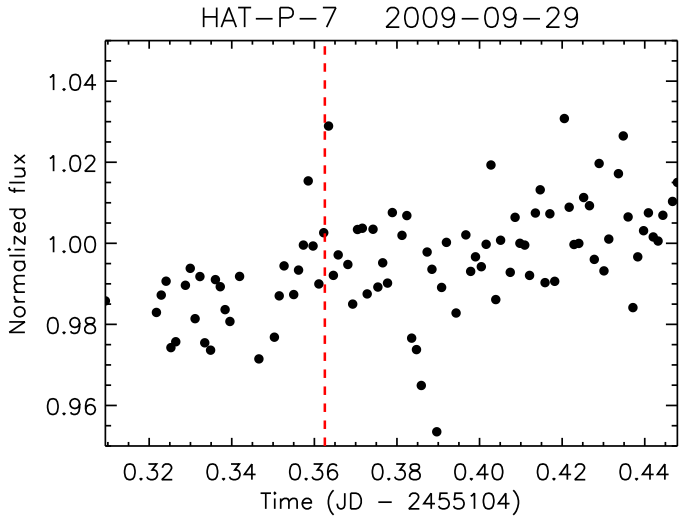


FIGURE 8.6 – Courbe de lumière obtenue lors du transit de HAT-P-7b, par photométrie de soustraction. La fin du transit est représentée par la ligne pointillée rouge. La dispersion hors-transit est de 1.3%.

Photométrie de l'astéroïde (41) Daphne

(41) Daphne est un grand astéroïde de la ceinture principale (∼170 km de diamètre, Tedesco et al. [2002]), étudié récemmment par photométrie et par optique adaptative [Kaasalainen et al., 2002; Conrad et al., 2008; Carry, 2009]. Une étude réalisée par Matter et al. vise à contraindre l'inertie thermique et la rugosité de surface de cet astéroïde à partir d'observations dans l'infrarouge thermique. A l'heure actuelle, la rugosité de surface des astéroïdes (densité et angle d'ouverture des cratères) est en effet en général peu contrainte (voir par exemple Delbo' & Tanga [2009]). Cette étude est détaillée dans Matter et al., soumis à Icarus, et inclus dans l'annexe 3 de cette thèse. On résume ici le contexte et l'apport des observations ASTEP400.

Contexte

Dans la continuité du travail pionnier de Delbo et al. [2009] sur l'observation interférométrique des corps mineurs du système solaire, des mesures interférométriques de (41) Daphne ont été réalisées en Mars 2008 au VLTI par Marco Delbo (OCA) et Sebastiano Ligori (observatoire de Turin), avec l'instrument MIDI [Leinert et al., 2003] en bande N. L'observable est la visibilité interférométrique, directement liée à la taille apparente de l'astéroïde en projection selon la ligne de base. Des mesures de visibilité à plusieurs longueurs d'onde dans l'infrarouge thermique (une première pour des observations au sol) et selon plusieurs lignes de bases, combinées aux mesures de flux classiques, permettent alors de mieux contraindre la distribution de température à la surface de l'astéroïde et donc ses paramètres thermiques (inertie thermique et rugosité de surface).

Dans ce but, on utilise un modèle thermophysique élaboré par Delbo [2004] et Mueller [2007]. On donne en paramètre d'entrée un modèle de forme de l'astéroïde (convexe [Kaasalainen et al., 2002], ou concave [Conrad et al., 2008]) et une solution de pôle qui inclue en particulier la période de rotation, la direction de l'axe de rotation et phase rotationnelle. Le flux infrarouge et la visibilité sont alors calculés par le modèle puis ajustés aux mesures. Les paramètres d'ajustement sont la taille, l'inertie thermique et la rugosité de surface de l'astéroïde. Ce modèle permet par exemple de synthétiser la forme de l'astéroïde (figure 8.8).

Or une connaissance précise de la phase rotationnelle au moment des observations VLTI est essentielle pour un bon ajustement. On veut donc confimer cette phase par des mesures indépendantes. Elle est mesurable par photométrie dans le visible : le flux réémis par l'astéroïde varie au cours de sa rotation par simple effet géométrique. On mesure donc cette phase lors des tests d'ASTEP400.

Apport des observations ASTEP400

Des mesures photométriques de (41) Daphne sont effectuées avec ASTEP400 dans la nuit du 6 au 7 octobre 2009, à partir de son passage au méridien, à 23h45, jusqu'à sa disparition, à 2h40. La courbe de lumière obtenue est réprésentée figure 8.7. Le meilleur ajustement de cette courbe permet de confirmer la valeur de la phase rotationnelle communiquée par B. Carry, avec un écart de seulement 0.2 à 5° selon le modèle de forme utilisé.

Résultats

On détermine alors les paramètres thermophysiques de (41) Daphne et pour la première fois la rugosité de surface d'un astéroïde. Les meilleurs ajustements de flux et

de visibilité indiquent une faible rugosité de surface et une faible inertie thermique (< 100 $Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$). Ceci est en accord avec le résultat de Delbo' et al. [2007], qui prédit une inertie thermique autour de 30 $Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$ pour les gros astéroïdes ($\sim$200 km de diamètre).

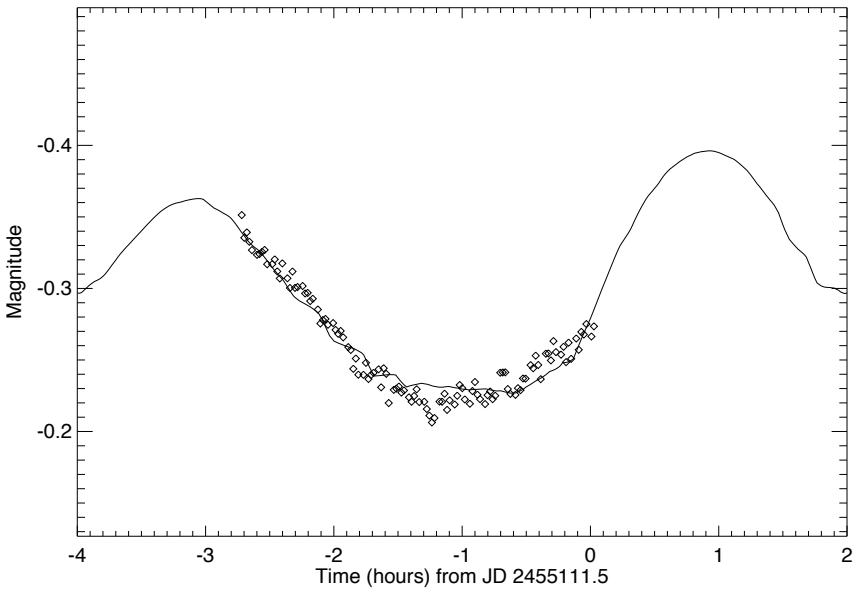


FIGURE 8.7 – Courbe de lumière de l'astéroïde (41) Daphne (losanges), obtenue durant 3 heures d'observations dans la nuit du 6 au 7 octobre 2009, avec le télescope ASTEP400. Un ajustement (ligne continue) permet de déduire la phase rotationnelle.

8.1.3 Autres tests

— Des petits films sont systématiquement réalisés à partir des données de chaque nuit. Une oscillation de la position des étoiles sur le CCD accompagnée de sauts périodiques a ainsi été mise en évidence. La cause a pu être identifiée par un démontage du bloc moteur de la monture. Des copeaux de métal, liés à une certaine usure ou présents depuis le début, gênaient la rotation de la vis sans fin du mouvement en ascension droite. Le nettoyage de la vis et de son environnement a résolu le problème.

— Tout au long des tests, un gros travail a été effectué par Lyu Abe, concernant l'identification et la correction de bugs du logiciel, ainsi que l'implémentation de diverses fonctionnalités.

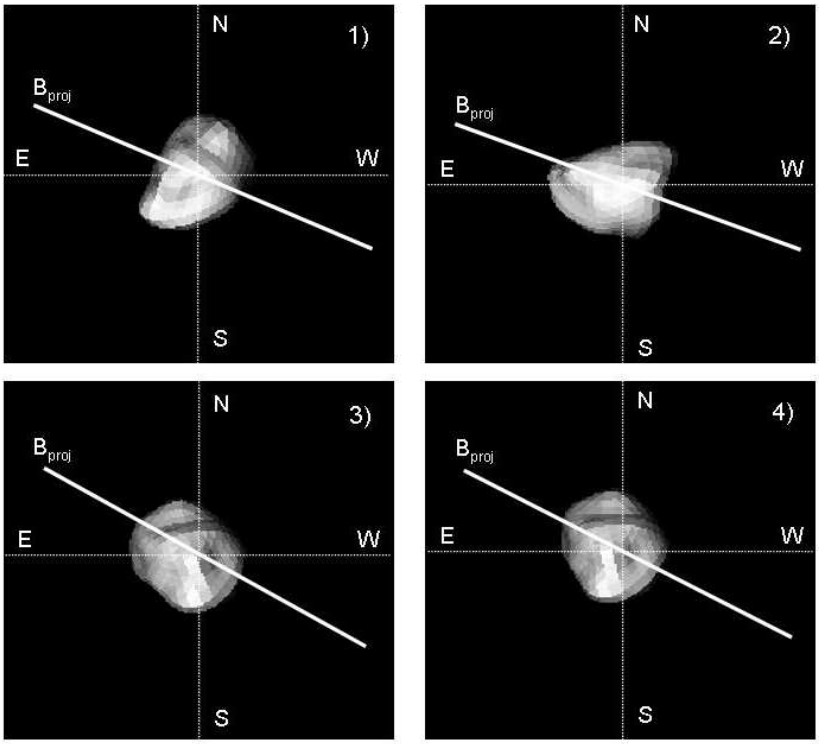


FIGURE 8.8 – Images de l'astéroïde (41) Daphne synthétisées par le modèle thermophysique, avec un modèle de forme concave. L'orientation de la ligne de base projetée sur le plan du ciel pour différentes observations VLTI est représentée par une ligne blanche.

8.2 Installation à Concordia

ASTEP 400 a été installé à Concordia entre les mois de novembre 2009 et février 2010 (figure 8.9), par Jean-Baptiste Daban, Jean-Pierre Rivet, Karim Agabi, Lyu Abe, et Djamel Mékarnia. De nombreux travaux ont été réalisés : montage du télescope, mise en station, réglages mécaniques, alignement optique, motorisation de la coupole, installation des logiciels, etc... On détaille ici uniquement l'analyse des PSF dans le champ, qui permet de contrôler les réglages optiques.

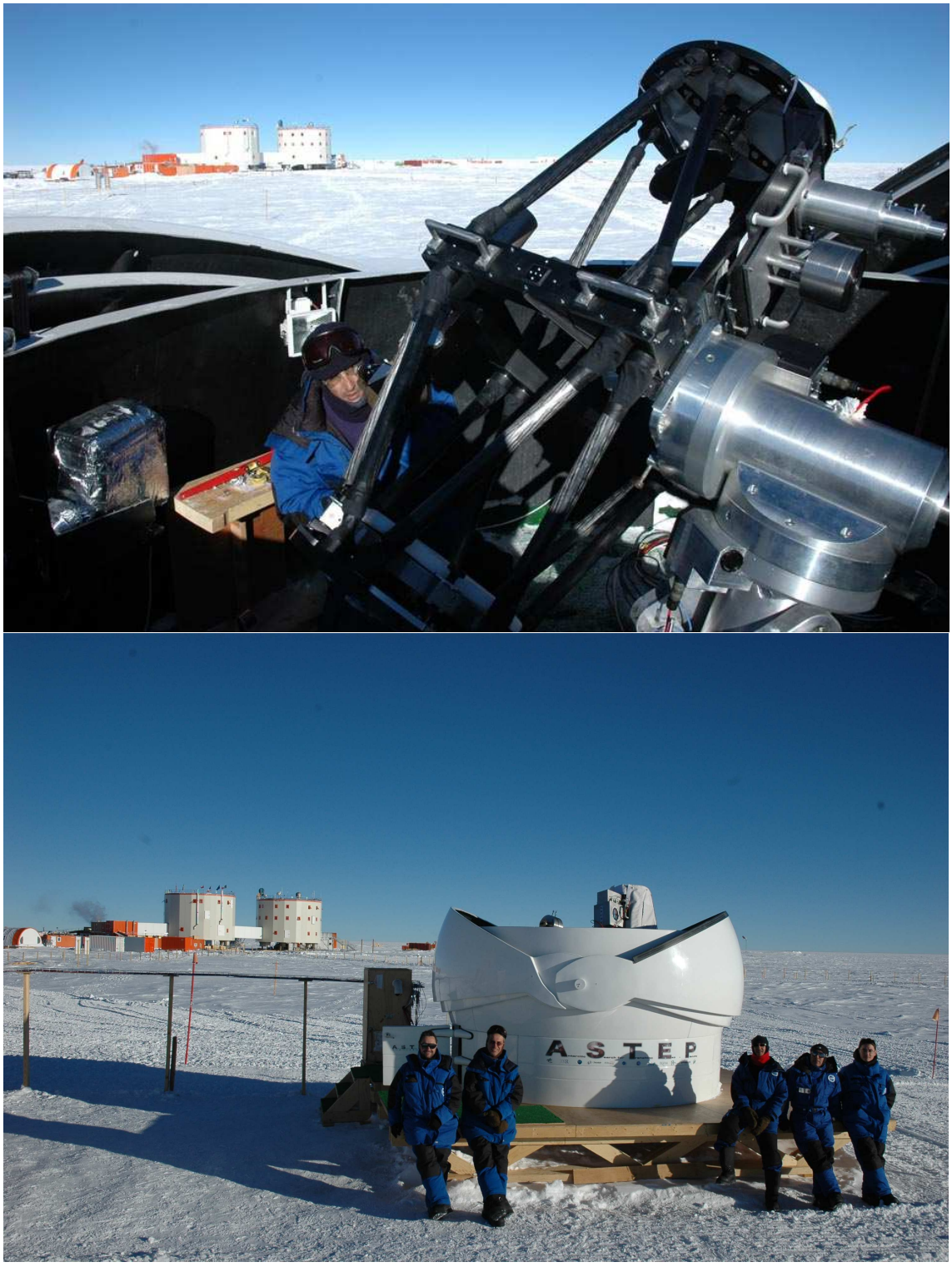


FIGURE 8.9 – Installation d'ASTEP400 dans sa coupole, à Concordia, durant la campagne d'été 2010.

8.2.1 PSF à l'issue des premiers réglages

Les premières images sur le ciel de Concordia sont prises le 28 novembre 2009. Seule l'étoile Canopus, de magnitude -0.72, est visible lors de la campagne d'été, à l'aide d'une densité et d'un filtre Hα. Les poses sont de 10 secondes. Le guidage est inactif, et on note une dérive en alpha de l'ordre d'un pixel par pose. Les images sont prises en plaçant Canopus à différents endroits du CCD. Des imagettes de $\sim 250 \times 250$ pixels contenant l'étoile sont ensuite envoyées à Nice (exemple figure 8.10). Le but est de mesurer la taille, la symétrie et l'uniformité des PSF dans le champ.

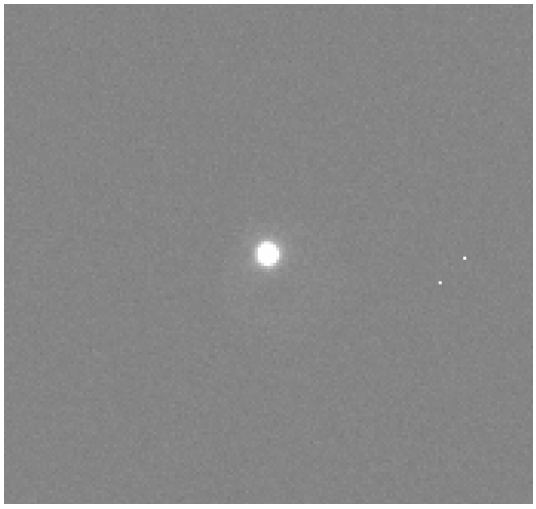


FIGURE 8.10 – Exemple d'imagette de $\sim 250 \times 250$ px obtenue à l'issue des premiers réglages optiques d'ASTEP400 à Concordia, le 28 novembre 2009, au centre du champ. Seule l'étoile Canopus est visible de jour, grâce à un filtre Hα.

Mesures

Les PSF dans 2 zones sont données en exemple figure 8.11, et leur FWHM est donné table 8.3. Le FWHM est la moyenne des valeurs en x et en y. On note qu'une valeur similaire en x et en y n'est pas suffisant pour conclure à une symétrie de la PSF. Le cas extrême est une asymétrie à 45° qui ne se verra pas. Il faut donc également s'aider du contour pour évaluer la symétrie.

Statistiques

Les statistiques des PSF dans tout le champ sont les suivantes :

— Le FWHM moyen sur tout le champ est 3.30 pixels.
— La déviation standard du FWHM est de 0.36 pixels. La variation standard dans le champ est donc de 11%.
— La variation maximale dans le champ est de 38% et a lieu entre entre le centre du champ (PSF la plus piquée avec un FWHM de 2.80 px) et le coin en bas à droite (FWHM de 4.05 px). Si on ne tient pas compte du coin en bas à droite, la variation maximale dans le champ diminue à 26%.
— L'asymétrie moyenne des PSF calculée à partir des FWHM en x et y est de 5%. L'asymétrie maximale est de 12%, pour le bord centre gauche. On note de plus

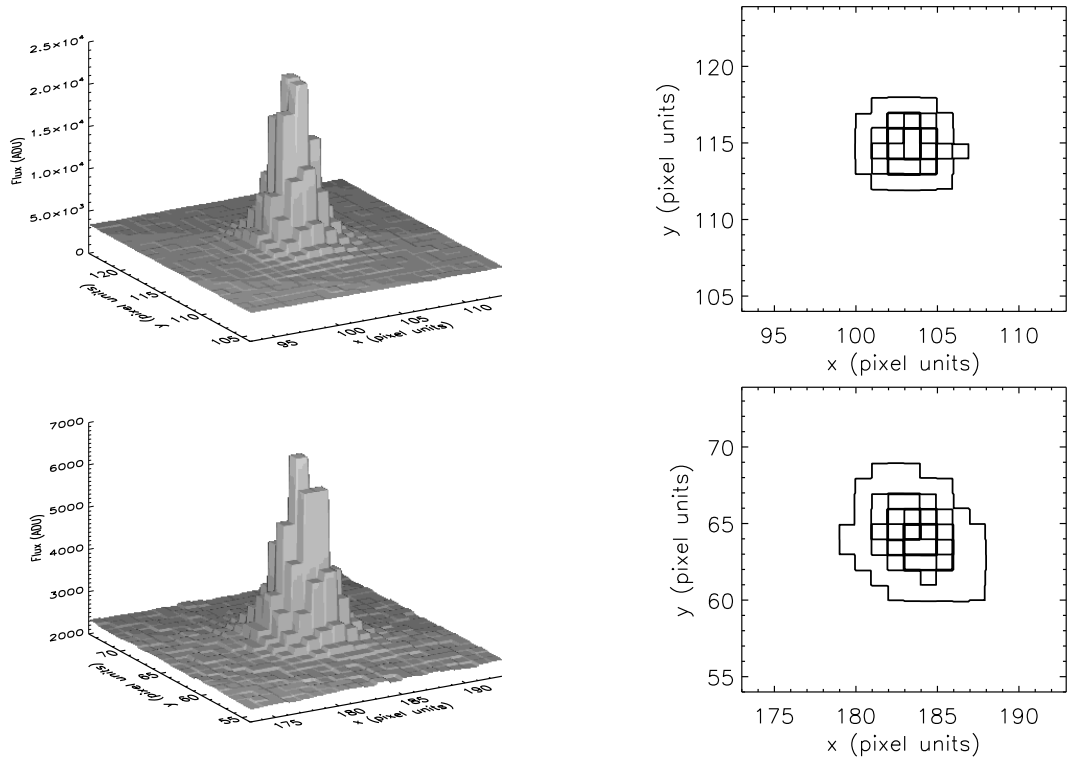


FIGURE 8.11 – Exemples de PSF obtenues à l'issue des premiers réglages optiques d'ASTEP400 à Concordia, le 28 novembre 2009, au centre du champ (haut) et dans le coin en bas à gauche du champ (bas), en 3D (gauche) et en contours (droite).

sur les figures représentant les contours une légère asymétrie à +45° dans le coin en haut à gauche et une à -45° un peu plus marquée dans le coin en bas à gauche.

Analyse

Les PSF sont de bonne qualité. La spécification sur le FWHM est de 3 pixels au centre du champ, le FHWM de la PSF finale des simulations optique est de 3.2 pixels. On est donc très proche de la valeur optimale. On n'a pas de trou central, ce qui correspond aux spécifications. Les PSF sont globalement bien symétriques. On ne remarque pas d'asymétrie systématique due à la dérive en alpha. Il faudrait si possible améliorer la symétrie des PSF dans les coins en haut à gauche et bas à gauche. La variation maximale dans le champ est un peu élevée, mais diminue significativement en ne tenant pas compte du coin en bas à droite. Il faudrait donc réduire la taille de la PSF sur cette partie du CCD. En conclusion, pour un premier réglage, les PSF sont globalement excellentes.

8.2.2 PSF en fin de campagne d'été

La PSF est de nouveau contrôlée en fin de campagne d'été, sur des images du 20 février 2010. Les images sont prises de jour sur Canopus, la densité et le filtre Hα sont toujours présents avant les caméras science et guidage. Les poses sont de 5 secondes. Les PSF sont étudiées à partir d'une cinquantaine d'imagettes de 100×100 pixels réparties en différents points du champ.

	FWHM x (px)	FWHM y (px)	Moyenne (px)
Haut gauche	3.25	3.22	3.23
Haut centre	2.99	3.06	3.03
Haut droite	3.84	3.43	3.63
Centre gauche	3.50	3.11	3.31
Centre	2.76	2.84	2.80
Centre droite	3.39	3.24	3.31
Bas gauche	3.06	3.07	3.06
Bas centre	3.44	3.16	3.30
Bas droite	3.98	4.13	4.05

TABLE 8.3 – Valeurs de FWHM dans le champ à l'issue des premiers réglages optiques d'ASTEP400 à Concordia, le 28 novembre 2009, selon les directions x et y du CCD, puis en moyennant les deux valeurs.

Mesures

On donne ici simplement le FWHM des PSF et leur asymétrie dans chaque zone, table 8.4. L'asymétrie est simplement $FWHM_x$ / $FWHM_y$.

	FWHM (px)	Asymétrie
Haut centre	3.35 ± 0.09	0.19 ± 0.04
Haut droite	3.91 ± 0.68	0.39 ± 0.21
Centre gauche	4.02 ± 0.18	0.04 ± 0.03
Centre	3.55 ± 0.21	0.18 ± 0.08
Centre droite	4.44 ± 0.57	0.10 ± 0.05
Bas centre	4.85 ± 0.23	0.09 ± 0.05

TABLE 8.4 – Valeurs de FWHM de d'asymétrie de la PSF dans le champ en fin de campagne d'été, le 20 février 2010. On n'a pas d'imagettes pour les zones haut-gauche, bas-gauche, et bas-droite.

Statistiques

Les statistiques globales sont faites à partir des moyennes dans chaque zone.

— Le FWHM moyen sur tout le champ est 4.02 ± 0.56 pixels. La variation standard dans le champ est donc de 14%.

— L'asymétrie moyenne des PSF calculée à partir des FWHM en x et y est de 17%, à cause notamment du coin haut-droite pour lequel l'asymétrie est de 39%. Les PSF dans le bas du champ sont également asymétrique, à 45°.

— La variation maximale dans le champ est de 37% et a lieu entre le haut (PSF la plus piquée avec un FWHM de 3.35 px) et le bas du champ (FWHM de 4.85 px).

Analyse

Les PSF sont d'assez bonne qualité, mais pas optimales. Le FWHM moyen est de 4.02 pixels, soit trop larges. Les PSF sont globalement bien symétriques (sauf dans le coin haut-droite et en bas). La variation maximale des PSF dans le champ est un peu élevée, mais liée à l'asymétrie dans le coin en haut à droite et en bas du champ. Les

PSF se sont un peu dégradées depuis les premiers réglages, mais restent correctes. On choisit de ne pas modifier à nouveau les réglages.

8.2.3 PSF lors des premières observations de nuit

Les premières observations de nuit, sans le filtre Hα, ont été faites le 28 février 2010. Neuf imagettes de 512×512 pixels sont extraites dans différentes zones d'une même image (exemple figure 8.12). Les crops contiennent quelques étoiles dépassant pour la plupart assez peu du fond de ciel. En conséquence l'étude des PSF est faite sur l'étoile la plus brillante de chaque imagette. Le temps de pose est de 2 secondes. Seul un réglage de focus a été fait depuis le 20 février.

FIGURE 8.12 – Exemple d'imagette de 512×512 px obtenue lors des premières observations de nuit à Concordia, le 28 février 2010, au centre du champ.

Mesures

Le FWHM et l'asymétrie dans chaque zone sont donnés table 8.5.

	FWHM x (px)	FWHM y (px)	Moyenne (px)	Asymétrie
Haut gauche	3.09	5.07	4.08	0.48
Haut centre	2.96	3.90	3.43	0.27
Haut droite	3.03	3.76	3.39	0.21
Centre gauche	3.28	3.86	3.57	0.16
Centre	3.27	3.82	3.55	0.16
Centre droite	3.08	3.69	3.39	0.18
Bas gauche	4.94	4.00	4.47	0.21
Bas centre	3.96	3.78	3.87	0.05
Bas droite	3.78	4.36	4.07	0.14

TABLE 8.5 – Valeurs de FWHM dans le champ lors des premières observations de nuit à Concordia, le 28 février 2010, selon les directions x et y du CCD, puis en moyennant les deux valeurs. On donne également l'asymétrie de la PSF.

Statistiques

— Le FWHM moyen sur tout le champ est de 3,76 ± 0.38 pixels.
— La variation standard du FWHM dans le champ est de 10%. La variation maximale est de 29% et a lieu entre le centre-droite (FWHM de 3.39 px) et le bas-gauche (FWHM de 4.47 px).
— L'asymétrie moyenne des PSF calculée à partir des FWHM en x et y est de 21%, à cause notamment du coin haut-gauche pour lequel l'asymétrie est de 48%. Les PSF bas-gauche et bas-centre sont asymétriques à 45°, de 30% environ.

Analyse

Les PSF sont de bonne qualité. Grâce à la refocalisation, le FWHM moyen passe à 3.76 pixels, valeur correcte, même si elle n'est pas tout à fait optimale. Les variations sont également plus faibles que le 20 février, et sont dans les spécifications.

8.2.4 Première lumière à Concordia

La figure 8.13 montre une image acquise par ASTEP400 le 25 mars 2010, au tout début de la campagne d'observation. Il s'agit d'une pose de 50 secondes centrée la nébuleuse de la Tarantule, NGC2070. Cette image permet de confirmer la bonne qualité des PSF dans le champ.

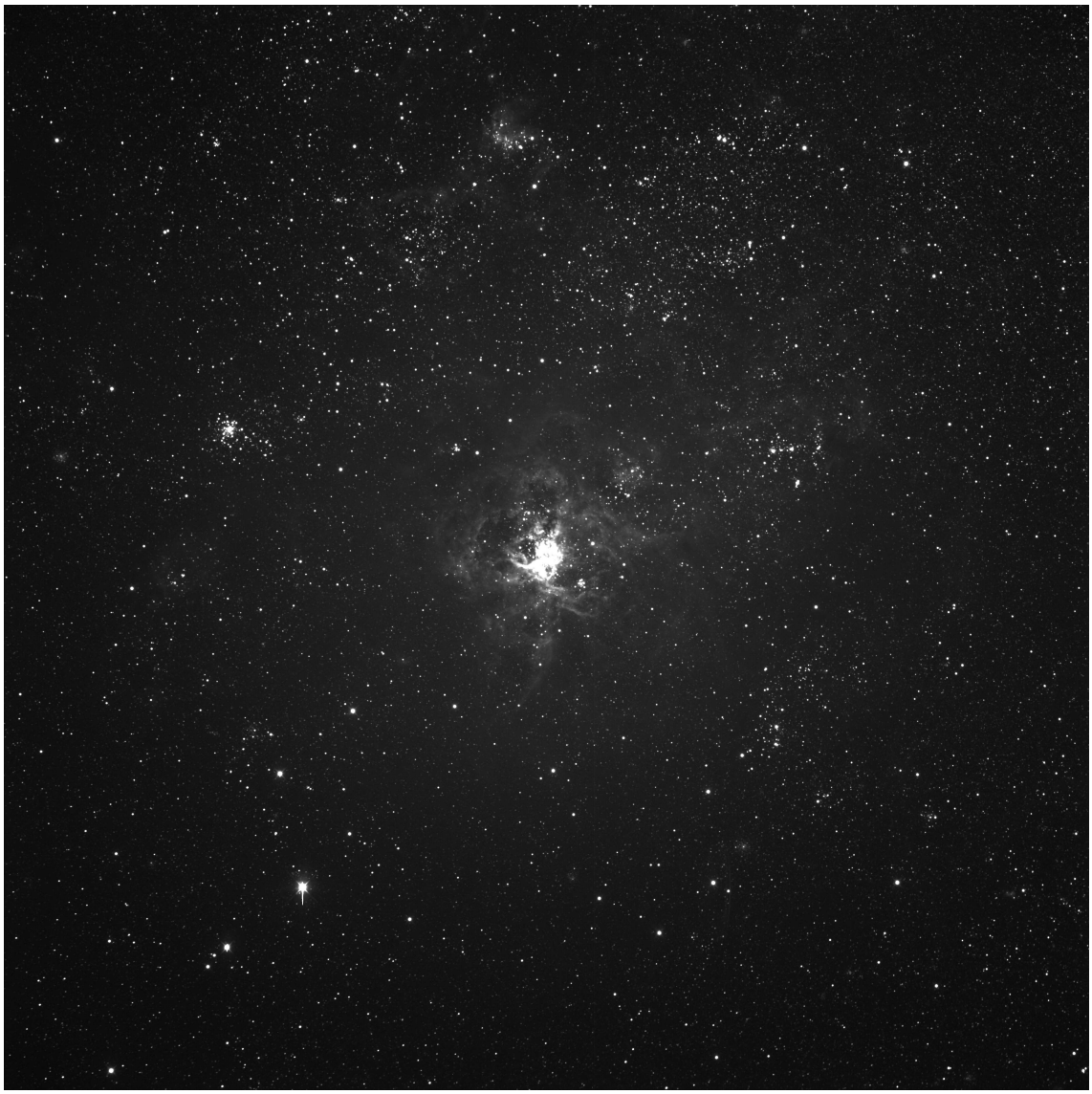


FIGURE 8.13 – Première lumière du télescope ASTEP400 à Concordia, le 25 mars 2010. Cette pose de 50 s centrée sur la nébuleuse de la Tarantule permet de confirmer la bonne qualité des PSF dans le champ.

8.3 Programme d'observation pour la campagne 2010

8.3.1 Zones observables

Etude réalisée par Mauro Barbieri, Tristan Guillot, Nicolas Crouzet

Le premier travail consiste à sélectionner les zones du ciel favorables pour les observations continues et la recherche de transits. On fixe la hauteur minimale des étoiles observables à $h_{min} = 30°$. Le Dôme C est à une longitude de $L = 75°06'$S, les zones du ciel observables en continu doivent donc avoir une déclinaison $DE < -45°$. On envisage de plus des observations conjointes avec BEST II (Berlin Exoplanet Search Telescope), un télescope de 25 cm également dédié à la photométrie de planètes en transit, installé au Chili par nos collaborateurs du DLR. Rauer et al. [2008] ont en effet montré qu'un réseau de plusieurs télescopes, notamment entre le Dôme C et le Chili, améliorait de manière significative la couverture de phase. BEST II est situé à l'observatoire Cerro Armazones (24°36′ S, 70°12′ W). Les champs observables depuis ce site, toujours en considérant $h_{min} = 30°$, ont une déclinaison $-85° < DE < +35°$ (on note que les champs ne sont pas observables en continu depuis ce site tempéré). On sélectionne donc la zone du ciel $-85° < DE < -45°$.

On cherche également des champs avec le plus d'étoiles naines possible, puisque ces étoiles maximisent les chances de détection de transits. Un modèle de population stellaire permet de déterminer la densité d'étoiles naines, que l'on prend de magnitude $M_J < 14$, par zone de $1°^2$. Cette densité augmente évidemment beaucoup lorsqu'on s'approche du plan de la Galaxie. Mais on montre que la densité de géantes augmente encore plus, et engendre une grande contamination qui rend les observations très difficiles. On élimine donc une zone où la proportion de naines est inférieure à 30% du nombre total d'étoiles (ce qui élimine en particulier le plan galactique). On peut voir que les zones d'observation les plus intéressantes sont celles situées dans la zone verte en dessous du plan galactique. La figure 8.14 résume ces différentes contraintes. Cette carte sert de base à la définition des champs d'observation.

8.3.2 Définition des cibles

Etude réalisée par Tristan Guillot, Mauro Barbieri, Jean-Pierre Rivet, Djamel Mékarnia, Anders Erikson, Lyu Abe, Nicolas Crouzet

Plusieurs types d'observations peuvent permettre la détection et la caractérisation d'exoplanètes avec ASTEP400. Ils sont classés ci-dessous par ordre de priorité.

Photométrie ultra-précise de planètes à transits connues

Le premier axe d'observation est la photométrie ultra-précise de planètes à transits connues, bien sûr pour tester la qualité de la photométrie au Dôme C, mais également dans le but de détecter des transits secondaires et d'obtenir des courbes de phase dans le visible. Depuis l'espace, des transits secondaires ont été détectés notamment avec Spitzer en infrarouge [Deming et al., 2007; Knutson et al., 2007]. CoRoT a détecté les transits secondaires dans le visible de CoRoT-1b, à une profondeur de 160 ppm en lumière blanche [Alonso et al., 2009a], et de CoRoT-2b, à une profondeur de 60 ppm en lumière blanche [Alonso et al., 2009b] et 100 ppm dans le rouge [Snellen et al., 2010]. Kepler a

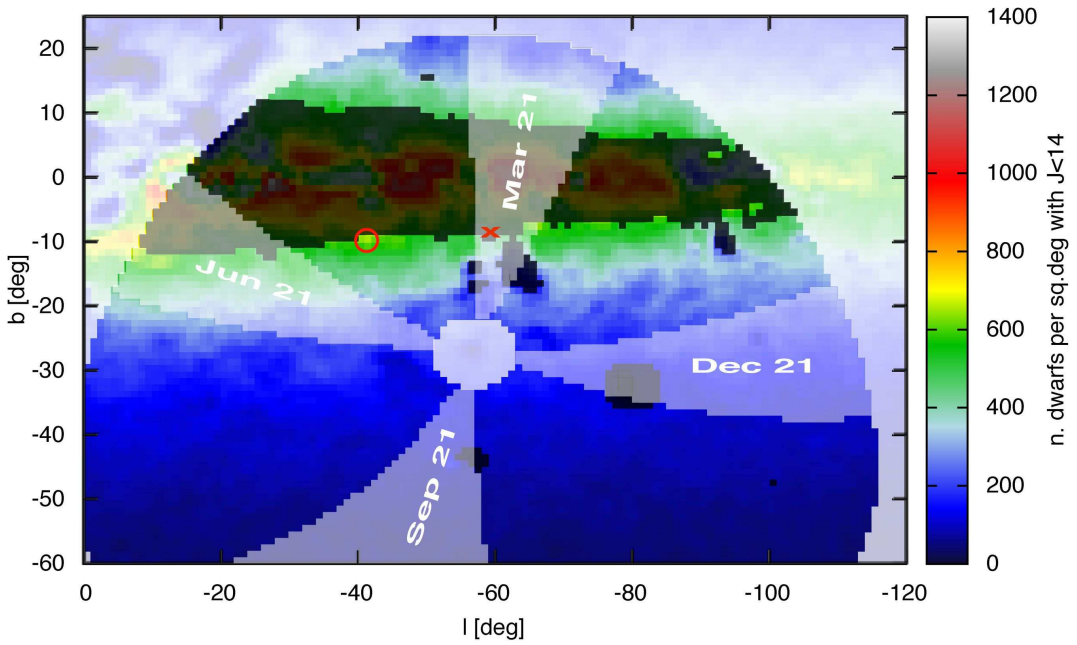


FIGURE 8.14 – Densité de naines ($M_J < 14$) par degré carré en coordonnées galactiques. La zone en couleurs pleines (non transparentes) correspond à la meilleure observabilité à la fois depuis Concordia et depuis le Chili (carte fournie par Mauro Barbieri). La zone noire correspond à une contamination élevée. On indique de plus les champs observables par BEST II en fonction de la période : les zones plus claires correspondent aux coordonnées des étoiles qui passent au méridien au Cerro Armazones entre 23h et 1h du matin à la date indiquée. Le cercle rouge indique la région choisie pour la recherche de planètes dans les champs denses (champs "exo"). La croix rouge montre la région de La Mouche, intéressante pour la recherche de transits.

observé des transits secondaires de HAT-P-7b, également dans le visible [Borucki et al., 2009]. Des courbes de phases ont aussi été obtenues grâce à CoRoT : pour CoRoT-1b, avec des variations entre 120 et 150 ppm [Snellen et al., 2009], mais également de manière probable sur une planète qui ne transite pas, HD46375b, avec des variations de 30 ppm [Gaulme et al., 2010].

Un modèle prenant en compte l'émission thermique de la planète et la réflexion de la lumière de l'étoile, construit par Tristan Guillot, montre que les cibles **WASP-18b** [Hellier et al., 2009] et **WASP-19b** [Hebb et al., 2010] sont très favorables : le signal du transit secondaire devrait être compris respectivement entre 270 et 610 ppm, et entre 320 et 770 ppm. Cette détection est ambitieuse, et démontrerait la qualité des courbes de lumières qui peuvent être obtenues depuis le Dôme C. On note également que des transits secondaires de WASP-18b ont été récemment observés avec Spitzer en infra-rouge [Nymeyer et al., 2010]. Des mesures dans le visible apporteraient donc une comparaison cruciale pour la caractérisation de la planète.

Les paramètres de WASP-18 et WASP-19 sont donnés tables 8.6 et 8.7. La visibilité de ces objets depuis le Dôme C au cours de l'année est représentée figure 8.15. WASP-19 est donc observable dans la premières moitié de l'hiver, et WASP-18 dans la seconde moitié. La précision de ∼100 ppm nécessaire à l'observation du transit secondaire né-

cessite la superposition d'un grand nombre de courbes en phase. On part donc sur des observations continues de chaque cible pendant 1 mois.

Etoile				Planète			
Type	Vmag	Masse	Rayon	M*sini*	Rayon	Periode	Prof.
F9V	9.3	1.28 M_{sol}	1.23 R_{sol}	10.4 M_{jup}	1.165 R_{jup}	0.941 j	0.95 %

TABLE 8.6 – Paramètres de l'étoile WASP-18 et de son compagnon planétaire.

Etoile				Planète			
Type	Vmag	Masse	Rayon	M*sini*	Rayon	Periode	Prof.
G8V	12.3	0.95 M_{sol}	0.93 R_{sol}	1.15 M_{jup}	1.31 R_{jup}	0.789 j	2 %

TABLE 8.7 – Paramètres de l'étoile WASP-19 et de son compagnon planétaire.

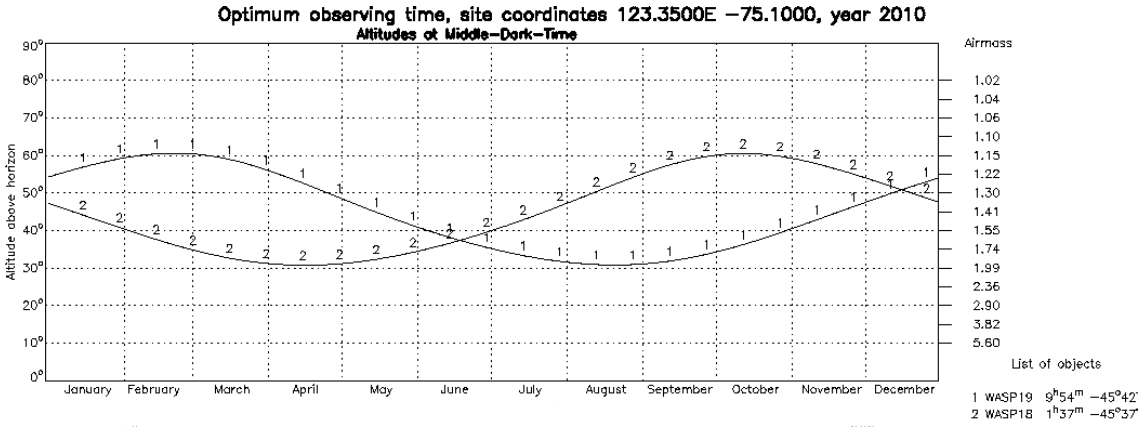


FIGURE 8.15 – Altitude de WASP-19 (objet 1) et WASP-18 (objet 2) au cours de l'année 2010 depuis le Dôme C. WASP-19 est au-dessus de 40° du début de l'hiver jusqu'à début juin, et WASP-18 de fin juin jusqu'à la fin de l'hiver. Figure réalisée à partir de http ://catserver.ing.iac.es/staralt/.

Suivi d'alertes microlentilles

Le suivi d'alertes microlentilles avec ASTEP400 est intéressant pour plusieurs raisons :

— Les cibles sont toujours proches du centre galactique, observable quasiment en continu depuis le Dôme C. La position stratégique d'ASTEP400 permet donc un suivi qui complète et se superpose au réseau mondial de télescopes observant ces alertes, au sein du projet PLANET.

— Le suivi continu est essentiel pour la détection de planètes de la taille de la Terre, et la probabilité de détection de ces planètes devient élevée pour les événements de grande amplification (elle peut atteindre 100%).

— Ces alertes sont ponctuelles et ne durent que 1 à 2 jours ; elles sont donc assez faciles à introduire dans le programme d'observation. De plus elles ne nécessitent pas de suivi, chaque événement étant unique.

Etant donné la taille d'ASTEP400 (40cm), on se restreint aux alertes de grande amplification ($M_V \leq 14$). On en attend une dizaine par an, avec à chaque fois une probabilité de 1/3 de détecter une planète.

Recherche de planètes dans des champs denses

La recherche de planètes en transits dans des champs denses est l'objectif initial d'ASTEP. Cela permet de tester la qualité de la photométrie depuis le Dôme C, et est assez facile à mettre en œuvre. Des observations combinées avec BESTII au Chili permettent de plus un suivi et/ou une confirmation des événements. Néanmoins, le domaine a évolué très rapidement depuis le lancement du projet en 2005 (on est passé de quelques planètes en transits à presque 100), et la concurrence est rude (Kepler et CoRoT pour la continuité et la précision des observations, et WASP-South et HAT-South pour les cibles de l'hémisphère sud). Le suivi des candidats demande de plus un travail conséquent en terme d'observations avec d'autres instruments. Enfin, un grand nombre de champs doivent être observés pour maximiser le nombre de cibles, et il sera difficile pour notre hivernant Karim Agabi de traiter toutes les données sur place. On classe donc ce type d'observations en 3$^{\text{ème}}$ priorité, et on se restreint à l'observation d'un ou quelques champs. On choisit le champ **l = -40°, b = -10°** en coordonnées galactiques (**RA = 15 :57 :15.4, DEC = -66 :29 :52.6** en coordonnées équatoriales J2000), car :

- il maximise le nombre d'étoiles naines
- il évite un encombrement trop important
- il est observable par BESTII durant l'été dans l'hémisphère sud, ce qui permet des observations en continu en combinant les données.

Ce champ est le champ "par défaut", pointé notamment lorsqu'aucun autre programme n'est en cours. On pourra pointer plusieurs champs autour de celui-ci. La figure 8.16 montre une carte des deux premiers champs observés autour de ces coordonnées, exo#1 et exo#2.

Recherche de transits de planètes connues en vitesses radiales

On a environ 20 à 30 planètes connues en vitesses radiales et accessibles depuis le Dôme C, notamment des planètes à longue période. Ces observations sont faciles à mener mais les chances de succès sont faibles :

- la probabilité de transit est très faible (quelques % au maximum) ;
- les incertitudes sur les éphémérides nécessitent des observations de plusieurs jours ;
- une recherche de transits peut avoir déjà été menée sur certaines cibles.

Mauro Barbieri a établi une liste de cibles potentielles, table 8.8. Aucune cible ne correspond à un champ dans nos critères (grande densité de naines et faible contamination), mais l'une d'entre elle est proche du champ par défaut : **HD 147018b**. Cette planète de 44 jours de période a une probabilité de transit de 2%, une durée de transit de 6.5h, et une erreur d'éphémérides de $\sim$2 jours. La magnitude de l'étoile est $m_V = 8.3$. On observera donc HD 147018b alternativement avec le champ par défaut, 2 jours avant et 2 jours après le transit, pendant 20mn toutes les 2h. Des transits possibles sont prévus les 27/05, 10/07 et 24/08.

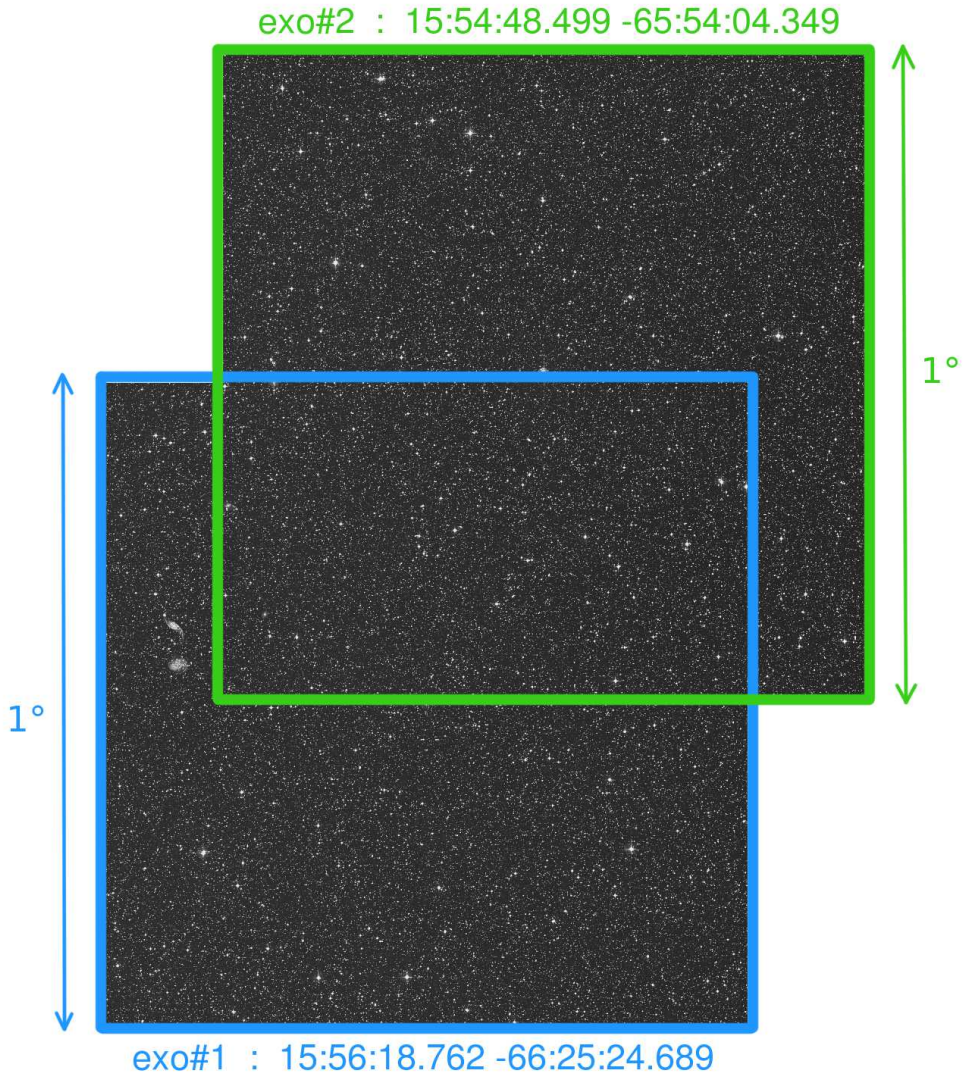


FIGURE 8.16 – Champs exo#1 et exo#2 observés par ASTEP400, dédiés à la recherche de nouvelles planètes en transits. Ces deux champs ont une partie commune, permettant une meilleure couverture de phase.

Autres programmes

D'autres programmes sont envisagés :

— Observation d'une région de formation d'étoiles : La Mouche. Ce programme est assez proche des observations du champ par défaut.

— Recherche de planètes autour de naines M et de naines blanches. Des planètes de taille terrestre peuvent être découvertes par transit autour de ces étoiles, comme GJ1214 par le projet MEarth [Charbonneau et al., 2009]. Néanmoins cela nécessite le pointage de plusieurs centaines de cibles en continu, qui sont peu nombreuses et réparties dans tout le ciel. La probabilité d'avoir une planète en transit autour d'une naines M serait très élevée, de 1/300. On suppose des observations cycliques de 20mn toutes les 2h, donc des observations simultanées de 6 champs. Pour observer 300 cibles, il faut donc 50 séquences de 6 champs. En les répartissant sur les 4 mois d'hiver, soit ∼120 jours, on peut rester ∼2.4 jours

Nom	RA	DEC	Periode (j)	Durée (j)	Proba. (%)	Type
HD129445	221.5125	-68.7625	1840.0	2.9	0.4	G8V
HD131664	225.025	-73.53528	1951.0	3.17	0.4	G3V
HD142415	239.41667	-60.2	386.3	1.05	0.4	G1V
HD147018	245.75	-61.68889	44.236	0.24	2.4	G9V
HD147018	245.75	-61.68889	1008.0	1.92	0.3	G9V
HD121504	209.32083	-56.04	63.33	0.33	1.6	G2V
HD111232	192.2125	-68.425	1143.0	1.97	0.3	G8V
HD108147	186.44167	-64.02194	10.8985	0.10	4.1	F8/G0V
HD330075	237.40417	-49.96333	3.369	0.043	11.0	G5
NGC4349	186.03333	-61.87167	677.8	2.38	0.7	
HD154857	257.8125	-56.68056	409.0	1.2	0.3	G5V
HD154672	257.52083	-56.44917	163.91	0.6	0.6	G3IV
HD142022	242.5625	-84.23139	1923.0	2.8	0.2	K0V
HIP70849	217.32917	-46.46389	3000.0		0.1	K7V

TABLE 8.8 – Etoiles ayant un compagnon planétaire découvert en vitesses radiales et observables depuis le Dôme C pour une recherche de transits, avec la durée d'un éventuel transit et sa probabilité.

sur chaque séquence. On peut ainsi espérer détecter typiquement ∼1 planète de période ∼2.4 jours (cette approximation est bien sûr à améliorer en tenant compte de la distribution en période des planètes), mais sans garantie de succès, et sans aucun autre programme d'observation. Cela paraît risqué, et trop restreint pour évaluer la qualité de la photométrie au Dôme C. Ce programme est donc laissé de côté pour la première campagne.

8.3.3 Calendrier des observations

Le calendrier envisagé pour la campagne 2010 est donné table 8.9. Les alertes microlentilles s'y ajouteront au cours de l'hiver. Ce calendrier a effectivement été respecté pendant la campagne.

avril - 20 mai	WASP-19
21-22 mai	WASP-18 (test de la photometry)
23 mai - 2 juin	champ par défaut
25 - 29 mai	HD 147018
3 juin - 1 juillet	WASP-18
2 - 12 juillet	2^{nd} champ par défaut
8-12 juillet	HD 147018
13 juillet	suivi d'une naine M pendant 24h
14 juillet	suivi d'une naine blanche pendant 24h
15 juillet - 15 août	$3^{ème}$ champ par défaut

TABLE 8.9 – Calendrier des observations pour la campagne 2010, auquel s'ajouteront les alertes microlentilles.

8.4 Résultats à mi-campagne

ASTEP 400 a observé durant tout l'hiver au Dôme C. Le traitement des données a été dans un premier temps réalisé à Concordia, pour ne pas avoir à attendre la fin de l'hivernage. Cette première campagne d'observation a été marquée par le rapatriement pour raison médicale de Djamel Mékarnia, l'un des hivernants du programme Astro-concordia, en toute fin de campagne d'été. Karim Agabi, le deuxième hivernant, a donc pris en charge le fonctionnement, les observations et le traitement des données d'ASTEP400 durant toute la campagne 2010. Une nouvelle organisation s'est mise en place (figure 8.17) : les programmes de traitement sont développés par Djamel Mékarnia à Nice (certaines routines écrites pour ASTEP Sud sont réutilisées) et envoyées à Karim Agabi à Concordia, qui en retour nous envoie les courbes de lumière. L'optimisation des courbes est ensuite faite par Djamel Mékarnia. La mise en place et l'optimisation des programmes sont réalisés malgré la communication limitée avec la station Concordia. Etant donnée l'échéance de cette thèse, on présente seulement les résultats obtenus jusqu'au 31 août 2010.

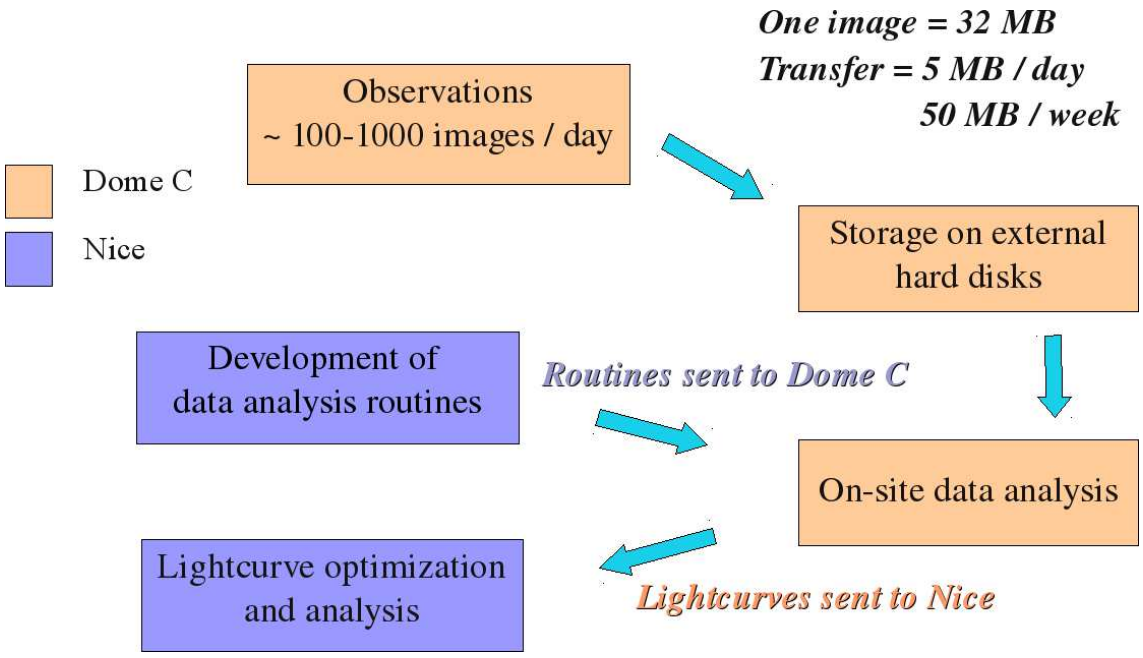


FIGURE 8.17 – Schéma simplifié de la gestion des données et de leur traitement pour la campagne 2010.

8.4.1 Photométrie d'une planète à transits connue : WASP-19

Observations

WASP-19 est observée en continu entre le 30 avril et le 23 mai 2010. Sa magnitude est de 12.3. Le temps de pose est de 130 s. Etant donné la mauvaise qualité du dark en lecture rapide, toutes les observations sont effectuées en lecture lente, soit 20 s de temps de lecture. Les flats sont réalisés avec la procédure automatique : des images (*e.g.* 50) sont acquises soit pendant la nuit, soit lorsque le ciel est plus brillant, et on impose un déplacement du télescope de quelques centaines d'arcsec entre chaque image. Les étoiles

sont alors éliminés par une médiane.

Obtention des courbes de lumière

Le flux est mesuré par une somme des pixels brillants (voir chapitre 2). Les courbes sur 1 journée sont ensuite améliorées selon les étapes suivantes :

— Un polynôme de degré entre 2 et 4 est ajusté puis retiré à la courbe, en ne tenant compte que des points hors transit (figure 8.18). On note que cela élimine aussi la courbe de phase de la planète ; une nouvelle analyse sera nécessaire pour l'identifier.

— Les hautes fréquences (périodes inférieures à 1 mn) sont filtrées par analyse de Fourier.

On obtient typiquement une dispersion de 1.4 mmag sur 1 journée pour cette étoile de magnitude 12, et on voit très nettement le transit avec une profondeur de 2 %. La figure 8.20 montre la courbe de WASP-19 obtenue sur les 24 jours d'observations. En comparaison, la figure 8.19 montre un transit de WASP-19b obtenu avec le Faulkes Telescope South, de 2 m de diamètre, situé à l'observatoire de Siding Spring en Australie, en bande z [Hebb et al., 2010]. La précision est de 1.3 mmag, soit équivalente à ASTEP400, alors que le diamètre 5 fois plus grand devrait améliorer la précision d'un facteur 5. Cela montre la très bonne qualité de la photométrie au Dôme C.

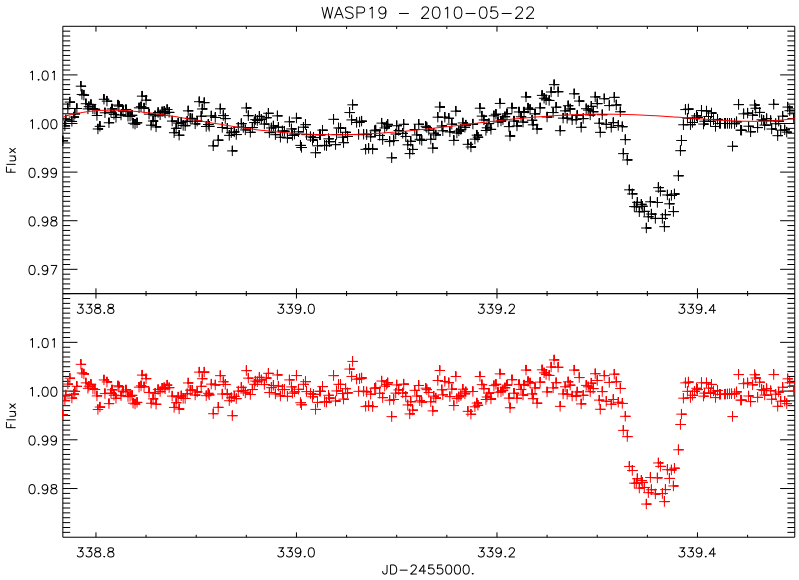


FIGURE 8.18 – Courbe de lumière de WASP-19 pour la journée du 22 mai 2010, avec l'ajustement d'un polynôme (haut) et après soutraction de celui-ci (bas).

Courbe en phase

Pour tenter de détecter le transit secondaire, la courbe est ensuite repliée en phase (figure 8.21). La dispersion est calculée à partir d'une MAD (Mean Absolute Deviation) sur une moyenne glissante sur ∼1.3h (soit la durée du transit). On aboutit à une précision de 189 ppm à 1 σ, soit une précision exceptionnelle pour des observations photométriques depuis le sol. Le transit secondaire devrait apparaître autour de la phase

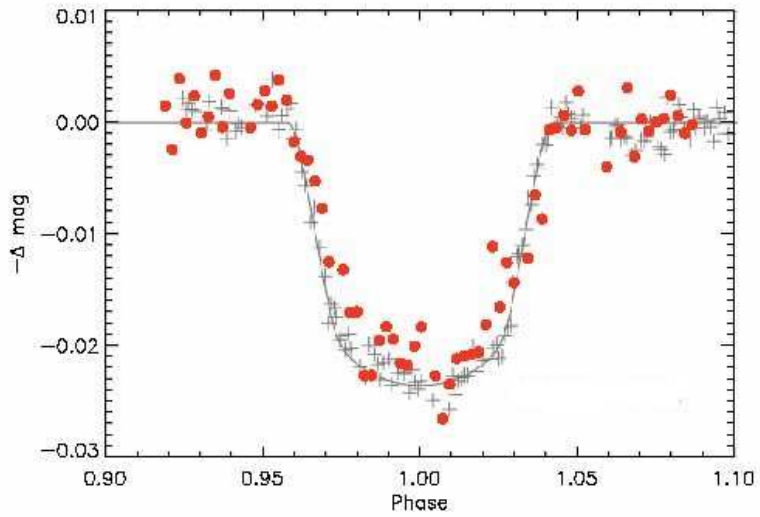


FIGURE 8.19 – Courbe de lumière de WASP-19 obtenue avec le Faulkes Telescope South, de 2 m de diamètre, par Hebb et al. [2010] (croix noires). En comparaison, un transit de WASP-19 observé avec ASTEP400, de 40 cm, est superposé (points rouges). Les précisions sont comparables.

$\phi = 0.5$. On ne le distingue pas. On est néanmoins dans l'ordre de grandeur de précision nécessaire pour ce type de détection, qui est donc bien envisageable depuis le Dôme C. On obtient tout de même une limite supérieure sur la température de brillance de WASP-19b dans le visible : $\Delta T_{b,vis} < 1.26\ T_{eq}$, où T_{eq} est la température d'équilibre de la planète.

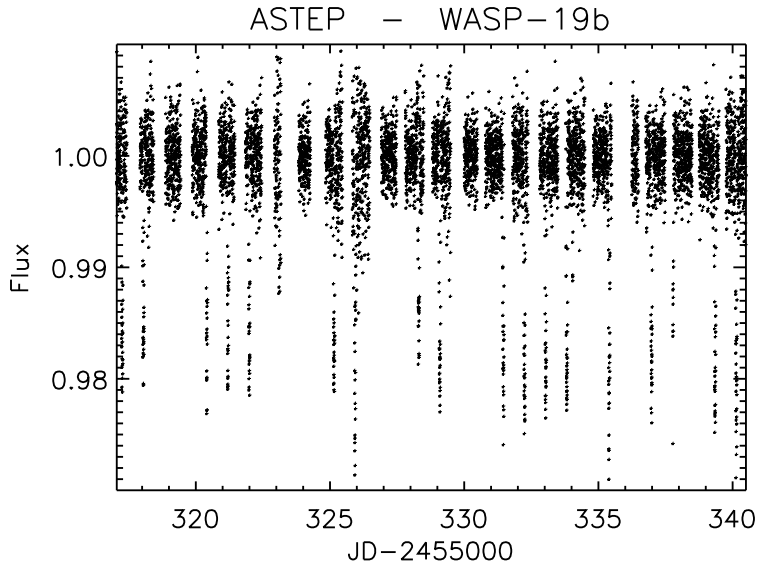


FIGURE 8.20 – Courbe de lumière de WASP-19 sur toute la durée des observations, soit entre le 30 avril et le 23 mai 2010.

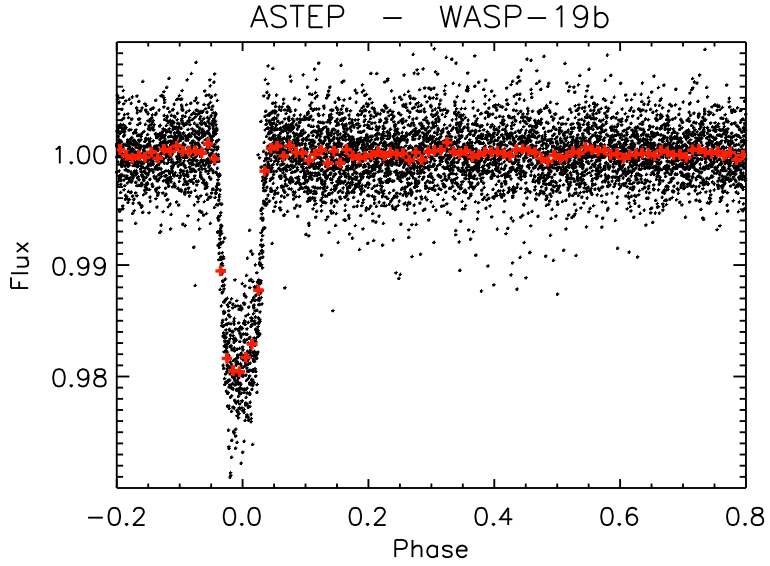


FIGURE 8.21 – Courbe de lumière de WASP-19 en phase, à partir des 24 jours d'observations (∼30 périodes). Une moyenne par intervalle de $1/100^{\text{ème}}$ de période, soit 11 mn, est représentée en rouge.

8.4.2 Photométrie d'une seconde planète à transits connue : WASP-18b

Observations et courbes de lumière

Une seconde cible favorable pour la détection de transits secondaires est WASP-18. Sa magnitude est de 9.3. Les poses sont de 15 s. On présente figure 8.22 la courbe obtenue sur la journée du 19 juin 2010. La dispersion des points hors transits est de 810 ppm, soit ∼2 fois meilleure que pour WASP-19. On voit très nettement le transit, d'une profondeur de 0.88 %. La figure 8.24 montre la courbe de WASP-18 obtenue sur les 23 jours d'observations.

A titre de comparaison, on présente figure 8.23 les courbes de lumière de 5 transits de WASP-18b obtenus par Southworth et al. [2009] avec le télescope Danois de l'ESO, de 1.54 m de diamètre, situé à l'observatoire de La Silla. Les poses sont de 80 s, les observations sont faites en bande V de Johnson. La précision obtenue varie de 470 à 830 ppm, soit 1 à 1.7 fois meilleure qu'avec ASTEP400, alors que le diamètre est 4 fois supérieur et que les poses sont plus longues (ce qui devrait augmenter la précision d'un facteur $4 \times \sqrt{(80+51)/(15+20)} = 7.7$, en tenant compte du temps de lecture). On montre là encore la qualité de la photométrie depuis le Dôme C.

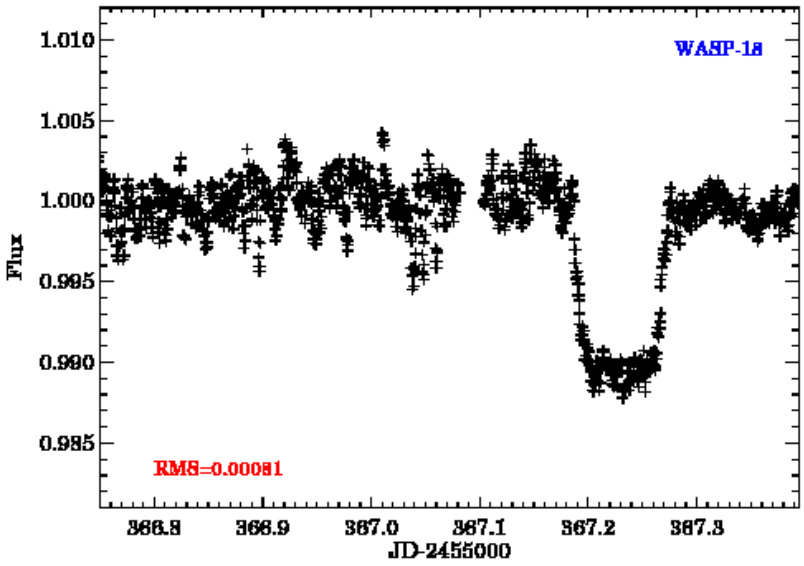


FIGURE 8.22 – Courbe de lumière de WASP-18 pour la journée du 19 juin 2010. Les poses sont de 15 s. La précision est de 810 ppm.

Courbe en phase

La figure 8.25 montre la courbe en phase. La dispersion est calculée à partir d'une MAD sur une moyenne glissante sur ∼1.6h (soit la durée du transit). On aboutit à une précision de 205 ppm à 1 σ. On ne distingue pas le transit secondaire. La précision est équivalente à celle de WASP-19, alors que l'étoile est plus brillante de 3 magnitudes. Cela s'explique par un plus petit nombre de journées d'observation effectives, et par l'absence d'étoiles de référence brillantes. On obtient néanmoins une limite supérieure sur la température de brillance de WASP-18b dans le visible : $\Delta T_{b,vis} < 1.24\ T_{eq}$, où T_{eq} est la température d'équilibre de la planète.

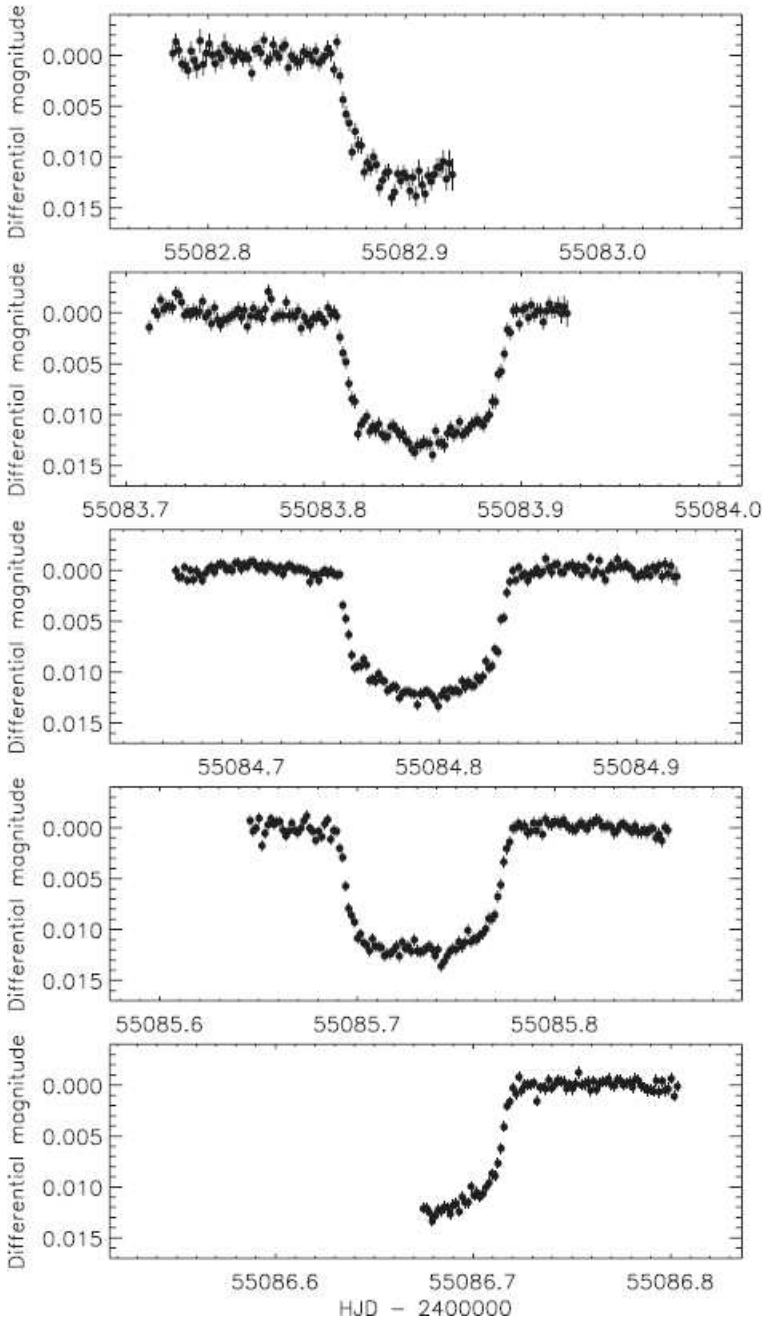


FIGURE 8.23 – Courbes de lumière de WASP-18 obtenue par Southworth et al. [2009] avec le télescope Danois de l'ESO, de 1.54 m de diamètre. Les poses sont de 80 s, les observations sont faites en bande V de Johnson. La précision obtenue varie de 470 à 830 ppm.

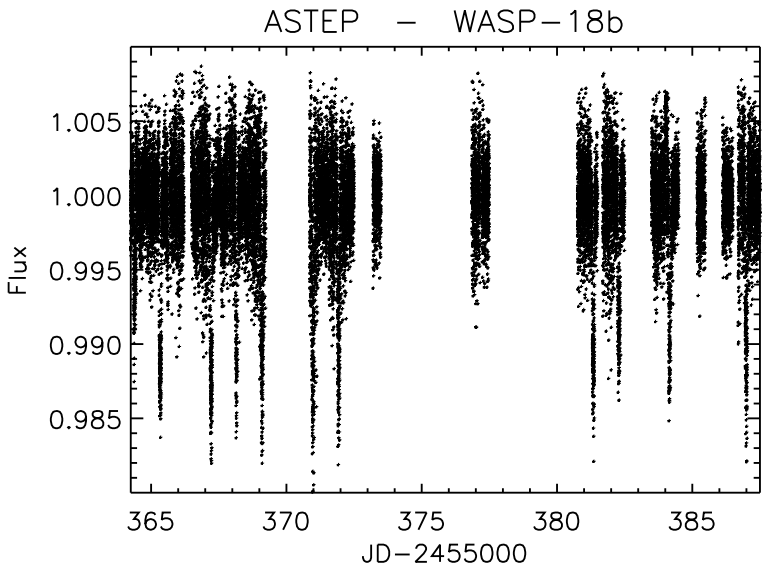


FIGURE 8.24 – Courbe de lumière de WASP-18 sur toute la durée des observations, soit entre le 16 juin et le 9 juillet 2010.

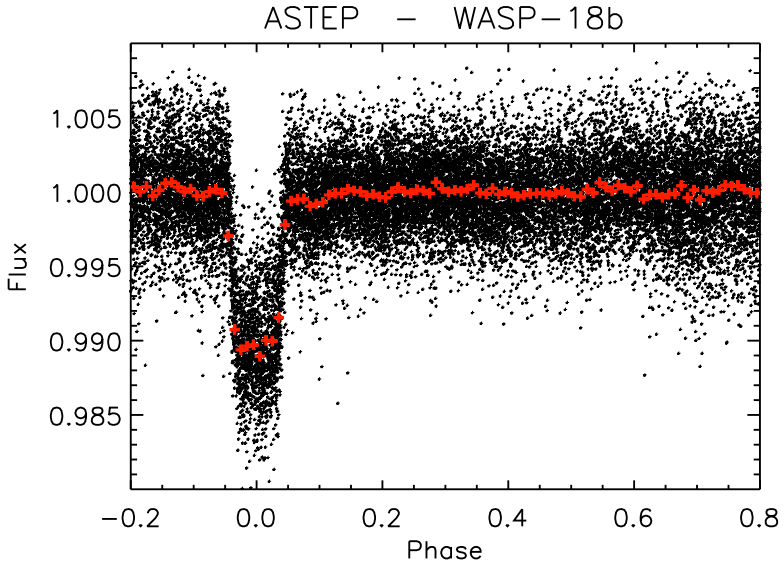


FIGURE 8.25 – Courbe de lumière de WASP-18 en phase, à partir des 23 jours d'observations (∼24 périodes). Une moyenne par intervalle de $1/100^{\text{ème}}$ de période, soit 14 mn, est représentée en rouge.

8.4.3 Suivi d'alertes microlentilles

Contexte

Un réseau mondial de télescopes répartis dans l'hémisphère sud surveille en permanence la région du centre galactique pour détecter l'apparition de microlentilles gravitationnelles. Celles-ci sont alors suivies de manière de plus en plus soutenue au fur et à mesure de l'amplification, qui peut durer une dizaine de jours (voir chapitre 1), et des ajustements de la courbe sont effectués en temps réel. Lors d'une grande amplification, l'alerte nous est communiquée (par Jean Philippe Beaulieu, Institut d'Astrophysique de Paris), et une dizaine de grands télescopes pointent la microlentille. La "chasse" aux planètes peut alors commencer. L'alerte ne dure qu'un jour ou deux. Les données sont ensuite rapatriées (car on ne traite que la partie centrale des images, 512×512 px). Le traitement est réalisé par Christian Coutures (Institut d'Astrophysique de Paris).

Observations ASTEP

Pour les observations ASTEP, le problème majeur réside dans la communication avec Concordia : le téléphone est accessible aux hivernants seulement en journée, et la station n'a que 4 connexions internet par jour. Les informations sont donc envoyées une dizaine d'heures avant le début d'une grande amplification prévue par les ajustements. Les observations peuvent ainsi démarrer rapidement si on décide de suivre l'alerte.

Une autre difficulté réside dans l'identification du champ. En effet, ces alertes sont situées près du centre galactique, et l'algorithme de reconnaissance de champ ne fonctionne pas bien pour ces champs très encombrés. Cette reconnaissance est donc faite à l'œil, à partir de cartes du champ préparées à Nice et envoyées par email à Concordia. La microlentille, en général assez peu brillante par rapport aux étoiles avoisinnantes, doit ensuite être repérée. Les informations transmises sont les suivantes :

— coordonnées et magnitude courante de la microlentille
— coordonnées, magnitude et noms d'une ou plusieurs étoiles guides
— plusieurs cartes de champ

On utilise pour cela la page web "MOA Microlensing Alerts" [2], le logiciel ds9, le serveur d'images du Digitized Sky Survey, et la base de données astronomiques Simbad [3]. L'exemple de l'alerte MOA285 est donné figure 8.26 et table 8.10.

	Etoile microlentille	Etoile guide
Nom	MOA 2010-BLG-285	HD 163301
RA	17 :56 :48.16	17 :56 :42.63
DEC	-30 :00 :39.47	-29 :55 :18.79
Vmag	$\sim$19	8.42

TABLE 8.10 – Paramètres de la microlentille MOA-285 et de l'étoile guide HD 163301. Les coordonnées sont en J2000.

2. `https://it019909.massey.ac.nz/moa/alert/`
3. `http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/`

Alertes suivies

Les informations ont été envoyées pour une dizaine d'alertes, on donne ici quelques exemples.

- **MOA 2010-BLG-069**, le 2 avril 2010. Cette première alerte permet de mettre en place la procédure d'envoi des informations à Concordia. La cible est identifiée, mais les observations démarrent réellement en fin d'alerte.
- **MOA 2010-BLG-125**, le 9 avril 2010. Cette cible est observée pendant 11 h. Aucune déformation de la courbe n'est enregistrée par les autres télescopes, les données ne sont donc pas traitées.
- **MOA 2010-BLG-077**, le 10 avril 2010. Les images montrent que les PSF sont anormalement étalées, avec un FWHM de 6 à 7 px. Ceci est dû à deux facteurs : d'une part, les cibles microlentilles sont basses, à environ 30° au-dessus de l'horizon, et sont très affectées par la couche turbulente ; d'autre part, le miroir M2 était recouvert d'une couche de givre. Ce miroir est depuis nettoyé régulièrement, en même temps que le M1. Malheureusement la cible est complètement noyée dans une étoile brillante voisine.
- **MOA 2010-BLG-285**, le 7 juin 2010. La cible est bien identifiée sur les images ASTEP (figure 8.27), et est observée ∼10h, lors de la descente de la courbe d'amplification. Les données montrent la présence d'une déformation, qui correspond à un compagnon de type naine brune (figure 8.28).
- **MOA 2010-BLG-392**, le 11 juillet 2010. Cette cible est observée 2 fois 10 heures avec ASTEP, avant et après le maximum d'amplification. On n'observe pas de compagnon. Les données ASTEP complètent bien celles des autres télescopes (figure 8.29).
- **MOA 2010-BLG-477**, le 12 août 2010. Cette cible est observée durant 2 jours avec ASTEP. Les données des autres télescopes montrent la présence d'un compagnon planétaire, de type Jupiter. Les données ASTEP sont en cours de traitement.

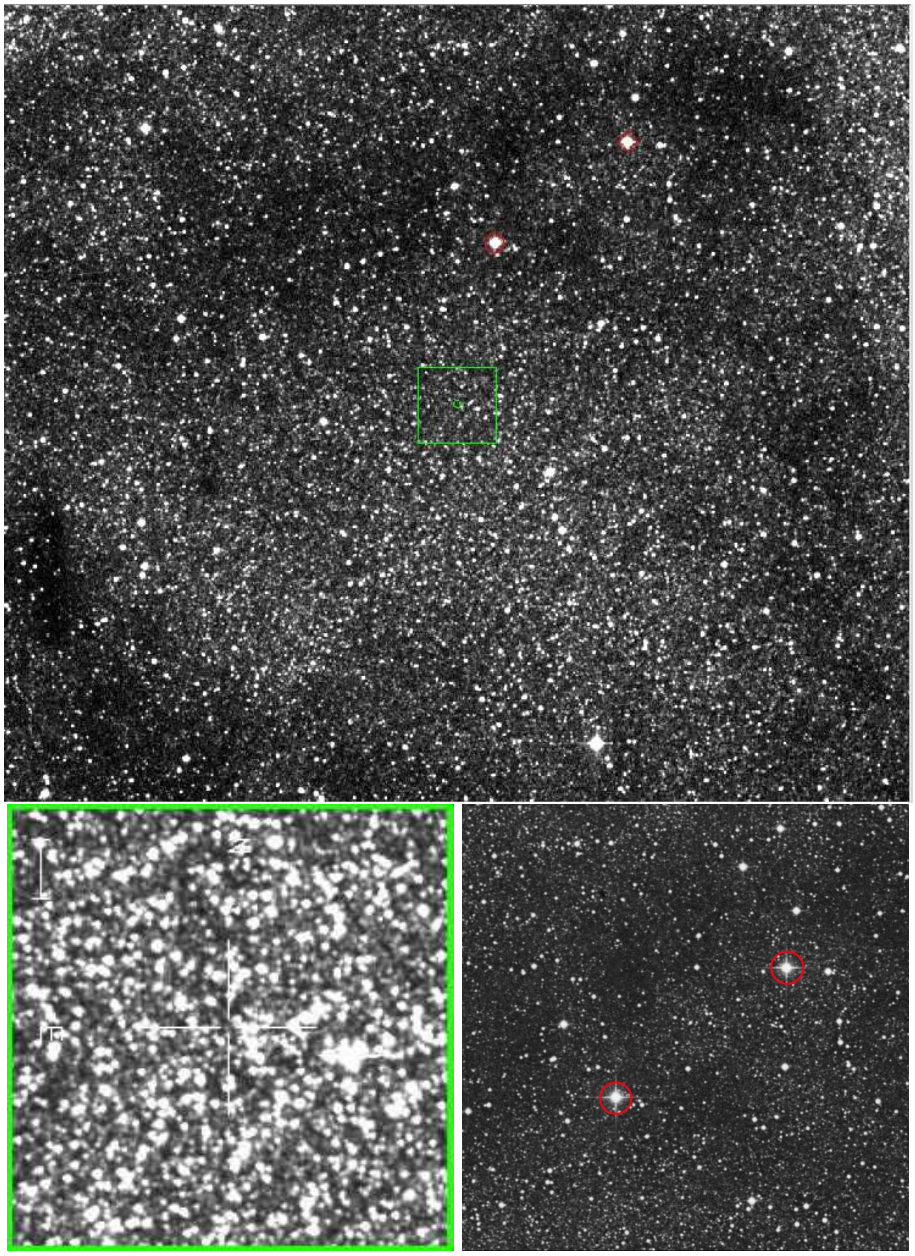


FIGURE 8.26 – Cartes de champ envoyées à Concordia pour l'identification de la microlentille MOA 2010-BLG-285. Haut : carte de $0.5 \times 0.5^{\circ 2}$. La cible doit apparaître dans le cercle vert au centre de l'image. Deux étoiles brillantes entourées en rouge peuvent servir d'étoile guide, la plus proche de la cible est HD 163301. Bas gauche : carte de la zone centrale de $\sim 3' \times 3'$. Bas droite : carte de $0.2 \times 0.2^{\circ 2}$ autour des deux étoiles-guide potentielles.

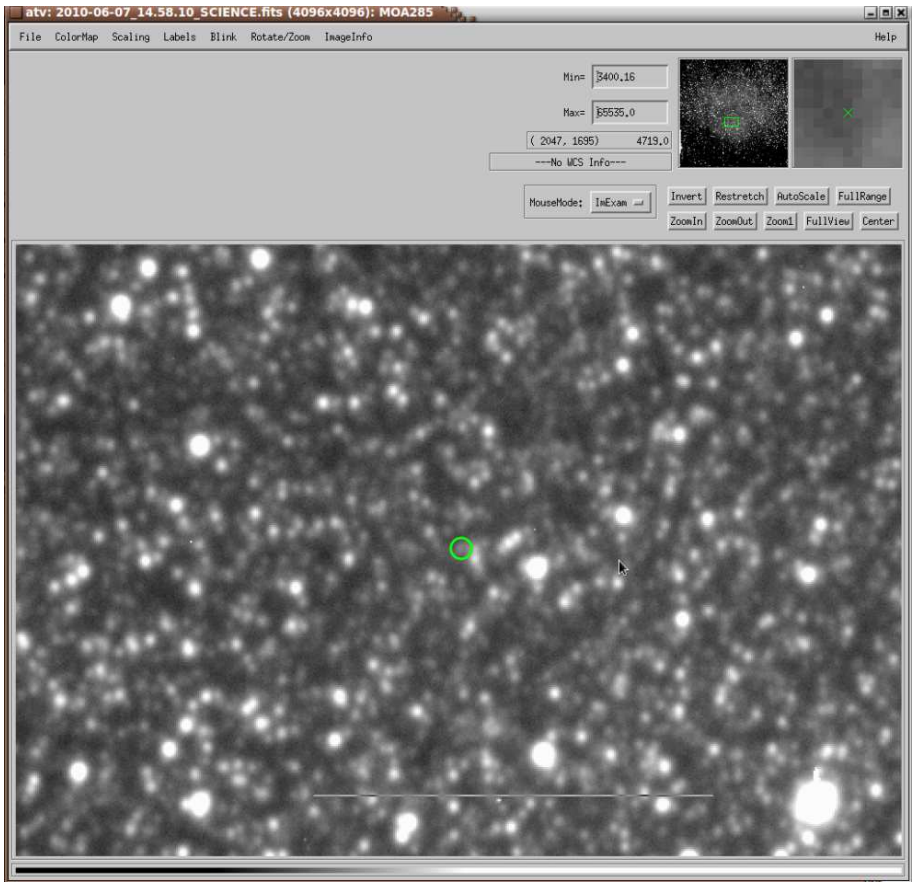


FIGURE 8.27 – Image ASTEP de MOA285. La présence de la micolentille (en vert au centre de l'image) est bien mise en évidence par comparaison avec les cartes de champ.

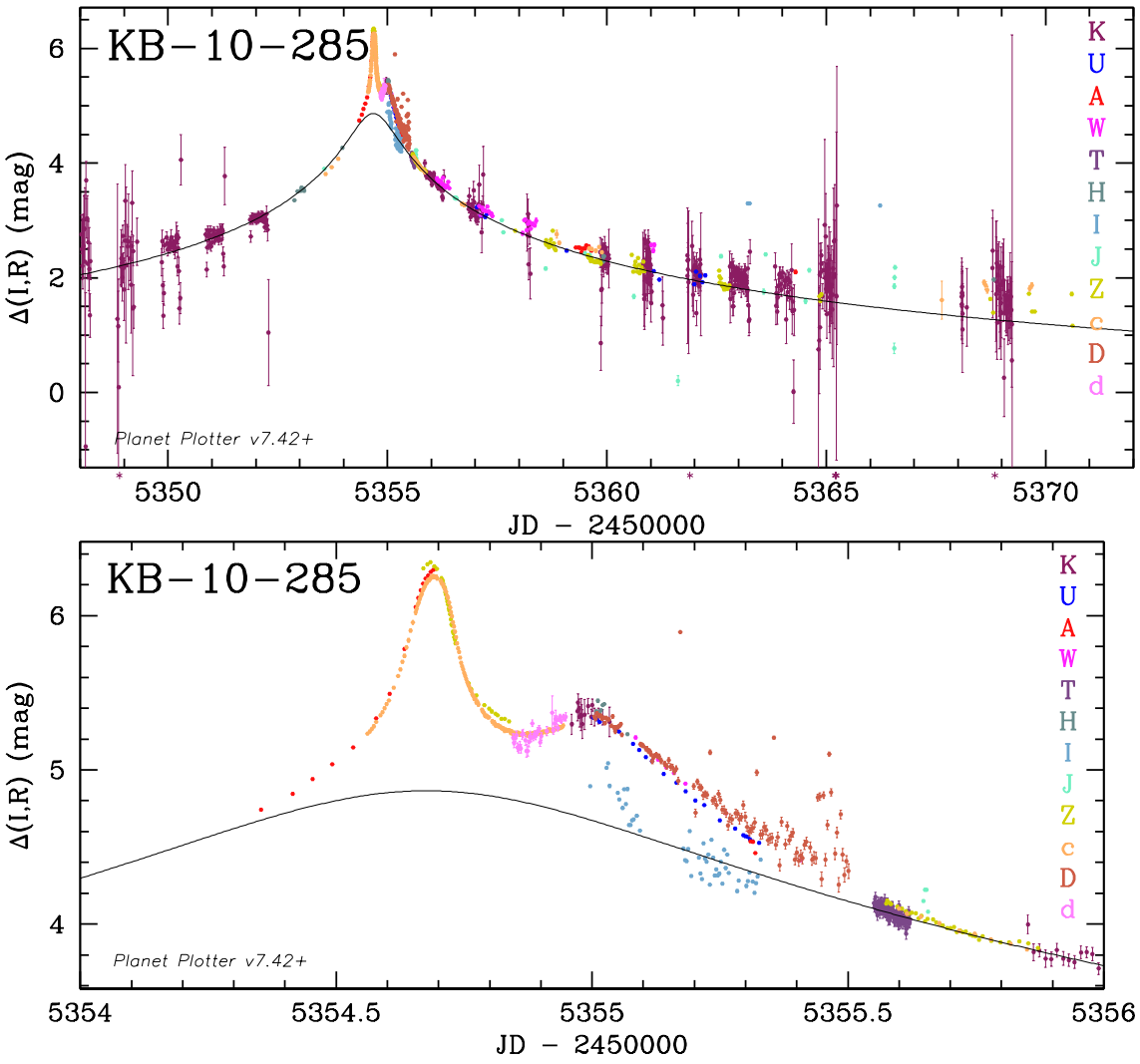


FIGURE 8.28 – Courbe d'amplification de MOA285 obtenue en combinant les données de différents télescopes, représentés par différentes couleurs. Les données ASTEP sont en marron (lettre "D"). Haut : courbe globale, sur laquelle on observe une déformation. Bas : zoom sur la partie déformée. Les données ASTEP complètent bien celles des autres télescopes. Les modèles d'ajustement de la courbe permettent d'identifier un compagnon de type naine brune. Courbes fournies par Christian Coutures.

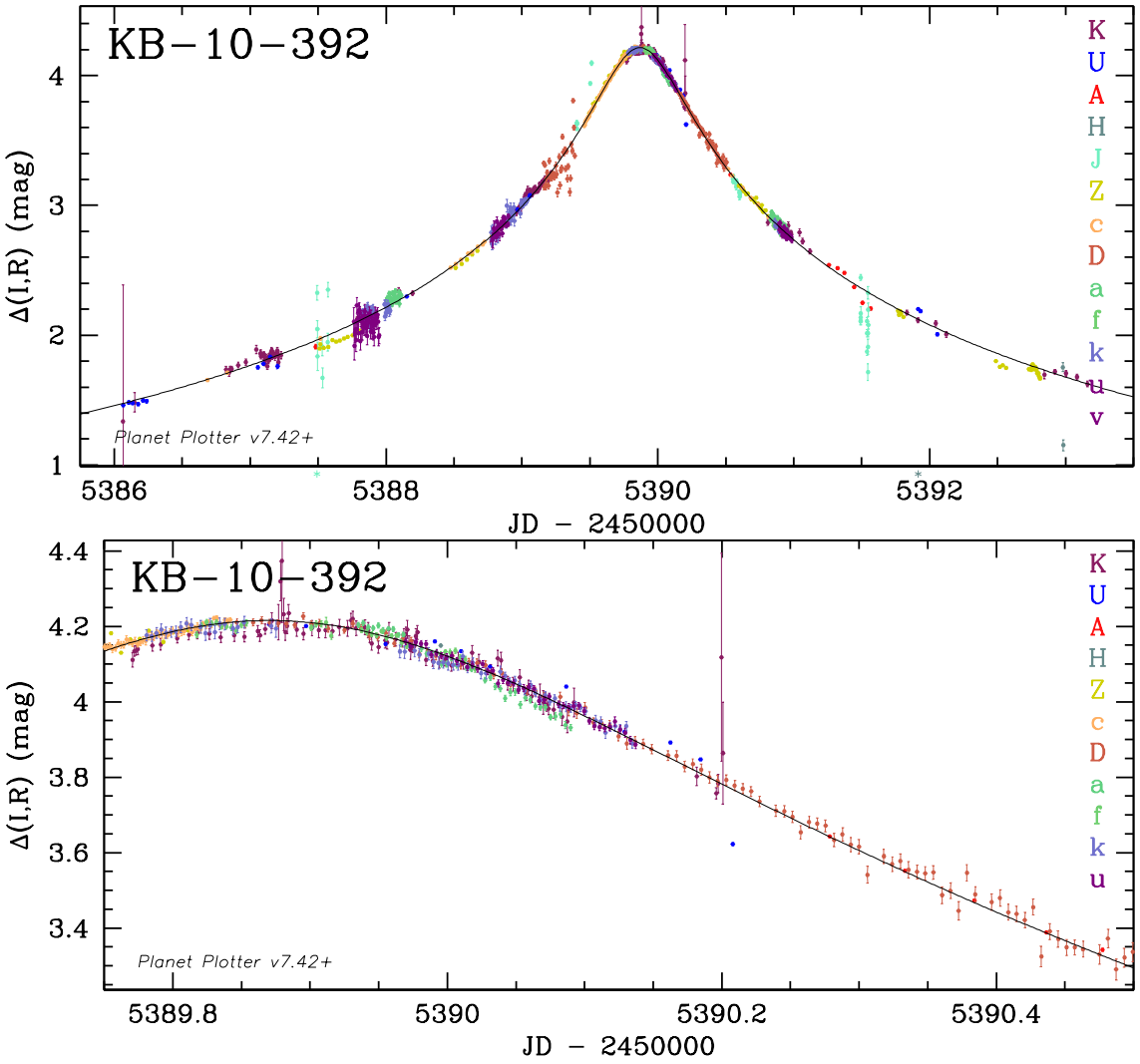


FIGURE 8.29 – Courbe d'amplification de MOA392 obtenue en combinant les données de différents télescopes, représentés par différentes couleurs. Les données ASTEP sont en marron (lettre "D"). Haut : courbe globale. Bas : zoom après le maximum d'amplification. Les données ASTEP complètent bien celles des autres télescopes. Courbes fournies par Christian Coutures.

8.4.4 Suivi de HD 147018b

La planète HD 147018b détectée en vitesses radiales a une probabilité de transit de 2%. L'étoile est observée le 24 mai 2010 entre 12h et 24h UT. La courbe de lumière ne montre pas de transit (figure 8.30). Des observations plus longues lors d'un prochain transit seront néanmoins nécessaires pour conclure.

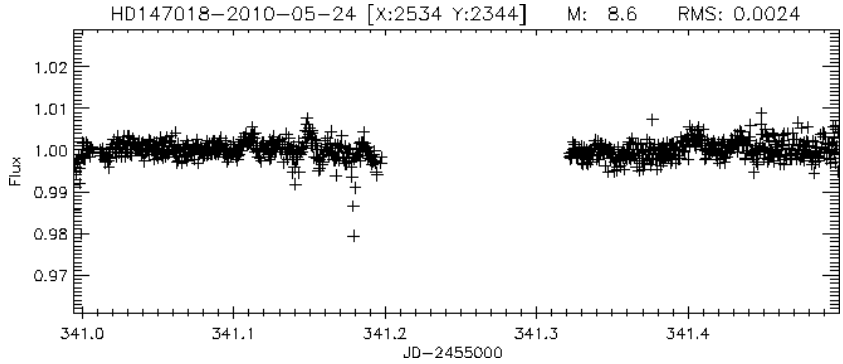


FIGURE 8.30 – Courbe de lumière de HD147018 le 24 mai 2010 entre 12h et 24h UTC, avec une interruption de ∼3 heures. Les observations ne montrent pas de transit.

8.4.5 Quelques courbes de lumière

Pour terminer, on présente figure 8.31 quelques courbes de lumière obtenues lors des observations du 14 mai 2010. La précision sur une journée est de 1.3 mmag pour une étoile de magnitude 11.9, et de 3.2 mmag pour une étoile de magnitude 13.3. Ces valeurs sont supérieures d'un facteur 1 à 2 à celles obtenues lors des simulations photométriques (voir annexe 2), mais sont compatibles avec la recherche de transits. Ce premier traitement pourra de plus être amélioré. On voit déjà clairement des variations de l'ordre de 5 mmag pour une étoile de magnitude 11.9, et de 1% pour une magnitude 12.8. Des variations comparables à des transits pourront donc être détectées pour des étoiles jusqu'à magnitude 13 au moins.

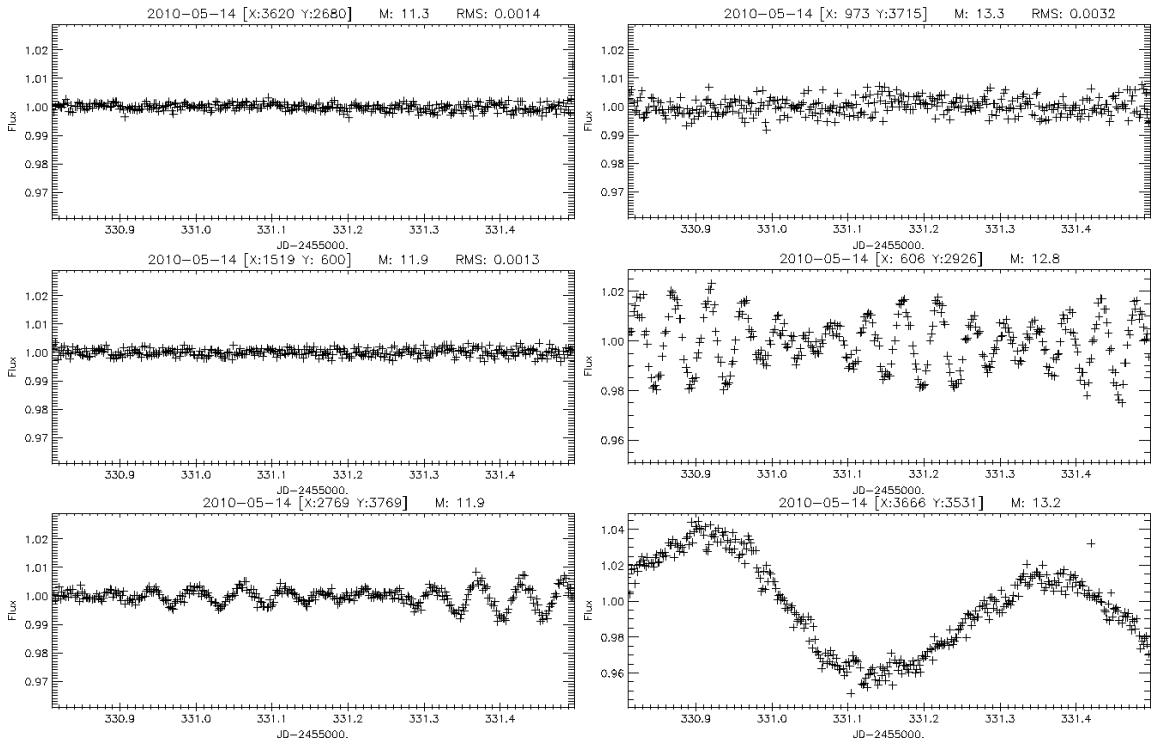


FIGURE 8.31 – Courbes de lumière du 14 mai 2010. La précision est de 1.3 mmag pour une étoile de magnitude 11.9 ; on peut alors détecter des variations de l'ordre de 5 mmag (gauche). Pour une étoile de magnitude 13.3, la précision est de 3.2 mmag. On voit clairement des variations de l'ordre de 1% pour une magnitude 12.8 (droite).

Chapitre 9

Conclusion

Après une description des méthodes de détection des exoplanètes, nous avons détaillé le principe et la mise en oeuvre de la photométrie des transits. Les infimes variations de flux que l'on cherche à détecter requièrent des instruments spécifiques et une réduction des sources de bruit. Dans ce but, le site du Dôme C en Antarctique offre des conditions particulièrement attractives : la nuit continue lors de l'hiver austral permet une excellente couverture de phase, et les conditions atmosphériques sont très favorables. Le projet ASTEP est précurseur en matière de photométrie à grand champ depuis l'Antarctique. Au cours de cette thèse, divers travaux ont été menés concernant les deux phases de ce projet, ASTEP Sud et ASTEP400.

Le code Simphot, permettant de simuler les observations d'un relevé de transits, a été développé durant cette thèse. Ce code a été présenté et utilisé à plusieurs reprises : pour l'étude des bruits affectant la photométrie, dans la simulation des performances d'ASTEP Sud, et dans le développement et l'optimisation du télescope ASTEP400.

Le concept de l'instrument ASTEP Sud, le choix des différents éléments, la préparation des observations et les tests sur le ciel ont été détaillés. ASTEP Sud a fonctionné quasiment en continu durant les hivers 2008 et 2009, et depuis le début de l'hiver 2010. On montre ainsi que des solutions techniques, telles qu'une thermalisation adaptée, permettent de faire fonctionner un instrument de manière nominale sous les conditions extrêmes de l'Antarctique. L'analyse préliminaires des données ASTEP Sud a permis de montrer que le Dôme C est compétitif avec les autres sites astronomiques, en terme de fraction de temps utilisable pour les observations photométriques. A partir des statistiques de temps clair, on montre également que la couverture de phase particulière du Dôme C augmente la probabilité de détection de planètes en transit par rapport aux observatoires des sites tempérés. Selon les simulations, ASTEP Sud doit pouvoir détecter au maximum quelques planètes. Le traitement photométrique est en cours. L'analyse des données a conduit à des étapes de calibration spécifiques, et les premières courbes de lumière aboutissent à une précision photométrique de quelques millimagnitudes sur les étoiles les plus brillantes. Le traitement doit encore être amélioré pour atteindre cette précision sur plusieurs milliers d'étoiles, de manière à détecter des transits.

Diverses études ont été menées par les membres de l'équipe ASTEP pour le développement du télescope ASTEP400. Après la définition des spécifications, nous avons présenté en particulier les simulations photométriques et les simulations de guidage. Les tests sur le ciel et les résultats des premiers mois d'observation à Concordia ont été exposés. Ces premiers résultats montrent que l'étude et la réalisation complète d'un instrument dédié permet d'atteindre une précision photométrique excellente de-

puis le Dôme C, comparable à des télescopes de beaucoup plus grande taille situés dans d'autres sites d'observation. On obtient de plus une limite supérieure sur la température de brillance dans le visible de WASP-18b et WASP-19b. Les difficultés techniques liées aux conditions extrêmes de l'Antarctique peuvent donc être surmontées, pour profiter pleinement de la nuit continue lors de l'hiver austral et de la qualité du ciel du Dôme C.

La prochaine étape serait d'effectuer des observations en infrarouge depuis le Dôme C, domaine de longueur d'onde dans lequel les conditions sont encore plus favorables. On envisage par exemple une nouvelle boîte caméra pour ASTEP400, équipée d'une caméra infrarouge. Ce télescope pourrait aussi être dupliqué pour mener des observations en parallèle dans plusieurs zones du ciel.

Résumé

La photométrie des transits est une méthode puissante pour la détection et la caractérisation des exoplanètes. Le Dôme C, en Antarctique, est un site extrêmement prometteur pour les observations photométriques, grâce à une nuit continue de 3 mois durant l'hiver austral et des conditions atmosphériques très favorables. Le projet ASTEP (Antarctic Search for Transiting ExoPlanets) vise à détecter et caractériser des planètes en transit, ainsi qu'à déterminer les limites de la photométrie dans le visible depuis la station Concordia, au Dôme C. Il se divise en deux phases : ASTEP Sud, un instrument fixe de 10 cm, et ASTEP 400, un télescope pointable de 40 cm. Le travail présenté dans cette thèse est dédié au développement et à l'exploitation du projet ASTEP.

Un simulateur photométrique est élaboré, et permet d'identifier les sources de bruit affectant la photométrie, telles que les variations de seeing ou de la forme des PSF (Point Spread Function). Des simulations aboutissent au choix des caméras CCD d'ASTEP. Ces caméras sont alors testées et caractérisées.

On présente ensuite ASTEP Sud, un instrument fixe composé d'une lunette de 10 cm et d'une caméra CCD dans une enceinte chauffée, qui pointe en permanence un champ de $3.88° \times 3.88°$ centré sur le pôle sud céleste. La stratégie d'observation est validée, et les différents éléments de l'instrument sont choisis. Les paramètres d'observation sont définis à partir d'une étude de la contamination et des tests sur le ciel. ASTEP Sud a fonctionné quasiment en continu durant les hivers 2008, 2009 et 2010. L'analyse préliminaire des données permet de qualifier le Dôme C pour la photométrie : la fraction de temps excellent pour les observations photométriques est comprise entre 56.3 et 68.4 % pour l'hiver 2008 et entre 59.4 et 72.7 % pour l'hiver 2009, ce qui est meilleur que dans les grands observatoires des régions tempérées. Les courbes de lumière des 8000 étoiles du champ sont extraites. Le traitement est en cours d'amélioration pour atteindre une précision permettant d'identifier la signature de transits d'exoplanètes.

Le cœur du projet, ASTEP 400, est un télescope de 40 cm entièrement conçu et développé dans le but d'effectuer des observations photométriques de qualité dans les conditions extrêmes de l'hiver antarctique. On présente les différentes études menées par les membres de l'équipe ASTEP (études optiques, mécaniques, thermiques, développement logiciel) ; en particulier, on détaille les simulations photométriques et l'étude du guidage. Après des observations de test à l'Observatoire de Nice, ASTEP 400 est installé à Concordia durant la campagne d'été 2010. Le fonctionnement du télescope est nominal dès le début des observations. La précision photométrique obtenue est équivalente à celle de télescopes de 1.5 à 2 m situés dans des sites tempérés. De plus, l'observation continue pendant 1 mois de planètes à transits connues permet d'atteindre une précision de 200 ppm, inégalée pour des observations photométriques dans le visible depuis le sol. On obtient ainsi une limite supérieure sur la profondeur du transit secondaire, et donc sur la température de brillance de ces planètes dans le visible. En parallèle, le suivi d'alertes microlentilles avec ASTEP 400 permet de compléter les données d'autres télescopes, et de participer à la détection d'objets de type naine brune ou planétaire. Le fonctionnement nominal d'ASTEP 400 durant tout l'hiver 2010 et la qualité des données obtenues confirment le potentiel du Dôme C pour la recherche et la caractérisation de planètes en transits, et pour la photométrie dans le visible en général.

Abstract

The photometry of transits is a powerful method to detect and characterize exoplanets. The Concordia base in Dome C, Antarctica, is an extremely promising site for photometric astronomy due to the 3-month long night during the Antarctic winter and very favorable weather conditions. The ASTEP project (Antarctic Search for Transiting ExoPlanets) is a pilot project to discover and characterize transiting planets and understand the limits of visible photometry from the Concordia site. The project is divided into two phases : ASTEP South, a fixed 10 cm refractor, and ASTEP 400, a pointable 40 cm telescope. This thesis is dedicated to the development and exploitation of the ASTEP project.

A photometric simulator is built to identify the noise sources affecting the photometry, such as seeing and PSF (Point Spread Function) variations. The simulator is used to choose the ASTEP CCD cameras. These cameras are tested and characterized.

We then focus on ASTEP South. The instrument is composed of a fixed 10 cm refractor and a CCD camera inside a heated box, pointing continuously a $3.88° \times 3.88°$ field of view centered on the celestial south pole. The observation strategy is validated, and the various parts of the instrument are chosen. The observation parameters are defined from an analysis of the crowding in the field of view and tests on the sky. ASTEP South has functionned almost continuously during the 2008, 2009, and 2010 winters. A preliminary analysis leads to the qualification of Dome C for photometry : the fraction of excellent weather for photometric observations is between 56.3 and 68.4 % for the 2008 winter, and between 59.4 et 72.7 % for the 2009 winter. This is better than large observatories located in temperate sites. Lightcurves are then extracted for the 8000 stars in the field. The reduction pipeline is under improvement to reach a precision high enough to search for transit signals of exoplanets.

The heart of the project, ASTEP 400, is a 40 cm telescope entirely designed and built to perform high precision photometry under the extreme conditions of the Antarctic winter. The optical, mechanical, and thermal studies, as well as sofware development led by the ASTEP team members are presented. We focus in particular on the photometric and guiding simulations, performed during this thesis. After test observations at the Nice Observatory, ASTEP 400 is installed at Concordia during the 2010 summer campaign. The telescope has functionned nominally since the first observations. The photometric precision we obtain is equivalent to that of 1.5 to 2 meter telescopes located in temperate sites. Besides, 1-month long continuous observations of known transiting planets yield a precision of 200 ppm, better than any other ground-based photometric observations in the visible. As a result, we put an upper limit on the secondary transit depth, and thus on the brightness temperature in the visible of these planets. In parallel, the follow-up of microlensing alerts with ASTEP 400 is performed in complement to observations with other telescopes, and leads to the detection of brown dwarf or planetary companions. The fact that ASTEP 400 has fonctionned nominally during all the 2010 winter, and the very high quality of the data, are a strong confirmation of the potential of Dome C for the search and characterization of transiting exoplanets, and for photometry in the visible in general.

Appendices

Annexe 1

Choix de la caméra ASTEP

A-STEP Camera : Choice and Configuration

Nicolas Crouzet

December 22, 2006

1 Introduction

We compute a model to simulate all noise sources in our camera. The purpose was first to choose the camera to buy, and secondly to determine the best configuration.

2 Choice of the camera

We had to choose between two kinds of CCD : front-illuminated with 4kx4k pixels, or back-illuminated with 2kx2k pixels. The first means a better resolution but more loss due to the electrodes, whereas the second means less resolution but almost no loss due to the electrodes. The first one has also the advantage to be much cheaper, allowing us to buy a backup camera.

2.1 Description of the simulation

2.1.1 CCD grid

A first simulation was made to analyse both cameras. A CCD grid of 100x100 pixels was modelised. Pixel transmissions were randomly chosen, with a standard deviation between 0 and 5 %. Electrodes size was set to cover 50 % of a pixel for the 4kx4k camera. The 2kx2k one was considered as ideal, ie with no loss due to electrodes. The integration grid size, in other words the number of pixels to be integrated under the star spot, was set to 3x3 or 5x5 pixels. All these values are fixed for each run. Figure 1 shows an example of a 3x3 pixels integration grid.

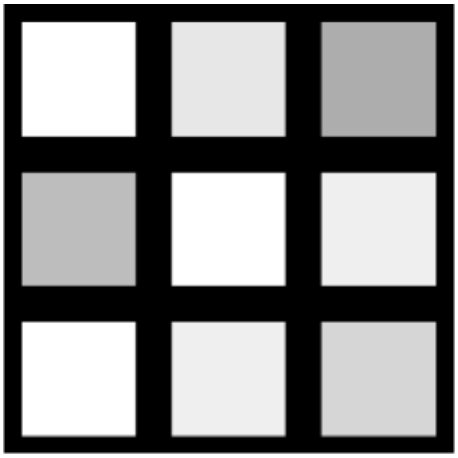


Figure 1: Example of a 3x3 pixels integration grid. The grey scale represents different transmissions. The standard deviation of pixel transmission is typically few per cent.

2.1.2 Noise

During a run, a gaussian PSF is moved on the CCD along an arbitrary direction, with an amplitude of few pixels. For example, depending on its position, the center of the PSF can be right on the center of a pixel, on a pixel with a different transmission, on an electrode... This stands for the fact that during observations, the position of a PSF with respect to pixels will result in a loss due to electrodes, pixel transmission variations and finite integration grid size. Given the expected large number of stars on the CCD, this will be treated as a noise, instead of extrapolating the real flux from the measured flux for each star. For each position of the PSF, the flux on each pixel of the integration grid is calculated, and they are added. Note that the pixel containing the center of the PSF is always taken as the center of the integration grid. Then the total flux is plotted as a function of the PSF position (figure 2). The resulting peak to peak noise is calculated as the flux variation along this displacement, as :

$$\sigma = 2\,\frac{Flux_{max} - Flux_{min}}{Flux_{max} + Flux_{min}}$$

Finally, this noise is represented as a function of the full width half maximum of the PSF (figure 3). This calculation is performed for three values of pixel transmission standard deviation, 0, 1 % and 5 %, as the real value is not known. Moreover, simulations are made for two different electrode sizes, 50 % 0 % of a pixel, ie for both cameras. Two integration grids are also applied, 3x3 and 5x5 pixels.

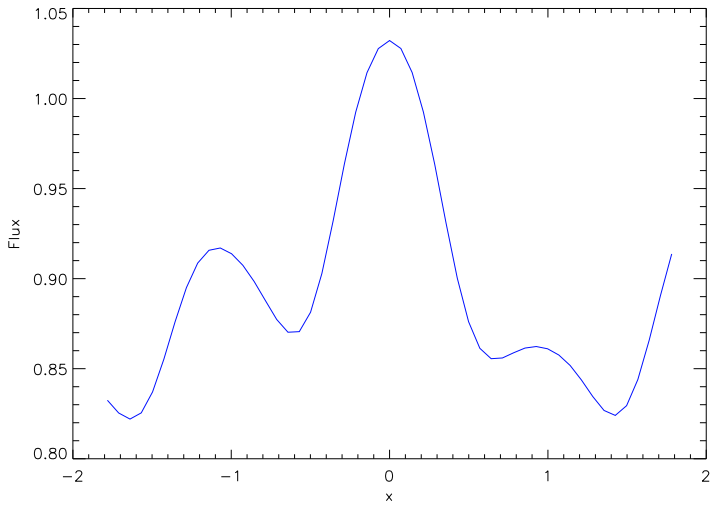


Figure 2: Total flux as a function of the PSF position on the CCD. Electrodes are located on semi-integer numbers.

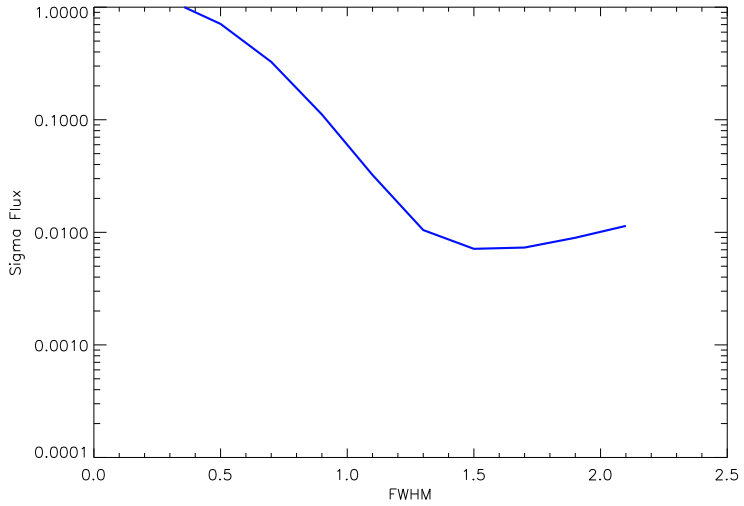


Figure 3: Noise as a function of the PSF full width half maximum. This curve is obtained for the front illuminated camera with a 5x5 pixels integration grid and 1 % interpixel variation.

2.1.3 Results

Results are shown figure 4. The main result is that almost all curves converge for a full width half maximum larger than 1.3 pixels or 2 pixels, repectively for a 3x3 or 5x5 pixels integration grid. The only exception is for the front-illuminated camera with a 5x5 pixels integration grid and 5% interpixel noise, which is an overestimate. The convergence value is moreover close to the noise obtained for the back-illuminated camera with 1% interpixel noise, ie the smallest noise we can expect. This is particularly true for the 5x5 pixels integration grid. Therefore, the advantage of the back-illuminated camera (less loss due to electrodes) is valid only for very small PSF. Indeed, a larger PSF leads to the same results for both cameras, with a noise close to the smallest one.

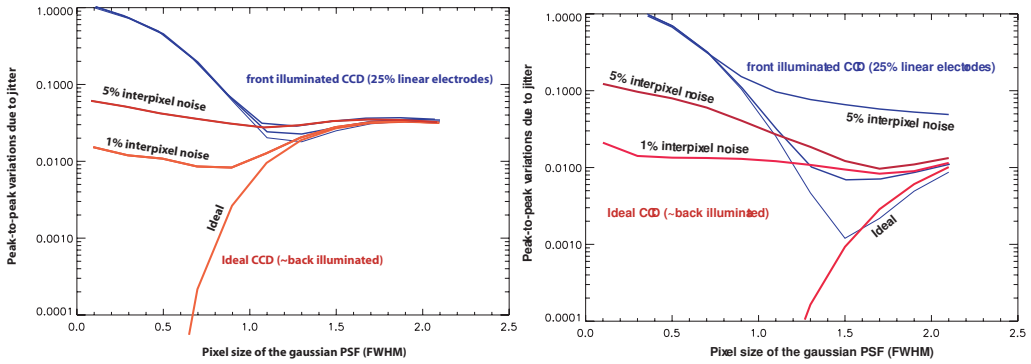


Figure 4: Noise as a function of the PSF full width half maximum, for an integration grid of 3x3 pixels (left hand) and 5x5 pixels (right hand). Blue curves represent the front illuminated 4kx4k pixels camera (large electrodes), and red curves the back illuminated 2kx2k pixels camera (as an ideal case with no electrodes). Three values of pixel transmission standard deviation are used.

2.1.4 Best camera

As a consequence of our simulations, we chose the front-illuminated 4kx4k pixels camera. The PSF size will be chosen to reach the smallest noise. Therefore, the best configuration has to be determined.

3 Choice of the configuration

We then had to find the best configuration for the camera. A second simulation was made in this purpose. All noise sources were analysed in order

to find the star's spot size on the CCD, both with the integration grid size, that would lead to the best signal to noise ratio. Contrary to the first simulations, all noises were calculated in an semi-analytical model. This has the double advantage to analyse each noise separately and to validate the first results. We first simulate 3 main noise sources, due to the electrodes, the finite integration grid size, and the interpixel transmission variations. Then the other noise sources are computed : shot noise from the star, shot noise from the sky background, shot noise from the dark current and read-oud noise of the CCD. We also take into account stars crowding by adding an arbitrary flux. The PSF is gaussian, and decoupled in space directions to simplify calculations : $psf(x,y) = psf(x)psf(y)$.

3.1 Main noise sources

3.1.1 Electrodes noise

The electrodes noise corresponds to the fact that the loss of flux depends on the position of the PSF with respect to the electrodes. This is due to the bad optical transmission of electrodes. For example, the smallest loss is obtained for a PSF centered on a pixel, whereas the largest is for a PSF centered on a corner of a pixel, where electrodes cross. The noise we can expect is therefore the loss difference between these two extreme cases. For an infinite grid, where each pixel is surrounded by electodes, the loss for a PSF centered on a pixel can be written, for the quarter of plane $(x,y) \geq 0$, as :

$$\begin{aligned} loss_{center} &= \int_0^\infty psf(y)dy \times \sum_{n=0}^{\infty} \int_{n+\frac{1}{2}-lx}^{n+\frac{1}{2}+lx} psf(x)dx \\ &+ \left(\int_0^{\frac{1}{2}-lx} psf(x)dx + \sum_{n=1}^{\infty} \int_{n-\frac{1}{2}+lx}^{n+\frac{1}{2}-lx} psf(x)dx \right) \times \sum_{n=0}^{\infty} \int_{n+\frac{1}{2}-ly}^{n+\frac{1}{2}+ly} psf(y)dy \end{aligned}$$

and the loss for a PSF centered on a corner of a pixel as :

$$\begin{aligned} loss_{corner} &= \int_0^\infty psf(y)dy \times \left(\int_0^{lx} psf(x)dx + \sum_{n=1}^{\infty} \int_{n-lx}^{n+lx} psf(x)dx \right) \\ &+ \sum_{n=0}^{\infty} \int_{n+lx}^{n+1-lx} psf(x)dx \times \left(\int_0^{ly} psf(y)dy + \sum_{n=1}^{\infty} \int_{n-ly}^{n+ly} psf(y)dy \right) \end{aligned}$$

The noise is then : $\sigma_{electrodes} = 4 \times (loss_{corner} - loss_{center})$

3.1.2 Integration grid noise

Mainly because of crowding in the field of view, the integration grid for each star, typically few pixels by few pixels, has to be finite and not too large. All the flux outside this grid is lost. This loss depends again on the position of the PSF with respect to the pixels. Moving the center of the PSF from the center to a corner of a pixel, in an integration grid of NxN pixels, will generate a loss and a gain. These are expressed as :

$$\begin{aligned} loss &= \int_{\frac{N}{2}-\frac{1}{2}}^{\frac{N}{2}} psf(x)dx \int_{-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}} psf(y)dy + \int_{\frac{N}{2}-\frac{1}{2}}^{\frac{N}{2}} psf(y)dy \int_{-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-\frac{1}{2}} psf(x)dx \\ gain &= \int_{-\frac{N}{2}-\frac{1}{2}}^{-\frac{N}{2}} psf(x)dx \int_{-\frac{N}{2}-\frac{1}{2}}^{\frac{N}{2}-\frac{1}{2}} psf(y)dy + \int_{-\frac{N}{2}-\frac{1}{2}}^{-\frac{N}{2}} psf(y)dy \int_{-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-\frac{1}{2}} psf(x)dx \end{aligned}$$

As we have $loss > gain$, the noise is simply : $\sigma_{grid} = loss - gain$

3.1.3 Interpixel variations noise

Each pixel has its own transmission, varying typically from one pixel to another by few per cent. This statistical noise, also called PRNU (Photo Response Non Uniformity), is taken into account defining an equivalent number of pixels under the PSF, N_{eq}. For a normalised PSF, $N_{eq} = 1/I(0)$, where $I(0)$ is the intensity at the center of the PSF. The resulting noise is then :

$$\sigma_{interpx} = \frac{PRNU}{\sqrt{N}}$$

were $PRNU$ is the standard deviation of pixel transmission distribution, 1% for our camera.

3.1.4 Conclusion about the main noise sources

The simulation result for the three main noise sources, represented figure 5, is in complete agreement with the first simulation (see figure 3). The main observation is that the electodes noise becomes negligible for a PSF with a full width half maximum larger than 1.7 pixels. This comforts our choice in a front-illuminated camera, as we can easily overcome the electodes noise adjusting the PSF size.

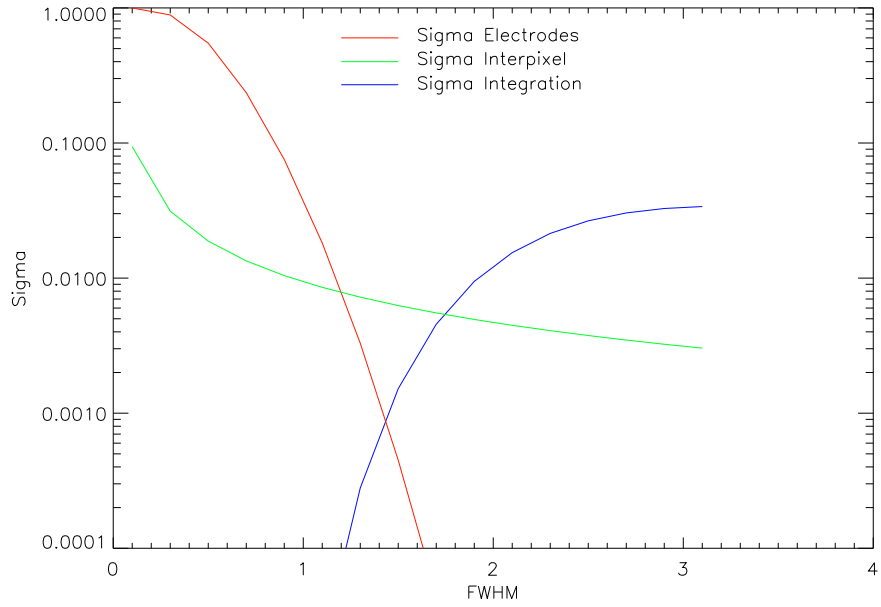


Figure 5: Main noises obtained by a semi-analytical model, for the front illuminated camera with a 5x5 pixels integration grid and 1 % interpixel variation.

3.2 Other noise sources

3.2.1 Shot noise from stars

At the CCD, photons are converted into electrons such as $N_{el} = \eta N_{ph}$, where η is the CCD quantuum efficiency, N_{ph} the number of photons and N_{el} the number of electrons. Photons from the star are corrected form atmospheric extinction and converted into N_{el}^{star} electrons, leading to a shot noise :

$$\sigma_{star} = \sqrt{N_{el}^{star}}$$

3.2.2 Noise from sky

Noise from sky consists in two terms. First, the sky background is taken as $22\ mag/arcsec^2$. Shot noise is then expressed as in the previous section. Secondly, stars crowding is introduced adding an arbitrary flux, taken as a factor alpha of the sky background. This factor will depend on the environment of each star. The total noise from the sky is then :

$$\sigma_{sky} = \sqrt{N_{el}^{sky}} + \alpha N_{el}^{sky}$$

3.2.3 Dark current

The number of electrons from the CCD dark current I_{dark} is $N_{el}^{dark} = I_{dark} N t_{int}$, where N is the number of integrated pixels and t_{int} the integration time. Although very low, the resulting noise is taken into account as :

$$\sigma_{dark} = \sqrt{N_{el}^{dark}}$$

3.2.4 Read-out noise

The CCD read-out noise is known : $\sigma_{read-out} = 15 electrons$.

3.3 Signal to noise ratio

The total noise is expressed in electrons as a quadratic sum of all noises :

$$\sigma_{TOT} = \sqrt{\sigma_{electrodes}^2 + \sigma_{grid}^2 + \sigma_{interpx}^2 + \sigma_{star}^2 + \sigma_{sky}^2 + \sigma_{dark}^2 + \sigma_{read-out}^2}$$

The signal S is the number of photons that hit the NxN pixels integration grid, corrected from atmospheric extinction and converted into electrons :

$$S = 4N_{el}^{star}\left(\int_0^{N/2} psf(x)dx\right)^2$$

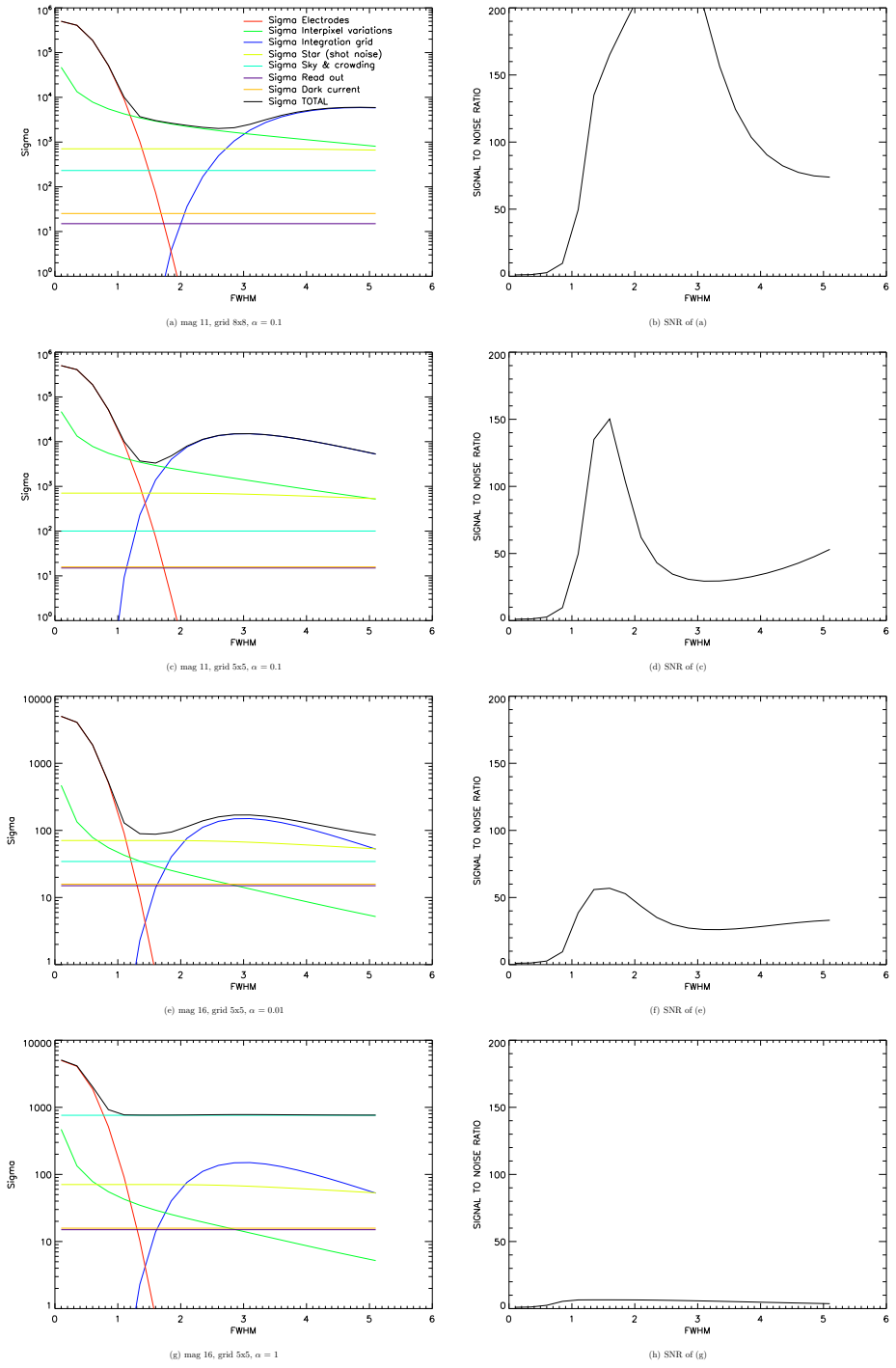
The signal to noise ratio is then : $SNR = \frac{S}{\sigma_{TOT}}$

3.4 Method

The unknown quantities are the PSF full width half maximum and the integration grid size, which have to be optimised, but also the stars crowding and the star magnitude, which depend on each star. The first step is to calculate the total noise and signal to noise ratio as a function of the PSF full width half maximum, other parameters being fixed. Next, only the best signal to noise ratio is retained together with the corresponding full width half maximum, and this calculation is performed for different integration grid sizes (from 1 to 10x10 pixels). Finally, this is done for different star magnitudes (mag = 11, 13.5 and 16) and crowdings (α=0.01, 0.1, 1 and 10). Examples of curves resulting from different initial conditions are shown figure 6.

3.5 Results

Results are summarised figure 8. We will not consider the special case showing a full width half maximum larger than the integration grid (integration grid smaller than 3x3 pixels). Indeed, this means a large loss of flux and a large crowding. Moreover, the corresponding best signal to noise ratio is lower than for largest grids. Such a case is represented figure 7. We discuss now the normal case, for grids larger or equal to 4x4 pixels. Of course, the best signal to noise ratio decreases as crowding increases. Moreover, for high crowdings or high magnitude stars, the signal to noise ratio is smaller as the integration grid is larger. With a very low crowding and a high magnitude star ($\alpha = 0.01$, mag = 16), the best signal to noise ratio starts decreasing for integration grid larger than 5x5 pixels (see figure...). In the same way, for an α equal to 1 and a 13.5 magnitude star, the best signal to noise ratio we can obtain is reduced by a factor of 2 between a 4x4 pixels integration grid and a 7x7 pixels one. With the same α, a 16 magnitude star will be hardly detected for a grid larger than 4x4 pixels (figure...). In general, signal to noise ratio maxima are obtained for 4x4, 5x5 or 6x6 pixels integration grids.



(a) mag 11, grid 8x8, $\alpha = 0.1$

(b) SNR of (a)

(c) mag 11, grid 5x5, $\alpha = 0.1$

(d) SNR of (c)

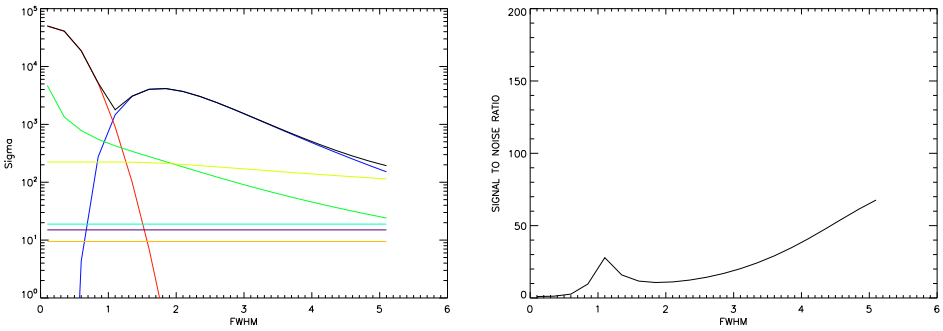
(e) mag 16, grid 5x5, $\alpha = 0.01$

(f) SNR of (e)

(g) mag 16, grid 5x5, $\alpha = 1$

(h) SNR of (g)

Figure 6: Total noise and signal to noise ratio as a function of the PSF full width half maximum. For each set of initial conditions, only the best signal to noise ratio and the corresponding full width half maximum are retained.



(a) mag 13.5, grid 3x3, $\alpha = 0.01$ (b) SNR of (a)

Figure 7: Total noise and signal to noise ratio as a function of the PSF full width half maximum, for a small integration grid (3x3 pixels).

3.6 Best configuration

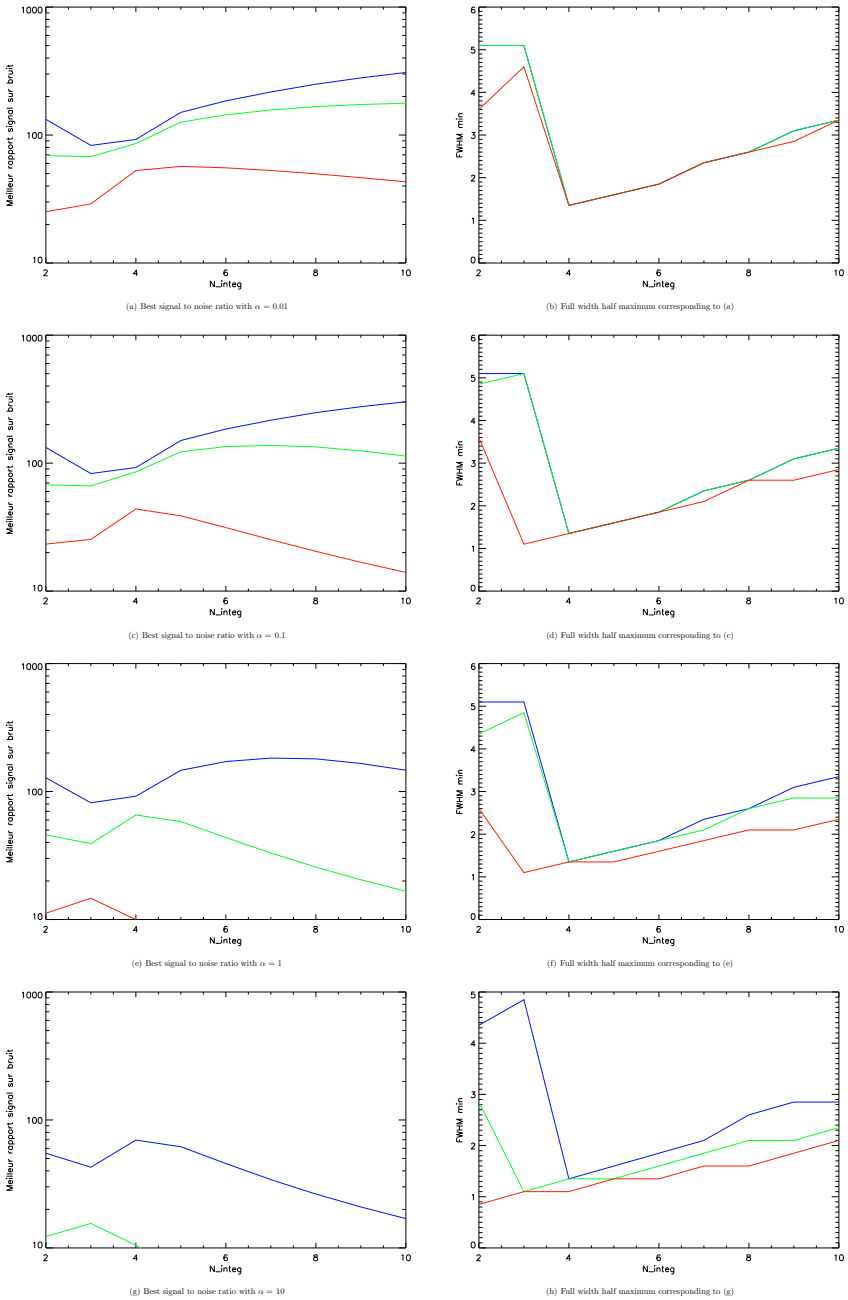
The best compromise appears to be a 5x5 pixels integration grid. Indeed, this value gives in many cases a signal to noise ratio not far from its maximum, and ensures a good detection at all magnitudes as long as the crowding is not too high ($\alpha < 0.7$). For high crowdings, low magnitude stars could still be detected. The PSF full width half maximum corresponding to a grid of 5x5 pixels is always between 1.4 and 1.6 pixels. Therefore we can choose a value of 1.5 pixels.

4 Conclusion

A first simulation led us to choose a 4kx4k pixels front-illuminated camera, as the electrode noise can be overcome adjusting the PSF size. Then a semi-analytical model confirmed this choice, and allowed us to define the best configuration : a 5x5 pixels integration grid and a 1.5 pixels PSF full width half maximum.

5 Limitations and improvements

The best configuration must be better defined. Indeed, the semi-analytical model has to be improved :
- Electrodes noise and integration grid noise are peak to peak. A conversion into a statistical noise will decrease them, giving a better SNR and a larger FWHM.
- Scintillation is not taken into account. It may be included in electrodes and



(a) Best signal to noise ratio with $\alpha = 0.01$

(b) Full width half maximum corresponding to (a)

(c) Best signal to noise ratio with $\alpha = 0.1$

(d) Full width half maximum corresponding to (c)

(e) Best signal to noise ratio with $\alpha = 1$

(f) Full width half maximum corresponding to (e)

(g) Best signal to noise ratio with $\alpha = 10$

(h) Full width half maximum corresponding to (g)

Figure 8: Best signal to noise ratio and corresponding full width half maximum as a function of the integration grid size (NxN pixels). Blue curves represent a 11 magnitude star, green curves a 13.5 magnitude star and red curves a 16 magnitude star. Different crowdings are shown, from top to bottom : $\alpha = 0.01$, 0.1, 1 and 10.

integration grid noises.
- The influence of the PSF size over crowding is not taken into account. Indeed, a smaller FWHM will result in a smaller crowding on the CCD. This encourages us to keep a small FWHM.
- Both models use a gaussian PSF. However we will certainly use a defocused PSF. This will have to be implemented into the semi-analytical model.

Annexe 2

Simulations de la précision photométrique d'ASTEP400 : tableaux récapitulatifs

1) Tolérancements « classiques »

1.1) Tolérancements « classiques » – Ouverture photométrique 8 pixels

Statistiques sur toutes versions
Ouverture photométrique : 8 pixels

hublot = plan_configini
seeing = bon

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00211	0.00071	0.00110	0.00360	15	0.00036	0.00209	0.00135	0.00072	0.00591	40
Mag 14	0.00088	0.00222	0.00078	0.00096	0.00453	15	0.00089	0.00261	0.00127	0.00076	0.00565	65
Mag 16	0.00222	0.00567	0.00177	0.00293	0.01010	95	0.00225	0.00587	0.00205	0.00243	0.01084	100

hublot = plan_configini
seeing = mauv

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00036	0.01323	0.00095	0.01148	0.01591	100	0.00036	0.00471	0.00121	0.00227	0.00656	100
Mag 14	0.00090	0.01340	0.00158	0.01092	0.01721	100	0.00091	0.00502	0.00171	0.00216	0.00992	100
Mag 16	0.00226	0.01917	0.00343	0.01444	0.02704	100	0.00229	0.00919	0.00265	0.00459	0.01672	100

hublot = menisque_configini
seeing = bon

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00155	0.00032	0.00085	0.00218	0	0.00035	0.00144	0.00074	0.00058	0.00377	10
Mag 14	0.00088	0.00216	0.00079	0.00108	0.00401	15	0.00088	0.00176	0.00076	0.00066	0.00360	15
Mag 16	0.00222	0.00530	0.00133	0.00229	0.00760	90	0.00222	0.00508	0.00161	0.00257	0.01068	100

hublot = menisque_configini
seeing = mauv

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00036	0.01211	0.00116	0.01030	0.01515	100	0.00035	0.00411	0.00116	0.00189	0.00729	100
Mag 14	0.00090	0.01302	0.00102	0.01144	0.01452	100	0.00089	0.00447	0.00121	0.00204	0.00737	100
Mag 16	0.00225	0.01795	0.00362	0.01110	0.02365	100	0.00224	0.00883	0.00178	0.00553	0.01299	100

1.2) Tolérancements « classiques » – Ouverture photométrique 10 pixels

Statistiques sur toutes versions
Ouverture photométrique : 10 pixels

hublot = plan_configini
seeing = bon

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00067	0.00019	0.00036	0.00102	0	0.00035	0.00093	0.00065	0.00033	0.00306	5
Mag 14	0.00087	0.00127	0.00036	0.00067	0.00185	0	0.00088	0.00155	0.00066	0.00062	0.00335	10
Mag 16	0.00220	0.00571	0.00166	0.00307	0.00913	100	0.00221	0.00578	0.00157	0.00379	0.01007	100

hublot = plan_configini
seeing = mauv

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00479	0.00069	0.00407	0.00737	100	0.00035	0.00252	0.00096	0.00120	0.00520	45
Mag 14	0.00088	0.00497	0.00093	0.00373	0.00740	100	0.00088	0.00296	0.00127	0.00120	0.00639	55
Mag 16	0.00221	0.00902	0.00194	0.00586	0.01175	100	0.00222	0.00773	0.00213	0.00380	0.01243	100

hublot = menisque_configini
seeing = bon

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00057	0.00013	0.00035	0.00081	0	0.00035	0.00056	0.00019	0.00023	0.00123	0
Mag 14	0.00087	0.00137	0.00037	0.00082	0.00219	0	0.00087	0.00124	0.00037	0.00068	0.00261	0
Mag 16	0.00220	0.00583	0.00144	0.00275	0.00907	95	0.00220	0.00531	0.00134	0.00223	0.00868	100

hublot = menisque_configini
seeing = mauv

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00422	0.00051	0.00334	0.00564	100	0.00035	0.00173	0.00046	0.00082	0.00298	0
Mag 14	0.00088	0.00472	0.00057	0.00392	0.00603	100	0.00088	0.00222	0.00052	0.00096	0.00328	5
Mag 16	0.00221	0.00816	0.00214	0.00320	0.01171	100	0.00220	0.00678	0.00160	0.00287	0.01027	100

1.3) Tolérancements « classiques » – Ouverture photométrique 12 pixels

Statistiques sur toutes versions
Ouverture photométrique : 12 pixels

hublot = plan_configini
seeing = bon

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00044	0.00011	0.00024	0.00066	0	0.00035	0.00055	0.00027	0.00026	0.00175	0
Mag 14	0.00087	0.00132	0.00039	0.00079	0.00235	0	0.00087	0.00135	0.00040	0.00071	0.00234	0
Mag 16	0.00219	0.00659	0.00179	0.00426	0.01127	100	0.00219	0.00627	0.00173	0.00304	0.01004	100

hublot = plan_configini
seeing = mauv

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00154	0.00037	0.00108	0.00281	0	0.00035	0.00125	0.00069	0.00046	0.00379	5
Mag 14	0.00087	0.00199	0.00051	0.00130	0.00295	0	0.00087	0.00203	0.00072	0.00090	0.00391	20
Mag 16	0.00219	0.00660	0.00133	0.00463	0.00997	100	0.00220	0.00735	0.00229	0.00383	0.01275	100

hublot = menisque_configini
seeing = bon

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00046	0.00011	0.00030	0.00069	0	0.00035	0.00043	0.00011	0.00027	0.00071	0
Mag 14	0.00087	0.00140	0.00031	0.00097	0.00206	0	0.00087	0.00130	0.00038	0.00066	0.00254	0
Mag 16	0.00219	0.00661	0.00163	0.00369	0.01010	100	0.00219	0.00617	0.00147	0.00343	0.01096	100

hublot = menisque_configini
seeing = mauv

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00135	0.00024	0.00092	0.00187	0	0.00035	0.00078	0.00019	0.00039	0.00125	0
Mag 14	0.00087	0.00197	0.00050	0.00104	0.00296	0	0.00087	0.00159	0.00038	0.00094	0.00251	0
Mag 16	0.00219	0.00743	0.00161	0.00526	0.01017	100	0.00219	0.00641	0.00151	0.00322	0.01043	100

1.4) Tolérancements « classiques » – Ouverture photométrique 14 pixels

Statistiques sur toutes versions
Ouverture photométrique : 14 pixels

hublot = plan_configini
seeing = bon

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00041	0.00010	0.00023	0.00063	0	0.00035	0.00044	0.00013	0.00027	0.00084	0
Mag 14	0.00087	0.00145	0.00046	0.00073	0.00243	0	0.00087	0.00144	0.00034	0.00080	0.00221	0
Mag 16	0.00219	0.00755	0.00184	0.00503	0.01226	100	0.00219	0.00718	0.00201	0.00413	0.01240	100

hublot = plan_configini
seeing = mauv

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00061	0.00020	0.00031	0.00110	0	0.00035	0.00074	0.00036	0.00028	0.00222	0
Mag 14	0.00087	0.00140	0.00042	0.00078	0.00238	0	0.00087	0.00167	0.00044	0.00079	0.00264	0
Mag 16	0.00219	0.00724	0.00151	0.00488	0.00970	100	0.00219	0.00790	0.00226	0.00362	0.01196	100

hublot = menisque_configini
seeing = bon

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00045	0.00013	0.00032	0.00074	0	0.00035	0.00042	0.00010	0.00027	0.00072	0
Mag 14	0.00087	0.00154	0.00039	0.00108	0.00253	0	0.00087	0.00143	0.00042	0.00082	0.00276	0
Mag 16	0.00219	0.00747	0.00177	0.00521	0.01194	100	0.00219	0.00716	0.00202	0.00423	0.01534	100

hublot = menisque_configini
seeing = mauv

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00057	0.00015	0.00032	0.00086	0	0.00035	0.00053	0.00015	0.00029	0.00091	0
Mag 14	0.00087	0.00153	0.00035	0.00101	0.00231	0	0.00087	0.00150	0.00040	0.00072	0.00261	0
Mag 16	0.00219	0.00856	0.00221	0.00547	0.01325	100	0.00219	0.00749	0.00172	0.00420	0.01222	100

2) Tolérancements «élargis»

2.1) Tolérancements «élargis» – Ouverture photométrique 8 pixels

Statistiques sur toutes versions
Ouverture photométrique : 8 pixels

hublot = plan_tolelargies
seeing = bon

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00150	0.00047	0.00076	0.00208	0	0.00035	0.00244	0.00169	0.00065	0.00673	53
Mag 14	0.00088	0.00213	0.00034	0.00152	0.00267	0	0.00089	0.00288	0.00159	0.00084	0.00701	66
Mag 16	0.00221	0.00509	0.00125	0.00318	0.00715	100	0.00224	0.00576	0.00197	0.00342	0.01200	100

hublot = plan_tolelargies
seeing = mauv

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00036	0.01267	0.00079	0.01095	0.01377	100	0.00036	0.00497	0.00145	0.00208	0.00772	100
Mag 14	0.00089	0.01252	0.00133	0.01060	0.01481	100	0.00091	0.00528	0.00172	0.00267	0.01151	100
Mag 16	0.00225	0.01736	0.00138	0.01386	0.01888	100	0.00229	0.00926	0.00293	0.00498	0.01500	100

hublot = menisque_tolelargies
seeing = bon

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00155	0.00050	0.00110	0.00330	6	0.00035	0.00155	0.00102	0.00053	0.00396	25
Mag 14	0.00088	0.00186	0.00057	0.00081	0.00284	0	0.00088	0.00189	0.00104	0.00093	0.00499	18
Mag 16	0.00222	0.00468	0.00115	0.00232	0.00675	93	0.00222	0.00514	0.00213	0.00250	0.01358	100

hublot = menisque_tolelargies
seeing = mauv

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00036	0.01153	0.00101	0.00911	0.01297	100	0.00035	0.00412	0.00149	0.00184	0.00864	100
Mag 14	0.00089	0.01215	0.00076	0.01094	0.01384	100	0.00089	0.00443	0.00112	0.00228	0.00624	93
Mag 16	0.00224	0.01592	0.00196	0.01267	0.01953	100	0.00225	0.00966	0.00236	0.00476	0.01460	100

2.2) Tolérancements «élargis» – Ouverture photométrique 10 pixels

Statistiques sur toutes versions
Ouverture photométrique : 10 pixels

hublot = plan_tolelargies
seeing = bon

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00049	0.00013	0.00022	0.00067	0	0.00035	0.00097	0.00070	0.00028	0.00289	0
Mag 14	0.00087	0.00121	0.00019	0.00086	0.00165	0	0.00088	0.00171	0.00061	0.00076	0.00358	6
Mag 16	0.00220	0.00537	0.00204	0.00267	0.00943	86	0.00220	0.00561	0.00190	0.00306	0.01298	100

hublot = plan_tolelargies
seeing = mauv

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00443	0.00031	0.00384	0.00488	100	0.00035	0.00277	0.00163	0.00081	0.00659	60
Mag 14	0.00088	0.00427	0.00067	0.00326	0.00554	100	0.00088	0.00323	0.00176	0.00089	0.00864	60
Mag 16	0.00220	0.00746	0.00144	0.00534	0.00982	100	0.00222	0.00846	0.00290	0.00470	0.01482	100

hublot = menisque_tolelargies
seeing = bon

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00055	0.00018	0.00038	0.00114	0	0.00035	0.00062	0.00025	0.00030	0.00130	0
Mag 14	0.00087	0.00133	0.00051	0.00081	0.00264	0	0.00087	0.00133	0.00042	0.00074	0.00279	0
Mag 16	0.00220	0.00537	0.00112	0.00318	0.00684	100	0.00220	0.00586	0.00262	0.00318	0.01729	100

hublot = menisque_tolelargies
seeing = mauv

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00403	0.00044	0.00315	0.00482	100	0.00035	0.00184	0.00087	0.00088	0.00505	12
Mag 14	0.00088	0.00426	0.00042	0.00330	0.00488	100	0.00088	0.00229	0.00071	0.00121	0.00401	31
Mag 16	0.00220	0.00799	0.00160	0.00510	0.01162	100	0.00220	0.00781	0.00249	0.00431	0.01299	100

2.3) Tolérancements «élargis» – Ouverture photométrique 12 pixels

Statistiques sur toutes versions
Ouverture photométrique : 12 pixels

hublot = plan_tolelargies
seeing = bon

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00040	0.00009	0.00025	0.00056	0	0.00035	0.00052	0.00023	0.00025	0.00128	0
Mag 14	0.00087	0.00123	0.00028	0.00073	0.00179	0	0.00087	0.00153	0.00035	0.00090	0.00224	0
Mag 16	0.00219	0.00650	0.00212	0.00330	0.01070	100	0.00219	0.00648	0.00209	0.00310	0.01144	100

hublot = plan_tolelargies
seeing = mauv

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00143	0.00013	0.00122	0.00162	0	0.00035	0.00133	0.00095	0.00041	0.00423	6
Mag 14	0.00087	0.00164	0.00030	0.00125	0.00227	0	0.00087	0.00214	0.00096	0.00108	0.00453	40
Mag 16	0.00219	0.00616	0.00160	0.00378	0.00877	100	0.00219	0.00733	0.00169	0.00471	0.01089	100

hublot = menisque_tolelargies
seeing = bon

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00042	0.00010	0.00024	0.00058	0	0.00035	0.00046	0.00013	0.00025	0.00069	0
Mag 14	0.00087	0.00141	0.00048	0.00085	0.00248	0	0.00087	0.00141	0.00039	0.00065	0.00238	0
Mag 16	0.00219	0.00650	0.00130	0.00367	0.00827	100	0.00219	0.00685	0.00315	0.00344	0.01966	100

hublot = menisque_tolelargies
seeing = mauv

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00136	0.00024	0.00104	0.00174	0	0.00035	0.00080	0.00034	0.00040	0.00208	0
Mag 14	0.00087	0.00189	0.00034	0.00117	0.00256	0	0.00087	0.00173	0.00050	0.00096	0.00288	0
Mag 16	0.00219	0.00755	0.00227	0.00456	0.01163	100	0.00219	0.00710	0.00237	0.00372	0.01441	100

2.4) Tolérancements «élargis» – Ouverture photométrique 14 pixels

Statistiques sur toutes versions
Ouverture photométrique : 14 pixels

hublot = plan_tolelargies
seeing = bon

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00040	0.00009	0.00026	0.00059	0	0.00035	0.00042	0.00012	0.00027	0.00074	0
Mag 14	0.00087	0.00141	0.00031	0.00100	0.00201	0	0.00087	0.00160	0.00040	0.00098	0.00253	0
Mag 16	0.00219	0.00805	0.00235	0.00444	0.01229	100	0.00219	0.00777	0.00247	0.00324	0.01458	100

hublot = plan_tolelargies
seeing = mauv

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00060	0.00009	0.00045	0.00074	0	0.00035	0.00070	0.00036	0.00030	0.00205	0
Mag 14	0.00087	0.00138	0.00023	0.00081	0.00168	0	0.00087	0.00168	0.00044	0.00085	0.00314	6
Mag 16	0.00219	0.00711	0.00199	0.00479	0.01163	100	0.00219	0.00793	0.00190	0.00501	0.01301	100

hublot = menisque_tolelargies
seeing = bon

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00041	0.00009	0.00021	0.00055	0	0.00035	0.00044	0.00011	0.00023	0.00066	0
Mag 14	0.00087	0.00152	0.00049	0.00094	0.00225	0	0.00087	0.00158	0.00039	0.00079	0.00239	0
Mag 16	0.00219	0.00776	0.00145	0.00519	0.00977	100	0.00219	0.00764	0.00305	0.00373	0.01918	100

hublot = menisque_tolelargies
seeing = mauv

	Centre						Bords					
	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3	Br.ph.	Mean	Sigma	Min	Max	%>3e-3
Mag 12	0.00035	0.00060	0.00015	0.00041	0.00082	0	0.00035	0.00051	0.00013	0.00026	0.00084	0
Mag 14	0.00087	0.00162	0.00033	0.00119	0.00230	0	0.00087	0.00161	0.00046	0.00072	0.00323	6
Mag 16	0.00219	0.00884	0.00237	0.00497	0.01364	100	0.00219	0.00793	0.00233	0.00384	0.01408	100

Annexe 3

Determination of physical properties of asteroids from interferometric observations in the thermal infrared

(soumis à Icarus, révision 1)

Determination of physical properties of asteroids from interferometric observations in the thermal infrared ☆

Alexis Matter[a,*], Marco Delbo[b], Sebastiano Ligori[c], Nicolas Crouzet[b], Paolo Tanga[b]

[a] *UNS-CNRS-Observatoire de la Côte d'Azur, Laboratoire Fizeau, BP 4229 06304 Nice cedex 04, France.*
[b] *UNS-CNRS-Observatoire de la Côte d'Azur, Laboratoire Cassiopée, BP 4229 06304 Nice cedex 04, France.*
[c] *INAF-Osservatorio Astronomico di Torino Strada Osservatorio 20, 10025 Pino Torinese, Torino - Italy*

Abstract

We describe interferometric observations of the asteroid (41) Daphne in the thermal infrared obtained with the Mid-Infrared Interferometric Instrument (MIDI) and the Auxiliary Telescopes (ATs) of the ESO (European Southern Observatory) Very Large Telescope Interferometer (VLTI). We derive size and surface thermal properties by means of a thermophysical model (TPM). The latter is used for the interpretation of interferometric data for the first time. The volume equivalent diameter of (41) Daphne from our TPM analysis is between 194 and 209 km assuming the convex shape that we obtained from the DAMIT database (Durech et al., 2010, A&A, vol.513). We also used a concave shape, from B. Carry (personal communication), resulting in a volume equivalent diameter between 182 and 189 km. The corresponding geometric albedos are lower than 0.07 and indicate a very dark and primitive body. In terms of thermal properties, both shape models point towards a body with a thermal inertia certainly smaller than 50 $Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$, and likely in the range between 0 and $\sim$ 30 $Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$. Interestingly, our TPM analysis shows as well that models with quite moderate macroscopic surface roughness are preferred over highly rough terrains.

Keywords: Asteroids, Asteroids surfaces, Infrared observations, Data reduction techniques.

☆Based on observations collected at the European Southern Observatory, Chile: ESO IDs 076.C-0798 and 080.C-0195, VISA-Italy.

*Corresponding author.
Email address: matter@oca.eu (Alexis Matter)

1. Introduction

Information about sizes of asteroids provides essential constraints to the history and formation processes of these bodies (Bottke et al., 2005). The size distribution of the different subpopulations of asteroids and of asteroid dynamical families constrain the collisional evolution processes that these bodies have experienced during their histories (Bottke et al., 2005). From the size (D) and the absolute magnitude of an asteroid in the visible light (H), we can derive the geometric visible albedo (see Bowell et al., 1989, and references therein) using the formula:

$$D(km) = 1329 p_V^{-1/2} 10^{-H/5}. \quad (1)$$

Albedo is important to constrain the nature of asteroids: bodies of primitive composition have in general low (<0.1) values of p_V, stony asteroids rich in olivine and pyroxene silicates have moderate albedos (e.g. between ∼0.15 and 0.3), whereas asteroids whose reflectance spectrum is analog to that of enstatite meteorites are known to have high (> 0.4) albedo values (see e.g. Tedesco et al., 1989, and references therein). Accurate determination of sizes and shapes are crucial to estimate the volume of asteroids, which allows one to calculate the bulk density of the body when its mas is known. The volume of an asteroid can be affected by large errors if the true 3-dimensional shape of the body - that can be quite elongated - is approximated with a sphere. For instance, by using shape and spin solution for the asteroid (22) Kalliope, Descamps et al. (2008) significantly revised its volume and thus its density compared to previous estimates based on a sphere. The error in the estimation of the volume can be significant also when large scale topographic concavities, known to be present in several asteroids (see e.g. Thomas et al., 1999, 2002), are approximated with convex and/or flat surfaces.

[Table 2 here]

Accurate shape (and volume) estimation will be crucial in the next future: it is expected that accurate masses of the first ∼ 100–200 largest asteroids will be derived from the gravitational perturbations that these bodies will exert on the orbits of smaller asteroids thanks to the high accuracy astrometric measurements of the ESA space mission GAIA. (Mouret et al., 2008).
As shown by Delbo et al. (2009), a new tool to obtain direct measurements of asteroid sizes is the Very Large Telescope Interferometer (VLTI) of the European Southern Observatory (ESO). Generally speaking, the VLTI has the capability of measuring directly sizes and derive rough informations about the shape of asteroids from measurements of the visibility (contrast) of interferometric fringes. The visibility is indeed a function of the apparent angular extension of the body along the projected interferometer baseline. Also, shape features, such as binarity, can produce a clear signature in the visibility, especially in the case of components of similar size. At present, visibilities can be measured at the VLTI in the mid-infrared (N-band) by means of the Mid-Infrared Interferometric Instrument (MIDI; Leinert et al., 2003). The resolving power of the interferometer

depends on the length of the baseline. VLTI baselines vary between 16 and 130 m, and angular resolutions between 20 and 200 mas can be in theory obtained with MIDI.

Interferometric observations of asteroids with other facilities, such as the HST (Tanga et al., 2001, 2003), demonstrated the capability of the method to obtain precise sizes and a reconstruction of overall shapes of bright targets (V$\leq$12). However, only the large VLTI baselines can overcome the limitations by opening this approach to a large number of fainter and smaller targets. One particularly interesting feature of the MIDI instrument is that it also measures the total (non coherent) spectral energy distribution, $I(\lambda)$, of the source in the 8-13 μm spectral interval. This thermal infrared data can then be used to derive asteroid sizes, through the application of asteroid thermal models (see e.g. Harris and Lagerros, 2002, and references therein). In their work, Delbo et al. (2009) shows the first successful interferometric observations of two asteroids, (234) Barbara and (951) Gaspra.

In this work, we report on the continuation of our program devoted to measurement of the physical properties of asteroids from interferometric observations in the thermal infrared. In particular, we obtained the first successful VLTI observations of asteroids using the ATs. From fluxes and interferometric visibilities obtained in the thermal infrared, we derived size estimations of the asteroid (41) Daphne, and we studied its thermal properties by means of a thermophysical model (TPM). Thermophysical models take explicitly into account the effects of thermal inertia, spin state, asteroid shape and surface roughness. The work is structured as follows: in section 2 we detail the thermophysical model used for the interpretation of MIDI data in terms of asteroid physical properties; in section 3 we report the observations and the data reduction process that we adopted; in Section4, we detail the shape models that we used; in section 5, we give our results, followed by a discussion in section 6.

2. Modeling and analysis of MIDI observations

The MIDI instrument (Leinert et al., 2003) coherently combines the infrared light collected by two of the four 8 m UT telescopes (or by two of the four 1.8 m AT telescopes) of the ESO VLTI. The two observables measured by MIDI are the photometric flux $I(\lambda)$ and the visibility $V(u, v)$ of the source; here $u = B_x/\lambda$ and $v = B_y/\lambda$ are the spatial frequencies in rad^{-1} along the x- and y-axis, with B_x and B_y the components along the two orthogonal directions of the interferometer's baseline, projected on the plane of the sky. We recall that $V(u, v)$ is the Fourier transform of the brightness distribution of the source, normalized by $I(\lambda)$.

Delbo et al. (2009) interpreted $I(\lambda)$ and $V(u, v)$ using simple thermal models and simple geometric models such as a disk of uniform brightness or a system of two disks in order to derive the size of (951) Gaspra and (234) Barbara. For the latter rough shape information was also derived.

However, when we have a measure of the shape and the spin state of an asteroid, more sophisticated models, the so-called thermophysical models (TPMs)

can be used to derive size estimates and constraints on thermal properties. A TPM uses a single set of physical parameters (size, albedo, shape, spin vector, value of thermal inertia and of macroscopic surface roughness) of the asteroid to best fit simultaneously observations of the object obtained at different epochs in the thermal infrared. In general, these observations are measurements of the object's disk integrated thermal infrared flux $I(\lambda)$ (see e.g. Delbo and Tanga, 2009; Müller and Barnes, 2007). Here, we also used a TPM to calculate interferometric visibilities of asteroids in the thermal infrared for the first time. Our procedure consists in calculating images of the thermal infrared emission of the asteroid at different wavelengths as viewed by the observer. The synthetic flux corresponding to each image can be easily calculated by taking the integral of all pixels in the image at each wavelength. The model visibility is related to the modulus of the Fourier transform of the image along the projected baseline direction.

The physical parameters of the TPM are adjusted in order to minimize the distance between the model disk integrated flux $I'(\lambda)$ and model visibility $V'(B/\lambda)$, and the corresponding observed quantities $I(\lambda)$ and $V(B/\lambda)$ according to the reduced χ^2 metric, namely:

$$\overline{\boldsymbol{\chi}}^{\boldsymbol{2}} = \frac{\boldsymbol{1}}{\boldsymbol{N}} \sum_{\boldsymbol{i=1}}^{\boldsymbol{N_e}} [\sum_{\boldsymbol{j=1}}^{\boldsymbol{N_{\lambda,I}}} (\frac{\boldsymbol{I_i(\lambda_j) - I'_i(\lambda_j)}}{\boldsymbol{\sigma_{I_{i,j}}}})^{\boldsymbol{2}} + \sum_{\boldsymbol{j=1}}^{\boldsymbol{N_{\lambda,V}}} (\frac{\boldsymbol{V_i(B/\lambda_j) - V'_i(B/\lambda_j)}}{\boldsymbol{\sigma_{V_{i,j}}}})^{\boldsymbol{2}}] \quad (2)$$

where the indexes i and j run over the observation epochs and the discrete samples in wavelength at which the visibility and the flux were measured, $N_{\lambda,I}$ and $N_{\lambda,V}$ are the number of flux and visibility samples, $N = N_e(N_{\lambda,I} + N_{\lambda,V})$ is the total number of measurements, and $\sigma_{V_{i,j}}$ and $\sigma_{I_{i,j}}$ are the uncertainties on the measured visibilities and fluxes, respectively.
The physical parameters of our TPM, are:

- An a priori information about the shape of the body, described by a mesh of planar triangular facets, and the spin vector of the asteroid. The shape and the spin vector are in general determined by light curve inversion (see Kaasalainen et al., 2002, for a review), disk-resolved imaging (*in-situ*, HST, and/or ground-based adaptive optics) (see e.g. Marchis et al., 2006), or radar (see e.g. Ostro et al., 2000). Our implementation of the TPM allows shapes of any topography to be used, including concavities. The spin vector solution is given by the rotational phase ϕ_0 at a reference epoch t_0, the ecliptic longitude λ_0 and latitude β_0 of the spin axis direction, and the rotation period P.

  We note that t_0 can be quite far in the past. As a consequence, the absolute rotational phase, $\phi(t)$, of the asteroid, at a more recent epoch (e.g. the time of VLTI observations), can be affected by a significant uncertainty, Δ_ϕ. The latter depends on the error σ_P on P, the value of P, and by how far t is from t_0. Since $\phi = \phi_0 + 2\pi(t - t_0)P^{-1}$, we can write that

$$\Delta_\phi = 2\pi(t - t_0)P^{-2}\sigma_P, \quad (3)$$

neglecting the error on ϕ_0 (which is safe - in general - to assume small). When $\Delta_\phi \gtrsim 10°$, then Δ_ϕ should be treated as a free parameter of the model.

- The size of the body. This is described by a factor a that linearly scales all vertices of the mesh. However, we give the size of the body in terms of the diameter of the sphere of equivalent volume $D_\vee = 2\left(\frac{3\vee}{4\pi}\right)^{\frac{1}{3}}$, where $\vee$ is the volume of the mesh.

- The bolometric Bond's albedo A. This is related to p_V via the relation: $A = p_V(0.29+0.684G)$, where G is the slope parameter of the H, G system of Bowell et al. (1989) (G=0.15 in our analysis).

- Macroscopic surface roughness is modeled by adding hemispherical craters of variable opening angle, γ_C, and variable surface density, ρ_c. Following Delbo and Tanga (2009), here we used four preset combinations of γ_C and ρ_c spanning the range of possible values of surface roughness. These values of macroscopic roughness are given in Table 1, including the corresponding value of the mean surface slope as defined by Hapke (1984).

- The value of thermal inertia, which is a measure of the resistance of a material to temperature change. It is defined by $\Gamma = \sqrt{\rho\kappa c}$, where κ is the thermal conductivity, ρ the density and c the specific heat. Thermal inertia affects the temperature of each tile of the mesh and the temperature distribution inside craters.

Albedo, thermal inertia, and roughness are assumed to be constant over the surface of the body.

[Table 1 here]

In order to compute images of the model thermal emission, the first step is to use the TPM to calculate the body's temperature distribution, namely the temperature of each tile of the mesh and inside craters at any given epoch t, depending on the heliocentric distance and orientation of the body at that time. The calculation of the position and orientation of the body, from the shape model, is detailed in Durech et al. (2010). Then, the one-dimensional heat diffusion equation is used to calculate the temperature of each tile of the mesh (see Mueller, 2007, for more details). The boundary conditions are given, at the surface, by the input radiative heating and irradiation of the heat into space, and, at depth, by imposing a zero net heat flow towards the interior of the body. The method we adopt to calculate the temperature distribution inside craters is given by Emery et al. (1998). We do not explicitly model thermal conduction inside craters, and here we use the approximation of Lagerros (1998). This approximation cannot be used on the night side. However, this is not a limitation for the present study because our observations took place at a quite small solar phase angle. Consequently, the fraction of the night side

seen by the observer was negligible. Because of the finite thermal inertia value, the heat diffusion is not instantaneous and the body temperature distribution depends on past thermal history. For this reason, the calculation of the heat diffusion is started ~ 100 rotations ($\sim$ a month) before the observation epochs. We carefully checked that the body temperature distribution stabilizes and is independent of the initial conditions.
From the knowledge of the body temperature distribution, model fluxes are calculated assuming an emissivity of 0.9 for each tile of the mesh, including craters (following the procedure described by Emery et al. (1998)), in the direction towards the observer. This direction is represented by a vector Δ_{ast} obtained transforming the observer-centric asteroid vector Δ_{ecl} following the transformation equations described in Durech et al. (2010). The assumed emissivity of 0.9 constitutes a typical value since for a vast majority of common materials, including the silicate powders, the emissivity is within 10% of 0.9 (see e.g. Mueller, 2007, and references therein). Then the three-dimensional mesh is projected on the sky plane in order to create a two dimensional image of the asteroid. The image is sampled with a resolution of 4 mas/pixel in the case of the AT observations (5 mas/pixels for the convex shape of 41 Daphne; see section 5), which is quite close to the resolution of the MIDI instrument. Our results are robust with respect to changes to the pixel scale. The value of each pixel is calculated from the flux of the facet of the mesh on which the pixel is projected to: namely it is the facet flux multiplied by the area of the pixel and divided by the projected area of the facet. Fig. 2 shows one image of (41) Daphne obtained along the lines described above, from the two shape models described later. Such images are then created for each wavelength.

[Fig. 1 here]

The total flux and the visibility, derived from the TPM, are given by:

$$I'(\lambda_j) = a^2 \sum_{x,y} O'(x, y, \lambda_j) \tag{4}$$

$$\begin{aligned} V'\left(\frac{B}{\lambda_j}\right) &= \frac{FT(O'(\frac{x'}{a}, \frac{y'}{a}, \lambda))}{I'(\lambda_j)} = \frac{a\,\hat{O}'(\frac{a\,B}{\lambda})}{I'(\lambda_j)} \\ &= \frac{a}{I'(\lambda_j)} \sum_{y'} \left(\sum_{x'} O'(x', y', \lambda_j) \right) e^{\frac{-i2\pi a B}{N_{y'} \lambda_j} y'} \end{aligned} \tag{5}$$

where FT is the Fourier Transform operator, (x', y') is a system of coordinates rotated by an angle PA with respect to the (x, y) frame, such that the y' axis coincide with the direction of the baseline (see Fig. 2). In Eqs. 4 and 5 we have explicitly written the dependence of the flux and visibility by the mesh scale factor a. It is important to note that changing the scale of an object by a linear factor a is equivalent to multiply the baseline length by a factor a, or inversely.

[**Fig. 2 here**]

The free parameters of the TPM are the size (which is varied through the scale factor a), thermal inertia, and macroscopic surface roughness. The fit procedure involves calculation of $I'_i(\lambda_j)$ and $V'_i(B/a\lambda_j)$ at each observing epoch and each λ_j, for a number of discrete values of Γ and macroscopic surface roughness. On the other hand, the dependence of the $\overline{\chi}^2$ upon a is trivial, as it can be seen from Eqs. 4 and 5. Thus the best-a can be found by the minimization of the Eq. 2 for each discrete value of Γ and macroscopic surface roughness. The location of the minimum $\overline{\chi}^2$ as function of Γ gives the best-fit asteroid surface thermal inertia for each roughness model. The value of a at Γ-minimum is used to determine the best-fit value of D_V.

In some cases, the correction to the rotational phase Δ_ϕ has to be treated as a free parameter of the TPM. In this case, the location of the minimum $\overline{\chi}^2$ as function of Δ_ϕ for different roughness and thermal inertia values gives the set of best-fit physical parameters for the asteroid. It is clear that the availability of an optical lightcurve obtained quasi-simultaneously with the VLTI observations reduces Δ_ϕ to zero.

In the next section, we describe our observations of the asteroid (41) Daphne and the data reduction. Further on we show the application of the model detailed above, and we give the results. Finally, a discussion is presented.

3. Observations and data reduction

The observations of (41) Daphne were carried out in service mode, on March 12 and 14, 2008. A typical observing sequence with MIDI is extensively described by Przygodda et al. (2003). In this section, we only report the main informations concerning that observation.

Four visibility observations were effectively acquired for (41) Daphne, two on the 12^{th} of March and two on the 14^{th} of March. Table 3 reports the observational circumstances for our target including the phase angle, and the heliocentric and geocentric distances, for each observing epoch.

In the case of (41) Daphne, the 16 m interferometric baseline E0-G0 was used by coherently combining the light from two ATs. Table 3 also gives the value of the projected baseline and other relevant parameters during the observations of our targets. The telescopes and the delay lines of the interferometer were tracked at the rates predicted from the ephemerides of the target.

[**Table. 3 here**]

Our observations included a mid-infrared photometric and interferometric calibrator chosen from the ESO database, namely HD123139 for (41) Daphne. Absolutely calibrated infrared spectra for the calibration star was taken from the Cohen (1999)'s catalog. In order to extract and calibrate the visibility measurements of (41) Daphne, from the MIDI observations, we used the same method

of Delbo et al. (2009). The flux and visibility measurements of (41) Daphne are shown in Fig 3 (or identically in Fig 4). The estimation of error bars constitutes a difficult issue in the MIDI data reduction. In the most common case, when the 'high-sensibility' mode is used, the photometry is performed about 3 to 6 minutes after the fringes are recorded (i.e the coherent flux). Therefore, the measured photometry does not correspond to the flux of the source at the time of the fringes recording, and this leads to typical uncertainties of about 10 to 15% (see Chesneau, 2007, for more details). This error strongly depends on the atmospheric conditions during the night. An estimation of the error bars is obtained by comparing the instrumental visibilities of several calibrators observed closely to the source and computing their rms. We made such an error estimation for the two first visibilities, and considered a typical uncertainty of 15% for the two others since only one calibrator was observed during the second night. However, in the case of low visibility measurements ($V \leq 0.1$), another important contributor is the error on the estimation of the coherent flux. This error is very difficult to estimate and therefore is generally not taken into account in the calculation of MIDI error bars. Therefore, the error bars of the visibilities shown in Fig 3(or identically in Fig 4) are probably underestimated, especially in regions where the visibility is lower than 0.1.

[Fig. 3 and Fig. 4 here]

Moreover, we also obtained optical lightcurves of (41) Daphne, in order to better constrain the rotational phase at the epoch of the VLTI observations. During the test of the ASTEP 0.4 m telescope at the Observatoire de la Côte d'Azur in Nice, France, we performed time-resolved CCD photometric observations in the visible of this asteroid. Our observations spanned a period of about 3 h. We used the technique of differential photometry, which makes use of field stars present in the same CCD frame as the target to allow for accurate removal of atmospheric extinction variability. The telescope was unguided. The reduction of the CCD frames consisted in the conventional dark removal and flat-fielding, which was performed by using high SNR dark and flat calibration frames. The corresponding lightcurve is shown in Fig. 5 where the times of the observations were light-travel substracted.

[Fig. 5 here]

In the next section we describe the different shape models used for (41) Daphne, and how the TPM is run in those cases (regarding especially the rotational phase issue).

4. Shape models and TPM execution

For sake of comparison and evaluation of the results variability, two shape models were used in this study:

1. a convex mesh was downloaded from the Database of Asteroid Models from Inversion Techniques or DAMIT (see Durech et al. (2010) or the following web link: `http://astro.troja.mff.cuni.cz/projects/asteroids3D/web.php?page=project_main_page`). This is a database of three-dimensional models of asteroids that were derived solving the inverse problem of determining the object's shape and its rotational state from optical lightcurves. The convex shape of (41) Daphne contains 1022 vertices and 2040 triangular planar facets. The pole solution is also given by: λ_0=198^o β_0=-32^o, P=5.98798 h, ϕ_0=0^o at the reference epoch t_0=2444771.79382 (JD).
2. The second shape model of (41) Daphne was obtained from Benoît Carry (personal communication) and Conrad et al. (2008). This shape was derived using the KOALA method (Kaasalainen, 2010; Carry et al., 2010) which makes use of optical lightcurves, adaptive optics images, and stellar occultation timings. The corresponding pole solution is: λ_0=198^o β_0=-31^o, P=5.987980 h, ϕ_0=0^o at the reference epoch t_0=2444771.79382 (JD).

Note that while size of the first shape model is arbitrary, the concave shape has a nominal size attached of $D_\vee = 185.837241$ km.

The pole solution of the convex model of (41) Daphne was obtained from inversion of a set of 23 optical light curves obtained in the period 1976 - December 21, 1988. So, assuming t_0 = December 21, 1988 and σ_P=0.00001 hours, we find that $\Delta_\phi \sim 17^\circ$ at the epoch of our VLTI observations, given the rotation period of 5.98798 hours for this object. As a consequence, we attempted to better constrain the rotational phase of (41) Daphne using our recently obtained light curve shown in Fig. 5. To do so, we calculated synthetic visible light curves using the convex shape of (41) Daphne and attempted to fit the model to the observed lightcurve using the value of Δ_ϕ as a free parameter. A geometric scattering model was adopted: namely the visible reflected flux from each facet is proportional to the projected area of the facet, and it is required that the facet is also illuminated by the sun. Fig. 5 shows as well the best fit model light curve that we obtained using the convex model for a correction value of $\Delta_\phi = -0.226471^\circ$. The error on the rotational phase appears to be negligible. As a consequence, the rotational phase given by the pole solution of the convex model, does not finally require any correction at the time of our observations. For the concave model, given that the KOALA model uses recent observations from March 28 2008, and that we have one order of magnitude of precision more on the period, the error on the rotational phase given by the pole solution is negligible as well. As a consequence, for the two shape models, the rotational phase was not treated as a free parameter.

A TPM run was performed for each roughness model (see Table 1), and each thermal inertia value of 0, 5, 10, 25, 50, 75, 100, 150, 200, 300, 400 and 500 $Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$. Then the fit procedure described in section 2 was applied to the measured fluxes and visibilities.

In the next section we describe and discuss the results obtained from the application of the TPM to the observed visibilities and fluxes of (41) Daphne.

5. Results

5.1. Convex model

Fig. 6 shows the reduced χ^2 (i.e. $\overline{\chi}^2$) of the fit as function of Γ for the four different roughness models used in this study, in the case of the convex shape that we obtained from the DAMIT.

[Fig. 6 here]

We note that a surface with low or no roughness and a thermal inertia < 100 $Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$give the best fit to the observations. In particular the minima of the "no roughness" and of the "low roughness" models are at Γ=48 and 8 $Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$respectively. The corresponding values of $D_{\vee}$ are 209 and 194 km respectively, with associated p_V values of 0.057 and 0.067.

In Fig. 3 we plot the best-fit model, in addition to the measured fluxes and visibilities of (41) Daphne convex shape. We can note that the flux is well fit except for the third observing epoch, where the TPM flux is greater. This 'offset-like' mismatch may to a large extent come from an underestimation of the source flux by MIDI. In fact, the photometry measurement of the source can be sometimes degraded by a bad estimation and suppression of the thermal background (and its fluctuations), which is hugely dominant in the mid-infrared (see e.g. Perrin et al., 2003).

In order to estimate the statistical uncertainty in the fit parameters Γ and $D_{\vee}$, a Monte-Carlo analysis was performed (see Mueller, 2007, for details). To this end, 200 normally distributed flux and visibility sets per observation were generated at each wavelength, with average and standard deviation matching the measured fluxes and visibilities within their respectively uncertainties. For each set of fluxes and visibilities, a fit of the model, as described in section 2, is performed. We take the standard deviation of the Γs at the minimum χ^2 as the uncertainty on our best fit value of the thermal inertia. This value is of about 5 $Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$for the 'no roughness' model, and of 8 $Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$for the 'low roughness' one. The corresponding size uncertainties are of 1 and of 2 km, respectively. In conclusion we find $\Gamma = 48\pm5$ $Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$and $D_{\vee} = 209\pm1$ km as the best fit solution for a model using the convex shape and no-roughness; and $\Gamma = 8\pm8$ $Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$and $D_{\vee} = 194\pm2$ km as the best fit solution for a model using the convex shape and low-roughness.

5.2. Concave shape

Fig. 7 shows the reduced χ^2 (i.e. $\overline{\chi}^2$) of the fit as function of Γ for the four different roughness models, in the case of the concave shape.

[Fig. 7 here]

In this case a surface with low or medium roughness and a thermal inertia < 100 $Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$give the best fit to the observations. In particular the minima of the "low roughness" and of the "medium roughness" models are at

Γ=9.28 and 0 $Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$respectively. The corresponding values of D_{V} are 189.453 and 182.210 km respectively, with associated p_V values of 0.07 and 0.076. We also used the Monte-Carlo procedure described above to estimate the uncertainties on the fit parameters. These uncertainties result to be of 1 $Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$for the thermal inertia and 1 km for the spherical equivalent diameter. We show as well in Fig. 4 the measured fluxes and visibilities of (41) Daphne along with the best fit of the concave case (i.e 'medium roughness' and $\Gamma = 0$ $Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$). As in the 'convex' case, the flux is quite well fit except for the third epoch where the measured flux is still lower than the calculated one. In contrast, the concave model seems to better fit the measured visibilities. This is confirmed by the $\overline{\chi}^2$ values which are always lower than 3.5 in the concave case (see Table 4). This result is consistent with the fact that a concave shape is supposed to be a more realistic representation of (41) Daphne. Note however a slight mismatch at the fourth epoch, located around $\frac{B}{\lambda} \approx 6$ as^{-1} (or $\lambda \approx 9.6\mu$m), i.e. close to the atmospheric ozone absorption feature. This time-dependent absorption feature implies fluctuations and a lower signal to noise ratios on both the coherent flux and the photometry of the source. Due to its relative variability, it is frequently partly removed by the use of a calibration star and can degrade the visibility around this region (see e.g. Tubbs et al., 2004). However, as mentioned in Section 3, the errors bars are probably underestimated, therefore we could expect, with more realistic error bars, a less marked 'mismatch' between measured and calculated visibilities.

All these results are summarized in Table 4.

[Table 4 here]

6. Discussion

In terms of size determination, the best-fit D_v values in the case of the concave model presents a small discrepancy with the nominal value ($\approx$ 3-4 km). This discrepancy is yet 3 times greater than the diameter uncertainties; however, it could be actually included within these uncertainties since they are probably underestimated (see Section 3). Therefore we can globally conclude that, when the surface thermal properties of the asteroid are taken into account via the TPM, the corresponding calculated diameters does not drastically deviate from the nominal volume equivalent diameter of the concave mesh. Concerning the convex model, we could scale it to size values of 194 and 209 km ($\approx$ 200 km in mean). These best-fit sizes present a larger discrepancy with the nominal value ($\approx$ 10% of the nominal value). This discrepancy seems to be a bias since it could hardly be included within the 1σ diameter uncertainties even though we expect them to be larger than calculated here. This 'bias' is similar to the one highlighted by Carry (2009) when comparing the axis dimensions of the models derived from lightcurve inversion (scaled to the IRAS diameter) and from the KOALA method. This indicates that in the lightcurve inversion technique, the

imposed condition of convexity (see Kaasalainen and Torppa, 2001) will necessarily introduce a size bias when large concavities are present on the asteroid's surface, what is the case of (41) Daphne. However with our TPM scaling of the convex model, taking into account the surface thermal properties of the asteroid, the bias affects the volume estimation of (41) Daphne. On the contrary, no 'bias' appears in terms of volume estimation when the convex mesh is scaled with the IRAS size measurements, according to Carry (2009).
In terms of thermal properties, we obtained for the first time good constraints on the determination of the macroscopic roughness, and this for each shape model although their results slightly differ. While a very low roughness is preferred in the case of the convex model, a low or moderate roughness gives the best-fit in the case of the concave model. Therefore, it is worth to note that, in general, our TPM results indicate a surface with low or more likely moderate macroscopic surface roughness. In terms of mean surface slope, we could expect a value of about $\bar{\theta} \approx 20$ for (41) Daphne. A high macroscopic roughness is anyway discarded, which is quite surprising regarding the expected high surface roughness of such large bodies. Large main-belt asteroids like (1) Ceres or (2) Pallas are expected to have very rough surfaces regarding their η value of about 0.754 and their very low thermal inertia (Spencer et al., 1989). As well, the observed zero-phase thermal emission of the Moon and (1) Ceres was well reproduced by Spencer (1990) using a rough-surface model assuming $\rho = 0.64$ and $\gamma = 90$.
The possibility to constrain the macroscopic roughness in the thermal infrared is very interesting because it allows, in principle, a more accurate determination of the thermal inertia of asteroids from TPM modeling. In our case, it clearly appears that both shape models point towards a body with a thermal inertia certainly smaller than 50 $Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$, and likely in the range between 0 and ~ 30 $Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$, in agreement with the results of Delbo et al. (2007) and Mueller (2007) for the thermal inertia of main-belt asteroids bigger than 100 km in diameter. This indicates that a significant regolith layer should recover the surface of this asteroid.
Recently, several works were devoted to the determination of the thermal inertia value of the asteroids surface from TPM analysis of disk integrated thermal infrared data (see e.g. Mueller, 2007; Delbo et al., 2007; Delbo and Tanga, 2009, and references therein). In general, these works clearly showed that a good fit can be obtained by using any roughness model. Because the determination of the value of the thermal inertia is function of the roughness model adopted, any constraint on the latter parameter will allow improving the determination of thermal inertia. Regarding this issue, the interferometric measurements were essential here since they brought strong size constraints on the asteroid, in different directions. This allowed to lift the degeneracy existing in the pairs of solution of the thermal parameters that fit well the measured fluxes. To illustrate this, we also fit the parameters of TPM using only the flux, and neglecting the constrain of the visibility.

[Fig. 8 here]

As it can be seen from Fig. 8 - TPM of the concave shape - any roughness model and any value of the thermal inertia give a reduced χ^2 smaller than 1, which implies that any values of these parameters fits well those data. It is known that thermal infrared photometric observations are needed at different illuminations and viewing geometries in order to constrain asteroids thermal properties from TPM modeling of photometric observations only.

7. Conclusion

We have obtained the first successful interferometric observations of asteroids in the thermal infrared using the Auxiliary Telescopes (ATs) of the Very Large Telescope Interferometer (VLTI). Coherently combining the light of two ATs with the 16m-long baseline E0-G0, we observed the asteroid (41) Daphne using MIDI.

We developed a thermophysical model for interferometry of asteroids in the thermal infrared, with the aim of deriving informations about size and thermal properties.

Our results indicate that (41) Daphne has a volume equivalent diameter between 194 and 209 km if the convex shape model is used. Since the nominal value derived by Conrad et al. (2008) is 185 km, our results would confirm that the convexity assumption implies a size bias when important concavities are actually present on the asteroid's surface as it is the case for (41) Daphne. On the contrary, if the concave shape model is used, the volume equivalent diameter ranges between 182 and 189 km, and thus stays close to the nominal value of 185 km.

Our TPM analysis shows that the macroscopic surface roughness can be well constrained. This is the first time that this physical parameter is derived from thermal infrared observations. In particular, using the convex and the concave shapes of (41) Daphne, we found in general a moderate verily low roughness (see Table 1); high roughness models being discarded. With such a constraint on the macroscopic roughness, the results indicate a very low thermal inertia for (41) Daphne, certainly smaller than 50 $Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$. This confirmed previous results indicating that the surface of big asteroids presents certainly a low thermal inertia. As shwon by this work, the possibility of constraining the macroscopic roughness is important in the prospect of an accurate modelling of the thermal infrared emission of asteroids, and especially thermal inertia determination (see Delbo and Tanga (2009) and Mueller (2007)).

Acknowledgments

We would like to thank the staff and the Science Archive Operation of the European Southern Observatory (ESO), along with the referees for their valuable comments that improved the paper.

Bottke, W.F., Durda, D.D., Nesvorný, D., Jedicke, R., Morbidelli, A., Vokrouhlický, D., Levison, H.F., 2005. Linking the collisional history of the main asteroid belt to its dynamical excitation and depletion. Icarus 179, 63–94.

Bowell, E., Hapke, B., Domingue, D., Lumme, K., Peltoniemi, J., Harris, A.W., 1989. Application of photometric models to asteroids, in: R. P. Binzel, T. Gehrels, & M. S. Matthews (Ed.), Asteroids II, pp. 524–556.

Carry, B., 2009. Etudes des proprits physiques des astrodes par imagerie haute rsolution angulaire. Ph.D. thesis. Universit Paris 7- Observatoire de Paris/LESIA.

Carry, B., Dumas, C., Kaasalainen, M., Berthier, J., Merline, W.J., Erard, S., Conrad, A., Drummond, J.D., Hestroffer, D., Fulchignoni, M., Fusco, T., 2010. Physical properties of (2) Pallas. Icarus 205, 460–472. 0912.3626.

Chesneau, O., 2007. MIDI: Obtaining and analysing interferometric data in the mid-infrared. NAR 51, 666–681.

Cohen, J.G., 1999. The Spectra of Main-Sequence Stars in Galactic Globular Clusters. II. CH and CN Bands in M71. AJ 117, 2434–2439. arXiv:astro-ph/9901369.

Conrad, A., Carry, B., Drummond, J.D., Merline, W.J., Dumas, C., Owen, W.M., Chapman, C.R., Tamblyn, P.M., Goodrich, R.W., Campbell, R.D., 2008. Shape and Size of Asteroid (41) Daphne from AO Imaging, in: Bulletin of the American Astronomical Society, p. p. 438.

Delbo, M., Dell'Oro, A., Harris, A.W., Mottola, S., Mueller, M., 2007. Thermal inertia of near-Earth asteroids and implications for the magnitude of the Yarkovsky effect. Icarus 190, 236–249. 0704.1915.

Delbo, M., Ligori, S., Matter, A., Cellino, A., Berthier, J., 2009. First VLTI-MIDI Direct Determinations of Asteroid Sizes. ApJ 694, 1228–1236.

Delbo, M., Tanga, P., 2009. Thermal inertia of main belt asteroids smaller than 100 km from IRAS data. P&SS 57, 259–265. 0808.0869.

Descamps, P., Marchis, F., Pollock, J., Berthier, J., Vachier, F., Birlan, M., Kaasalainen, M., Harris, A.W., Wong, M.H., Romanishin, W.J., Cooper, E.M., Kettner, K.A., Wiggins, P., Kryszczynska, A., Polinska, M., Coliac, J., Devyatkin, A., Verestchagina, I., Gorshanov, D., 2008. New determination of the size and bulk density of the binary Asteroid 22 Kalliope from observations of mutual eclipses. ICARUS 196, 578–600. 0710.1471.

Durech, J., Sidorin, V., Kaasalainen, M., 2010. DAMIT: a database of asteroid models. A&A 513, A46.

Emery, J.P., Sprague, A.L., Witteborn, F.C., Colwell, J.E., Kozlowski, R.W.H., Wooden, D.H., 1998. Mercury: Thermal Modeling and Mid-infrared (5-12 μm) Observations. Icarus 136, 104–123.

Hapke, B., 1984. Bidirectional reflectance spectroscopy. III - Correction for macroscopic roughness. Icarus 59, 41–59.

Harris, A.W., Lagerros, J.S.V., 2002. Asteroids in the Thermal Infrared. Asteroids III , 205–218.

Kaasalainen, M., 2010. Maximum compatibility estimates and shape reconstruction with boundary curves and volumes of generalized projections. ArXiv e-prints 1001.2438.

Kaasalainen, M., Mottola, S., Fulchignoni, M., 2002. Asteroid Models from Disk-integrated Data. Asteroids III , 139–150.

Kaasalainen, M., Torppa, J., 2001. Optimization Methods for Asteroid Lightcurve Inversion. I. Shape Determination. Icarus 153, 24–36.

Lagerros, J.S.V., 1998. Thermal physics of asteroids. IV. Thermal infrared beaming. A&A 332, 1123–1132.

Leinert, C., Graser, U., Przygodda, F., Waters, L.B.F.M., Perrin, G., Jaffe, W., Lopez, B., Bakker, E.J., Böhm, A., Chesneau, O., Cotton, W.D., Damstra, S., de Jong, J., Glazenborg-Kluttig, A.W., Grimm, B., Hanenburg, H., Laun, W., Lenzen, R., Ligori, S., Mathar, R.J., Meisner, J., Morel, S., Morr, W., Neumann, U., Pel, J.W., Schuller, P., Rohloff, R.R., Stecklum, B., Storz, C., von der Lühe, O., Wagner, K., 2003. MIDI - the 10 μm instrument on the VLTI. Ap&ss 286, 73–83.

Marchis, F., Kaasalainen, M., Hom, E.F.Y., Berthier, J., Enriquez, J., Hestroffer, D., Le Mignant, D., de Pater, I., 2006. Shape, size and multiplicity of main-belt asteroids. I. Keck Adaptive Optics survey. ICARUS 185, 39–63.

Mouret, S., Hestroffer, D., Mignard, F., 2008. Asteroid mass determination with the Gaia mission. A simulation of the expected precisions. PS&S 56, 1819–1822.

Mueller, M., 2007. Surface properties of asteroids from mid-infrared observations and thermophysical modeling. Ph.D. thesis. Freie Universitaet Berlin.

Müller, T.G., Barnes, P.J., 2007. 3.2 mm lightcurve observations of (4) Vesta and (9) Metis with the Australia Telescope Compact Array. A&A 467, 737–747. arXiv:astro-ph/0703215.

Ostro, S.J., Hudson, R.S., Nolan, M.C., Margot, J., Scheeres, D.J., Campbell, D.B., Magri, C., Giorgini, J.D., Yeomans, D.K., 2000. Radar Observations of Asteroid 216 Kleopatra. Science 288, 836–839.

Perrin, G., Leinert, C., Graser, U., Waters, L.B.F.M., Lopez, B., 2003. MIDI, the 10 μm interferometer of the VLT, in: G. Perrin & F. Malbet (Ed.), EAS Publications Series, pp. 127–+.

Przygodda, F., Chesneau, O., Graser, U., Leinert, C., Morel, S., 2003. Interferometric Observation at Mid-Infrared Wave-lengths with MIDI. Ap&SS 286, 85–91.

Spencer, J.R., 1990. A rough-surface thermophysical model for airless planets. ICARUS 83, 27–38.

Spencer, J.R., Lebofsky, L.A., Sykes, M.V., 1989. Systematic biases in radiometric diameter determinations. ICARUS 78, 337–354.

Tanga, P., Hestroffer, D., Berthier, J., Cellino, A., Lattanzi, M.G., di Martino, M., Zappalá, V., 2001. HST/FGS Observations of the Asteroid (216) Kleopatra. Icarus 153, 451–454.

Tanga, P., Hestroffer, D., Cellino, A., Lattanzi, M., Di Martino, M., Zappalà, V., 2003. Asteroid observations with the Hubble Space Telescope. II. Duplicity search and size measurements for 6 asteroids. A&A 401, 733–741.

Tedesco, E.F., Williams, J.G., Matson, D.L., Weeder, G.J., Gradie, J.C., Lebofsky, L.A., 1989. A three-parameter asteroid taxonomy. AJ 97, 580–606.

Thomas, P.C., Joseph, J., Carcich, B., Veverka, J., Clark, B.E., Bell, J.F., Byrd, A.W., Chomko, R., Robinson, M., Murchie, S., Prockter, L., Cheng, A., Izenberg, N., Malin, M., Chapman, C., McFadden, L.A., Kirk, R., Gaffey, M., Lucey, P.G., 2002. Eros: Shape, Topography, and Slope Processes. Icarus 155, 18–37.

Thomas, P.C., Veverka, J., Bell, J.F., Clark, B.E., Carcich, B., Joseph, J., Robinson, M., McFadden, L.A., Malin, M.C., Chapman, C.R., Merline, W., Murchie, S., 1999. Mathilde: Size, Shape, and Geology. Icarus 140, 17–27.

Tubbs, R.N., Meisner, J.A., Bakker, E.J., Albrecht, S., 2004. Differential phase delay observations with VLTI-MIDI at N-band, in: W. A. Traub (Ed.), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, pp. 588–+.

Tables and Table Captions

Model	γ_C	ρ_C	$\overline{\theta}$
no roughness	0°	0.0	0°
low roughness	45°	0.5	10°
medium roughness	68°	0.8	29°
high roughness	90°	1.0	58°

Table 1: The four roughness models used in the application of the TPM to the MIDI data; γ_C and ρ_C respectively correspond to the crater opening angle and the crater density, while $\overline{\theta}$ is the corresponding mean surface slope according to the parameterization introduced by Hapke (1984) (see text and also Delbo et al., 2007, for further details).

Material	Γ
Polystyrene Foam	47
Lunar regolith	51
Pumice	330
Sandy soil	600
Snow (compact)	740
water ice (0C)	2040
Marble	2400

Table 2: Typical thermal inertia Γ of some materials, taken from Mueller (2007) and references therein. Γ is stated in $Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$.

Asteroid	Date	UT	r (AU)	Δ (AU)	α (deg)	B (m)	$\theta_{\rm B}$ (deg)	Tag
Daphne	2008-03-12	05:20:00	2.0866	1.1920	15.8	13.6	66.6	D_1
Daphne	2008-03-12	06:24:00	2.0864	1.1917	15.8	15.4	70.6	D_2
Daphne	2008-03-14	04:19:00	2.0834	1.1769	15.0	11.6	61.6	D_3
Daphne	2008-03-14	04:32:00	2.0834	1.1769	15.0	12.2	63.4	D_4

Table 3: Observational Circumstances and interferometric parameters of the observations of (41) Daphne. r and Δ are the heliocentric and geocentric distances, respectively, while α is the solar phase angle. B and $\theta_{\rm B}$ are respectively the length and the position angle of the baseline projected on sky. The last column contains a tag associated with each observation.

Name	Roughness model	$\overline{\chi}^2$	Γ (SI) ()	$D_{\vee}$ (km)	p_V
(41) Daphne[1]	No roughness	3.5 ± 0.3	48 ± 6	209 ± 1	0.057 ± 0.009
	Low roughness	3.7 ± 0.3	8^{+10}_{-8}	194 ± 2	0.067 ± 0.011
(41) Daphne[2]	Low roughness	3.4 ± 0.3	9 ± 1	189 ± 1	0.070 ± 0.011
	Medium roughness	3.3 ± 0.3	0^{+1}_{-0}	182 ± 1	0.076 ± 0.012

Table 4: Results of the determination of physical properties of the asteroid (41) Daphne, using the TPM. The results corresponding to the two shape models of (41) Daphne are included here ([1] for convex; [2] for concave). In addition, only the two best roughness models are shown for each shape model. $\overline{\chi}^2$ corresponds to the reduced χ^2 described by Eq 2, Γ is the thermal inertia (stated in $Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$), $D_{\vee}$ is the volume equivalent diameter, and p_V is the geometric albedo.

Figure captions and figures

Fig 1 caption :
Example of image of the asteroid (41) Daphne created from the TPM, using the convex shape model (left image) and the concave one (right image). The flux level of each pixel is shown in gray scale.

Fig 2 caption :
Illustration of the geometric parameters involved in the calculation of the synthetic visibility and flux from a TPM image.

Fig 3 caption :
Left panels: Measured thermal infrared fluxes (with error bars) between 8 and 13 μm of (41) Daphne, and the corresponding best-fit synthetic infrared fluxes (solid lines) derived from the TPM in the case of the convex shape; right panels: measured interferometric visibilities plotted, in the N band range, as a function of angular frequency, and the corresponding synthetic visibilities of the TPM (solid lines). The best-fit model represented here is : 'no roughness', $\Gamma = 50\ Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1}$. The tags D_1, D_2, D_3 and D_4 indicate the observing epoch in the chronological order (see Table 3).

Fig 4 caption :
Left panels: Measured thermal infrared fluxes (with error bars) between 8 and 13 μm of (41) Daphne, and the corresponding best-fit synthetic infrared fluxes (solid lines) derived from the TPM in the case of the concave shape; right panels: measured interferometric visibilities plotted, in the N band range, as a function of angular frequency, and the corresponding synthetic visibilities of the TPM (solid lines). The best-fit model represented here is : 'medium roughness', $\Gamma = 0$ tiu . The tags D_1, D_2, D_3 and D_4 indicate the observing epoch in the chronological order (see Table 3).

Fig 5 caption :
Diamonds: Light curve data obtained from CCD photometric observations in the visible of (41) Daphne in October 2009 during the test of the ASTEP 0.4 m telescope at the observatory of the Cote d'Azur, Nice, France. These observations spanned a period of about 3 hours. Solid curve: Corresponding best-fit model light curve.

Fig 6 caption :
Plot of $\overline{\chi}^2$ (see Eq. 2), calculated from the TPM in the case of the convex shape, as a function of thermal inertia Γ, for the four roughness models (see Table 1).

Fig 7 caption :
Plot of the reduced $\overline{\chi}^2$ (see Eq. 2), calculated from the TPM in the case of the concave shape, as a function of thermal inertia Γ, for the four roughness models (see Table 1).

Fig 8 caption :
Plot of the reduced $\overline{\chi}^2$ (see Eq. 2), calculated from the TPM and using only the flux measurements of (41) Daphne. This is represented in the case of the concave shape, as a function of thermal inertia Γ, for the four roughness models (see Table 1).

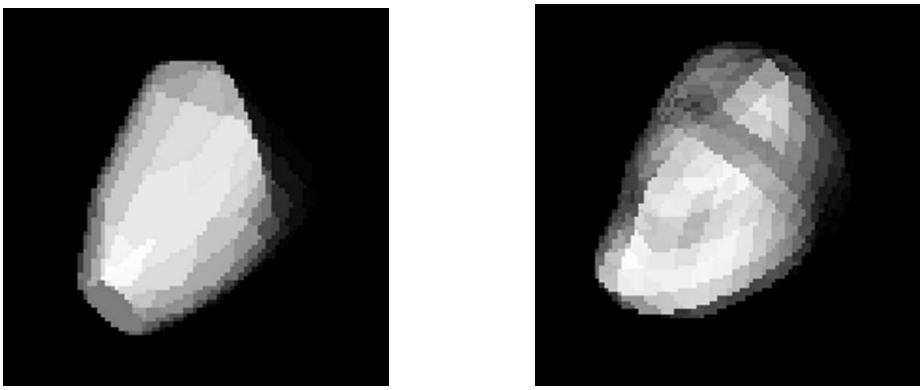


Figure 1:

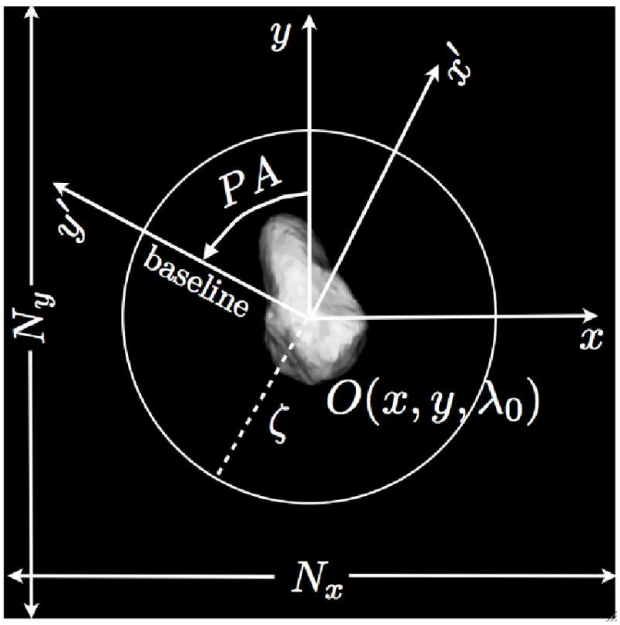


Figure 2:

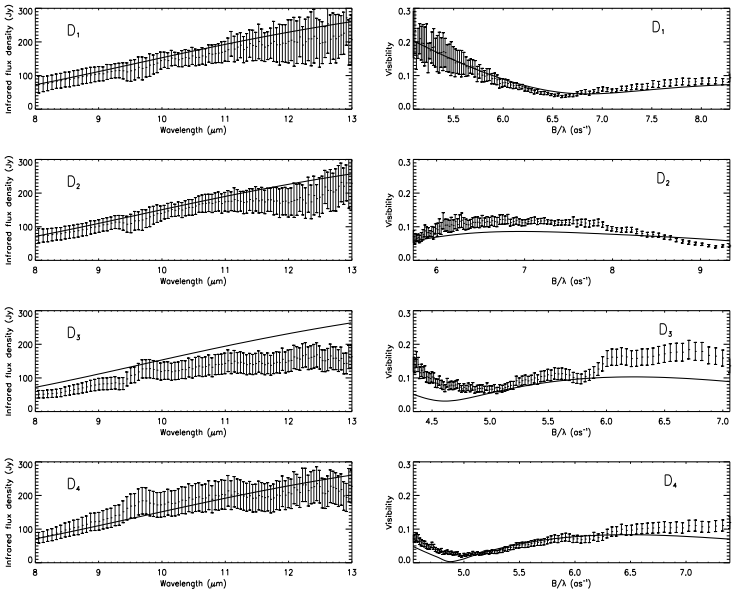


Figure 3:

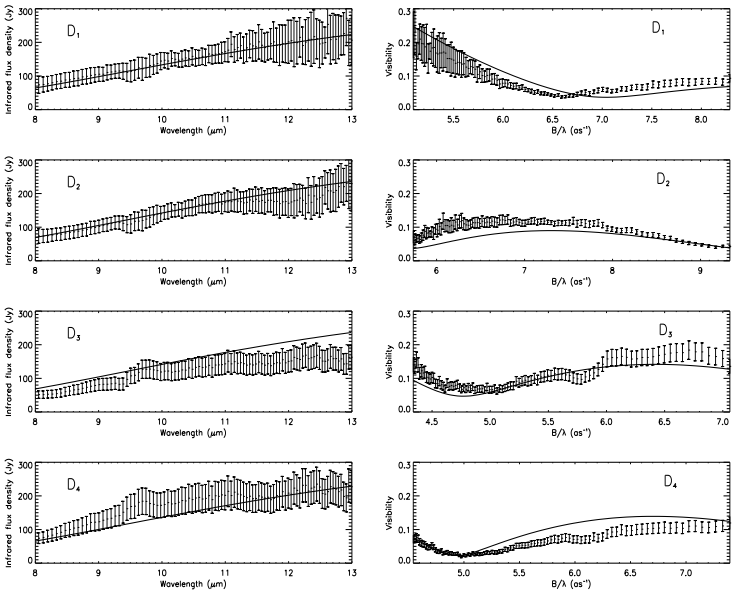


Figure 4:

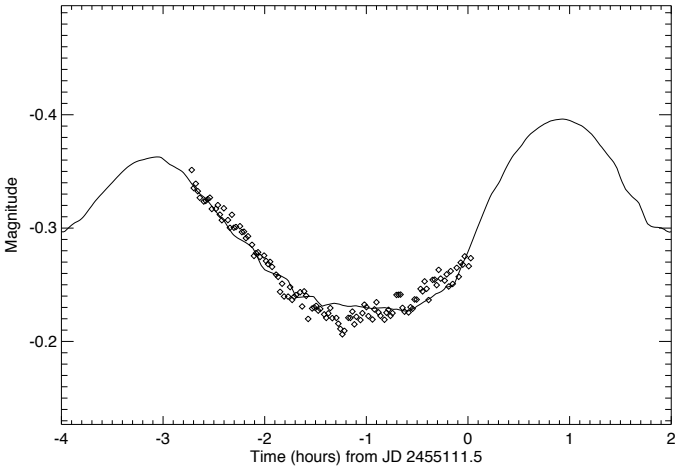


Figure 5:

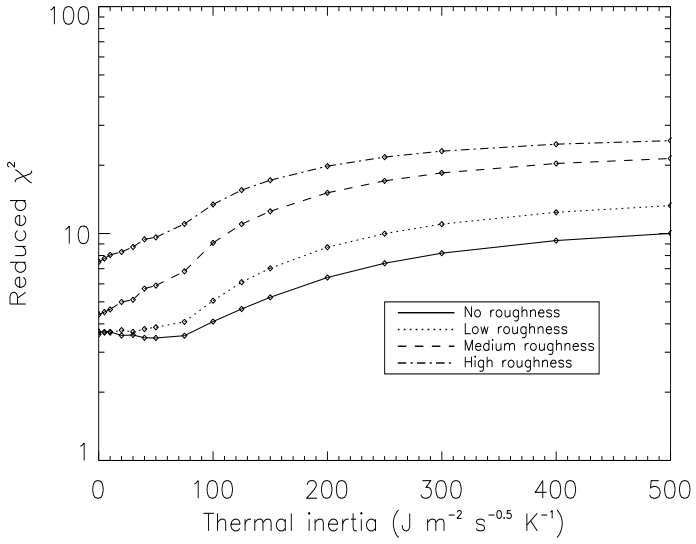


Figure 6:

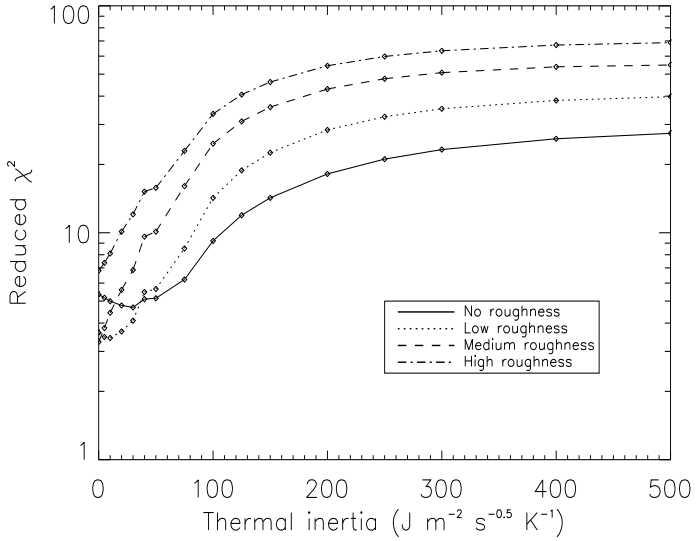


Figure 7:

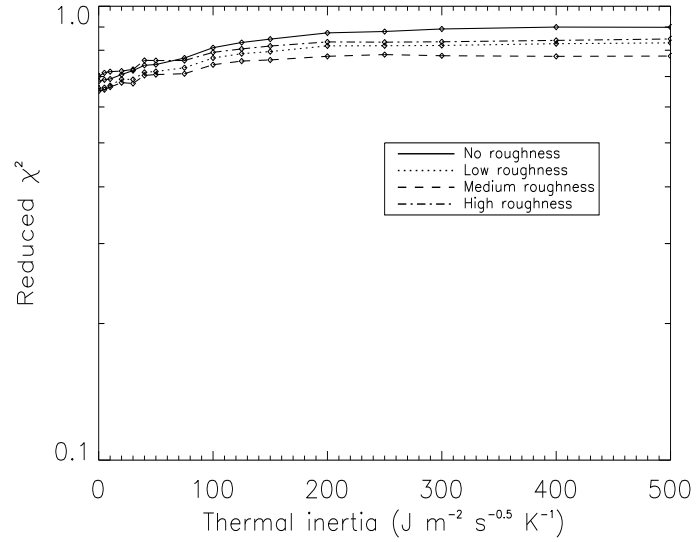


Figure 8:

Bibliographie

Agabi, A., Aristidi, E., Azouit, M., Fossat, E., Martin, F., Sadibekova, T., Vernin, J., & Ziad, A. (2006). First Whole Atmosphere Nighttime Seeing Measurements at Dome C, Antarctica. PASP, *118*, 344–348.

Alard, C. (2000). Image subtraction using a space-varying kernel. A&AS, *144*, 363–370.

Alard, C., & Lupton, R. H. (1998). A Method for Optimal Image Subtraction. *ApJ*, *503*, 325–+.

Almenara, J. M., Deeg, H. J., Aigrain, S., Alonso, R., Auvergne, M., Baglin, A., Barbieri, M., Barge, P., Bordé, P., Bouchy, F., Bruntt, H., Cabrera, J., Carone, L., Carpano, S., Catala, C., Csizmadia, S., de La Reza, R., Deleuil, M., Dvorak, R., Erikson, A., Fridlund, M., Gandolfi, D., Gillon, M., Gondoin, P., Guenther, E., Guillot, T., Hatzes, A., Hébrard, G., Jorda, L., Lammer, H., Léger, A., Llebaria, A., Loeillet, B., Magain, P., Mayor, M., Mazeh, T., Moutou, C., Ollivier, M., Pätzold, M., Pont, F., Queloz, D., Rauer, H., Régulo, C., Renner, S., Rouan, D., Samuel, B., Schneider, J., Shporer, A., Wuchterl, G., & Zucker, S. (2009). Rate and nature of false positives in the CoRoT exoplanet search. *A&A*, *506*, 337–341.

Alonso, R., Alapini, A., Aigrain, S., Auvergne, M., Baglin, A., Barbieri, M., Barge, P., Bonomo, A. S., Bordé, P., Bouchy, F., Chaintreuil, S., de La Reza, R., Deeg, H. J., Deleuil, M., Dvorak, R., Erikson, A., Fridlund, M., de Oliveira Fialho, F., Gondoin, P., Guillot, T., Hatzes, A., Jorda, L., Lammer, H., Léger, A., Llebaria, A., Magain, P., Mazeh, T., Moutou, C., Ollivier, M., Pätzold, M., Pont, F., Queloz, D., Rauer, H., Rouan, D., Schneider, J., & Wuchterl, G. (2009a). The secondary eclipse of CoRoT-1b. *A&A*, *506*, 353–358.

Alonso, R., Auvergne, M., Baglin, A., Ollivier, M., Moutou, C., Rouan, D., Deeg, H. J., Aigrain, S., Almenara, J. M., Barbieri, M., Barge, P., Benz, W., Bordé, P., Bouchy, F., de La Reza, R., Deleuil, M., Dvorak, R., Erikson, A., Fridlund, M., Gillon, M., Gondoin, P., Guillot, T., Hatzes, A., Hébrard, G., Kabath, P., Jorda, L., Lammer, H., Léger, A., Llebaria, A., Loeillet, B., Magain, P., Mayor, M., Mazeh, T., Pätzold, M., Pepe, F., Pont, F., Queloz, D., Rauer, H., Shporer, A., Schneider, J., Stecklum, B., Udry, S., & Wuchterl, G. (2008). Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. II. CoRoT-Exo-2b : a transiting planet around an active G star. *A&A*, *482*, L21–L24.

Alonso, R., Guillot, T., Mazeh, T., Aigrain, S., Alapini, A., Barge, P., Hatzes, A., & Pont, F. (2009b). The secondary eclipse of the transiting exoplanet CoRoT-2b. *A&A*, *501*, L23–L26.

Aristidi, E., Agabi, A., Fossat, E., Azouit, M., Martin, F., Sadibekova, T., Travouillon, T., Vernin, J., & Ziad, A. (2005a). Site testing in summer at Dome C, Antarctica. *A&A*, *444*, 651–659.

Aristidi, E., Agabi, A., Vernin, J., Azouit, M., Martin, F., Ziad, A., & Fossat, E. (2003). Antarctic site testing : First daytime seeing monitoring at Dome C. *A&A*, *406*, L19–L22.

Aristidi, E., Agabi, K., Azouit, M., Fossat, E., Vernin, J., Travouillon, T., Lawrence, J. S., Meyer, C., Storey, J. W. V., Halter, B., Roth, W. L., & Walden, V. (2005b). An analysis of temperatures and wind speeds above Dome C, Antarctica. *A&A*, *430*, 739–746.

Aristidi, E., Fossat, E., Agabi, A., Mékarnia, D., Jeanneaux, F., Bondoux, E., Challita, Z., Ziad, A., Vernin, J., & Trinquet, H. (2009). Dome C site testing : surface layer, free atmosphere seeing, and isoplanatic angle statistics. *A&A*, *499*, 955–965.

Auvergne, M., Bodin, P., Boisnard, L., Buey, J., Chaintreuil, S., Epstein, G., Jouret, M., Lam-Trong, T., Levacher, P., Magnan, A., Perez, R., Plasson, P., Plesseria, J., Peter, G., Steller, M., Tiphène, D., Baglin, A., Agogué, P., Appourchaux, T., Barbet, D., Beaufort, T., Bellenger, R., Berlin, R., Bernardi, P., Blouin, D., Boumier, P., Bonneau, F., Briet, R., Butler, B., Cautain, R., Chiavassa, F., Costes, V., Cuvilho, J., Cunha-Parro, V., de Oliveira Fialho, F., Decaudin, M., Defise, J., Djalal, S., Docclo, A., Drummond, R., Dupuis, O., Exil, G., Fauré, C., Gaboriaud, A., Gamet, P., Gavalda, P., Grolleau, E., Gueguen, L., Guivarc'h, V., Guterman, P., Hasiba, J., Huntzinger, G., Hustaix, H., Imbert, C., Jeanville, G., Johlander, B., Jorda, L., Journoud, P., Karioty, F., Kerjean, L., Lafond, L., Lapeyrere, V., Landiech, P., Larqué, T., Laudet, P., Le Merrer, J., Leporati, L., Leruyet, B., Levieuge, B., Llebaria, A., Martin, L., Mazy, E., Mesnager, J., Michel, J., Moalic, J., Monjoin, W., Naudet, D., Neukirchner, S., Nguyen-Kim, K., Ollivier, M., Orcesi, J., Ottacher, H., Oulali, A., Parisot, J., Perruchot, S., Piacentino, A., Pinheiro da Silva, L., Platzer, J., Pontet, B., Pradines, A., Quentin, C., Rohbeck, U., Rolland, G., Rollenhagen, F., Romagnan, R., Russ, N., Samadi, R., Schmidt, R., Schwartz, N., Sebbag, I., Smit, H., Sunter, W., Tello, M., Toulouse, P., Ulmer, B., Vandermarcq, O., Vergnault, E., Wallner, R., Waultier, G., & Zanatta, P. (2009). The CoRoT satellite in flight : description and performance. *A&A*, *506*, 411–424.

Backer, D. C., Foster, R. S., & Sallmen, S. (1993). A second companion of the millisecond pulsar 1620 – 26. *Nature*, *365*, 817–819.

Bakos, G. Á., Torres, G., Pál, A., Hartman, J., Kovács, G., Noyes, R. W., Latham, D. W., Sasselov, D. D., Sipőcz, B., Esquerdo, G. A., Fischer, D. A., Johnson, J. A., Marcy, G. W., Butler, R. P., Isaacson, H., Howard, A., Vogt, S., Kovács, G., Fernandez, J., Moór, A., Stefanik, R. P., Lázár, J., Papp, I., & Sári, P. (2010). HAT-P-11b : A Super-Neptune Planet Transiting a Bright K Star in the Kepler Field. *ApJ*, *710*, 1724–1745.

Barman, T. (2007). Identification of Absorption Features in an Extrasolar Planet Atmosphere. *ApJL*, *661*, L191–L194.

Barry, R. K., Danchi, W. C., Traub, W., Kuchner, M., Wisniewski, J. P., Akeson, R., Colavita, M., Greenhouse, M. A., Koresko, C., Mennesson, B., Serabyn, E., & Sokoloski, J. L. (2008). First science with the Keck Interferometer Nuller : high spatial resolution N-band observations of the recurrent nova RS Ophiuchi. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 7013.

Barth, A. J. (2001). ATV : An Image-Display Tool for IDL. In F. R. Harnden Jr., F. A. Primini, & H. E. Payne (Ed.) *Astronomical Data Analysis Software and Systems X*, vol. 238 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, (pp. 385–+).

Beaulieu, J., Bennett, D. P., Fouqué, P., Williams, A., Dominik, M., Jørgensen, U. G., Kubas, D., Cassan, A., Coutures, C., Greenhill, J., Hill, K., Menzies, J., Sackett, P. D., Albrow, M., Brillant, S., Caldwell, J. A. R., Calitz, J. J., Cook, K. H., Corrales, E., Desort, M., Dieters, S., Dominis, D., Donatowicz, J., Hoffman, M., Kane, S., Marquette, J., Martin, R., Meintjes, P., Pollard, K., Sahu, K., Vinter, C., Wambsganss, J., Woller, K., Horne, K., Steele, I., Bramich, D. M., Burgdorf, M., Snodgrass, C., Bode, M., Udalski, A., Szymański, M. K., Kubiak, M., Więckowski, T., Pietrzyński, G., Soszyński, I., Szewczyk, O., Wyrzykowski, Ł., Paczyński, B., Abe, F., Bond, I. A., Britton, T. R., Gilmore, A. C., Hearnshaw, J. B., Itow, Y., Kamiya, K., Kilmartin, P. M., Korpela, A. V., Masuda, K., Matsubara, Y., Motomura, M., Muraki, Y., Nakamura, S., Okada, C., Ohnishi, K., Rattenbury, N. J., Sako, T., Sato, S., Sasaki, M., Sekiguchi, T., Sullivan, D. J., Tristram, P. J., Yock, P. C. M., & Yoshioka, T. (2006). Discovery of a cool planet of 5.5 Earth masses through gravitational microlensing. *Nature*, *439*, 437–440.

Bennett, D. P., & Rhie, S. H. (1996). Detecting Earth-Mass Planets with Gravitational Microlensing. *ApJ*, *472*, 660–+.

Borucki, W. J., Koch, D., Jenkins, J., Sasselov, D., Gilliland, R., Batalha, N., Latham, D. W., Caldwell, D., Basri, G., Brown, T., Christensen-Dalsgaard, J., Cochran, W. D., DeVore, E., Dunham, E., Dupree, A. K., Gautier, T., Geary, J., Gould, A., Howell, S., Kjeldsen, H., Lissauer, J., Marcy, G., Meibom, S., Morrison, D., & Tarter, J. (2009). Kepler's Optical Phase Curve of the Exoplanet HAT-P-7b. *Science*, *325*, 709–.

Borucki, W. J., & the Kepler Team (2010). Characteristics of Kepler Planetary Candidates Based on the First Data Set : The Majority are Found to be Neptune-Size and Smaller. *ArXiv e-prints*.

Bracewell, R. N. (1978). Detecting nonsolar planets by spinning infrared interferometer. *Nature*, *274*, 780.

Briguglio, R., Tosti, G., Strassmeier, K. G., Bruntt, H., Nesci, R., & Sabbatini, L. (2009). The Small IRAIT telescope. Photometric time-series during the polar night. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, *80*, 147–+.

Brown, T. M., & Latham, D. W. (2008). Expected Planet and False Positive Detection Rates for the Transiting Exoplanet Survey Satellite. *ArXiv e-prints*.

Caldwell, D. A., Witteborn, F. C., Showen, R. L., Ninkov, Z., Martin, K. R., Doyle, L. R., & Borucki, W. J. (2003). The South Pole Exoplanet Transit Search. *IAU Special Session*, *2*.

Carry, B. (2009). *Etudes des propriétés physiques des astéroïdes par imagerie à haute résolution angulaire*. Ph.D. thesis, Université Paris 7- Observatoire de Paris/LESIA.

Chadid, M., Vernin, J., Jeanneaux, F., Mekarnia, D., & Trinquet, H. (2008). First photometric properties of Dome C, Antarctica. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 7012.

Chadid, M., Vernin, J., Jumper, J., Trinquet, H., Bono, G., Chapellier, E., & Mekarnia, D. (2009). First Light Curve from Antarctica PAIX Monitoring of the Blazhko Stars. In J. A. Guzik & P. A. Bradley (Ed.) *American Institute of Physics Conference Series*, vol. 1170 of *American Institute of Physics Conference Series*, (pp. 299–301).

Chadid, M., Vernin, J., Trinquet, H., Sierra, M., Azouit, M., & Jumper, G. (2007). PAIX Across the HR Diagram New Antarctica Photometer for Stellar Pulsation and Site Testing. In N. Epchtein & M. Candidi (Ed.) *EAS Publications Series*, vol. 25 of *EAS Publications Series*, (pp. 73–75).

Charbonneau, D., Allen, L. E., Megeath, S. T., Torres, G., Alonso, R., Brown, T. M., Gilliland, R. L., Latham, D. W., Mandushev, G., O'Donovan, F. T., & Sozzetti, A. (2005). Detection of Thermal Emission from an Extrasolar Planet. *ApJ*, *626*, 523–529.

Charbonneau, D., Berta, Z. K., Irwin, J., Burke, C. J., Nutzman, P., Buchhave, L. A., Lovis, C., Bonfils, X., Latham, D. W., Udry, S., Murray-Clay, R. A., Holman, M. J., Falco, E. E., Winn, J. N., Queloz, D., Pepe, F., Mayor, M., Delfosse, X., & Forveille, T. (2009). A super-Earth transiting a nearby low-mass star. *Nature*, *462*, 891–894.

Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M. (2000). Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star. *ApJL*, *529*, L45–L48.

Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W., & Gilliland, R. L. (2002). Detection of an Extrasolar Planet Atmosphere. *ApJ*, *568*, 377–384.

Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., Zuckerman, B., Mouillet, D., Song, I., Beuzit, J.-L., & Lowrance, P. (2004). A giant planet candidate near a young brown dwarf. Direct VLT/NACO observations using IR wavefront sensing. *A&A*, *425*, L29–L32.

Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., Zuckerman, B., Mouillet, D., Song, I., Beuzit, J.-L., & Lowrance, P. (2005). Giant planet companion to 2MASSW J1207334-393254. *A&A*, *438*, L25–L28.

Conrad, A., Carry, B., Drummond, J. D., Merline, W. J., Dumas, C., Owen, W. M., Chapman, C. R., Tamblyn, P. M., Goodrich, R. W., & Campbell, R. D. (2008). Shape and Size of Asteroid (41) Daphne from AO Imaging. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 40 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, (p. 438).

Crouzet, N., Agabi, K., Blazit, A., Bonhomme, S., Fanteï-Caujolle, Y., Fressin, F., Guillot, T., Schmider, F., Valbousquet, F., Bondoux, E., Challita, Z., Abe, L., Daban, J., Gouvret, C., & the ASTEP team (2009). ASTEP South : An Antarctic Search for Transiting Planets around the celestial South pole. In *IAU Symposium*, vol. 253 of *IAU Symposium*, (pp. 336–339).

Crouzet, N., Guillot, T., Agabi, A., Rivet, J., Bondoux, E., Challita, Z., Fanteï-Caujolle, Y., Fressin, F., Mékarnia, D., Schmider, F., Valbousquet, F., Blazit, A., Bonhomme, S., Abe, L., Daban, J., Gouvret, C., Fruth, T., Rauer, H., Erikson, A., Barbieri, M., Aigrain, S., & Pont, F. (2010a). ASTEP South : an Antarctic Search for Transiting ExoPlanets around the celestial south pole. *A&A*, *511*, A36+.

Crouzet, N., Guillot, T., Agabi, K., Fanteï-Caujolle, Y., Fressin, F., Rivet, J., Bondoux, E., Challita, Z., Abe, L., Blazit, A., Bonhomme, S., Daban, J., Gouvret, C., Mékarnia, D., Schmider, F., Valbousquet, F., & the ASTEP team (2010b). Photometric quality of Dome C for the winter 2008 from ASTEP South. In L. Spinoglio & N. Epchtein (Ed.) *EAS Publications Series*, vol. 40 of *EAS Publications Series, EDP*, (pp. 367–373).

Crouzet, N., Guillot, T., Fressin, F., Blazit, A., & the A STEP team (2007). Front- vs. back-illuminated CCD cameras for photometric surveys : a noise budget analysis. *Astronomische Nachrichten*, *328*, 805–+.

Danchi, W. C., & Lopez, B. (2007). The Fourier Kelvin Stellar Interferometer (FKSI)-A practical infrared space interferometer on the path to the discovery and characterization of Earth-like planets around nearby stars. *Comptes Rendus Physique*, *8*, 396–407.

Deeg, H. J., Alonso, R., Belmonte, J. A., Alsubai, K., Horne, K., & Doyle, L. (2004). PASS : An All Sky Survey for the Detection of Transiting Extrasolar Planets and for Permanent Variable Star Tracking. PASP, *116*, 985–995.

Defrère, D., Absil, O., Coudé Du Foresto, V., Danchi, W. C., & den Hartog, R. (2008). Nulling interferometry : performance comparison between space and ground-based sites for exozodiacal disc detection. *A&A*, *490*, 435–445.

Delbo, M. (2004). *The nature of near-Earth asteroids from the study of their thermal emission*. Ph.D. thesis, Freie Universitaet Berlin.

Delbo', M., Dell'Oro, A., Harris, A. W., Mottola, S., & Mueller, M. (2007). Thermal inertia of near-Earth asteroids and implications for the magnitude of the Yarkovsky effect. *Icarus*, *190*, 236–249.

Delbo, M., Ligori, S., Matter, A., Cellino, A., & Berthier, J. (2009). First VLTI-MIDI Direct Determinations of Asteroid Sizes. *ApJ*, *694*, 1228–1236.

Delbo', M., & Tanga, P. (2009). Thermal inertia of main belt asteroids smaller than 100 km from IRAS data. *P&SS*, *57*, 259–265.

Deming, D., Harrington, J., Laughlin, G., Seager, S., Navarro, S. B., Bowman, W. C., & Horning, K. (2007). Spitzer Transit and Secondary Eclipse Photometry of GJ 436b. *ApJL*, *667*, L199–L202.

Deming, D., Seager, S., Richardson, L. J., & Harrington, J. (2005). Infrared radiation from an extrasolar planet. *Nature*, *434*, 740–743.

Dong, S. (2009). Search For Extrasolar Planets with High-Magnification Microlensing Events. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 41 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, (pp. 374–+).

Dong, S., DePoy, D. L., Gaudi, B. S., Gould, A., Han, C., Park, B., Pogge, R. W., Udalski, A., Szewczyk, O., Kubiak, M., Szymański, M. K., Pietrzyński, G., Soszyński, I., Wyrzykowski, Ł., & Żebruń, K. (2006). Planetary Detection Efficiency of the Magnification 3000 Microlensing Event OGLE-2004-BLG-343. *ApJ*, *642*, 842–860.

Eddington, A. S. (1919a). The Deflection of Light during a Solar Eclipse. *Nature*, *104*, 372–+.

Eddington, A. S. (1919b). The total eclipse of 1919 May 29 and the influence of gravitation on light. *The Observatory*, *42*, 119–122.

Ferrari, A., Soummer, R., & Aime, C. (2007). An introduction to stellar coronagraphy. *Comptes Rendus Physique*, *8*, 277–287.

Fressin, F., Guillot, T., Bouchy, F., Erikson, A., Gay, J., Léger, A., Pont, F., Rauer, H., Rivet, J., & Valbousquet, F. (2005). Antarctica Search for Transiting Extrasolar Planets. In M. Giard, F. Casoli, & F. Paletou (Ed.) *EAS Publications Series*, vol. 14 of *EAS Publications Series*, (pp. 309–312).

Fressin, F., Guillot, T., Morello, V., & Pont, F. (2007). Interpreting and predicting the yield of transit surveys : giant planets in the OGLE fields. *A&A*, *475*, 729–746.

Gaulme, P., Vannier, M., Guillot, T., Mosser, B., Mary, D., Weiss, W. W., Schmider, F., Bourguignon, S., Deeg, H. J., Régulo, C., Aigrain, S., Schneider, J., Bruntt, H., Deheuvels, S., Donati, J., Appourchaux, T., Auvergne, M., Baglin, A., Baudin, F., Catala, C., Michel, E., & Samadi, R. (2010). Possible detection of phase changes from the non-transiting planet HD 46375b by CoRoT. *A&A*, *518*, L153+.

Geissler, K., & Masciadri, E. (2006). Meteorologic parameters analysis above Dome C made with ECMWF data. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 6267.

Gillon, M., Pont, F., Moutou, C., Bouchy, F., Courbin, F., Sohy, S., & Magain, P. (2006). High accuracy transit photometry of the planet OGLE-TR-113b with a new deconvolution-based method. *A&A*, *459*, 249–255.

Gould, A., & Loeb, A. (1992). Discovering planetary systems through gravitational microlenses. *ApJ*, *396*, 104–114.

Goullioud, R., Catanzarite, J. H., Dekens, F. G., Shao, M., & Marr, J. C., IV (2008). Overview of the SIM PlanetQuest Light mission concept. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 7013.

Graham, J. R., Macintosh, B., Doyon, R., Gavel, D., Larkin, J., Levine, M., Oppenheimer, B., Palmer, D., Saddlemyer, L., Sivaramakrishnan, A., Veran, J.-P., & Wallace, K. (2007). Ground-Based Direct Detection of Exoplanets with the Gemini Planet Imager (GPI). *ArXiv e-prints*.

Grillmair, C. J., Charbonneau, D., Burrows, A., Armus, L., Stauffer, J., Meadows, V., Van Cleve, J., & Levine, D. (2007). A Spitzer Spectrum of the Exoplanet HD 189733b. *ApJL*, *658*, L115–L118.

Hebb, L., Collier-Cameron, A., Triaud, A. H. M. J., Lister, T. A., Smalley, B., Maxted, P. F. L., Hellier, C., Anderson, D. R., Pollacco, D., Gillon, M., Queloz, D., West, R. G., Bentley, S., Enoch, B., Haswell, C. A., Horne, K., Mayor, M., Pepe, F., Segransan, D., Skillen, I., Udry, S., & Wheatley, P. J. (2010). WASP-19b : The Shortest Period Transiting Exoplanet Yet Discovered. *ApJ*, *708*, 224–231.

Hellier, C., Anderson, D. R., Cameron, A. C., Gillon, M., Hebb, L., Maxted, P. F. L., Queloz, D., Smalley, B., Triaud, A. H. M. J., West, R. G., Wilson, D. M., Bentley, S. J., Enoch, B., Horne, K., Irwin, J., Lister, T. A., Mayor, M., Parley, N., Pepe, F., Pollacco, D. L., Segransan, D., Udry, S., & Wheatley, P. J. (2009). An orbital period of 0.94days for the hot-Jupiter planet WASP-18b. *Nature*, *460*, 1098–1100.

Hinz, P. M., Angel, J. R. P., Hoffmann, W. F., McCarthy, D. W., McGuire, P. C., Cheselka, M., Hora, J. L., & Woolf, N. J. (1998). Imaging circumstellar environments with a nulling interferometer. *Nature*, *395*, 251–253.

Hodapp, K. W., Suzuki, R., Tamura, M., Abe, L., Suto, H., Kandori, R., Morino, J., Nishimura, T., Takami, H., Guyon, O., Jacobson, S., Stahlberger, V., Yamada, H., Shelton, R., Hashimoto, J., Tavrov, A., Nishikawa, J., Ukita, N., Izumiura, H., Hayashi, M., Nakajima, T., Yamada, T., & Usuda, T. (2008). HiCIAO : the Subaru Telescope's new high-contrast

coronographic imager for adaptive optics. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 7014.

Howell, S. B. (1989). Two-dimensional aperture photometry - Signal-to-noise ratio of point-source observations and optimal data-extraction techniques. PASP, *101*, 616–622.

Irwin, J., Irwin, M., Aigrain, S., Hodgkin, S., Hebb, L., & Moraux, E. (2007). The Monitor project : data processing and light curve production. MNRAS, *375*, 1449–1462.

Kaasalainen, M., Torppa, J., & Piironen, J. (2002). Binary structures among large asteroids. *A&A*, *383*, L19–L22.

Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., Fitzgerald, M. P., Clampin, M., Kite, E. S., Stapelfeldt, K., Marois, C., & Krist, J. (2008). Optical Images of an Exosolar Planet 25 Light-Years from Earth. *Science*, *322*, 1345–.

Karoff, C., Arentoft, T., & Kjeldsen, H. (2006). Noise Originating from Intra-pixel Structure and Satellite Attitude Jitter on COROT. In C. Aerts & C. Sterken (Ed.) *Astrophysics of Variable Stars*, vol. 349 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, (pp. 393–+).

Kavaldjiev, D., & Ninkov, Z. (1998). Subpixel sensitivity map for a charge-coupled device. *Optical Engineering*, *37*, 948–954.

Kenyon, S. L., Lawrence, J. S., Ashley, M. C. B., Storey, J. W. V., Tokovinin, A., & Fossat, E. (2006). Atmospheric Scintillation at Dome C, Antarctica : Implications for Photometryand Astrometry. PASP, *118*, 924–932.

Kenyon, S. L., & Storey, J. W. V. (2006). A Review of Optical Sky Brightness and Extinction at Dome C, Antarctica. PASP, *118*, 489–502.

Kipping, D. M. (2008). Transiting planets - light-curve analysis for eccentric orbits. MNRAS, *389*, 1383–1390.

Knutson, H. A., Charbonneau, D., Allen, L. E., Fortney, J. J., Agol, E., Cowan, N. B., Showman, A. P., Cooper, C. S., & Megeath, S. T. (2007). A map of the day-night contrast of the extrasolar planet HD 189733b. *Nature*, *447*, 183–186.

Knutson, H. A., Charbonneau, D., Cowan, N. B., Fortney, J. J., Showman, A. P., Agol, E., Henry, G. W., Everett, M. E., & Allen, L. E. (2009). Multiwavelength Constraints on the Day-Night Circulation Patterns of HD 189733b. *ApJ*, *690*, 822–836.

Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G., Fusco, T., Ehrenreich, D., Mouillet, D., Rousset, G., Rouan, D., Allard, F., Gendron, É., Charton, J., Mugnier, L., Rabou, P., Montri, J., & Lacombe, F. (2009). A probable giant planet imaged in the β Pictoris disk. VLT/NaCo deep L'-band imaging. *A&A*, *493*, L21–L25.

Lawrence, J. S., Ashley, M. C. B., Tokovinin, A., & Travouillon, T. (2004). Exceptional astronomical seeing conditions above Dome C in Antarctica. *Nature*, *431*, 278–281.

Leach, R. W. (1987). Optimizing charge-coupled-device detector operation for optical astronomy. *Optical Engineering*, *26*, 1061–1066.

Leach, R. W., Schild, R. E., Gursky, H., Madejski, G. M., Schwartz, D. A., & Weekes, T. C. (1980). Description, performance, and calibration of a charge-coupled-device camera. PASP, *92*, 233–245.

Léger, A., Rouan, D., Schneider, J., Barge, P., Fridlund, M., Samuel, B., Ollivier, M., Guenther, E., Deleuil, M., Deeg, H. J., Auvergne, M., Alonso, R., Aigrain, S., Alapini, A., Almenara, J. M., Baglin, A., Barbieri, M., Bruntt, H., Bordé, P., Bouchy, F., Cabrera, J., Catala, C., Carone, L., Carpano, S., Csizmadia, S., Dvorak, R., Erikson, A., Ferraz-Mello, S., Foing, B., Fressin, F., Gandolfi, D., Gillon, M., Gondoin, P., Grasset, O., Guillot, T., Hatzes, A., Hébrard, G., Jorda, L., Lammer, H., Llebaria, A., Loeillet, B., Mayor, M., Mazeh, T., Moutou, C., Pätzold, M., Pont, F., Queloz, D., Rauer, H., Renner, S., Samadi, R., Shporer, A., Sotin, C., Tingley, B., Wuchterl, G., Adda, M., Agogu, P., Appourchaux, T., Ballans, H., Baron, P., Beaufort, T., Bellenger, R., Berlin, R., Bernardi, P., Blouin, D., Baudin, F., Bodin, P., Boisnard, L., Boit, L., Bonneau, F., Borzeix, S., Briet, R., Buey, J., Butler, B., Cailleau, D., Cautain, R., Chabaud, P., Chaintreuil, S., Chiavassa, F., Costes, V., Cuna Parrho, V., de Oliveira Fialho, F., Decaudin, M., Defise, J., Djalal, S., Epstein, G., Exil, G., Fauré, C., Fenouillet, T., Gaboriaud, A., Gallic, A., Gamet, P., Gavalda, P., Grolleau, E., Gruneisen, R., Gueguen, L., Guis, V., Guivarc'h, V., Guterman, P., Hallouard, D., Hasiba, J., Heuripeau, F., Huntzinger, G., Hustaix, H., Imad, C., Imbert, C., Johlander, B., Jouret, M., Journoud, P., Karioty, F., Kerjean, L., Lafaille, V., Lafond, L., Lam-Trong, T., Landiech, P., Lapeyrere, V., Larqué, T., Laudet, P., Lautier, N., Lecann, H., Lefevre, L., Leruyet, B., Levacher, P., Magnan, A., Mazy, E., Mertens, F., Mesnager, J., Meunier, J., Michel, J., Monjoin, W., Naudet, D., Nguyen-Kim, K., Orcesi, J., Ottacher, H., Perez, R., Peter, G., Plasson, P., Plesseria, J., Pontet, B., Pradines, A., Quentin, C., Reynaud, J., Rolland, G., Rollenhagen, F., Romagnan, R., Russ, N., Schmidt, R., Schwartz, N., Sebbag, I., Sedes, G., Smit, H., Steller, M. B., Sunter, W., Surace, C., Tello, M., Tiphène, D., Toulouse, P., Ulmer, B., Vandermarcq, O., Vergnault, E., Vuillemin, A., & Zanatta, P. (2009). Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. VIII. CoRoT-7b : the first super-Earth with measured radius. *A&A*, *506*, 287–302.

Leinert, C., Graser, U., Przygodda, F., Waters, L. B. F. M., Perrin, G., Jaffe, W., Lopez, B., Bakker, E. J., Böhm, A., Chesneau, O., Cotton, W. D., Damstra, S., de Jong, J., Glazenborg-Kluttig, A. W., Grimm, B., Hanenburg, H., Laun, W., Lenzen, R., Ligori, S., Mathar, R. J., Meisner, J., Morel, S., Morr, W., Neumann, U., Pel, J.-W., Schuller, P., Rohloff, R.-R., Stecklum, B., Storz, C., von der Lühe, O., & Wagner, K. (2003). MIDI - the 10 μm instrument on the VLTI. *Ap&ss*, *286*, 73–83.

Lovis, C., Mayor, M., Pepe, F., Alibert, Y., Benz, W., Bouchy, F., Correia, A. C. M., Laskar, J., Mordasini, C., Queloz, D., Santos, N. C., Udry, S., Bertaux, J.-L., & Sivan, J.-P. (2006). An extrasolar planetary system with three Neptune-mass planets. *Nature*, *441*, 305–309.

Lyot, B. (1932). Étude de la couronne solaire en dehors des éclipses. Avec 16 figures dans le texte.. *Zeitschrift fur Astrophysik*, *5*, 73.

Magain, P., Courbin, F., Gillon, M., Sohy, S., Letawe, G., Chantry, V., & Letawe, Y. (2007). A deconvolution-based algorithm for crowded field photometry with unknown point spread function. *A&A*, *461*, 373–379.

Magain, P., Courbin, F., & Sohy, S. (1998). Deconvolution with Correct Sampling. *ApJ*, *494*, 472–+.

Mandel, K., & Agol, E. (2002). Analytic Light Curves for Planetary Transit Searches. *ApJL*, *580*, L171–L175.

Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., Zuckerman, B., Song, I., Patience, J., Lafrenière, D., & Doyon, R. (2008). Direct Imaging of Multiple Planets Orbiting the Star HR 8799. *Science*, *322*, 1348–.

Mayor, M., Bonfils, X., Forveille, T., Delfosse, X., Udry, S., Bertaux, J., Beust, H., Bouchy, F., Lovis, C., Pepe, F., Perrier, C., Queloz, D., & Santos, N. C. (2009). The HARPS search for southern extra-solar planets. XVIII. An Earth-mass planet in the GJ 581 planetary system. *A&A*, *507*, 487–494.

Mayor, M., & Queloz, D. (1995). A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, *378*, 355–359.

McCullough, P. R., Stys, J. E., Valenti, J. A., Johns-Krull, C. M., Janes, K. A., Heasley, J. N., Bye, B. A., Dodd, C., Fleming, S. W., Pinnick, A., Bissinger, R., Gary, B. L., Howell, P. J., & Vanmunster, T. (2006). A Transiting Planet of a Sun-like Star. *ApJ*, *648*, 1228–1238.

Mink, D. J. (1997). WCSTools : Image World Coordinate System Utilities. In G. Hunt & H. Payne (Ed.) *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI*, vol. 125 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, (pp. 249–+).

Mink, D. J. (1999). WCSTools : an Image Astrometry Toolkit. In D. M. Mehringer, R. L. Plante, & D. A. Roberts (Ed.) *Astronomical Data Analysis Software and Systems VIII*, vol. 172 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, (pp. 498–+).

Mink, D. J. (2002). WCSTools 3.0 : More Tools for Image Astrometry and Catalog Searching. In D. A. Bohlender, D. Durand, & T. H. Handley (Ed.) *Astronomical Data Analysis Software and Systems XI*, vol. 281 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, (pp. 169–+).

Mosser, B., & Aristidi, E. (2007). Duty Cycle of Doppler Ground-based Asteroseismic Observations. PASP, *119*, 127–133.

Mouillet, D., Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., Puget, P., Wildi, F., Boccaletti, A., Henning, T., Moutou, C., Schmid, H. M., Turatto, M., Udry, S., Vakili, F., Waters, R., Baruffolo, A., Charton, J., Claudi, R., Fusco, T., Gratton, R., Hubin, N., Kasper, M., Langlois, M., Pragt, J., Roelfsema, R., & Saisse, M. (2009). SPHERE : A 'Planet Finder' Instrument for the VLT. In A. Moorwood (Ed.) *Science with the VLT in the ELT Era*, (p. 337).

Mueller, M. (2007). *Surface properties of asteroids from mid-infrared observations and thermophysical modeling*. Ph.D. thesis, Freie Universitaet Berlin.

Nymeyer, S., Harrington, J., Hardy, R. A., Stevenson, K. B., Campo, C. J., Madhusudhan, N., Collier-Cameron, A., Blecic, J., Bowman, W. C., Britt, C. B. T., Cubillos, P., Hellier, C., Gillon, M., Maxted, P. F. L., Hebb, L., Wheatley, P. J., Pollacco, D., & Anderson, D. (2010). Spitzer Secondary Eclipses of WASP-18b. *ArXiv e-prints*.

Ollivier, M., Absil, O., Allard, F., Berger, J.-P., Bordé, P., Cassaing, F., Chazelas, B., Chelli, A., Chesneau, O., Coudé Du Foresto, V., Defrère, D., Duchon, P., Gabor, P., Gay, J., Herwats, E., Jacquinod, S., Kern, P., Kervella, P., Le Duigou, J.-M., Léger, A., Lopez, B., Malbet, F., Mourard, D., Pelat, D., Perrin, G., Rabbia, Y., Rouan, D., Reiss, J.-M., Rousset, G., Selsis, F., Stee, P., & Surdej, J. (2009). PEGASE, an infrared interferometer to study stellar environments and low mass companions around nearby stars. *Experimental Astronomy*, *23*, 403–434.

Paczynski, B. (1986). Gravitational microlensing at large optical depth. *ApJ*, *301*, 503–516.

Pont, F., & Bouchy, F. (2005). Exoplanet Transit Search at Dome C. In M. Giard, F. Casoli, & F. Paletou (Ed.) *EAS Publications Series*, vol. 14 of *EAS Publications Series*, (pp. 155–160).

Pont, F., Zucker, S., & Queloz, D. (2006). The effect of red noise on planetary transit detection. MNRAS, *373*, 231–242.

Pravdo, S. H., & Shaklan, S. B. (2009). An ultracool Star's Candidate Planet. *ApJ*, *700*, 623–632.

Rauer, H., & Deeg, H. (2010). Time Series Observations at Dome C. In L. Spinoglio & N. Epchtein (Ed.) *EAS Publications Series*, vol. 40 of *EAS Publications Series*, (pp. 349–360).

Rauer, H., Eislöffel, J., Erikson, A., Guenther, E., Hatzes, A. P., Michaelis, H., & Voss, H. (2004). The Berlin Exoplanet Search Telescope System. PASP, *116*, 38–45.

Rauer, H., Fruth, T., & Erikson, A. (2008). Prospects of Long-Time-Series Observations from Dome C for Transit Search. PASP, *120*, 852–859.

Reffert, S., Ségransan, D., Launhardt, R., Henning, T., Queloz, D., Quirrenbach, A., Pepe, F., Setiawan, J., & Weise, P. (2006). The PRIMA astrometric planet search : goals and prospects. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 6268.

Richardson, L. J., Deming, D., Horning, K., Seager, S., & Harrington, J. (2007). A spectrum of an extrasolar planet. *Nature*, *445*, 892–895.

Robin, A. C., Reylé, C., Derrière, S., & Picaud, S. (2003). A synthetic view on structure and evolution of the Milky Way. *A&A*, *409*, 523–540.

Ryan, P., & Sandler, D. (1998). Scintillation Reduction Method for Photometric Measurements. PASP, *110*, 1235–1248.

Sackett, P. D. (1999). Searching for Unseen Planets via Occultation and Microlensing. In J.-M. Mariotti & D. Alloin (Ed.) *NATO ASIC Proc. 532 : Planets Outside the Solar System : Theory and Observations*, (pp. 189–+).

Seager, S., & Mallén-Ornelas, G. (2003). A Unique Solution of Planet and Star Parameters from an Extrasolar Planet Transit Light Curve. *ApJ*, *585*, 1038–1055.

Seager, S., & Sasselov, D. D. (2000). Theoretical Transmission Spectra during Extrasolar Giant Planet Transits. *ApJ*, *537*, 916–921.

Snellen, I. A. G., de Mooij, E. J. W., & Albrecht, S. (2009). The changing phases of extrasolar planet CoRoT-1b. *Nature*, *459*, 543–545.

Snellen, I. A. G., de Mooij, E. J. W., & Burrows, A. (2010). Bright optical day-side emission from extrasolar planet CoRoT-2b. *A&A*, *513*, A76+.

Southworth, J., Hinse, T. C., Dominik, M., Glitrup, M., Jørgensen, U. G., Liebig, C., Mathiasen, M., Anderson, D. R., Bozza, V., Browne, P., Burgdorf, M., Calchi Novati, S., Dreizler, S., Finet, F., Harpsøe, K., Hessman, F., Hundertmark, M., Maier, G., Mancini, L., Maxted, P. F. L., Rahvar, S., Ricci, D., Scarpetta, G., Skottfelt, J., Snodgrass, C., Surdej, J., & Zimmer, F. (2009). Physical Properties of the 0.94-Day Period Transiting Planetary System WASP-18. *ApJ*, *707*, 167–172.

Stetson, P. B. (1987). DAOPHOT - A computer program for crowded-field stellar photometry. PASP, *99*, 191–222.

Strassmeier, K. G., Briguglio, R., Granzer, T., Tosti, G., Divarano, I., Savanov, I., Bagaglia, M., Castellini, S., Mancini, A., Nucciarelli, G., Straniero, O., Distefano, E., Messina, S., & Cutispoto, G. (2008). First time-series optical photometry from Antarctica. sIRAIT monitoring of the RS CVn binary V841 Centauri and the δ-Scuti star V1034 Centauri. *A&A*, *490*, 287–295.

Struve, O. (1952). Proposal for a project of high-precision stellar radial velocity work. *The Observatory*, *72*, 199–200.

Swain, M. R., Vasisht, G., & Tinetti, G. (2008). The presence of methane in the atmosphere of an extrasolar planet. *Nature*, *452*, 329–331.

Tedesco, E. F., Noah, P. V., Noah, M., & Price, S. D. (2002). The Supplemental IRAS Minor Planet Survey. *AJ*, *123*, 1056–1085.

Tinetti, G., Deroo, P., Swain, M. R., Griffith, C. A., Vasisht, G., Brown, L. R., Burke, C., & McCullough, P. (2010). Probing the Terminator Region Atmosphere of the Hot-Jupiter XO-1b with Transmission Spectroscopy. *ApJL*, *712*, L139–L142.

Tinetti, G., Vidal-Madjar, A., Liang, M., Beaulieu, J., Yung, Y., Carey, S., Barber, R. J., Tennyson, J., Ribas, I., Allard, N., Ballester, G. E., Sing, D. K., & Selsis, F. (2007). Water vapour in the atmosphere of a transiting extrasolar planet. *Nature*, *448*, 169–171.

Trinquet, H., Agabi, A., Vernin, J., Azouit, M., Aristidi, E., & Fossat, E. (2008). Nighttime Optical Turbulence Vertical Structure above Dome C in Antarctica. PASP, *120*, 203–211.

Udalski, A., Szymanski, M., Kaluzny, J., Kubiak, M., & Mateo, M. (1992). The optical gravitational lensing experiment. *Acta Astronomica*, *42*, 253–284.

Udry, S., Bonfils, X., Delfosse, X., Forveille, T., Mayor, M., Perrier, C., Bouchy, F., Lovis, C., Pepe, F., Queloz, D., & Bertaux, J.-L. (2007). The HARPS search for southern extra-solar planets. XI. Super-Earths (5 and 8 Earth masses) in a 3-planet system. *A&A*, *469*, L43–L47.

Wolszczan, A., & Frail, D. A. (1992). A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257+12. *Nature*, *355*, 145–147.

Yee, J. C., Udalski, A., Sumi, T., Dong, S., Kozłowski, S., Bird, J. C., Cole, A., Higgins, D., McCormick, J., Monard, L. A. G., Polishook, D., Shporer, A., Spector, O., Szymański, M. K., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Soszyński, I., Szewczyk, O., Ulaczyk, K., Wyrzykowski, Ł., Poleski, R., The OGLE Collaboration, Allen, W., Bos, M., Christie, G. W., DePoy, D. L., Eastman, J. D., Gaudi, B. S., Gould, A., Han, C., Kaspi, S., Lee, C., Mallia, F., Maury, A., Maoz, D., Natusch, T., Park, B., Pogge, R. W., Santallo, R., The μFUN Collaboration, Abe, F., Bond, I. A., Fukui, A., Furusawa, K., Hearnshaw, J. B., Hosaka, S., Itow, Y., Kamiya, K., Korpela, A. V., Kilmartin, P. M., Lin, W., Ling, C. H., Makita, S., Masuda, K., Matsubara, Y., Miyake, N., Muraki, Y., Nagaya, M., Nishimoto, K., Ohnishi, K., Perrott, Y. C., Rattenbury, N. J., Sako, T., Saito, T., Skuljan, L., Sullivan, D. J., Sweatman, W. L., Tristram, P. J., Yock, P. C. M., The MOA Collaboration, Albrow, M. D., Batista, V., Fouqué, P., Beaulieu, J., Bennett, D. P., Cassan, A., Comparat, J., Coutures, C., Dieters, S., Greenhill, J., Horne, K., Kains, N., Kubas, D., Martin, R., Menzies, J., Wambsganss, J., Williams, A., Zub, M., & The PLANET Collaboration (2009). Extreme Magnification Microlensing Event OGLE-2008-BLG-279 : Strong Limits on Planetary Companions to the Lens Star. *ApJ*, *703*, 2082–2090.

Young, A. T. (1967). Photometric error analysis. VI. Confirmation of Reiger's theory of scintillation. AJ, *72*, 747–+.