

Université de Montréal

Effets de l'atmosphère terrestre sur les spectres de naines brunes

par
Denise Laflamme

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)
en physique

22 décembre, 2009

© Denise Laflamme, 2009.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Effets de l'atmosphère terrestre sur les spectres de naines brunes

présenté par:

Denise Laflamme

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

| | |
|-------------------|------------------------|
| Paul Charbonneau, | président-rapporteur |
| Daniel Nadeau, | directeur de recherche |
| René Doyon, | membre du jury |

Mémoire accepté le: 29 mars 2010

RÉSUMÉ

Les naines brunes sont des astres incapables de déclencher et soutenir des réactions nucléaires dans leur cœur. En l'absence de cette source d'énergie, leur luminosité diminue avec le temps jusqu'à leur extinction complète. Leur flux aux longueurs d'onde de 0,8 à 2,35 μm est particulièrement altéré par l'humidité contenue dans l'atmosphère terrestre, ce qui complique l'étude de ces astres. Le but de la présente recherche est de vérifier si la division par un spectre d'étoile A0 est un moyen de corriger l'altération causée par l'atmosphère terrestre sur cette partie de leur spectre.

Tout d'abord, des notions, pertinentes à la compréhension de ce travail, sont abordées. L'introduction présente quelques notions sur les naines brunes et sur l'atmosphère terrestre.

Le deuxième chapitre concerne le traitement des données. Il traite de la calibration, de la mise en évidence du problème de non-répétabilité de la position de la fente du spectromètre SIMON ainsi que de ses causes. Il porte aussi sur l'uniformisation de la réponse des pixels et de la soustraction du ciel pour extraire les spectres. La méthode employée pour étudier l'effet de l'atmosphère terrestre sur les spectres de naines brunes y est présentée.

Le troisième chapitre analyse les résultats obtenus par l'utilisation de l'étoile de référence de type A0 comme calibration pour corriger le spectre de naine brune, en assumant un même effet de l'atmosphère terrestre sur les deux types d'astres. Nous ne pouvons conclure, avec certitude, que l'absorption tellurique affecte de la même façon les deux spectres ni de quelle façon exactement ils sont affectés. Une recherche supplémentaire nécessitant de nouvelles prises de données à des masses d'air et à des taux d'humidité variés est requise.

Mots clé: spectroscopie : proche-infrarouge, étoile : faible masse.

ABSTRACT

Brown dwarfs are celestial bodies unable to sustain nuclear reactions. For this reason their luminosity declines until complete extinction. Their flux, particularly in the band between 0,8 and 2,35 μm , is absorbed by the water vapor in the terrestrial atmosphere. The goal of this research is to find a way to correct this part of their spectra affected by this effect.

First, general notions needed to understand the project are exposed.

The second chapter concerns the data reduction. The calibration, the problem of the position repeatability of the slit of the spectrometer SIMON and his cause are exposed. It discusses techniques to even up the pixels' response and the subtraction of the sky from the spectra. The method used to study the atmosphere effect on brown dwarf spectra is presented.

The third chapter analyses the results that use the A0 reference star to correct the brown dwarf spectrum. We cannot conclude that the A0 spectrum is affected in the same way as the brown dwarf spectrum by the terrestrial atmosphere. The data from a single night do not allow a good analysis of this effect as a function of air mass and humidity level. Others missions are needed.

Keywords: spectroscopy: near infrared, stars: low mass.

TABLE DES MATIÈRES

| | |
|--|-------------|
| RÉSUMÉ | iii |
| ABSTRACT | iv |
| TABLE DES MATIÈRES | v |
| LISTE DES TABLEAUX | vii |
| LISTE DES FIGURES | viii |
| LISTE DES SIGLES | x |
| DÉDICACE | xi |
| REMERCIEMENTS | xii |
| CHAPITRE 1 : INTRODUCTION | 1 |
| 1.1 Les naines brunes | 1 |
| 1.2 La transmission de l’atmosphère terrestre | 3 |
| CHAPITRE 2 : COLLECTE DE SPECTRES ET TRAITEMENT DU SI- GNAL | 9 |
| 2.1 SIMON | 10 |
| 2.2 Démarche observationnelle | 11 |
| 2.2.1 Répétabilité du positionnement de la fente | 19 |
| 2.2.2 Causes possibles de la non-répétabilité de la position de la fente | 22 |
| 2.3 Soustraction du ciel | 25 |
| 2.4 Uniformisation des spectres | 33 |
| 2.4.1 Méthode directe | 34 |
| 2.4.2 Méthodes indirectes. | 35 |

| | |
|--|-----------|
| CHAPITRE 3 : EFFET DE L'ATMOSPHÈRE TERRESTRE SUR LES SPECTRES EN PROCHE-INFRAROUGE. | 53 |
| 3.1 Spectre publié | 54 |
| 3.2 Calibration spectrale | 55 |
| 3.3 Résultats | 63 |
| CHAPITRE 4 : CONCLUSION | 70 |
| BIBLIOGRAPHIE | 72 |

LISTE DES TABLEAUX

| | | |
|-------|---|----|
| 2.I | Liste des objets observés. | 13 |
| 2.II | Liste des objets observés (suite). | 14 |
| 2.III | Liste des cibles et leurs paramètres. | 18 |
| 2.IV | Observations faites avec le corps noir. | 38 |
| 3.I | Données utilisables recueillies. | 54 |

LISTE DES FIGURES

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Spectres de naines brunes de types L3 à L5. | 4 |
| 1.2 | Transmission de l'atmosphère terrestre. | 5 |
| 1.3 | Couches de l'atmosphère terrestre. | 6 |
| 2.1 | Schéma des composantes principales de SIMON. | 12 |
| 2.2 | Spectres de la naine brune (0036+1821), de l'étoile A0 (HD 4834) et du corps noir à 9480 K. | 16 |
| 2.3 | Spectres décalés. | 20 |
| 2.4 | Effet d'un déplacement de la position de la fente. | 21 |
| 2.5 | Roue à masques dans SIMON. | 23 |
| 2.6 | Mécanisme de positionnement des masques dans SIMON. | 24 |
| 2.7 | Soustraction de deux poses. | 30 |
| 2.8 | Spectre obtenu avec un ciel corrigé par une constante. | 31 |
| 2.9 | Spectre obtenu avec un ciel corrigé par une médiane par rangée. | 33 |
| 2.10 | Trace du ciel | 34 |
| 2.11 | Trace du signal mesuré du corps noir. | 39 |
| 2.12 | Saturation. | 41 |
| 2.13 | Spectre des lampes. | 42 |
| 2.14 | Graphe du flux normalisé des pixels de la rangée 349 avec le prisme comparé avec celui avec celui sans le prisme. | 44 |
| 2.15 | Rapport des flux avec prisme sur ceux sans prisme. | 46 |
| 2.16 | Rapport des flux avec prisme sur ceux sans prisme , sur 3 rangées de pixels. | 47 |
| 2.17 | Flux des rangées 352, 349 et 346 avec le prisme comparé à ceux en présence du filtre <i>J</i> | 48 |
| 2.18 | Image médiane normalisée des poses en champ uniforme avec le prisme d'Amici. | 49 |
| 2.19 | Sensibilité des pixels selon les filtres. | 50 |
| 2.20 | Sensibilité des pixels selon les filtres. | 51 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.1 | Spectre publié de la naine brune. | 55 |
| 3.2 | Variations des positions de la calibration des deux filtres. | 57 |
| 3.3 | Paramétrisation de la dispersion avec le prisme d'Amici. | 58 |
| 3.4 | Dispersion spectrale linéaire. | 61 |
| 3.5 | Dispersion spectrale quadratique. | 61 |
| 3.6 | Dispersion spectrale cubique. | 62 |
| 3.7 | Dispersion spectrale gaussienne. | 62 |
| 3.8 | Dispersion spectrale quadratique sans ajustement de la constante. | 63 |
| 3.9 | Spectre corrigé à 1.126 masse d'air. | 65 |
| 3.10 | Spectre corrigé à 1.136 masse d'air. | 65 |
| 3.11 | Spectre corrigé à 1.321 masse d'air. | 66 |
| 3.12 | Spectre corrigé à 1.576 masse d'air. | 66 |
| 3.13 | Spectre corrigé à 2.06 masse d'air. | 67 |

LISTE DES SIGLES

| | |
|---------|---|
| ADU | Analog-to-Digital Unit |
| CCD | Charge-Coupled Device |
| GNIRS | Gemini Near Infra-red Spectrograph |
| IFU | Integral Field Unit |
| NASA | National Aeronautics and Space Administration |
| NIRSPEC | Near-Infrared Spectrometer |
| NOAO | National Optical Astronomy Observatories |
| SIMON | Spectromètre Infrarouge de MONtréal |
| UCLA | University of California, Los Angeles |
| UKIRT | United Kingdom Infrared Telescope |

(dédicace) À Jean-Marie et Jonathan

REMERCIEMENTS

J'aimerais remercier mon conjoint, Jean-Marie, qui m'a soutenue de toutes les façons possibles tout au long de mes études. J'aimerais également remercier Jonathan, mon fils, pour ses précieux conseils et son support technique indispensable.

Je remercie également mon directeur de recherche, Daniel Nadeau pour son immense patience et sa disponibilité ainsi que Jasmin Robert qui, même au milieu d'une nuit d'observation, est toujours prêt à me dépanner. Un gros merci à mes collègues de bureau : Mathilde Beaulieu, Lison Malo et Patrick Ingraham, pour leur aide ponctuelle et combien efficace !

Je remercie aussi Philippe Vallée, une référence sûre pour SIMON, sans oublier Étienne Artigau et David Lafrenière pour leur aide en programmation et leurs conversations enrichissantes.

Je remercie également Bernard Malenfant, Pierre-Luc Lévesque et Ghislain Turcotte pour leur assistance indispensable lors des observations et spécialement pour la réparation de la table de glissement du télescope.

Un gros merci à Élyse Adam de l'École Polytechnique pour avoir laissé SIMON à ma disposition.

Je tiens aussi à remercier Sandy Leggett pour avoir publié le spectre de la naine brune utilisé comme référence dans ce mémoire.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

Afin de mieux comprendre l'objet de cette étude, quelques notions préliminaires sont présentées relativement aux naines brunes et aux particularités de l'atmosphère terrestre.

1.1 Les naines brunes

Les naines brunes sont des objets astronomiques de masse trop petite pour permettre la fusion nucléaire de l'hydrogène de façon stable. Par contre, elles permettent la fusion du deutérium (Basri, 2000). C'est ce dernier critère qui est retenu pour déterminer la limite inférieure de la masse d'une naine brune (0.013 masse solaire). La limite supérieure est 0.072 masse solaire, seuil à partir duquel une étoile peut effectuer la fusion nucléaire continue de l'hydrogène (Reid et Hawley, 2005). Sur une période relativement courte de quelques millions d'années, la luminosité des naines brunes peut demeurer constante. Cet apport d'énergie vient de la transformation en ^3He du deutérium présent dans le milieu interstellaire lors de la formation de la naine brune (Reid et Hawley, 2005). Après l'épuisement du deutérium, les naines brunes n'ayant pas de source de chaleur permanente, elles se refroidissent continuellement et deviennent éventuellement difficilement observables (Carroll et Ostlie, 2007).

Les critères permettant de distinguer les planètes géantes des naines brunes font actuellement l'objet de débats dans le monde scientifique. À la place du critère de la masse, un critère basé sur la formation de l'objet pourrait être utilisé. Les naines brunes, comme les étoiles, seraient formées par effondrement gravitationnel d'un nuage moléculaire gazeux, alors que les planètes seraient formées par accrétion. Puisqu'il est difficile de déterminer le processus de formation d'un objet après coup, le critère de la masse est généralement retenu. Une autre distinction à faire entre un système binaire de naines brunes et un système planète/étoile est qu'une planète serait liée à un compagnon beaucoup plus massif, contrairement à ce qui est observé pour un système binaire (Reid et

Hawley, 2005).

Puisque les naines brunes subissent une baisse de température continue, il est difficile de distinguer de jeunes naines brunes, qui seraient près de leur maximum de luminosité, des vieilles étoiles de faible masse. Les jeunes naines brunes peuvent avoir une luminosité s'apparentant à celle d'étoiles plus vieilles de faible masse. Par contre, ces dernières ont brûlé très rapidement leur lithium, synthétisé lors du Big Bang. La présence de lithium dans l'atmosphère de l'objet est donc un moyen de distinguer les naines brunes, surtout de type L3 à L5, des étoiles ; leur spectre possède une raie d'absorption du lithium à 670.8 nm (Cruz et al., 2008) comme illustré à la figure 1.1. Cependant les objets de faible gravité échouent le test du lithium et ce dernier examen pourrait ne pas être une méthode valide pour confirmer la nature sous-stellaire de tous les objets de type L (Kirkpatrick et al., 2008). Il n'existe donc pas, à ce jour, de critère spectral établi pour discerner les naines brunes de type L des vieilles étoiles de faible masse.

Les naines brunes de type L ont une température de 1300 à 2500K. Elles présentent des spectres infrarouges avec de fortes bandes d'hydrures de métal (FeH, CrH, MgH, CaH) ainsi que des raies importantes d'alcalis (Na I, K I, Cs I, Rb I) (Kirkpatrick, 2005). La première naine brune de ce type à être détectée a été la GD165B en 1988 (Becklin et Zuckerman, 1988). De type L4, sa masse est de 0.56 à 0.65 masse solaire et elle a un âge de 1 à 5 milliards d'années (Reid et Hawley, 2005).

Les naines brunes de type T, quant à elles, ont une température de 700 K à 1300 K. Elles présentent de fortes bandes d'absorption caractéristiques de H₂O à 1.15 et 1.4 μ m et des raies faibles de méthane à 1.6 et 2.2 μ m (Geballe et al., 2002) (Kirkpatrick, 2005). Elles ont aussi de larges raies de K I et de Na I et d'étroites raies de Cs I et de Rb I en plus de celles de CrH, de FeH et d'autres, faibles, de CaH. La première de ce type a été la Gl 229B, découverte en 1995 (Reid et Hawley, 2005).

Les naines brunes de type Y, dont la lettre a été réservée par Kirkpatrick (Burgasser et al., 2000), auraient une température sous les 700 K. L'ammoniac deviendrait une composante importante de l'atmosphère et elles présenteraient de larges raies d'absorption de NH₃ dans le proche infrarouge selon des modèles d'atmosphère. Si la raie d'absorption de l'ammoniac devient plus importante pour des objets de plus en plus froids, cette

particularité pourrait marquer la transition entre les types spectraux T et Y. Il y aurait aussi formation de nuages d'eau, ce qui diminuerait la quantité de H₂O sous forme gazeuse. Il serait possible que les premières naines Y, ULAS J0034 et CFBDS0059, aient été découvertes (Delorme et al., 2008).

La classification des différents types de naines brunes se base sur leur spectre et l'évolution des raies d'absorption de l'eau (à 1.15, 1.4 μm) et du méthane (en bandes *H* et *K*) entre autres. Il serait donc intéressant de connaître les spectres des objets étudiés sur tout l'intervalle de 1.0 à 2.5 μm .

En juillet 2009, on dénombrait 578 naines brunes de type L et 155 de type T. La grande majorité d'entre elles ont été découvertes grâce au Sloan Digital Sky Survey (SDSS) et au Two Microns All Sky Survey (2MASS). Les naines brunes de type Y n'ont pas encore été confirmées. Un plus grand nombre de spectres est nécessaire afin de déterminer une nouvelle caractéristique propre à ce type de naine brune.

1.2 La transmission de l'atmosphère terrestre

Le flux lumineux des naines brunes doit traverser l'atmosphère terrestre pour que l'on puisse les observer à l'aide de télescopes terrestres. L'air sec est composé principalement d'azote (78%), d'oxygène (21%) et d'argon (1%). L'atmosphère terrestre contient également 1% de vapeur d'eau, laquelle est la principale source de l'altération du signal provenant des naines brunes. Plus précisément, la vapeur d'eau et le CO₂ ont de fortes raies d'absorption dans le domaine du proche-infrarouge (0.75 à 5 μm). Selon Glass (1999), des raies d'absorption causant une transmission presque nulle de l'atmosphère terrestre, sont situées entre 1.1 et 1.2 μm , entre 1.3 et 1.5 μm , entre 1.75 et 2.0 μm , entre 2.5 et 2.9 μm et entre 4.1 et 4.5 μm . La transmission de l'atmosphère terrestre est illustrée à la figure 1.2.

L'atmosphère terrestre est composée de plusieurs couches (Léna, 1996). Sous une altitude de 100 km, la température descend avec l'altitude dans la troposphère, se stabilise à la tropopause pour augmenter par la suite dans la stratosphère et se stabiliser à nouveau à la stratopause pour descendre à nouveau dans la mésosphère, se stabiliser puis

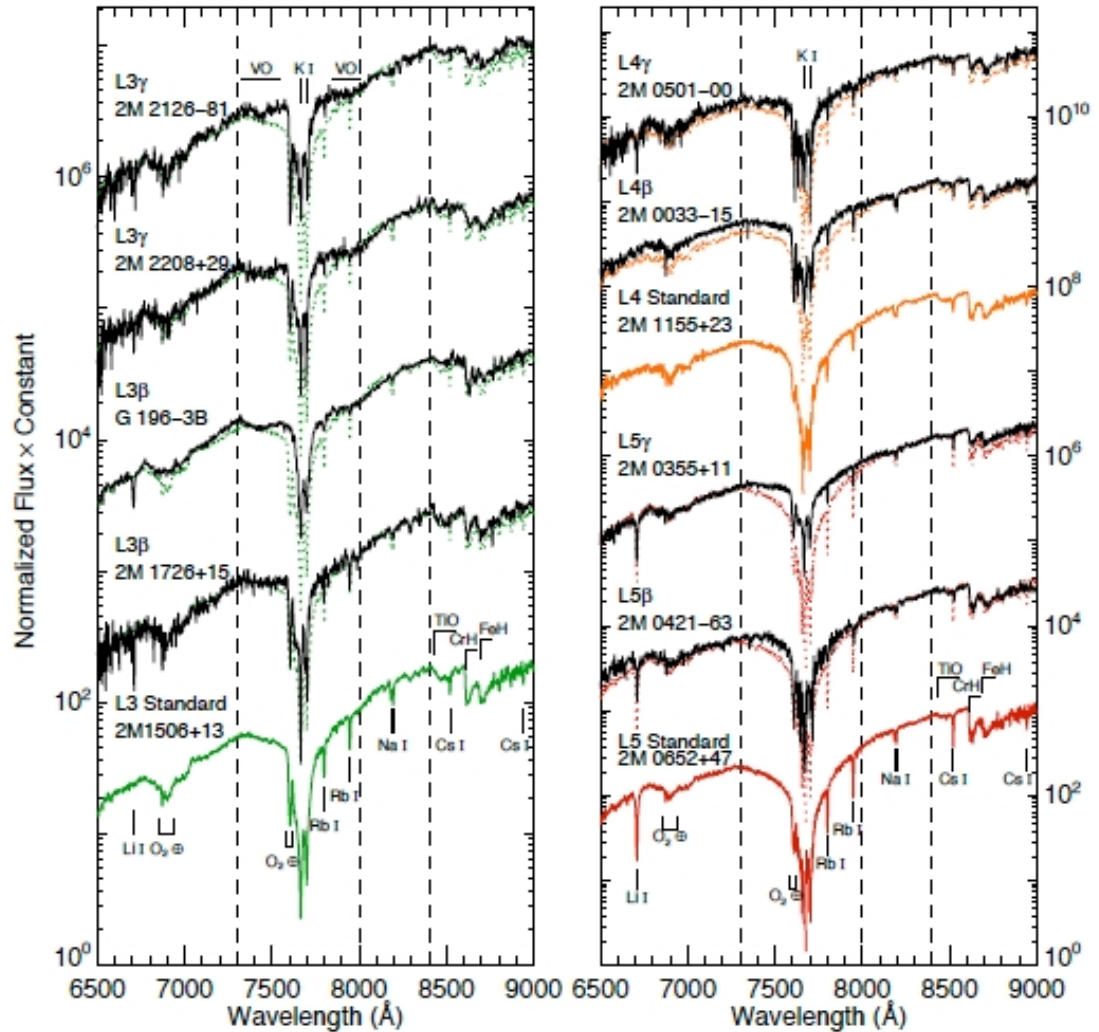


Figure 1.1 – **Spectres de naines brunes de types L3 à L5.** Série de spectres dans le rouge optique des naines brunes L3 à L5. Les traits noirs γ représentent les spectres pour les naines brunes à très basse gravité et les β , celle avec une gravité moyenne à basse. Les spectres de naines brunes à une gravité normale sont représentés par le trait vert pour une L3, par le trait orange pour une L4 et par le trait rouge pour une L5. Tous les spectres sont normalisés à 8240-8260 Å. Il est à remarquer que l'échelle en y est logarithmique et qu'elle diffère d'un graphique à l'autre. La raie de lithium se situe à 6700 Å. Tiré de (Cruz et al., 2008) .

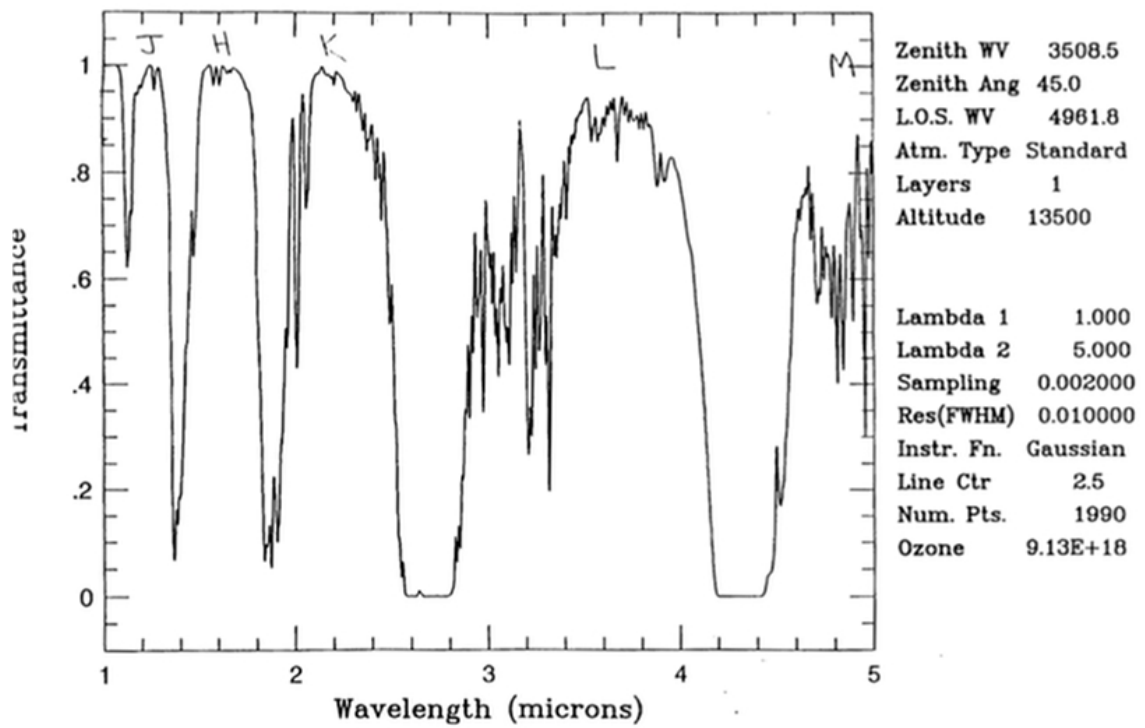


Figure 1.2 – **Transmission de l'atmosphère terrestre.** Transmission calculée pour une altitude de 13500 pi ou 4.12 km et une densité de colonne d'eau de $1.18 \cdot 10^{22}$ mol/cm² dans les longueurs d'onde de 1 à 5 μ m. (http://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19930010877_1993010877.pdf, p90, novembre 2009.)

augmenter à nouveau dans la thermosphère. La figure 1.3 donne une vue d'ensemble du phénomène. La localisation de la tropopause varie beaucoup avec la latitude. Le rapport des mélanges, c'est-à-dire le rapport de la masse d'eau à la masse d'air contenues dans un volume fixe, varie rapidement en fonction de la température. Ce rapport est donc variable en altitude en plus de l'être au travers du temps. Puisque la position de la tropopause varie avec la latitude, ce rapport change aussi avec cette dernière.

L'absorption du flux lumineux de la cible est causée par des transitions entre les niveaux d'énergie de rotation, de rotation-vibration et entre les niveaux d'énergie électroniques des espèces absorbantes (H₂O, CO₂, CO...). À partir de ces transitions, les coefficients d'absorption $\kappa_i(\lambda)$ (cm² g⁻¹) peuvent être calculés. De là, il est possible de

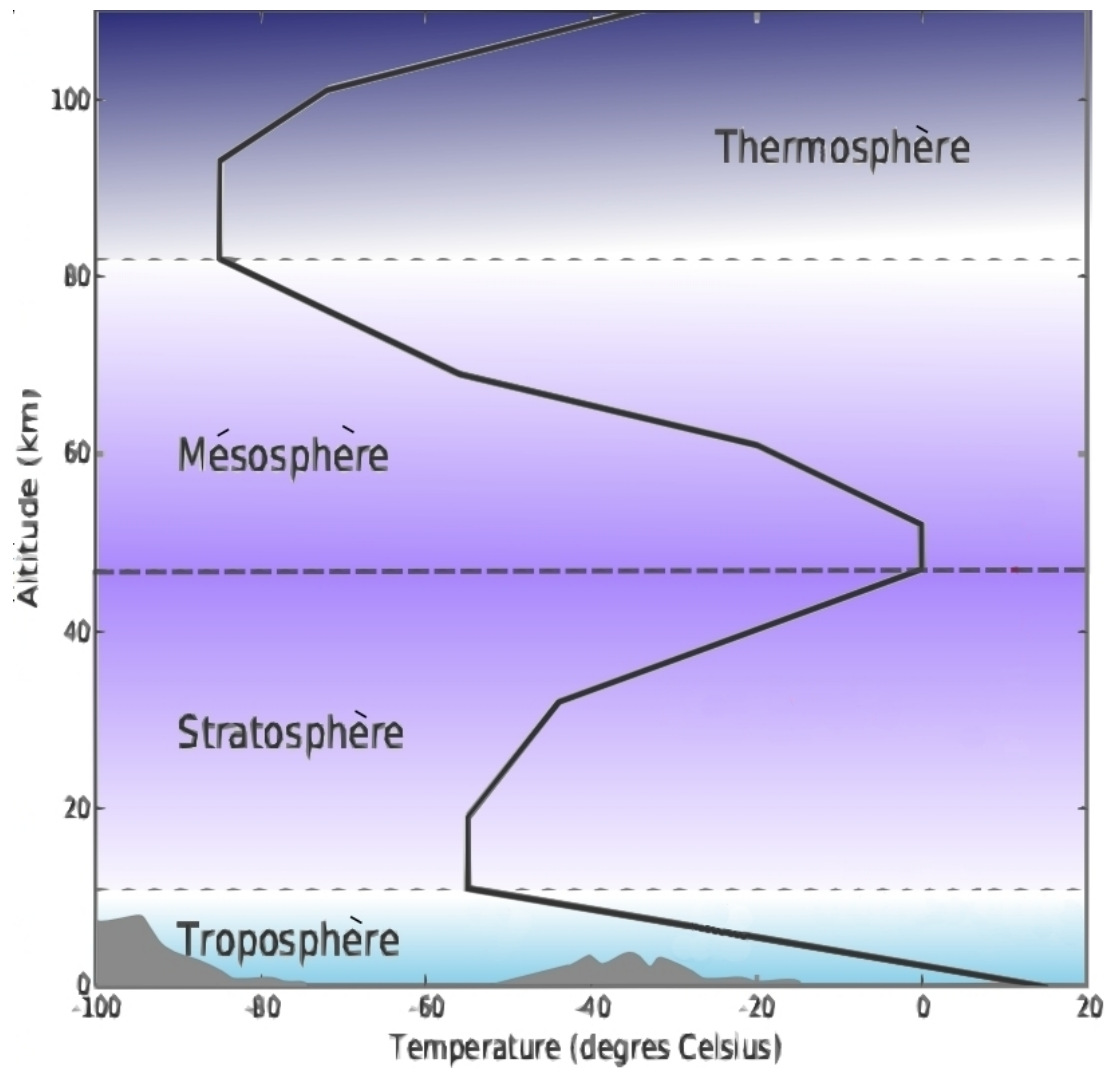


Figure 1.3 – **Couches de l'atmosphère terrestre.** Température en celsius de l'atmosphère en fonction de l'altitude (Image obtenue de http://fr.wikipedia.org/wiki/Atmosphère_terrestre en septembre 2009.)

trouver la profondeur optique, à une altitude z_0 , d'un constituant i d'une espèce absorbante sur une ligne de visée verticale, dont le rapport de mélange est $r_i(z)$ selon l'équation 1.1 (Léna, 1996) :

$$\tau_i(\lambda, z_0) = \int_{z_0}^{\infty} r_i(z) \rho_0(z) \kappa_i(\lambda) dz , \quad (1.1)$$

où $\rho_0(z)$ est la masse volumique de l'air et $\kappa(\lambda)$ est le coefficient d'absorption.

L'atténuation d'un signal d'une intensité I_0 , à une altitude z_0 et à un angle d'arrivée par rapport au zénith de θ , est :

$$\frac{I(z_0)}{I_0(\infty)} = \exp\left[-\frac{1}{\cos \theta} \sum_i \tau(\lambda, z_0)\right] , \quad (1.2)$$

où la somme est faite sur toutes les espèces absorbantes. Les coefficients d'absorption sont calculés à partir de la section efficace (σ), et de la densité volumique (n) des molécules à une énergie donnée, selon l'équation 1.3 :

$$\kappa = \frac{\sigma n}{r \rho_0} , \quad (1.3)$$

L'atmosphère est considérée opaque lorsque $\tau = 10$ et les observations sont possibles lorsque $\tau(\lambda, z) < 0.5$.

Les molécules d'eau qui causent l'absorption dans l'atmosphère terrestre sont déjà présentes dans l'atmosphère de la naine brune et causent de l'absorption dans le spectre de cette dernière mais sont absentes de l'atmosphère de l'étoile A0. Dans le cas où la raie d'absorption est moins large que l'élément de résolution du spectre mesuré, l'intervalle spectral couvert par cette raie contribue moins au flux de la naine brune qu'à celui de l'étoile A0, pour cet élément de résolution. Dans ce cas, une absorption tellurique dans cette même raie réduira plus le flux moyen de la A0 que celui de la naine brune dans cet élément de résolution.

Il serait intéressant de vérifier cette notion en rapport avec l'augmentation de l'épaisseur de la masse d'air, sur plusieurs nuits et à des taux d'humidité variés. Ce problème d'absorption a déjà été soulevé par Étienne Artigau dans sa thèse de doctorat (Artigau,

2006) . Il avait dû faire, de façon empirique, les corrections pour l'extinction tellurique.

Le chapitre 2 présente les observations réalisées et le traitement des données. Le troisième chapitre présente les spectres obtenus lors de la dernière mission d'observation. Les conclusions sont présentées au chapitre 4.

CHAPITRE 2

COLLECTE DE SPECTRES ET TRAITEMENT DU SIGNAL

Le but de cette étude est de mesurer le spectre en infrarouge d'une cible, en l'occurrence une naine brune, tel qu'il parvient au-dessus de l'atmosphère terrestre.

Du sommet de l'atmosphère jusqu'à leur détection, les photons sont affectés par l'absorption tellurique. Le flux de la cible est encore altéré en passant à travers l'optique du télescope et de l'instrument. Il est finalement absorbé par le détecteur, donnant un signal dépendant de leur sensibilité en fonction de la longueur d'onde.

Le flux de la source peut être déterminé si la réponse du pixel à un flux standard incident au-dessus de l'atmosphère est connu. Un flux standard relatif en fonction de la longueur d'onde est suffisant pour la spectroscopie.

L'étude de l'effet de l'absorption tellurique sur les spectres de naines brunes est basée sur la comparaison de ces derniers avec le spectre d'une étoile de référence de type A0. Ce type d'étoile a été retenu comme référence à cause de la simplicité de son spectre, qui, dans l'infrarouge, est bien approximé par un corps noir à une température connue. La correction, calculée à partir du spectre de la A0, est appliquée au spectre de la naine brune.

Si la correction est adéquate, le spectre corrigé de la naine brune sera le même, peu importe les variations de l'épaisseur de la masse d'air et du taux d'humidité. Sinon, les corrections faites avec des variations de ces paramètres donneraient différents spectres corrigés de naine brune. En effet, la naine brune peut avoir de l'eau dans son atmosphère, contrairement à l'étoile A0 qui est trop chaude pour avoir ces molécules dans la sienne. Le flux de la naine brune ayant déjà été partiellement absorbé par sa propre atmosphère, l'altération produite par l'atmosphère terrestre est, en proportion avec le reste de son spectre, moins importante que celle subie par le flux de l'étoile de référence (Artigau, 2006). Dans ce dernier cas, l'étoile de référence pourrait ne pas faire une bonne rectification.

La méthode directe pour corriger le spectre d'une naine brune consiste à observer la

naine brune et l'étoile de référence A0 dans les mêmes conditions et particulièrement sur les mêmes pixels. L'observation des cibles doit alterner pour minimiser la différence de masse d'air et les variations des conditions atmosphériques. Elles doivent se situer exactement sur les mêmes pixels pour éliminer l'étape de l'uniformisation. Cette méthode est utilisée pour traiter les données présentées dans le chapitre suivant.

Puisqu'au cours de l'étude une non-répétabilité de la position de la fente du spectromètre a été décelée, il a été nécessaire d'utiliser un masque, comprenant un champ de repérage d'une minute d'arc de côté à l'une des extrémités de la fente. Ce champ permet de vérifier l'identité de la cible sans devoir déplacer la fente.

Cette non-répétabilité a eu pour conséquence que, lors des deux premières missions d'observation, les spectres de la naine brune et de son étoile de référence n'ont pas été observés sur les mêmes pixels. Des méthodes indirectes ont donc été étudiées où on cherche à déterminer la sensibilité relative des pixels ainsi que leur sensibilité en fonction de la longueur d'onde afin de corriger la réponse des pixels stimulés. Par la suite, la correction calculée à partir du spectre de la A0, est appliquée au spectre de la naine brune.

Le spectromètre SIMON, utilisé pour ce projet, est brièvement décrit dans la première section du chapitre. Le protocole d'observation est présenté dans la suivante. La troisième section concerne les méthodes étudiées pour la soustraction du ciel. Les méthodes d'uniformisation directe et indirectes sont étudiées à la quatrième section.

2.1 SIMON

Les données ont été obtenues à l'Observatoire du Mont-Mégantic, au télescope de 1.6m, avec le Spectrographe Infrarouge de MONtréal (SIMON). Cet instrument est conçu pour fonctionner dans le proche infrarouge (0.8 à 2.5 μm). Il peut être utilisé aussi au télescope Canada-France-Hawaï (TCFH). Il peut faire de l'imagerie, de la spectroscopie, de la spectroscopie multi-objets et de la polarimétrie.

SIMON est composé de deux cryostats indépendants refroidis à l'azote liquide, comme présenté dans le schéma de la figure 2.1. Le cryostat principal contient l'optique de l'ins-

trument, c'est-à-dire, les sept lentilles, le détecteur, la roue à filtres, la roue à grisms contenant les éléments disperseurs et les prismes de Wollaston. Il contient également la roue à masques de Lyot composée de ces masques et de certains filtres. Le second cryostat, celui de la roue à masques, contient les masques pour la spectroscopie et ceux pour la polarimétrie. Une description détaillée de SIMON se retrouve dans la thèse de doctorat de Albert (2006).

SIMON possède dix filtres, soit les filtres I (0.8 à 0.953 μm), J (1.1779 à 1.3288 μm), H (1.4850 à 1.7712 μm) et K_s (1.9920 à 2.3065 μm), ainsi que quatre filtres à bandes étroites centrés sur les raies $\text{Pa}\beta$ (1.2752 à 1.2867 μm), $\text{Br}\gamma$ (2.1601 à 2.1791 μm), H_2 (2.1111 à 2.13125 μm) et FeII (1.6371 à 1.6508 μm) et deux autres filtres à bande large, le SPAmici (0.7605 à 2.4945 μm) et le SP1 (1.1640 à 2,5 μm), où la coupure provenant du détecteur limite la bande de longueurs d'onde couverte par le dernier filtre. Il dispose en outre de trois disperseurs pour permettre le mode de spectroscopie. Le prisme d'Amici permet une résolution ($\lambda/\Delta\lambda$) maximale d'environ 50 sur un intervalle de longueurs d'onde de 0.8 à 2.5 μm . Le grism de silice a une résolution maximale d'environ 750 aux longueurs d'onde de 1.17 à 2.34 μm . Enfin le grism de KRS-5 atteint un maximum de résolution d'à peu près 3000 en bande J , H et K_s .

Dans le mode spectroscopie multi-objets, des masques cryogéniques combinés au prisme d'Amici permettent l'acquisition d'une centaine de spectres simultanément. Le mode polarimétrique permet l'obtention de quatre vecteurs de polarisation à la fois.

2.2 Démarche observationnelle

Les observations ont été réalisées lors de trois missions, en octobre 2007, en mai 2008 et en novembre et décembre 2008. Les cibles ont été répertoriées dans le tableau 2.II selon les dates d'observation avec leur position, leur type, leur magnitude en bande J , le temps total d'observation ainsi que la fente employée, d'une largeur de 90 μm .

La méthode était d'observer, en alternance avec la naine brune, une étoile de référence de type A0. Les deux cibles étaient situées à une courte distance angulaire l'une de l'autre. Les masses d'air traversées par chacun des flux sont ainsi aussi similaires que

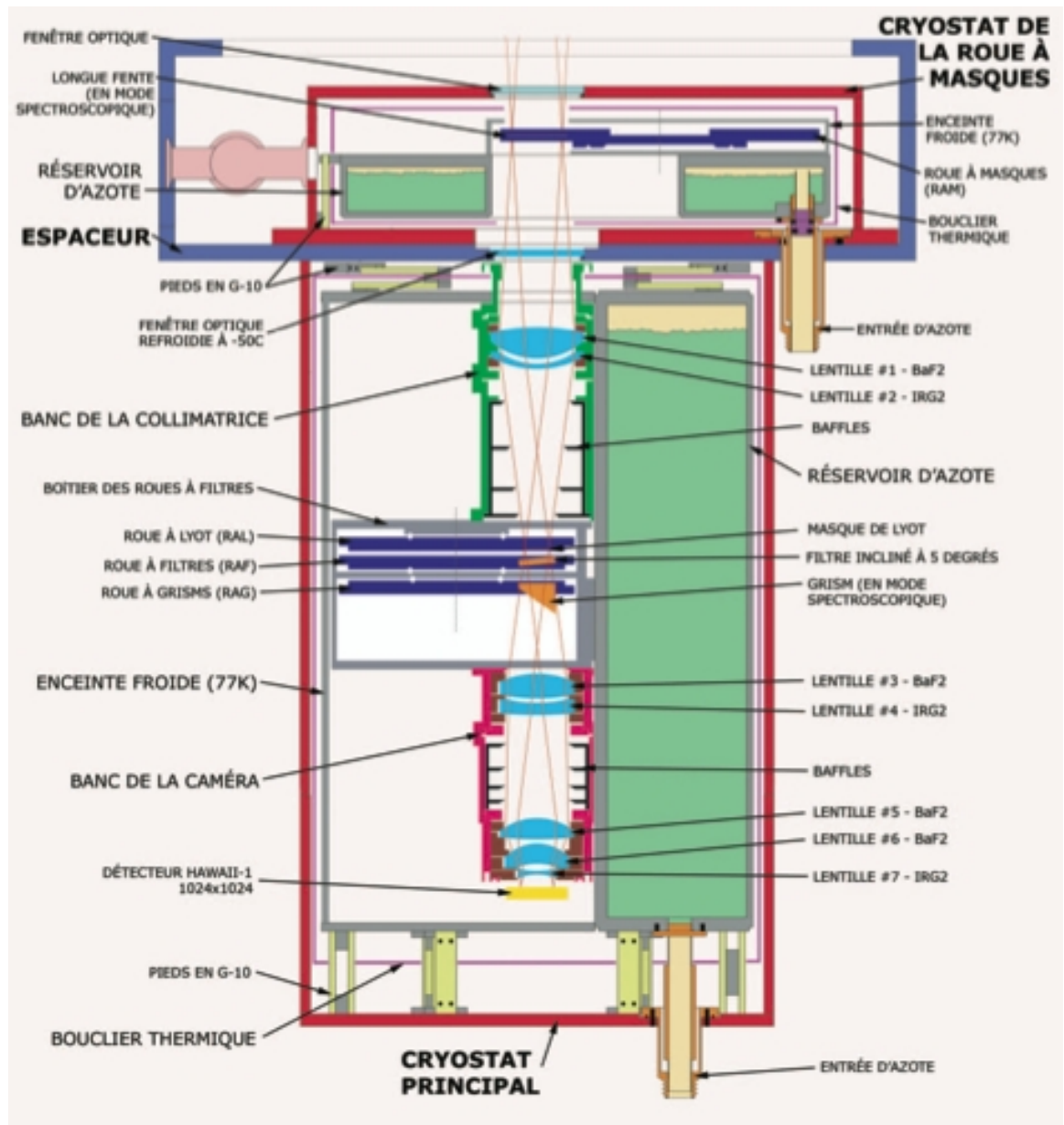


Figure 2.1 – **Schéma des composants principaux de SIMON.** Le cryostat de la roue à masques est au-dessus du cryostat principal. Croquis tiré de la thèse de Albert (2006).

Tableau 2.I – **Liste des objets observés.** Liste des naines brunes observées avec leur type, accompagnées des étoiles de référence A0 qui leur sont associées. Le numéro 1 identifie la fente sans champ et le 2, celle avec champ de repérage.

| Dates | Nom | Coordonnées | Type | Mag. <i>J</i> | Temps intég. (s) | Fente |
|------------|-------------------------|-------------|------|------------------|------------------------|-------|
| 2007-10-16 | 2MASS J.003616+182110 | 0036+1821 | L3.5 | 12.466 | 810 | 1 |
| | HD 221812 | 2335+1625 | A0 | 8.92 | 47 | 1 |
| | HD 4834 | 0050+1529 | A0 | 7.997 | 24 | 1 |
| | SIMP 013656.57+093347.3 | 0136+0933 | T2.5 | 13.46 | 1215 | 1 |
| | HD 2373 | 0027+0714 | A0 | 8.752 | 47 | 1 |
| | HD 17481 | 0248+0732 | A0 | 8.279 | 24 | 1 |
| | 2MASS J053952-005902 | 0539-0059 | L5 | 14.03 | 900 | 1 |
| | HIP 24266 | 0512-0030 | A0 | 8.786 | 47 | 1 |
| 2007-10-17 | 2MASS J003616+182110 | 0036+1821 | L3.5 | 12.466 | 1800 | 1 |
| | HD 221812 | 2335+1625 | A0 | 8.92 | 283 | 1 |
| | HD 4834 | 0050+1529 | A0 | 7.997 | 118 | 1 |
| 2007-10-21 | 2MASS J222443-015852 | 2224-0158 | L4.5 | 14.073 | 405 | 1 |
| | HIP 106817 | 2138-0045 | A2 | 9.076 | 94 | 1 |
| | SIMP 013656.57+093347.3 | 0136+0933 | T2.5 | 13.46 | 810 | 1 |
| | HD 2373 | 0027+0714 | A0 | 8.752 | 216 | 1 |
| | HD 17481 | 0248+0732 | A0 | 8.279 | 90 | 1 |
| | 2MASS J053952-005902 | 0539-0059 | L5 | 14.03 | 540 | 1 |
| | HIP 28449 | 0600-0041 | A0 | 7.951 | 47 | 1 |
| 2007-10-22 | 2MASS J003616+182110 | 0036+1821 | L3.5 | 12.466 | 810 | 1 |
| | HD 221812 | 2335+1625 | A0 | 8.92 | 212 | 1 |
| 2008-05-20 | 2MASS J180715+501531 | 1807+5015 | L1 | 12.934 | 270 | 1 |
| | HD 160116 | 1735+4638 | A0 | 7.932 | 24 | 1 |
| 2008-05-24 | 2MASS J150319+252519 | 1503+2525 | T5 | 13.937 | 2430 | 1 |
| | HD 134589 | 1510+2151 | A0 | 8.612 | 94 | 1 |
| 2008-05-25 | 2MASS J150319+252519 | 1503+2525 | T5 | 13.937 | 540 | 1 |
| | HD 134589 | 1510+2151 | A0 | 8.612 | 94 | 1 |
| | 2MASS J175024-001615 | 1750-0016 | L5.5 | 13.294 | 810 | 1 |
| | HD 161305 | 1744-0257 | A0 | 8.228 | 24 | 1 |
| 2008-05-27 | 2MASS J150319+252519 | 1503+2525 | T5 | 13.937 | 540 | 1 |
| | HD 134589 | 1510+2151 | A0 | 8.612 | 47 | 1 |
| | 2MASS J175024-001615 | 1750-0016 | L5.5 | 13.294 | 720 | 1 |
| | HD 148496 | 1628-0048 | A0 | 8.724 | 94 | 1 |

Tableau 2.II – **Liste des objets observés (suite)**. Liste des naines brunes observées avec leur type, accompagnées des étoiles de référence A0 qui leur sont associées. Le numéro 1 identifie la fente sans champ et le 2, celle avec champ de repérage.

| Dates | Nom | Coordonnées | Type | Mag. <i>J</i> | Temps d'obs (s) | Fente |
|------------|------------------------------------|-------------|------|------------------|-----------------------|-------|
| 2008-05-28 | 2MASS J150319+252519 BD+22 3036 | 1503+2525 | T5 | 13.937 | 900 | 1 |
| | | 1657+2246 | A0 | 8.865 | 118 | 1 |
| | 2MASS J175024-001615 HD 148496 | 1750-0016 | L5.5 | 13.294 | 630 | 1 |
| | | 1628-0048 | A0 | 8.724 | 47 | 1 |
| | 2MASS J203603+105129 HD 190870 | 2036+1051 | L3 | 13.950 | 270 | 1 |
| | | 2006+0710 | A0 | 9.559 | 47 | 1 |
| 2008-12-03 | 2MASS J053952-005902 HIP 25121 | 0539-0059 | L5 | 14.03 | 810 | 2 |
| | | 0522-0102 | A0 | 8.740 | 180 | 2 |
| 2008-12-05 | 2MASS J00361617+1821104 HD 4834 | 0036+1821 | L3.5 | 12.466 | 540 | 2 |
| | | 0050+1529 | A0 | 7.997 | 180 | 2 |
| 2008-12-08 | 2MASS J003616+182110 HD 4834 | 0036+1821 | L3.5 | 12.466 | 3375 | 2 |
| | | 0050+1529 | A0 | 7.997 | 283 | 2 |

possible.

Le télescope n'ayant pas la capacité requise pour pointer une cible de façon assez précise, l'utilisation de la fente sans champ exige le déplacement de celle-ci entre chaque changement de cible afin de bien identifier l'objet dans la mire. En principe, la fente doit revenir toujours à la même position. Elle est orientée parallèlement aux rangées de pixels et les colonnes, perpendiculaires aux rangées, sont dans la direction de la dispersion de la lumière.

L'utilisation de la fente avec champ de repérage, lors de la dernière mission en automne 2008, permet une plus grande stabilité de la position de la fente. Dans le champ, la cible peut être identifiée. Ce champ n'ayant qu'une minute d'arc de côté, il se peut qu'il n'y ait pas d'étoile significative dans l'entourage proche de la cible. À ces occasions, la caméra du système de guidage du télescope, possédant un champ plus étendu, peut servir à reconnaître la cible. Toutefois cette caméra travaille dans le visible. Il faut donc connaître le voisinage de la cible dans ce domaine de longueur d'onde.

Une fois la position de la cible notée, le télescope est déplacé de façon à glisser la cible dans la fente. Originellement, il était prévu que ces poses soient utilisées de concert avec des poses en champ uniforme. Alors une attention particulière n'a pas été prêtée à la localisation précise des cibles sur les mêmes pixels. C'est pour cette raison que les données recueillies lors des nuits du 3 et du 5 décembre 2008, dont les spectres sont localisés sur des colonnes de pixels trop distantes, n'ont pu être traitées. Seuls les groupes de poses dont les cibles sont centrées sur les mêmes colonnes de pixels ou sur des colonnes adjacentes, sont retenus.

Le filtre SPAmici, le prisme d'Amici avec une résolution moyenne ($\lambda/\Delta\lambda$) de 40 et le masque de Lyot, Lyot_mégantic, ont été utilisés pour obtenir les spectres. La fente utilisée avait une largeur de 90 microns, ce qui représente 1.5 secondes d'arc sur le ciel (~ 5 pixels). Le détecteur est composé de 4 quadrants de 512×512 pixels. La fente avec champ utilise les quadrants inférieurs du détecteur, le nord étant situé dans le haut et l'est, à gauche de l'image. La fente est orientée dans la direction est-ouest. Par commodité, le quadrant inférieur gauche, le plus près du champ de repérage, a été utilisé.

Une série de neuf poses d'une même cible est prise avec un déplacement du télescope, dans un mouvement de va-et-vient sur 5 positions, la cible étant déplacée d'une position à l'autre de 10 secondes d'arc le long de la fente. Cette technique permet d'obtenir un spectre en soustrayant deux poses qui se suivent. Le temps d'intégration est choisi selon le flux reçu pour avoir un signal optimal sans saturer la réponse des pixels. Le flux doit demeurer en deçà de $\sim 10\,000$ adus (analog-to-digital unit) pour rester dans le domaine linéaire du détecteur.

Les cibles alternent entre la naine brune, 2MASS J00361617+1821104, et son étoile de référence A0, HD 4834 (005027+152903), pour minimiser le délai entre les groupes de poses des deux cibles et, par le fait même, la différence entre les masses d'air traversées par chacun des signaux.

Même si la fente est censée être immobile, des poses de calibration avec les filtres Bracketty (2.1601 à 2.1791 μm) et Paschen β (1.2752 à 1.2867 μm), sont prises après chaque groupe de neuf poses sur la naine brune ou sur l'étoile de référence.

La calibration est d'une grande importance pour faire correspondre le spectre du

corps noir aux deux autres spectres, en fonction de la longueur d'onde. L'effet est d'autant plus important que le flux du spectre du corps noir augmente rapidement aux petites longueurs d'onde du filtre, comme présenté à la figure 2.2. Vue l'importance des effets de la calibration, elle sera étudiée en détail dans le prochain chapitre.

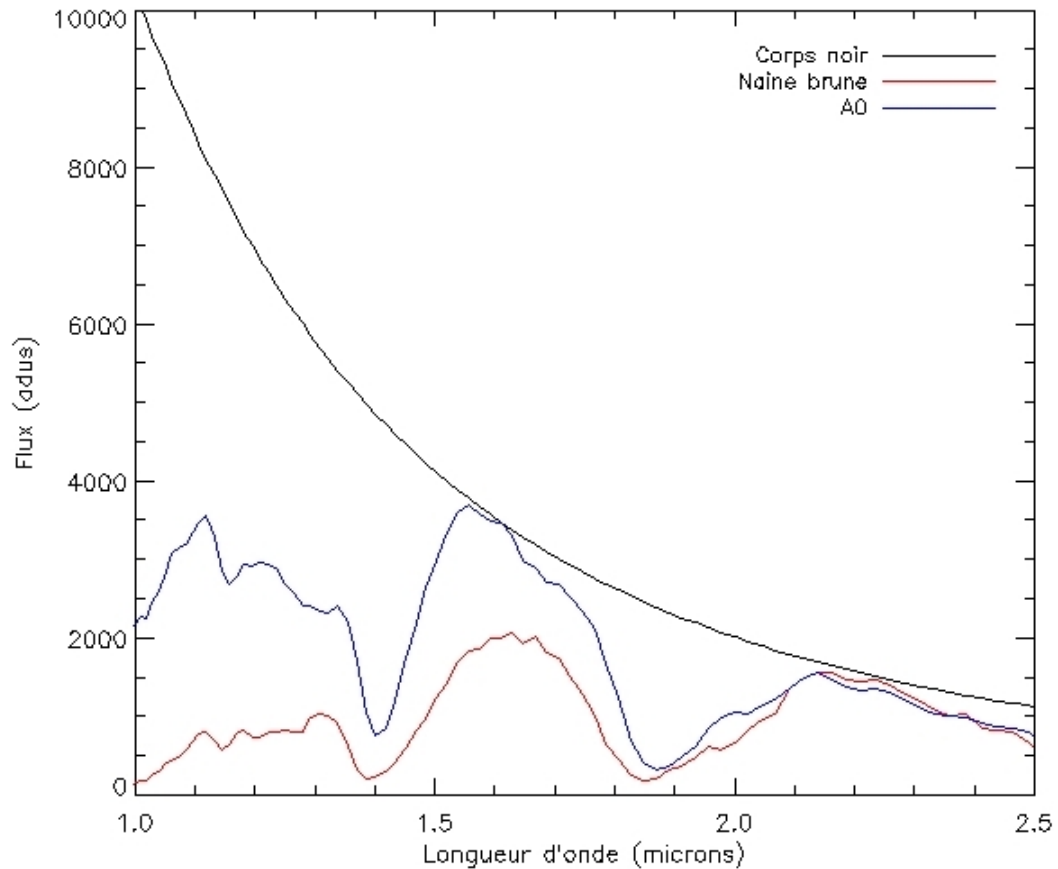


Figure 2.2 – **Spectres de la naine brune (0036+1821), de l'étoile A0 (HD 4834) et du corps noir à 9480 K.** Trace des spectres selon la longueur d'onde. Le spectre du corps noir est représenté par la courbe noire, celui de l'étoile A0 par la courbe bleue et celui de la naine brune par la courbe rouge.

Selon les observations des stations météorologiques, le temps a été clair tout le long des observations de la nuit du 8 décembre 2008. Par contre, l'étalement d'une source ponctuelle a été de 1.9 secondes d'arc en début de nuit. Elle s'est légèrement améliorée vers 21:00 pour atteindre 1.5 secondes d'arc. Mais les observations ont dû être interrom-

pues vers 2:45 à cause d'un trop forte absorption de l'atmosphère.

Le taux d'humidité à l'extérieur du dôme, relevé par un hydromètre de marque Davis et de modèle «Weather Wizard III», a varié de 81.6 à 86%. En fait, ce qui importe pour l'absorption est la quantité d'eau précipitable présente dans l'atmosphère. Cette quantité d'eau est reliée à la température et au taux d'humidité relative. Les centimètres d'eau précipitable sont approximativement proportionnels à la pression de vapeur d'eau (Schubert et Walterscheid, 2000). Donc on peut voir, selon le tableau 2.III, que la quantité d'eau a augmenté du tiers au cours de la nuit.

Le tableau 3.I présente les données utiles recueillies lors de cette dernière mission. Ces données seront traitées dans le prochain chapitre.

Tableau 2.III – **Liste des cibles et leurs paramètres.** Les cibles sont la naine brune, 2MASS J00361617+1821104, et l'étoile A0, la HD 4834 (005027+152903). Selon l'heure, les numéros des poses sont indiqués avec la colonne de pixels située au centre du spectre à la première position spectrale. Suivent le temps d'intégration, le taux d'humidité avec la température extérieure, la pression de vapeur d'eau présente dans l'atmosphère en pascal et l'épaisseur de la masse d'air lors de la nuit du 8 décembre 2008.

| Heure HNE | Cibles | Images | Colonne | Temps d'intégration (s) | Taux d'humidité(%) | Temp. extérieure(C) | Pression vapeur(Pa) | Masse d'air |
|-----------|--------|---------|---------|-------------------------|--------------------|---------------------|---------------------|-------------|
| 17 :20 | | | | | | | | |
| 18 :20 | A0 | 1-9 | 315 | 5.24 | 81.6 | -24.4 | 75.57 | 1.195 |
| 18 :55 | L3.5 | 12-20 | 333 | 59.2 | 82.1 | -24.3 | 76.65 | 1.126 |
| 19 :10 | A0 | 23-31 | 333 | 5.24 | 82.5 | -23.6 | 81.32 | 1.154 |
| 19 :55 | L3.5 | 34-42 | 334 | 78.6 | 82.5 | -23.9 | 79.48 | 1.136 |
| 20 :15 | A0 | 45-53 | 333 | 5.24 | 82.2 | -24.1 | 77.96 | 1.186 |
| 20 :45 | L3.5 | 56-64 | 335 | 59.2 | 81.9 | -24.3 | 76.46 | 1.194 |
| 21 :15 | A0 | 67-75 | 334 | 5.24 | 81.9 | -23.9 | 78.90 | 1.268 |
| 21 :40 | L3.5 | 78-86 | 334 | 44.5 | 83.5 | -23.3 | 84.18 | 1.321 |
| 22 :10 | A0 | 89-97 | 334 | 2.62 | 83.8 | -23.1 | 85.73 | 1.448 |
| 22 :50 | L3.5 | 100-108 | 335 | 68.1 | 83.9 | -22.9 | 87.07 | 1.576 |
| 23 :20 | A0 | 111-119 | 334 | 2.62 | 84.0 | -22.4 | 90.31 | 1.83 |
| 23 :40 | L3.5 | 122-130 | 333 | 59.2 | 85.0 | -21.7 | 95.82 | 2.06 |
| 00 :25 | | | | | 86.6 | -20.7 | 98.84 | |
| | | | | | 86.0 | -21.2 | 100.15 | |

2.2.1 Répétabilité du positionnement de la fente

La procédure pour corriger le spectre de la naine brune avec la méthode directe consiste à diviser le spectre observé de la naine brune par celui observé de l'étoile A0, lorsque les deux cibles sont localisées exactement sur les mêmes pixels, et de multiplier le tout par le spectre d'un corps noir à la température de l'étoile A0. Les traces des différents spectres sont présentées sur le graphique de la figure 2.2.

S'il existe un déplacement de la position de la fente lors des observations des différentes cibles, la correction faite sur le spectre de la naine brune par l'étoile A0 et le corps noir est inadéquate. À l'aide des mêmes données que celles utilisées pour obtenir la figure 2.2, un décalage de la fente a été simulé. Le flux des pixels de la zone spectrale de la naine brune a été comparé à l'aveugle, au flux des pixels décalés de 4 rangées de la A0. Dans ce cas, la correction effectuée de pixel à pixel concerne le flux de longueurs d'onde différentes comme illustré par la figure 2.3.

L'effet de cette correction inappropriée est nettement visible à la figure 2.4 où la comparaison est faite avec un spectre publié (courbe en tirets) de cette même naine brune.

Albert (2006) a observé une variation de deux à trois pixels du positionnement de la fente durant les premières utilisations de SIMON. La répétabilité du positionnement de la fente a été vérifiée avec nos données.

Pour déterminer l'emplacement de la projection de la fente sur les pixels, le critère de la limite de sensibilité du détecteur et de transmission du filtre SPAmici, à $2.5 \mu\text{m}$, semble être valable. En effet, le signal est abruptement coupé à cette longueur d'onde et le contraste d'un pixel à l'autre y est élevé. Pour une meilleure comparaison, la position de la fente a d'abord été évaluée sur les poses en champ uniforme, prises une fois par nuit d'observation. Ces poses étant prises avec les lampes allumées, le signal est plus fort et le contraste est meilleur entre les zones éclairée et obscure que sur les poses d'observation des cibles.

Sur quatre relevés pour chacune des deux premières missions, la variation de la position de la fente de $90 \mu\text{m}$ sans champ a été de cinq et de six rangées de pixels pour chacune des missions, indépendamment des cibles. En fait, lors de la première mission,

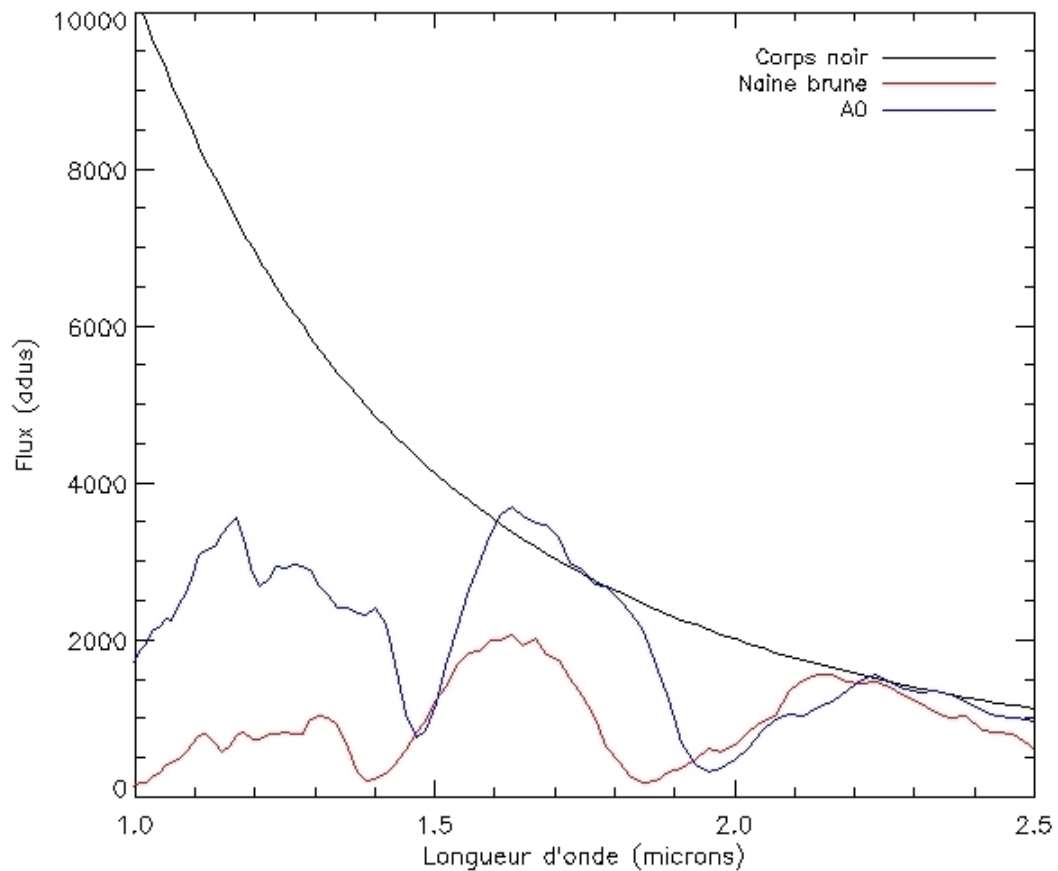


Figure 2.3 – **Spectres décalés.** Spectres obtenus avec les mêmes données que pour la fig 2.2. Le spectre de la A0 a été décalé de 4 rangées de pixels. Le spectre du corps noir est représenté par la courbe noire, celui de l'étoile A0 par la courbe bleue et celui de la naine brune par la courbe rouge.

le positionnement de la fente s'est déplacé de la rangée 489 à la rangée 487 puis à la rangée 484 du détecteur. Lors de la deuxième mission, son positionnement a vagabondé de la rangée 474 à la rangée 480 puis est revenu à la rangée 478 pour finir à la rangée 476.

Puisque les spectres des naines brunes sont comparés à ceux des étoiles de référence d'une même mission, l'écart considéré n'est pas de 15 pixels mais de 6 sur la plupart des nuits.

Pour déterminer la répétabilité de la position de la fente à l'intérieur d'une même

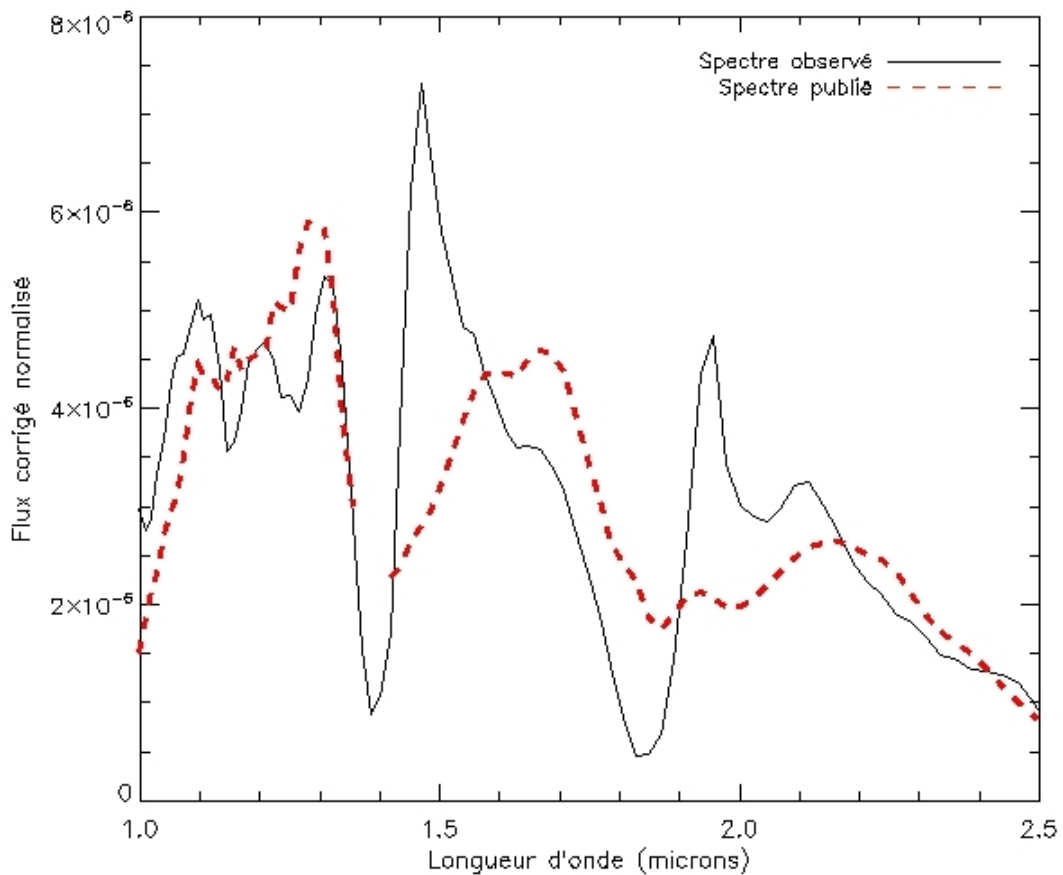


Figure 2.4 – **Effet d'un déplacement de la position de la fente.** Le spectre de la naine brune a été corrigé par celui décalé de 4 rangées de pixels de la A0. Le spectre publié est représenté par la courbe en tirets. Les mêmes données que pour la fig 2.2 ont été utilisées.

nuit, les poses de calibration ont été utilisées, ces poses étant prises avec le filtre Bracketty ($2.167 \mu\text{m}$) et les lampes allumées après chaque série de poses d'observation d'une cible. Un écart de 6 pixels a encore été observé et est largement suffisant pour réduire la précision de nos mesures, puisque la sensibilité change d'un pixel à l'autre.

La variation du positionnement de la fente nous a amenés à l'utilisation d'une fente avec un champ de repérage, qui permet de laisser la fente en place plutôt que de la repositionner après chaque changement de cible. Même dans le cas où aucune commande de déplacement de la fente n'était lancée, un léger déplacement de 1 pixel a été observé sur

une période de plusieurs heures lors de l'observation d'une même cible. La période de temps sollicitée induit un mouvement important du télescope pour suivre la trajectoire de la cible. On peut penser que le mouvement du télescope contribue à la variation de la position de la fente. Il serait intéressant de vérifier cette hypothèse. Si elle se confirme, cela signifierait qu'un certain jeu existe entre des pièces et il y aurait lieu de le localiser. Puisque la sensibilité varie en fonction des pixels et selon la longueur d'onde, un déplacement de seulement 1 pixel est suffisant pour diminuer la précision des mesures.

2.2.2 Causes possibles de la non-répétabilité de la position de la fente

Les fentes qui ont servi pour ces observations sont montées dans une roue en aluminium illustrée à la fig 2.5. Elle comporte onze positions, dont une pour le carré d'imagerie.

La roue à masques est dentelée sur son pourtour. Une des entailles est plus profonde que les autres et sert de position de référence. La bille d'un plongeur, poussée dans les encoches par un ressort, stabilise la position de la roue. Le plongeur permet aussi de localiser la position radiale de la bille par effet Hall. Un moteur pas à pas actionne la roue. Le positionnement précis de la roue est effectué par le plongeur et non par l'encodage du moteur. Lorsque le plongeur commence à se détendre au début de l'encoche, le moteur est éteint.

La sensibilité de la position de la fente à la rotation de la roue est due à l'orientation des fentes dans la roue à masques. Les fentes de SIMON ont une orientation radiale par rapport au centre de la roue à masques. Une petite variation de l'angle de la roue à masques induit une grande variation de la position de la fente sur les pixels.

Une autre cause de la variation de la position de la fente est peut-être l'usure de son encoche de positionnement sur le pourtour de la roue à masques, puisqu'à l'origine, une plage de variation plus étroite que celle trouvée dans le cadre de ce mémoire a été déterminée (Albert, 2006). Elle était de 2 à 3 pixels comparativement à 5 pixels lors de nos mesures. Un déplacement de 5 pixels sur le détecteur correspond à une rotation de 1.4 mrad ou à une course de 138 μm de la fente dans la roue à masques ou encore de 180 μm sur le pourtour de la roue. Ce déplacement est 1/35 du diamètre de la bille de

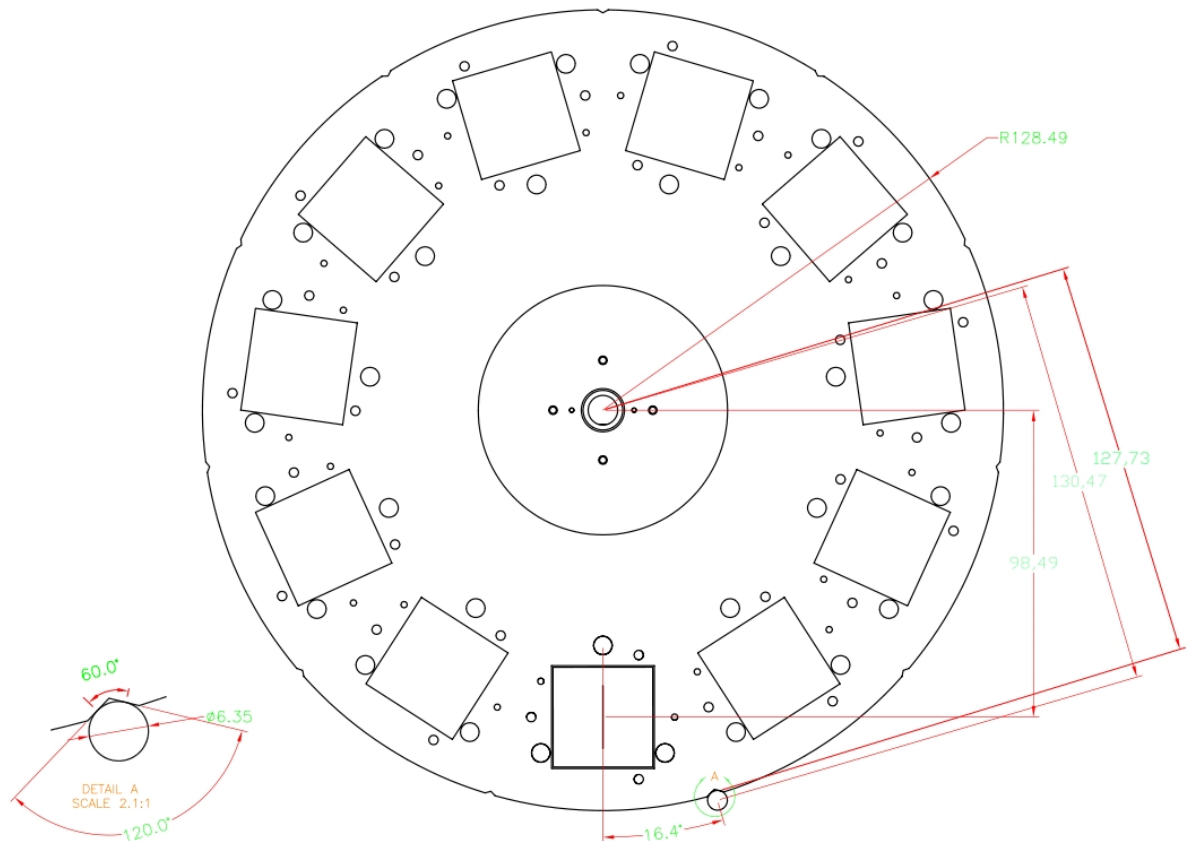


Figure 2.5 – **Roue à masques dans SIMON.** Croquis de la roue à masques et de ses 11 emplacements. Une vue agrandie de la bille du plongeur dans une encoche est visible à la gauche de la roue. Les mesures sont en mm. Croquis fourni par Philippe Vallée, communication privée.

positionnement. Selon Albert (2006), la répétitivité de la position radiale de la bille est de $25 \mu\text{m}$ ce qui correspond à une variation tangentielle de $43 \mu\text{m}$.

Il est intéressant de noter qu'au NOAO (Elias, 1999) ¹, le spectrographe GNIRS comportait aussi une roue à masques mobile. Puisque la précision est requise dans la direction perpendiculaire à la fente, elle fut conçue de telle sorte que les fentes aient une orientation tangentielle à la roue plutôt que radiale. L'alignement des fentes sur les

¹<http://www.noao.edu/ets/gnirs>

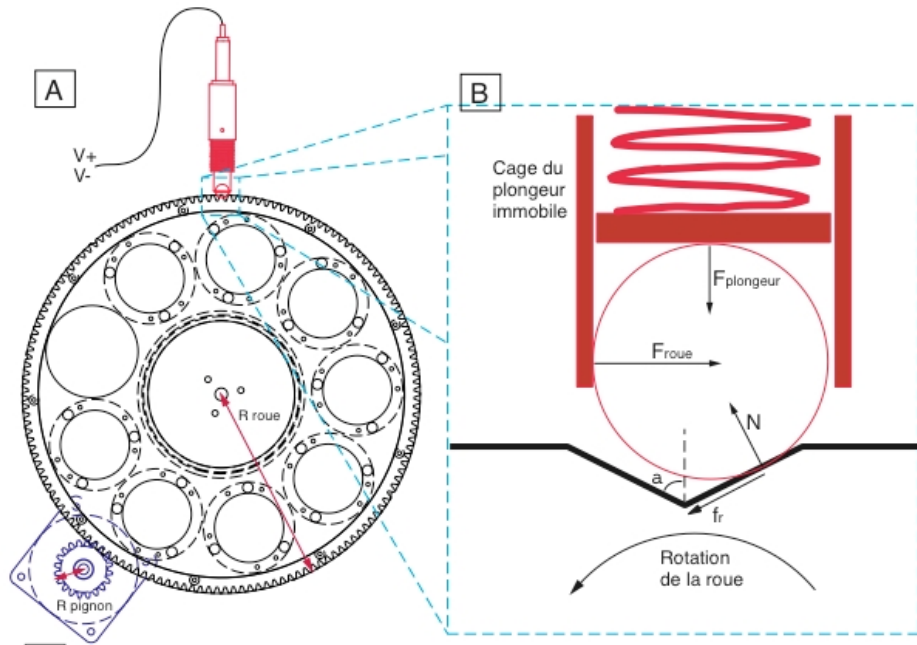


Figure 2.6 – **Mécanisme de positionnement des masques dans SIMON.** Le plongeur illustré en rouge a deux fonctions : immobiliser la roue en place à l'aide de la bille appuyée par un ressort contre la coche en V et donner la position radiale précise de la bille par effet Hall ($\pm 10 \mu\text{m}$). Croquis tiré de la thèse de Albert (2006).

rangées de pixels se faisait en deux temps. D'abord le détecteur lui-même pouvait être tourné pour s'aligner sur la valeur moyenne des positions des fentes. Ensuite, l'alignement des fentes par rapport au détecteur était complété par un ajustement, le meilleur possible, d'une seule fente avec les pixels. Cette dernière était utilisée comme position de référence pour les autres fentes.

La marge d'erreur pour la position moyenne de la fente du spectrographe GNIRS était de $1.35 \mu\text{m}$, ce qui comprend celle de l'alignement et celle de la répétabilité le long de la dispersion. L'erreur de répétabilité perpendiculaire à l'axe de la fente était inférieure à $0.7 \mu\text{m}$. Celle pour l'alignement rotationnel de la fente par rapport à l'axe optique incluant la marge d'erreur concernant sa répétabilité était de 0.14 mrad . Comme la fente était montée tangentielle, la valeur en microns de la marge d'erreur dépend du rayon de la roue. Pour un rayon de 200 mm , l'erreur de rotation de 0.07 mrad correspondrait à $14 \mu\text{m}$ sur le bord de la roue, soit un demi pixel sur le détecteur. Il est assumé que

les bords de la fente n'ont aucune irrégularité et ne peuvent être projetés à différents endroits sur le détecteur.

Dans la routine d'observation avec GNIRS, la position de la fente était notée pour être utilisée lors de l'opération de centrage des objets. La fente était déplacée entre les observations de la cible et celles de l'étoile de référence.

Une grande amélioration pourrait donc être apportée à SIMON en changeant l'orientation des fentes de 90° dans la roue à masques, si la géométrie des composantes et de leur environnement permet cette modification.

2.3 Soustraction du ciel

Les deux premières étapes du traitement des données consistent à les corriger pour tout signal parasite qui s'ajoute au signal à extraire et pour tout facteur de transmission ou de sensibilité qui affecte le rapport de pixel à pixel du signal à extraire. Bien que l'ordre de ces deux étapes puisse être inversé, la première correction généralement effectuée est la soustraction du ciel. Ce terme inclut en fait tout signal parasite, y compris le niveau zéro du pixel (bias) et le courant sombre.

Un des principaux signaux qui contaminent les spectres dans les bandes J , K_s , et surtout H est le rayonnement du ciel, appelé en anglais «airglow» (Glass, 1999). Durant le jour, les photons du soleil produisent des radicaux OH excités, selon l'équation 2.1, qui, en se désexcitant, réémettent des photons dans l'infrarouge (Glass, 1999).



Ces photons sont émis par fluorescence à une altitude de 100 km, où la densité est telle que la probabilité d'une désexcitation radiative est plus grande que celle d'une désexcitation collisionnelle (Léna, 1996). La probabilité de désexcitation est tellement faible que les radicaux OH peuvent prendre des heures à revenir à leur état d'énergie plus faible.

Des variations du rayonnement parasite ont été observées sur des échelles aussi petites qu'une minute (Adams et Skrutskie, 2005). Selon Glass, les raies d'émission sont

nombreuses et variables. La luminosité du ciel due à l'émission du «airglow» varie sur une grande échelle angulaire et dans le temps. Ces variations sont dues au passage des ondes de gravité dans l'ionosphère. Les périodes de ces variations ont un temps typique de 5 à 15 minutes avec des variations d'amplitude de 10%. Une décroissance d'intensité de l'ordre de 50% au cours d'une nuit est fréquente.

Ainsi, l'émission parasite varie sur une échelle de temps plus ou moins longue, selon les conditions atmosphériques, qui est de l'ordre de plusieurs minutes. Ces variations diffèrent selon la longueur d'onde.

Une autre source de radiation parasite est l'émission thermique de tout l'environnement, dont la basse atmosphère et le télescope. Cette émission a tendance à dominer en bande K_s . L'émission thermique fluctue dans le temps selon les mouvements turbulents de l'atmosphère.

Peu importe la technique de soustraction du ciel utilisée, une manipulation des images est requise et il est utile de vérifier la constance dans le temps du niveau du zéro et du courant sombre de chaque pixel. En effet, le comportement des pixels d'un détecteur est sensible à la fréquence des lectures. Il est possible que la première image d'une série ait un délai de lecture supérieur aux autres.

Selon Albert (2006), pour éliminer le problème d'anomalie de mise à zéro, le détecteur de SIMON est continuellement remis à zéro lorsqu'aucune image n'est prise et continuellement lu pendant une intégration. Il est alors vraisemblable que toutes les poses brutes peuvent être utilisées.

Néanmoins, la première d'une série de neuf images a été comparée aux autres pour vérifier qu'elle est affectée du même niveau zéro et du même courant sombre que les autres. Les premières images brutes ont été soustraites des deuxièmes et comparées aux différences entre les huitièmes et neuvièmes images de plusieurs séries de poses. Il n'y a pas eu de différence notable entre les images obtenues.

Un effet de persistance pourrait aussi altérer le signal d'un spectre. La persistance est cet effet de dissipation lente de l'énergie thermique dans le détecteur, provenant de l'absorption des photons, généralement issus d'une source brillante.

Albert (2006) a détecté une persistance de moins de 0.5% pour un signal beaucoup

plus fort que celui que l'on a obtenu, pour un temps d'intégration de 2.7 s. La persistance disparaît en 40 secondes. Le phénomène n'a pas été testé pour des temps de pose plus longs. Une vérification a été faite sur nos données en soustrayant deux images successives ; elle n'a laissé paraître aucun signe de persistance.

Le principe de base de la soustraction du ciel consiste à évaluer aussi exactement que possible le signal parasite à soustraire de chaque pixel contribuant au spectre de la cible. Le fait que chaque pixel ait son niveau zéro, son courant sombre et sa sensibilité propres, implique l'utilisation d'une autre image où le spectre de la cible ne couvre pas ce pixel.

C'est pour cette raison que la cible est déplacée le long de la fente, dans un mouvement de va-et-vient, de façon à obtenir 9 poses à 5 positions séparées entre elles de 10 secondes d'arc. Le flux des pixels où se situe le spectre sur l'image brute, une image brute étant une image telle qu'observée, sans aucun traitement, est prélevé sur une pose précédant ou suivant celle du spectre. Cette image du ciel à soustraire peut être ajustée à celle du spectre brut, en se basant sur la signature du ciel située de part et d'autre du spectre.

Dans l'évaluation aussi précise que possible du ciel à enlever, on cherche à optimiser le rapport du signal sur le bruit en accumulant un maximum d'images du ciel sur un maximum de pixels. Par contre, le désavantage réside dans l'éloignement dans le temps de ces mesures, intervalle durant lequel les conditions du ciel peuvent changer. Le désavantage est aussi dans l'espace sur les pixels dans le voisinage du spectre. Un compromis doit être fait selon les conditions atmosphériques. Si les poses sont prises rapidement, un plus grand nombre d'images peuvent être prises en compte pour optimiser le rapport du signal sur le bruit, tout en restreignant la largeur de la zone où le flux est prélevé. Si les poses requièrent un long temps d'intégration, la simple différence entre deux images successives sera plus appropriée.

Quatre méthodes sont présentées pour soustraire le ciel.

La première, simple et rapide, consiste à soustraire, l'une de l'autre, deux poses brutes successives, le télescope étant déplacé entre chaque pose.

La deuxième méthode a recours à une image médiane formée à partir des 9 images brutes d'une série de poses et appelée image du ciel. L'image du ciel est multipliée par

le rapport du flux médian de l'image brute sur celui de l'image du ciel, puis elle est soustraite de l'image brute pour obtenir le spectre.

La troisième méthode requiert le masquage des spectres lors de la formation de l'image du ciel. Pour les données présentées ci-dessous, le spectre de la cible couvre une plage spectrale d'une largeur de 22 colonnes de pixels et il est dispersé sur une hauteur de 70 pixels. Ces plages sont juxtaposées les unes aux autres dans les images successives.

À cause de l'inclinaison de la fente par rapport aux rangées de pixels, les flux prélevés sur de trop longues rangées ne sont pas de même longueur d'onde d'un bout à l'autre de la rangée. Cette troisième méthode détermine donc une zone de 30 pixels de large située de chaque côté d'une plage spectrale. Pour tenir compte de la sensibilité des pixels en fonction de la longueur d'onde, une valeur médiane est trouvée dans cette région, pour chaque rangée de pixels, pour chaque image brute et celle du ciel. Pour obtenir le spectre, l'image du ciel est soustraite de l'image brute, après que chacune de ses colonnes de pixels ait été multipliée par le rapport des médianes de zone obtenues pour chaque rangée.

Une quatrième méthode, qui n'a pas été testée, consiste à prendre le rayonnement de l'atmosphère sur chacune des images brutes, à côté du spectre. Cette méthode a l'avantage d'avoir les mêmes conditions atmosphériques pour le ciel et pour le spectre. Par contre, la correction de l'image du ciel est basée sur la sensibilité des pixels situés dans la zone spectrale, relativement à celle des pixels de la zone de comparaison. Cette correction est vulnérable aux mauvais pixels. En effet un mauvais pixel localisé à côté de la zone spectrale, influence la correction du ciel vis-à-vis le spectre et l'erreur est reportée sur les 22 pixels qui constituent la largeur de cette zone spectrale. Il est donc impératif d'éliminer d'abord ces pixels particuliers.

Pour cette quatrième méthode, une plage de comparaison est définie comme étant composée de quelques dizaines de pixels d'une même rangée, donc d'une même longueur d'onde, et située de chaque côté de la plage spectrale. Dans une image où seule la radiation parasite est reçue dans ces plages spectrale et de comparaison, le signal de chaque pixel de la plage spectrale est déterminé relativement à la valeur médiane des

pixels de la plage de comparaison. Dans l'image où la cible est observée dans cette plage spectrale, on détermine le niveau du ciel à soustraire de chaque pixel de cette plage, en prenant la médiane sur la plage de comparaison multipliée par la sensibilité relative du pixel obtenue précédemment. Il est supposé que, sur une période de quelques heures, la sensibilité relative des pixels est stable.

Pour faire la comparaison entre les différentes méthodes, une nuit typique des conditions qui prévalaient le plus souvent lors des observations a été retenue. La nuit du 27 mai 2008, le vent était fort et ne permettait pas l'ouverture de toutes les fenêtres du dôme. La température a oscillé de -3°C à $+3^{\circ}\text{C}$. La thermalisation incomplète de l'environnement a mené à un étalement des images de 1.8 à 2.2 secondes d'arc. Le brouillard a interrompu les observations à 2:40 HAE.

Les résultats obtenus avec les trois premières méthodes sont présentés ci-dessous. La qualité de la soustraction est estimée d'après les résidus de la radiation parasite qui subsistent de chaque côté du spectre résultant.

La figure 2.7 illustre la méthode de la soustraction de deux images successives. Le résultat montre des structures en bande H , mais surtout en K_s . Ces dernières sont surtout attribuables à l'émission thermique. Le rayonnement du ciel et l'abondance de molécules d'eau dans l'atmosphère ont eu le temps de fluctuer légèrement et lors de la soustraction d'une image de l'autre, une sur/sous-correction est effectuée. Le spectre est ainsi altéré, le flux étant diminué à certaines longueurs d'onde ou comportant encore une partie du signal parasite à d'autres longueurs d'onde.

La figure 2.8 présente l'image d'un spectre obtenue à l'aide de la deuxième méthode. Elle montre de plus fortes structures au niveau des bandes H et K_s ainsi que les vestiges des spectres des autres images. Les vestiges spectraux viennent de la manière dont l'image médiane est formée à partir de toutes les images brutes. Puisqu'elle est le résultat de la valeur médiane du flux d'un pixel sur les neuf poses, le flux médian d'un pixel situé dans la zone d'un spectre est nécessairement plus élevé que celui d'un pixel situé entre les spectres. Quand cette image du ciel est soustraite de l'image brute, une sur-correction est opérée vis-à-vis chaque position des spectres. Dans une série de 9 poses, une seule image est obtenue avec la cible à la position extrême gauche, tandis

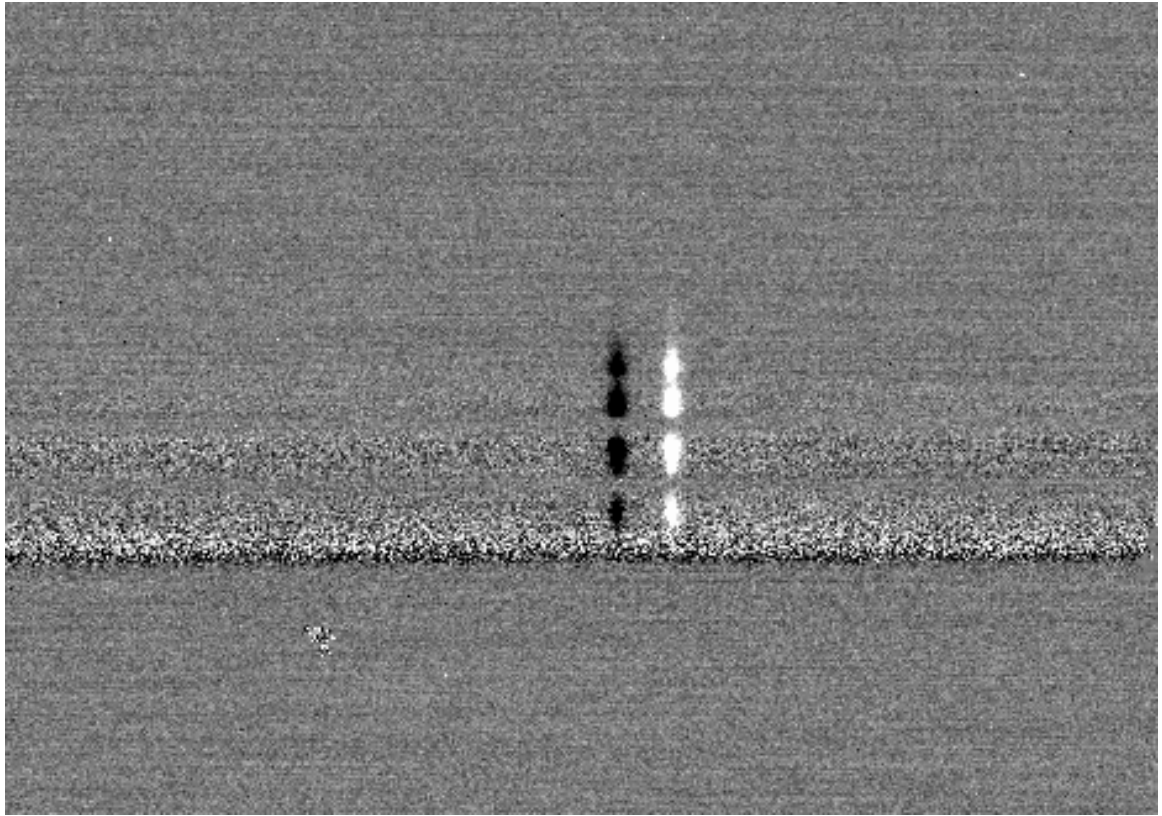


Figure 2.7 – **Soustraction de deux poses.** Soustraction de deux poses successives d’une naine brune de type T5, 1503+2525, obtenue à l’Observatoire du Mont-Mégantic le 27 mai 2008. On distingue de haut en bas, les bandes J , H et K_s . Les limites du contraste sont de -100 à + 100. Les poses ont un temps d’intégration de 60 secondes. On peut remarquer que le spectre est affecté par la soustraction, surtout en bande K_s .

que deux images sont obtenues avec la cible à chacune des quatre autres positions ; la sur-correction est effectivement moins apparente à cette position.

Les structures de part et d’autre du spectre viennent des conditions atmosphériques changeantes. En effet, le temps d’intégration pour une pose de naine brune est d’un minimum de 30 secondes. Le délai entre la prise de la première et de la neuvième pose, avec le déplacement de la cible de dix secondes d’arc entre les poses, peut être aisément de huit minutes. Comme montré au début de cette section, c’est amplement suffisant pour avoir une variation du rayonnement parasite. S’y ajoutent, avec les conditions météorologiques instables, des variations d’absorption dues aux passages nuageux. Pour une pose faite en présence de nuages, le flux parasite varie selon la longueur d’onde. Une

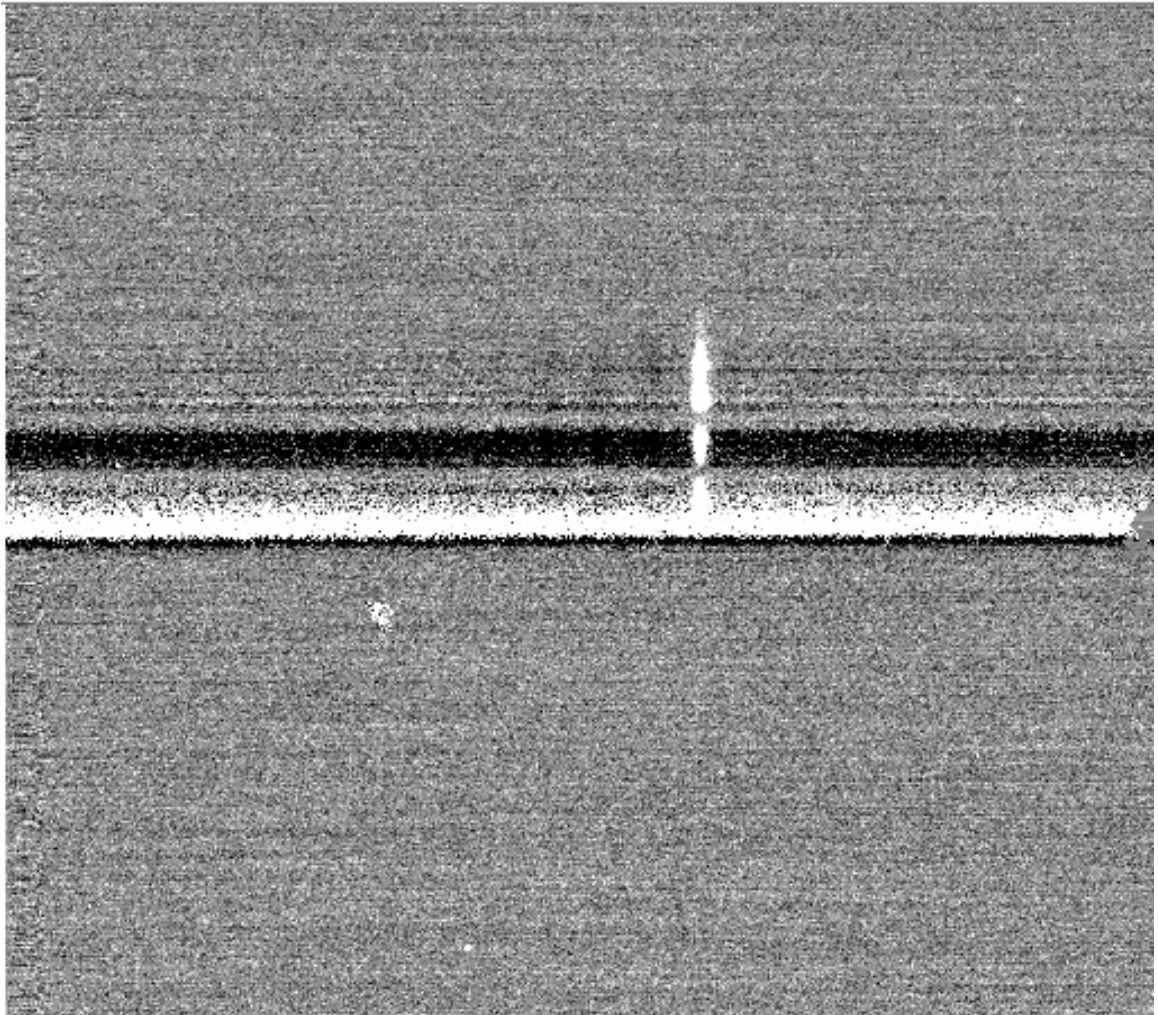


Figure 2.8 – **Spectre obtenu avec un ciel corrigé par une constante.** Spectre de la pose 44 de la naine brune de type T5, la 1503+2525, obtenue à l’Observatoire du Mont-Mégantic le 27 mai 2008. Les limites du contraste sont aussi de -100 à + 100. Les poses ont le même temps d’intégration de 60 secondes. La correction du ciel est obtenue par une constante. On peut remarquer les structures longitudinales et les vestiges des spectres des autres images.

correction basée sur le flux médian d’une zone dans l’image, tient peu compte de cette variation localisée à certaines longueurs d’onde. Il en résulte une sur/sous-correction vis-à-vis les pixels où le flux a varié.

L’image d’un spectre obtenue à l’aide de la troisième méthode est présentée à la figure 2.9. Elle possède aussi de fortes structures au niveau des bandes H et K_s , mais elle

est améliorée par rapport à celle obtenue à l'aide de la deuxième méthode.

Lorsque le signal est faible et accompagné de conditions atmosphériques instables, chaque image de spectre présente des tranches verticales possédant leurs propres résidus du ciel, visibles dans la figure 2.9. Ces résidus sont localisés vis-à-vis les régions spectrales masquées des images composant l'image du ciel. Ils auraient comme origine les conditions variables de l'émission parasite.

En effet, lors du passage d'un nuage ou d'une variation de l'émission parasite, le flux est modifié à certaines longueurs d'onde pour une ou plusieurs poses. Ce changement de flux influence les zones spectrales dans l'image du ciel. Ainsi, à la position du spectre de l'image brute où le flux a subi une baisse, le flux médian de ces pixels composant l'image du ciel est supérieur au flux médian des pixels situés à côté de la zone spectrale puisque le flux carencé est exclu du calcul. Lors de la soustraction du ciel corrigé, il apparaîtra une zone plus foncée vis-à-vis cette zone masquée.

Les résidus du ciel sont moins importants avec la méthode de la simple soustraction d'images. Cette méthode a donc été employée pour traiter les données.

Pour situer le lecteur, la trace d'une image du ciel est présentée à la figure 2.10. Cette image du ciel a été composée à partir des images brutes prises la nuit du 8 décembre 2008 de l'étoile de type A0, 00:50+15:29. La zone spectrale de chacune de ces images brutes a été masquée préalablement. La trace de l'image du ciel est composée du flux médian de chaque rangée de l'image médiane. Il est intéressant de remarquer que dans le graphique de cette trace du ciel, un pic de flux est visible autour du pixel 332. Avec les poses de calibration et selon l'équation quadratique de dispersion, une longueur d'onde de $1.58 \mu\text{m}$ est associée à ce pixel, cette longueur d'onde correspondant à une raie majeure d'émission OH selon Glass (1999). Les creux localisés autour des rangées 317 et 343, correspondant à la longueur d'onde de 1.87 et de $1.39 \mu\text{m}$, sont situés dans les bandes d'absorption de l'eau.

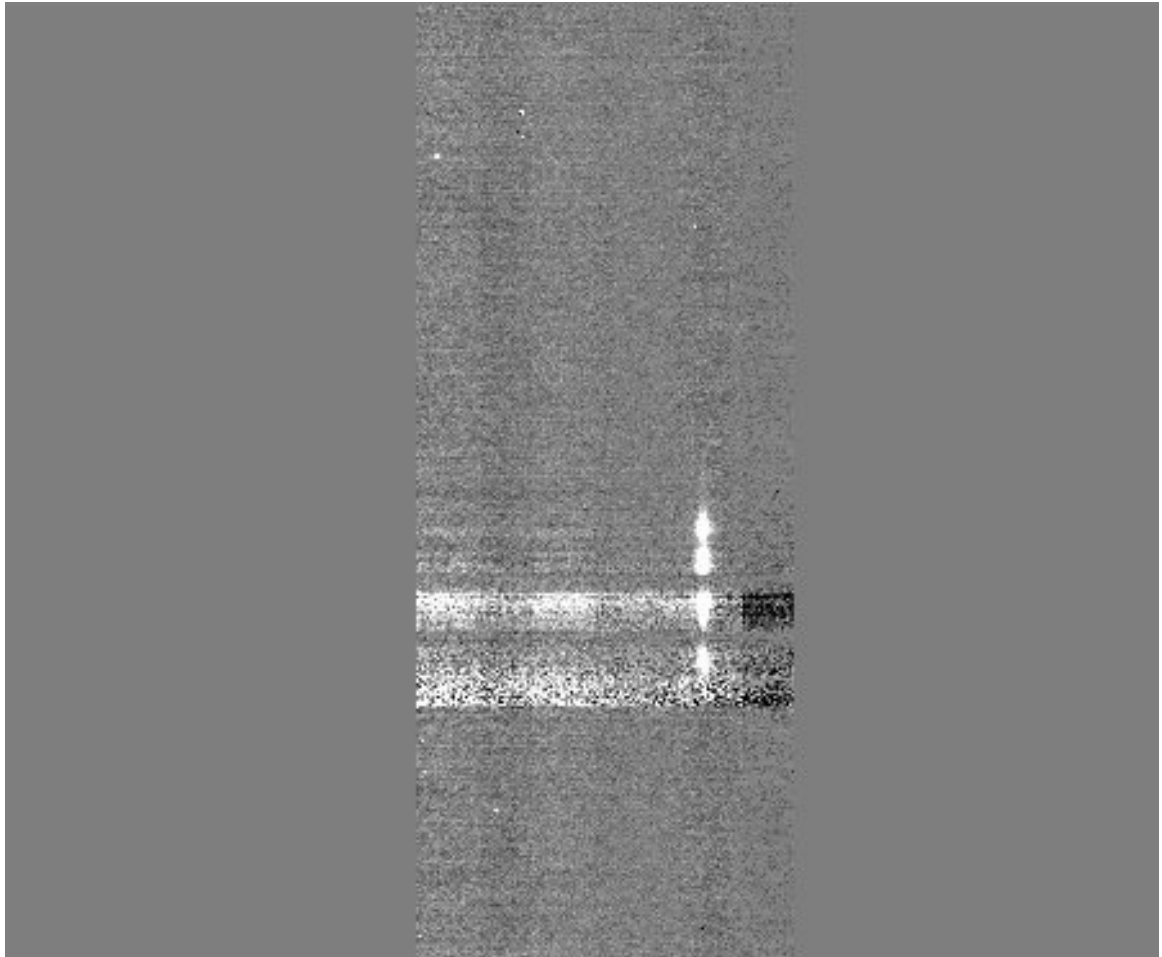


Figure 2.9 – **Spectre obtenu avec un ciel corrigé par une médiane par rangée.** Spectre de la pose 44 de la naine brune de type T5, 1503+2525, obtenue à l’Observatoire du Mont-Mégantic le 27 mai 2008. Les limites du contraste sont aussi de -100 à + 100. Les poses ont un temps d’intégration de 60 secondes. La correction du ciel est obtenue par le flux médian de chaque rangée. Ce flux médian est calculé sur une zone de 30 pixels de chaque côté du spectre. Chaque spectre a été masqué sur une largeur de 22 pixels pour former l’image médiane.

2.4 Uniformisation des spectres

La deuxième étape du traitement des données consiste à corriger le signal de toute altération due à la sensibilité propre à chacun des pixels, variant selon la longueur d’onde. Trois méthodes sont présentées pour uniformiser les images.

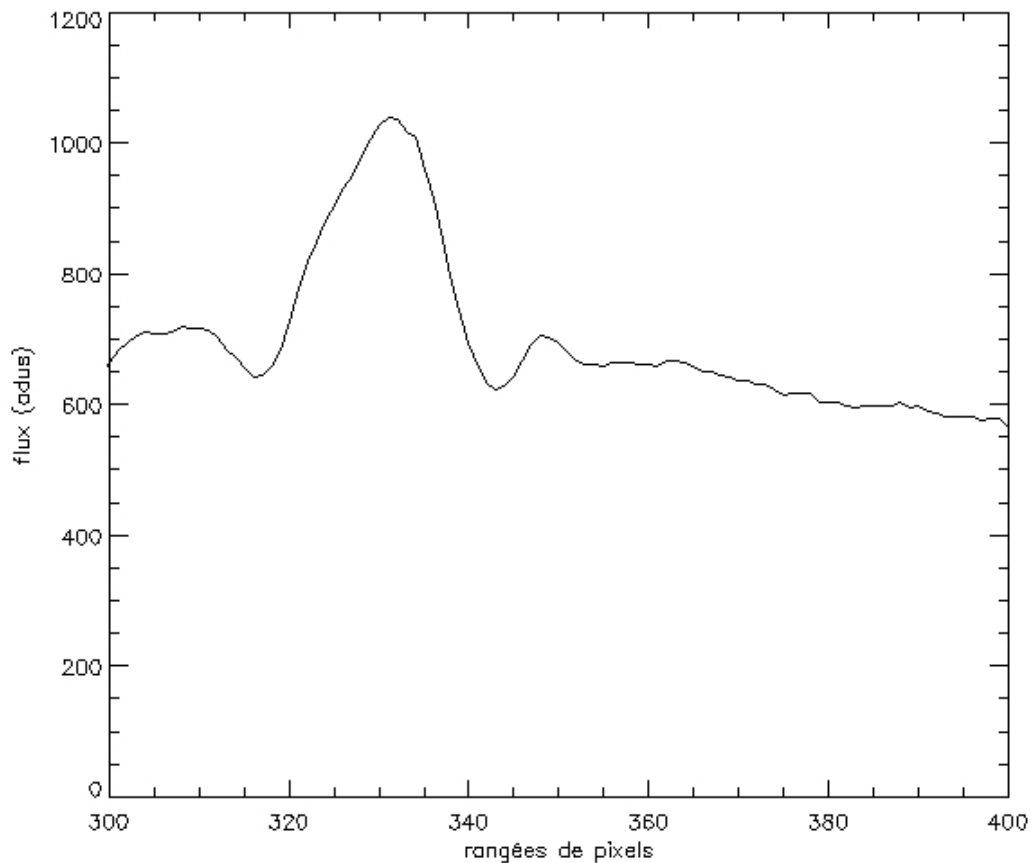


Figure 2.10 – **Trace du ciel.** Graphe du flux médian de chaque rangée de pixels de l'image médiane composée des 9 images brutes, où chacun des spectres a été masqué. La cible est une étoile A0, 0050+1529, observée le 08 décembre 2008. L'émission OH, dont une raie majeure est à $1.58 \mu\text{m}$ est visible autour de la rangée de pixels 332. L'absorption de H_2O est visible autour des rangées de pixels 343 et 317 correspondant à 1.39 et $1.87 \mu\text{m}$ respectivement.

2.4.1 Méthode directe

Dans les deux premières missions, la fente était déplacée entre chaque pointage sur une naine brune ou une étoile de type A0 parce que la précision de pointage du télescope ne permet pas que l'objet voulu soit centré sur la fente sans un alignement préliminaire en l'absence de la fente. Cette procédure a mené à une non-répétabilité de la position de la fente, discutée dans la section 2.2.1 à la page 19, qui rend les données de ces missions

difficilement utilisables.

Lors de la troisième mission, un masque comportant une fente et un champ de repérage adjacent a plutôt été utilisé. Ceci permettait de pointer alternativement la naine brune et l'étoile de référence sans déplacer le masque, ce qui résolvait en bonne partie le problème de la répétabilité du positionnement de la fente.

Il est aussi important de localiser la naine brune et l'étoile de référence à la même position le long de la fente. Il advient que cette contrainte ne fut appréciée que lors de la nuit du 8 décembre 2008 durant la troisième mission. Par contre, aucune vérification n'a été effectuée pour contrôler que le centre de la cible se situe exactement au centre de la largeur de la fente. Une variation de cette localisation induit une erreur supplémentaire.

En supposant que l'absorption tellurique est la même pour les naines brunes et pour les étoiles A0, le flux de chaque pixel du spectre de la naine brune est divisé par le flux du même pixel du spectre de l'étoile A0. Ces flux ont auparavant été nettoyés de la signature du ciel en soustrayant, l'une de l'autre, deux poses consécutives. Le fait de comparer les deux spectres, pixel à pixel, élimine l'étape d'uniformisation de la réponse des pixels.

Ce quotient est ensuite multiplié par le spectre théorique d'un corps noir, à la température de l'étoile de référence, pour donner le spectre corrigé de la naine brune. Si ce spectre corrigé est le même à différentes masses d'air, alors l'étoile A0 fait une bonne calibration.

2.4.2 Méthodes indirectes.

Les données risquent souvent d'être obtenues avec un positionnement différent de la fente. Soit qu'elle se soit déplacée d'elle-même au cours de la nuit, soit qu'elle est déplacée volontairement entre les observations d'objets différents. Des méthodes, dites indirectes, ont donc été explorées. Elles sont traitées dans les sous-sections 2.4.2.1 et 2.4.2.2 .

Des poses en champ uniforme sont prises, à la fin de la nuit, sur un écran éclairé par des lampes à spectre continu. Des poses, en nombre égal et de même temps d'intégration, prises avec les lampes éteintes permettent, par leur soustraction des poses prises avec les lampes allumées, d'éliminer le signal provenant du télescope et de l'environnement.

2.4.2.1 Première méthode indirecte.

L'une de ces méthodes indirectes concerne l'utilisation en laboratoire d'un corps noir et de SIMON, dans les mêmes conditions que celles prévalant lors des observations. Ces conditions impliquent que le filtre SPAmici, le prisme d'Amici, le masque de Lyot et la fente de $90 \mu\text{m}$ soient en place. La distribution d'énergie du corps noir étant connue, c'est-à-dire l'intensité à une longueur d'onde par rapport à celle à une autre longueur d'onde, il est possible, en principe, de calibrer et d'uniformiser la réponse des pixels. Afin de ne pas altérer le spectre, le corps noir a été observé directement.

Il serait alors intéressant de comparer ces poses d'uniformisation avec celles prises avec les lampes à spectre continu, mais inconnu, utilisées à l'Observatoire du Mont-Mégantic. De plus, s'il est possible de localiser la fente, lors de l'observation du corps noir, dans les mêmes positions que lors des observations astronomiques, l'uniformisation serait plus directe. La sensibilité relative des pixels est directement obtenue à la longueur d'onde appropriée pour chacun, selon leur position.

Il existe sur SIMON une fonction qui permet de bouger la fente par sauts, mais ces sauts se font par bonds d'une centaine de pixels. Aussi a-t-il été impossible de positionner la fente volontairement sur les pixels désirés. De façon aléatoire, seuls les emplacements de la fente sans champ sur les rangées de pixels de 500 à 505 inclusivement ont été obtenus. Ces positions correspondent aux emplacements obtenus à la première mission, celle d'octobre 2007. Pour la fente avec champ, seule la position sur la rangée 354 a été obtenue, correspondant, à une rangée près, à la position de la fente le 8 décembre 2008.

SIMON a été installé à la verticale en-dessous du corps noir. Pour augmenter la distance entre la source et SIMON, le corps noir a été positionné sur un cylindre d'aluminium à une distance de 67.6 cm de SIMON. Ce cylindre possède trois orifices à sa base qui laissent passer le rayonnement provenant du laboratoire. La jonction entre le corps noir et le cylindre n'est pas étanche à la lumière. Le montage et la nature du cylindre permettent aux photons qui n'entrent pas directement dans la fenêtre de SIMON d'être réfléchis sur la paroi interne du cylindre avant de finalement y accéder.

À cette hauteur, deux températures ont pu être employées, soit 373 K et 423 K. Sans

saturer les détecteurs, la plus basse d'entre elles a pu être utilisée avec plusieurs temps d'intégration, soit 2.62, 5.24 et 7.86 s.

Une deuxième hauteur de 32.3 cm a été configurée pour détecter un possible effet de l'humidité sur le signal du corps noir. Cette dernière configuration permet à la luminosité de la pièce d'entrer librement dans la fenêtre du spectrographe et ne contraint pas les photons provenant du corps noir à demeurer dans un espace quelconque. Dans cette configuration il n'a été possible d'utiliser que la température et le temps d'intégration minimaux (373 K, 2.62 s) pour éviter la saturation du signal reçu.

Le temps d'intégration minimal dépend de la vitesse de lecture des pixels. Selon Albert (2006), quatre vitesses de lecture du détecteur sont possibles : 1, 3, 5 et 10 μ s par pixel. Par défaut, la dernière vitesse est utilisée. Quatre amplificateurs lisent chacun 512×512 pixels. Donc il faut 0.26, 0.79, 1.31 ou 2.62 s respectivement pour lire complètement un détecteur. La remise à zéro prend autant de temps qu'une lecture. Donc pour un temps d'intégration minimum, c'est-à-dire où le temps de lecture est égal à celui d'intégration, il faut trois fois le temps de lecture, soit 0.79, 2.36, 3.93 ou 7.86 s pour prendre une pose. SIMON n'a pas d'obturateur et le temps d'intégration est déterminé par le temps entre deux lectures d'un pixel. Ce temps d'intégration est un multiple du temps de lecture minimal.

Lors des observations faites à l'Observatoire du Mont-Mégantic, la vitesse de lecture du détecteur était de 10 μ s et cette même vitesse est employée pour les poses faites en laboratoire. Donc le second choix possible du temps d'intégration est en fait 5.24 s, le troisième choix est de 7.86 s et ainsi de suite pour la vitesse de lecture de 10 μ s par pixel.

Avec un tel montage, il est difficile de centrer le flux du corps noir sur les capteurs de SIMON. La méthode utilisée est celle de l'essai et de l'erreur.

Le spectromètre n'ayant pas d'obturateur, le corps noir est déplacé pour prendre des poses d'uniformisation sans aucun signal de la source. Pour reproduire le plus possible les mêmes conditions que lorsque la source est en position, l'orifice d'où parvenait le signal du corps noir a été clos. La fente a de nouveau été déplacée de façon aléatoire jusqu'à ce qu'elle retombe sur les rangées de pixels déjà sélectionnées. Les signaux causés par le cylindre et par l'environnement pouvaient être ainsi enlevés du signal initial.

La position de la fente fut beaucoup plus stable durant ces mesures, que lors des observations à l'Observatoire du Mont-Mégantic. Le changement constant d'orientation de SIMON, fixé au télescope, a probablement causé une instabilité du positionnement de la fente.

Le tableau 2.IV présente les différentes positions des fentes avec et sans champ, auxquelles un spectre a été mesuré avec les températures et les temps d'intégration correspondants.

Tableau 2.IV – **Observations faites avec le corps noir.** Liste des observations utilisables faites à des hauteurs, températures et temps d'intégration divers pour différentes positions des deux fentes déjà utilisées à l'observatoire. Celle avec champ n'a que la position à la rangée de pixels 354. Les autres positions sont celles de la fente sans champ.

| Dates | Poses avec l. allumées | Poses avec l. éteintes | Temps (s) | Hauteur (cm) | Fente | Température du corps noir (K) |
|------------|------------------------|------------------------|-----------|--------------|-------|-------------------------------|
| 18/06/2009 | 41-60 | 181-200 | 2.62 | 67.6 | 354 | 373 |
| 18/06/2009 | 61-80 | 201-220 | 5.24 | 67.6 | 354 | 373 |
| 18/06/2009 | 81-100 | 221-240 | 2.62 | 67.6 | 500.5 | 373 |
| 18/06/2009 | 101-120 | 241-260 | 7.86 | 67.6 | 500.5 | 373 |
| 18/06/2009 | 322-341 | 402-421 | 2.62 | 32.3 | 500 | 373 |
| 18/06/2009 | 281-301 | 342-361 | 2.62 | 32.3 | 354 | 373 |
| 19/06/2009 | 46-65 | 148-167 | 2.62 | 67.6 | 354 | 423 |
| 17/06/2009 | 106-126 | 169-189 | 2.62 | 67.6 | 502 | 423 |
| 19/06/2009 | 3-23 | 230-250 | 2.62 | 67.6 | 501 | 423 |
| 19/06/2009 | 68-86 | 210-229 | 2.62 | 67.6 | 500 | 423 |
| 19/06/2009 | 87-107 | 189-209 | 2.62 | 67.6 | 503 | 423 |
| 19/06/2009 | 128-147 | 168-188 | 2.62 | 67.6 | 504 | 423 |

Avec les données recueillies à deux distances différentes entre SIMON et le corps noir, une attention a été portée à la possible influence de l'humidité sur le signal. Lors de l'analyse des données, il n'y a eu aucune évidence d'un effet quelconque de l'humidité sur le signal. Le taux d'humidité était de 42% à ce moment-là.

Le graphique de la figure 2.11 montre un spectre obtenu à partir des poses faites le 19 juin 2009, lorsque le corps noir était à une température de 423 K et à une hauteur de

67.6 cm avec la position du milieu de la fente avec champ située sur la rangée de pixels 504.

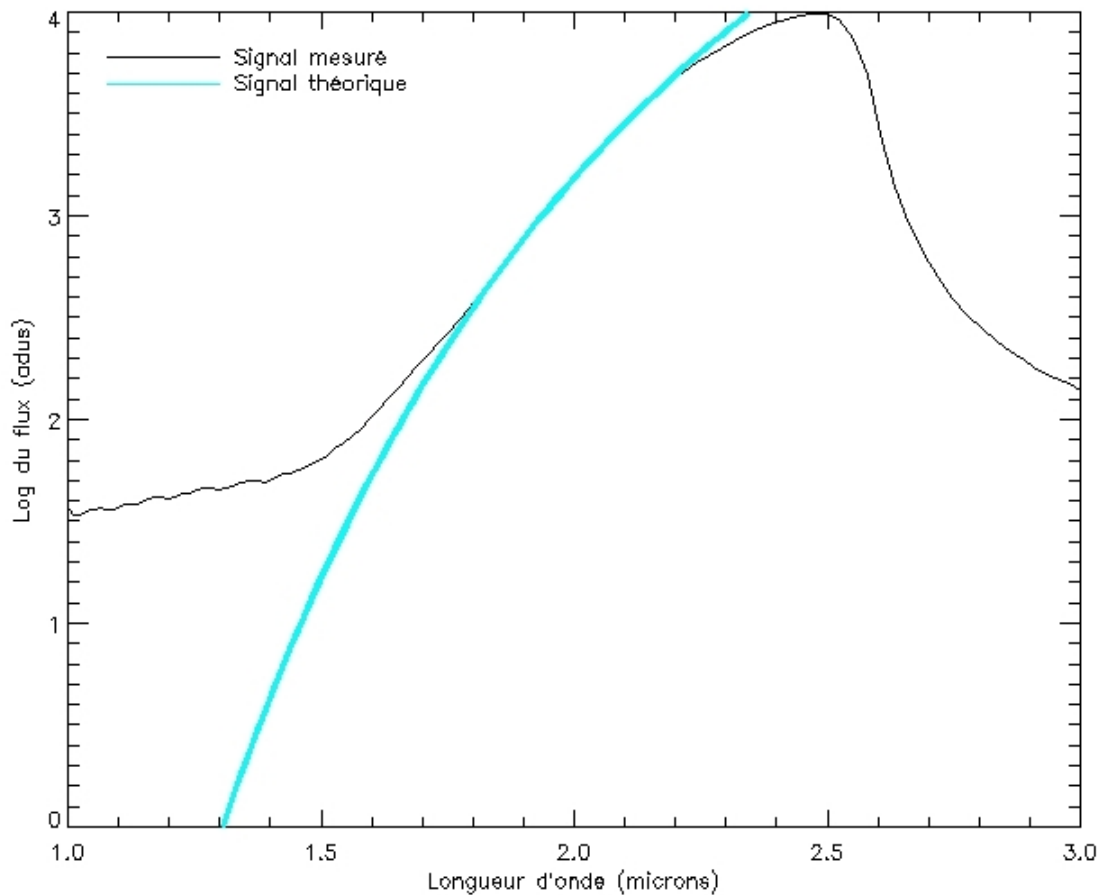


Figure 2.11 – **Trace du signal mesuré du corps noir.** Trace du signal mesuré du corps noir situé à une distance de 67.6 cm de SIMON, à une température de 423 K, durant un temps d'intégration de 2.6 secondes pour une position de la fente sur la rangée 504. Cette trace est le résultat de la médiane de 20 poses prises en laboratoire le 19 juin 2009. La courbe cyan est le flux théorique calculé en tenant compte de la transmission de SIMON et du corps noir, de l'efficacité quantique et du bruit de lecture.

N'ayant pas fait de poses de calibration en laboratoire, celles faites à l'observatoire en automne 2008, en présence de la fente avec champ, sont utilisées. Les positions du milieu de la fente évaluées en lumière blanche, sans filtre ni prisme, avaient été notées à chaque groupe de poses. Elles ont servi de critère pour le choix des poses de calibration associées à ces positions.

Le flux maximum est détecté à une longueur d'onde de $2.48 \mu\text{m}$. À une température de 423 K , le corps noir émet le plus à la longueur d'onde de $6.85 \mu\text{m}$ selon la loi du déplacement de Wien ; les limites du filtre SPAmici et des détecteurs infrarouges restreignent la présence du signal aux longueurs d'onde inférieures à $2.49 \mu\text{m}$.

Pour s'assurer que les observations suivent la théorie, l'équation du corps noir par rapport à la longueur d'onde est utilisée pour vérifier la quantité de photons détectés. Cette équation donne l'énergie en joules, par unité de surface en μm au carré, par la largeur de bande en μm , par seconde et par stéradian :

$$B_{\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5 [e^{hc/\lambda kT} - 1]} \quad (2.2)$$

Le nombre de photons, N_{λ} , est calculé en divisant l'équation 2.2 du corps noir par l'énergie de chaque photon :

$$N_{\lambda} = \frac{2c}{\lambda^4 [e^{hc/\lambda kT} - 1]} \quad (2.3)$$

On peut voir sur la figure 2.11, que la courbe du flux du corps noir suit, en partie, celle du flux mesuré. Dans ce flux calculé du corps noir, les transmissions de SIMON et du corps noir, l'efficacité quantique et le gain de lecture ont été pris en compte.

Il est à remarquer que les pixels commencent à saturer autour de $17,000$ adus, comme illustré à la figure 2.12. Il faut donc porter attention à cette limite lors des observations pour que les données soient valables. Sinon une étape supplémentaire de linéarisation du flux sera requise lors du traitement des données.

La température atteinte du corps noir est trop faible pour être une source de radiation utile pour le domaine de 1 à $2.5 \mu\text{m}$. Des pixels exposés à certaines longueurs d'onde saturent pendant que d'autres, reçoivent un signal insuffisant. De plus, le signal n'étant pas réparti uniformément sur les détecteurs, des pixels reçoivent très peu de signal à un bout de la fente tandis que d'autres saturent à un autre endroit de la fente. Cette méthode n'est donc pas appropriée pour uniformiser la réponse des pixels.

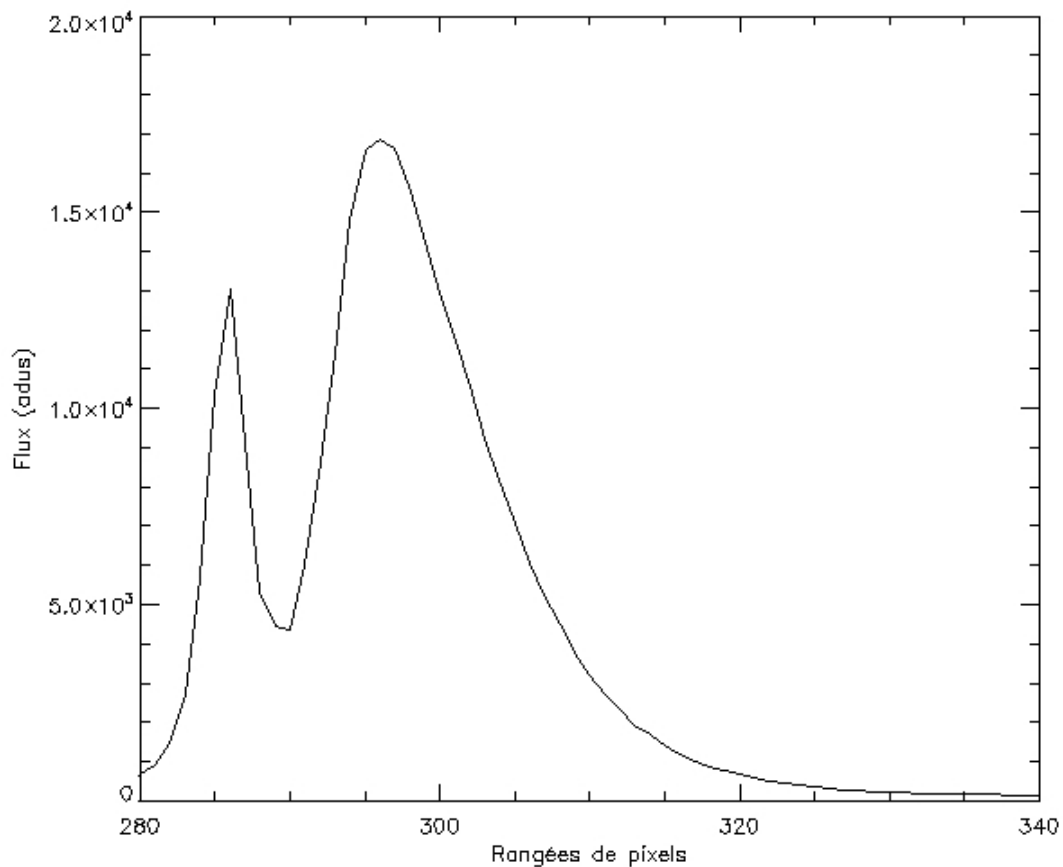


Figure 2.12 – **Saturation.** Trace du corps noir situé à une distance de 32.3 cm de SIMON, à une température de 373 K, durant un temps d'intégration de 2.62 secondes pour une position de la fente sur la rangée 354. Le flux maximum sans saturation est de 17,000 adus.

2.4.2.2 Deuxième méthode indirecte

La méthode d'uniformisation habituelle utilise l'éclairage d'un écran par des lampes dont le spectre est supposé approximer celui d'un corps noir. Cette hypothèse a été examinée en étudiant la trace des poses d'uniformisation prises lors de la première mission, le 17 octobre 2007. Lors de ces poses, le filtre SPAmici, le prisme Amici, le masque de Lyot et la fente sont en place, comme au moment des observations. Seules les lampes d'uniformisation éclairent l'écran que cible le télescope. Le spectre obtenu, où le signal parasite a été soustrait, est tracé dans la figure 2.13. La courbe cyan est celle du spectre

d'un corps noir à 5800 K, semblable au Soleil, normalisé à $1.47 \mu\text{m}$. Cette courbe normalisée n'est pas sensible à la température choisie puisqu'elle est tracée sur un domaine de longueurs d'onde où s'applique l'approximation de Rayleigh-Jeans. Il est difficile d'associer la courbe mesurée à celle d'un corps noir et de supposer que les déviations sont dues à la transmission de l'optique. Le spectre observé est, dans ce cas, mal adapté à l'uniformisation de la réponse des pixels.

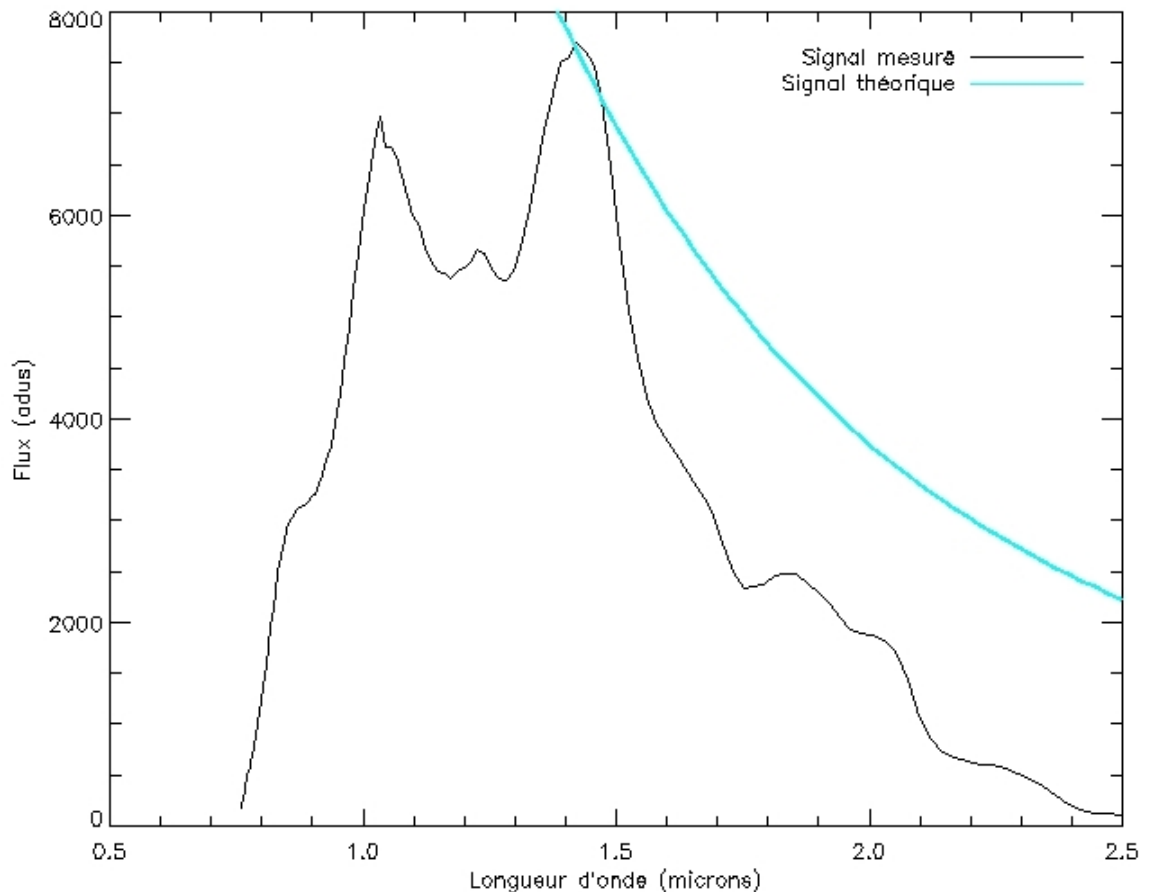


Figure 2.13 – **Spectre des lampes.** Spectre obtenu à l'aide des poses d'uniformisation prises le 17 octobre 2007. Le filtre SPAmici, le prisme Amici, le masque de Lyot et la fente sont en place. Le tout est éclairé par les lampes d'uniformisation de l'observatoire. La courbe cyan est le flux calculé d'un corps noir à 5800 K normalisé à $1.47 \mu\text{m}$.

Une autre méthode d'uniformisation est donc recherchée. Cette méthode consiste à déterminer la sensibilité relative des pixels en fonction de la longueur d'onde de façon à

pouvoir relier le signal obtenu à la même longueur d'onde mais sur des pixels différents, lorsque la fente ne reprend pas la même position entre l'observation de la naine brune et celle de l'étoile A0.

Pour cela il faut déterminer la dépendance en longueur d'onde de chaque pixel relativement aux autres pixels. Ceci peut être obtenu à l'aide de plusieurs images d'uniformisation couvrant le domaine spectral des observations. Ces images seront isochromatiques en ce sens qu'elles seront prises sans fente ni prisme, de sorte que tous les pixels reçoivent le même spectre en longueur d'onde.

Si la sensibilité de tous les pixels montre la même dépendance en longueur d'onde, il serait possible de prendre une image d'uniformisation à une seule longueur d'onde. D'autre part, la stabilité dans le temps de la dépendance en longueur d'onde des pixels détermine la fréquence avec laquelle les mesures d'uniformisation doivent être prises.

Diverses mesures ont été faites afin de déterminer l'applicabilité de cette méthode, en particulier la possibilité de corriger les données de missions passées à l'aide de mesures d'uniformisation subséquentes.

Les premières mesures ont pour but de montrer les caractéristiques des fluctuations de la sensibilité relative des pixels, indépendamment de la longueur d'onde.

Le bruit statistique est évalué en notant qu'un flux médian de 9760 adus en bande *J* est trouvé sur une zone de 10 rangées par 250 colonnes de pixels. Avec un gain de lecture de 2.4 é/adu, un flux de 23,400 électrons est obtenu, dont on attend une incertitude relative de 0.6%.

Le graphique du flux normalisé de l'image médiane des poses en champ uniforme des pixels de la rangée 349 en présence et en l'absence du prisme apparaît à la figure 2.14. Ces images médianes sont obtenues par la soustraction de la médiane des poses du groupe prises avec les lampes éteintes de celle du groupe de poses correspondantes, prises avec les lampes allumées. Les poses avec le prisme ont été prises le 8 décembre 2008 et celles, isochromatiques, l'ont été le 26 novembre 2008. Dans la première série de poses, les longueurs d'onde sont étalées sur certains pixels lorsque le prisme est en place tandis que dans la deuxième série de poses, toutes les longueurs d'onde du filtre arrivent sur tous les pixels. Lors des mesures prises avec prisme, la rangée 349 correspondait à

une longueur d'onde de $1.264 \mu\text{m}$. La normalisation est faite par le pixel médian pris dans une zone d'une hauteur de 22 pixels entre la bande *J* et *H* et d'une largeur de 220 pixels ([135 :385,354 :364]) comprise entre le champ de repérage et la région de mauvais pixels débutant à la colonne 389.

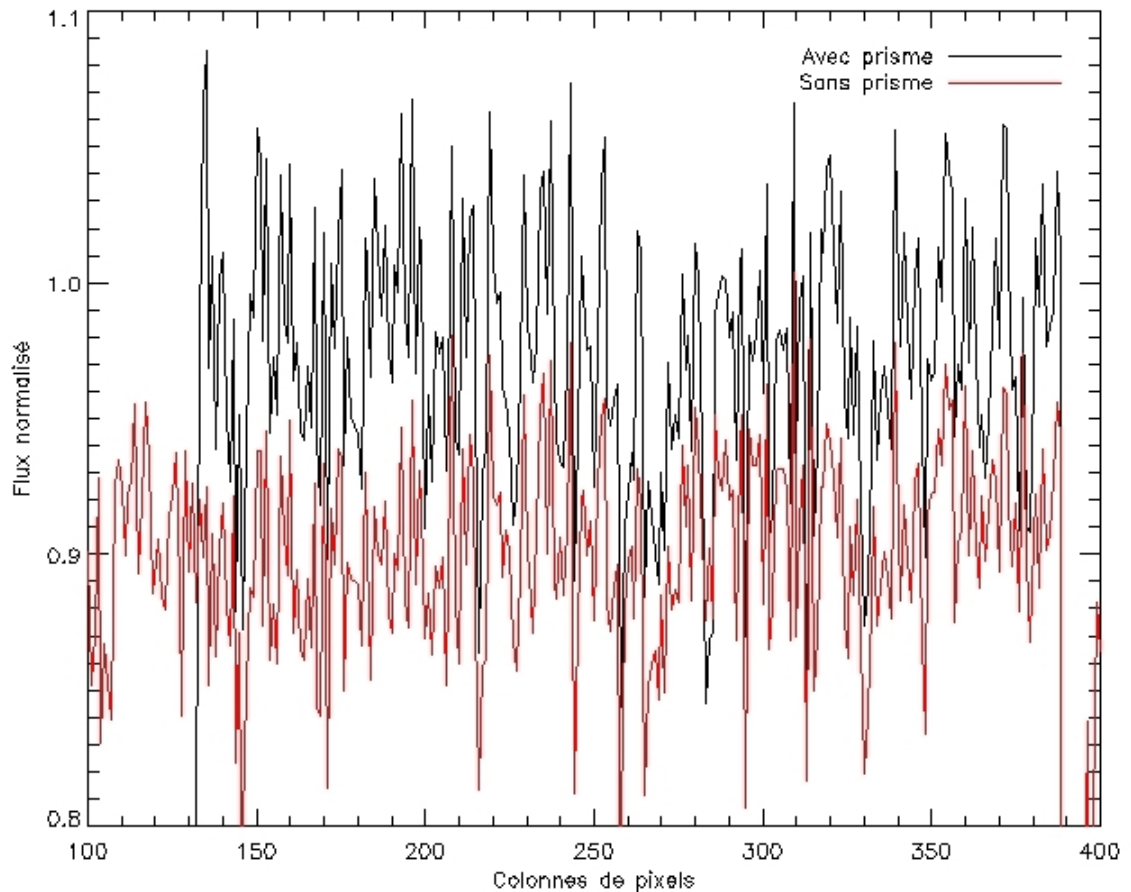


Figure 2.14 – **Graphe du flux normalisé des pixels de la rangée 349 avec le prisme comparé avec celui sans le prisme.** Les poses avec le prisme ont été prises le 8 décembre 2008. Celles sans le prisme ont été prises le 26 novembre 2008. La courbe reliée à ces dernières poses, de couleur rouge, a été décalée de 0.1 pour une meilleure visibilité. Il y a une similitude certaine entre ces deux courbes.

En comparant les courbes de la figure 2.14, on remarque une corrélation des variations du flux des images prises avec et sans prisme. Le graphique met en évidence que la variation de la sensibilité relative des pixels est en grande partie semblable à toutes les

longueurs d'onde. Les variations sont de l'ordre de $\pm 10\%$.

Pour vérifier la nature des variations du flux de pixel en pixel, tant les images avec prisme que les images isochromatiques ont été réparties en deux sous-groupes. Une image médiane est formée pour chaque sous-groupe puis deux rapports de flux sont obtenus en divisant une image médiane avec prisme par une image médiane isochromatique.

Le graphique de la figure 2.15 montre une réduction importante de l'amplitude et de la fréquence spatiale des fluctuations. Mais il reste des fluctuations, au niveau de 3 à 5%, beaucoup plus importantes que le bruit statistique, tel que mis en évidence par la très forte corrélation entre les deux sous-groupes de données.

Le rapport entre les données d'uniformisation obtenues le 8 décembre 2008 avec le prisme et celles obtenues le 26 novembre 2008 avec le filtre SPAmici seul est présenté à la figure 2.16 pour différentes rangées.

Le rapport entre les données obtenues le 8 décembre 2008 avec le prisme et, cette fois, celles obtenues le 7 décembre 2008 avec le filtre *J* seul est présenté aussi pour différentes rangées à la figure 2.17.

Dans le cas de la figure 2.16, les rangées représentées sont la 330, la 349 et la 360 pour des longueurs d'onde de $1.573 \mu\text{m}$, $1.264 \mu\text{m}$ et de $1.119 \mu\text{m}$ respectivement. Les données sont normalisées par le même pixel utilisé pour les graphiques des figures 2.15 et 2.14. Dans le cas de la figure 2.17, les rangées représentées sont, cette fois, la 346, la 349 et la 352 pour des longueurs d'onde de $1.308 \mu\text{m}$, $1.264 \mu\text{m}$ et de $1.222 \mu\text{m}$. Le pixel de normalisation des données est pris dans une zone de même largeur que précédemment, mais à une hauteur propre à la bande *J*, soit entre les rangées 345 et 355.

Les différences de hauteur des tracés de chaque rangée correspondent aux différences de flux en fonction de la longueur d'onde des mesures faites avec le prisme.

La grande similitude des courbes dans les figures 2.16 et 2.17 signifie que les fluctuations de sensibilité des pixels sont corrélées en fonction de la colonne et aussi en fonction de la rangée.

La figure 2.18 présente l'image médiane normalisée des poses en champ uniforme prises en présence du prisme, telle qu'elle apparaît avec le logiciel DS9. Sur cette image,

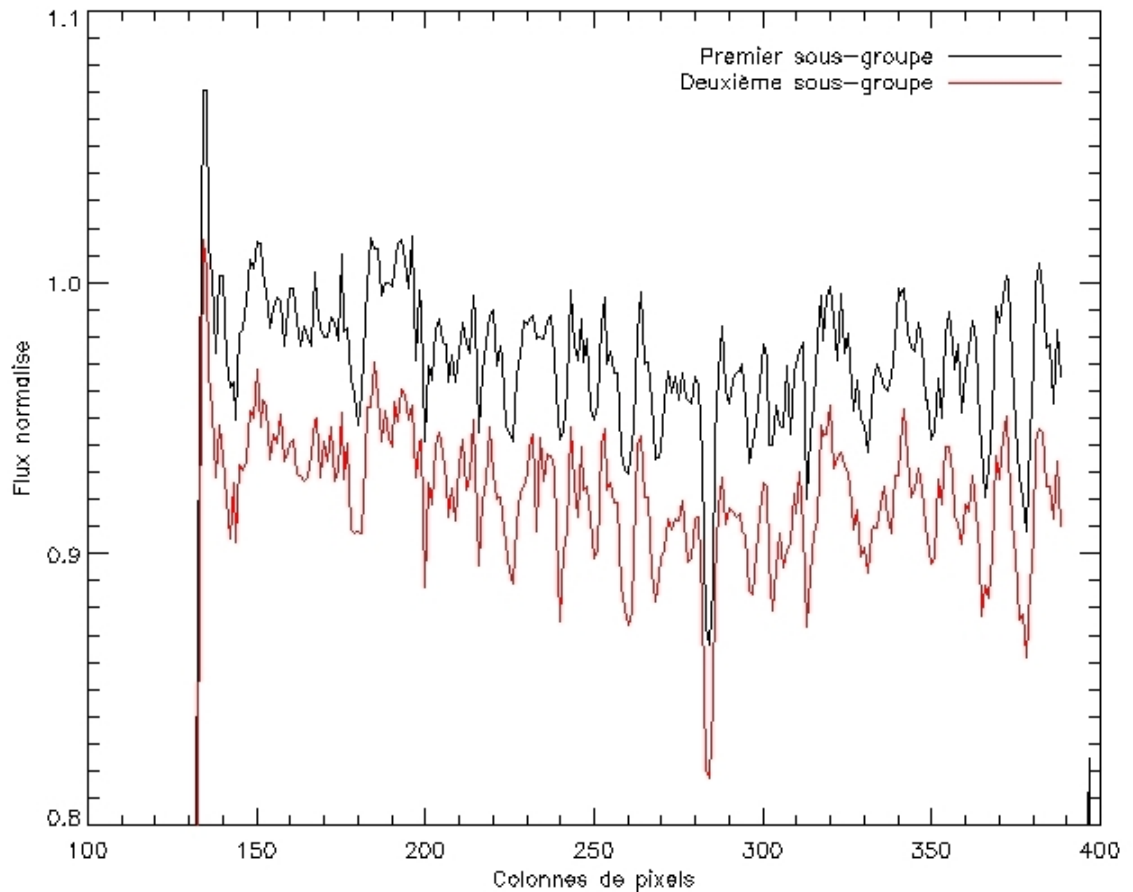


Figure 2.15 – **Rapport des flux avec prisme sur ceux sans prisme.** Les poses avec le prisme servant au rapport de flux ont été prises le 8 décembre 2008 et celles avec le filtre SPAmici seul ont été prises le 26 novembre de la même année. Le rapport des flux des pixels de la rangée 349 a été reproduit en graphique. Les groupes de poses ont été séparés en deux sous-groupes pour fin de comparaison. La courbe noire concerne les cinq premières poses. La courbe rouge, concernant les six dernières poses, a été décalée pour une meilleure visibilité.

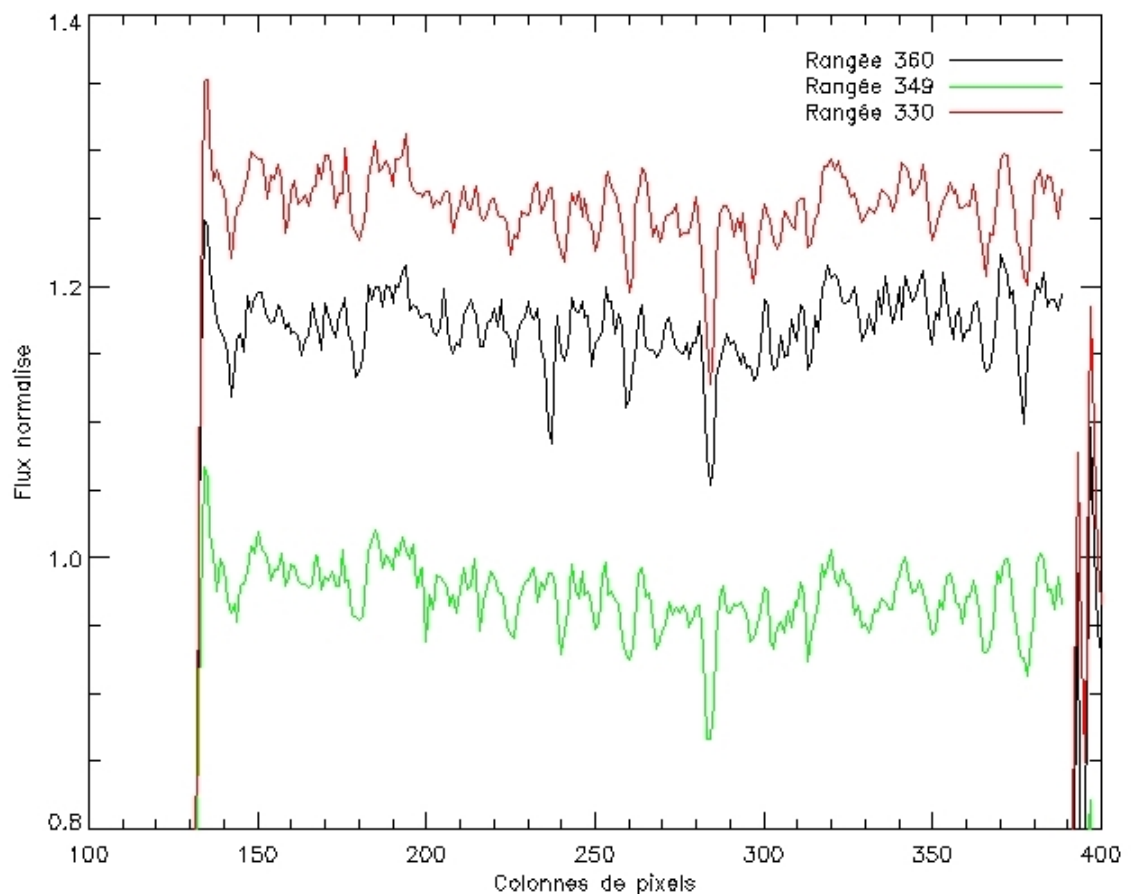


Figure 2.16 – **Rapport des flux avec prisme sur ceux sans prisme, sur 3 rangées de pixels.** Les courbes représentent le rapport des flux de ces poses normalisées. Les poses avec le prisme ont été prises le 8 décembre 2008 et celles avec le filtre SPAmici seul, l’ont été le 26 novembre 2008. La courbe rouge concerne la rangée 330, soit une longueur d’onde de $1.573 \mu\text{m}$, la verte, la rangée 349, soit $1.264 \mu\text{m}$ et la noire, la rangée 360, soit $1.119 \mu\text{m}$. Il est à noter que le creux au pixel 238 de la rangée 360 n’est pas reproduit sur les autres rangées car il concerne un pixel éteint.

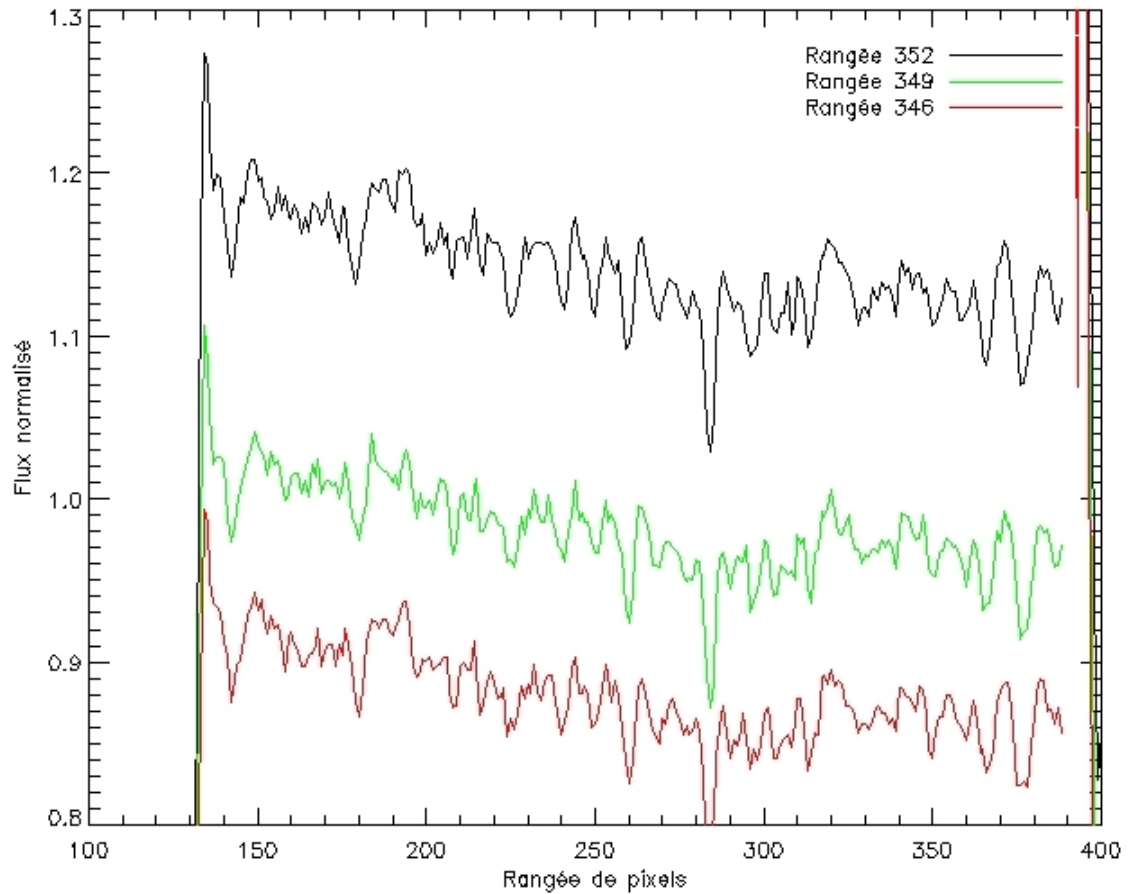


Figure 2.17 – **Flux des rangées 352, 349 et 346 avec le prisme comparé à ceux en présence du filtre *J*.** Les poses avec le prisme ont été prises le 8 décembre 2008. Celles avec seulement le filtre *J* ont été prises le 7 décembre 2008. Les courbes ont été décalées de 0.1 pour une meilleure visibilité. Il y a une similitude certaine entre ces courbes et celles comparées au filtre SPAmici.

on peut voir le champ de repérage de la fente à l'extrême gauche et la zone de mauvais pixels visible dans la bande verticale plus foncée à droite du centre de la figure. Les données ont été prélevées entre ces deux régions, le 8 décembre 2008.

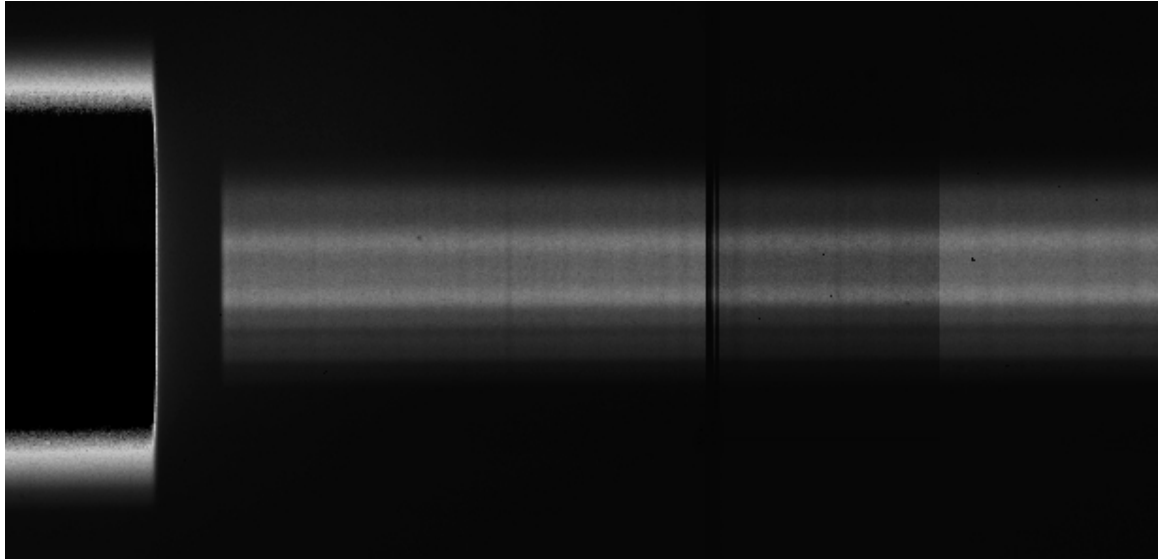


Figure 2.18 – **Image médiane normalisée des poses en champs uniforme avec le prisme d'Amici.** L'image médiane des poses prises le 8 décembre 2008 avec le prisme d'Amici. La bande claire supérieure correspond au milieu de la bande J . La bande claire inférieure correspond au milieu de la bande H . La bande K_s est ténue et apparaît sous la bande H .

On peut voir les traces verticales plus sombres et plus claires qui indiquent une variation de la sensibilité des pixels de colonne en colonne mis en évidence par les graphiques.

Il serait donc intéressant de vérifier jusqu'à quel point la sensibilité relative des pixels varie selon la longueur d'onde. La dernière mission à l'Observatoire du Mont-Mégantic a été l'occasion de prendre des poses d'uniformisation isochromatiques à travers divers filtres. Une même tension est appliquée aux bornes des lampes à spectre continu. Les filtres sont en bande I (de 0.8 à 0.953 μm), J (de 1.1779 à 1.3288 μm), H (de 1.485 à 1.7712 μm), K_s (de 1.992 à 2.3065 μm) en plus de deux filtres à bande étroite, de 1.6371 à 1.6508 μm et de 2.1111 à 2.13125 μm . Ces bandes étroites seront appelées FeII et H₂ respectivement sur les graphiques.

La sensibilité de différents pixels a été normalisée par la valeur du flux d'un pixel

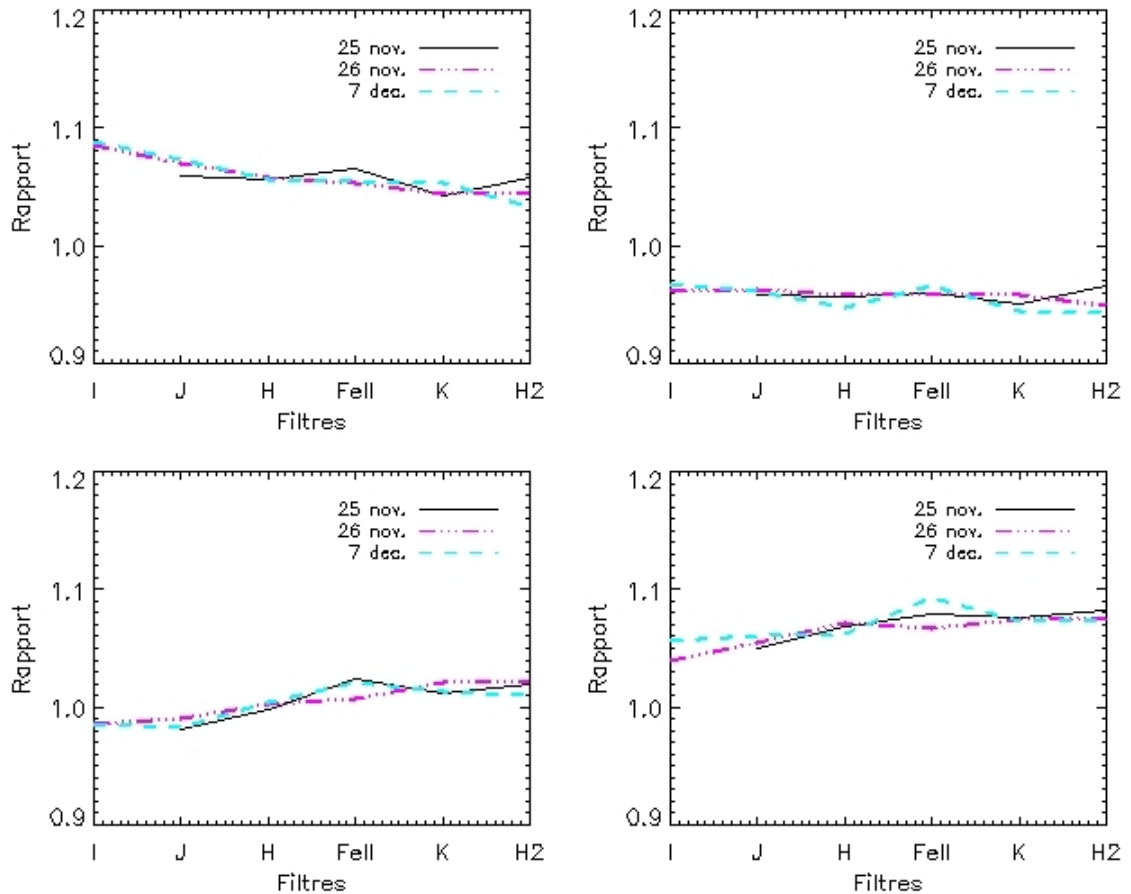


Figure 2.19 – **Sensibilité des pixels selon les filtres.** Un échantillonnage de la sensibilité de 4 pixels, tous sur la même colonne sur des rangées différentes, est illustré sur trois jours différents. Le pixel servant à normaliser la sensibilité des pixels est le [315,328]. Les filtres à bandes étroites de $1.64 \mu\text{m}$ et de $2.12 \mu\text{m}$ ont été identifiés respectivement par FeII et H2.

choisi dans une zone de 5 rangées par 20 colonnes. La base de ce choix est sa valeur médiane dans la bande J , lorsque la fente avec champ est utilisée, le 26 novembre 2008. La valeur du flux de ce pixel, dans les différentes bandes, compose un ensemble de flux de référence qui normalise la réponse des pixels dans chacune des bandes correspondantes. Le même pixel de référence est retenu pour les trois jours et les graphiques comparatifs illustrés aux figures 2.19 et 2.20 sont obtenus. Les huit pixels choisis pour illustrer la dépendance relative en longueur d'onde proviennent tous de la même colonne et sont séparés de 2 rangées les uns des autres.

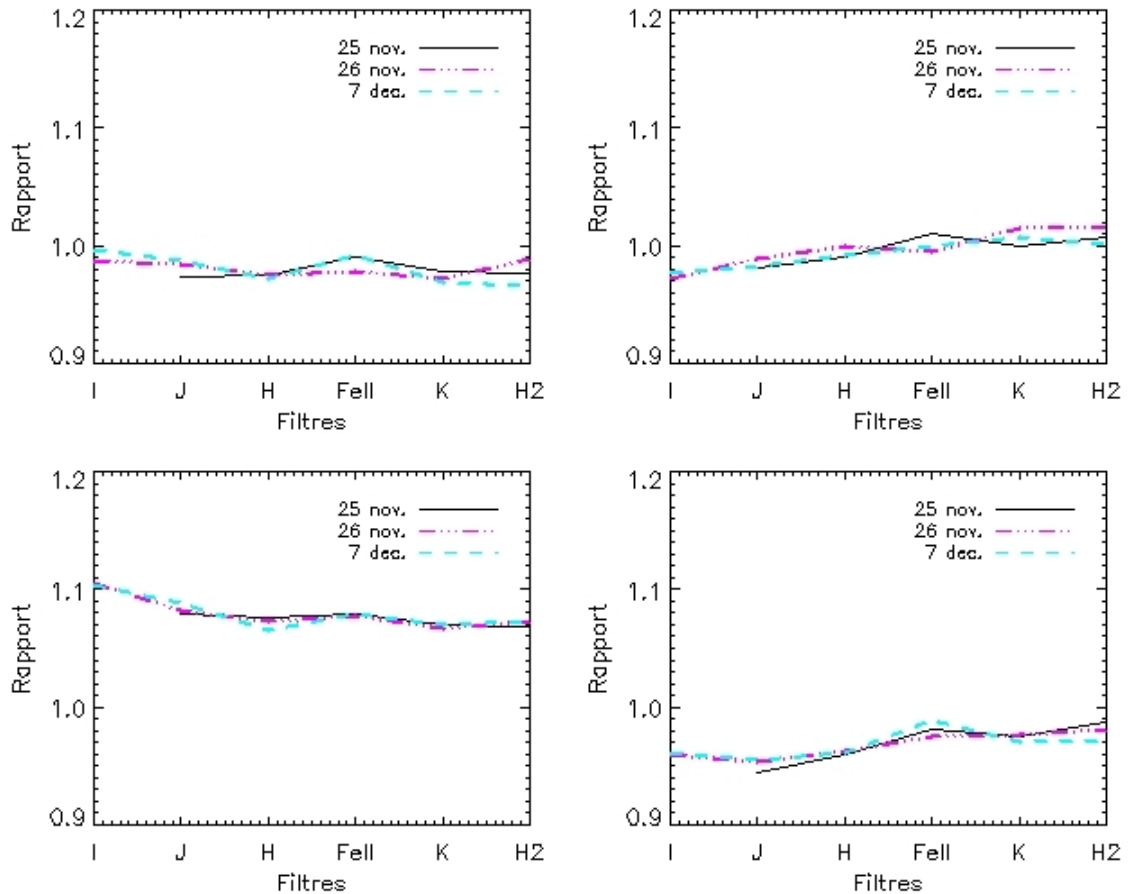


Figure 2.20 – **Sensibilité des pixels selon les filtres.** Un échantillonnage de la sensibilité de 4 autres pixels, tous sur la même colonne sur des rangées différentes, est illustré sur trois jours. Le même pixel, le [315,328], sert à normaliser la sensibilité des pixels. Les filtres à bandes étroites de $1.64 \mu\text{m}$ et de $2.12 \mu\text{m}$ ont été identifiés respectivement par FeII et H2.

On voit que pour différents pixels, la pente est tantôt montante, tantôt descendante, avec des différences totales de l'ordre de 3% à 4%. Pour faire une bonne uniformisation, il faudrait mesurer la sensibilité de tous les pixels de la zone spectrale pour la bande de longueur d'onde de chacun des filtres. Les bandes ne se recouvrant pas, une interpolation serait nécessaire.

La sensibilité normalisée des pixels semble assez stable d'une nuit à l'autre jusqu'à un niveau de 1%, quoique les variations dans les bandes FeII et H₂ peuvent aller jusqu'à 2%.

Vue la complexité de l'application de la méthode et ne sachant la stabilité de la sensibilité relative des pixels à plus long terme, cette méthode n'a pas été utilisée.

CHAPITRE 3

EFFET DE L'ATMOSPHERE TERRESTRE SUR LES SPECTRES EN PROCHE-INFRAROUGE.

Tel qu'expliqué dans le chapitre précédent, nous nous limitons à l'analyse des données de la mission du 8 décembre 2008 car elles peuvent être uniformisées par la méthode directe. On rappelle que cette méthode exige une localisation des spectres de la naine brune et de l'étoile A0 sur les mêmes pixels. Deux séries d'images de la naine brune, 2MASS J00361617+1821104, et trois de la A0, HD 4834 (005027+152903), respectent ces critères. Les spectres de la naine brune et de l'étoile A0 dont les centres sont décalés d'une colonne de pixels, ont aussi été traités, puisque ce cas est celui rencontré le plus fréquemment ; l'analyse a été faite en ne retenant que les deux colonnes où le flux est le plus élevé. La position des colonnes était lue sur la fenêtre du logiciel DS9. Les données utiles sont répertoriées dans le tableau 3.I.

À chaque pose, le flux de chaque pixel d'une des deux colonnes sélectionnées de la naine brune est divisé, après soustraction du ciel et normalisation des temps d'intégration, par le flux du même pixel de la pose correspondante de l'étoile A0. De cette façon, le résultat obtenu est indépendant de la sensibilité relative des différents pixels. Les quotients sont sommés sur les neuf images et la moyenne des deux colonnes est calculée pour chacune des rangées de pixels pour obtenir un rapport moyen en fonction de la longueur d'onde. Ce rapport est ensuite multiplié par le flux en énergie d'un corps noir, à la température de l'étoile de référence, à la longueur d'onde correspondant à la rangée de pixels. Cette température de l'étoile de référence, une étoile A0 de la séquence principale, serait de $9480 \text{ K} \pm 100 \text{ K}$ (Drilling et Landolt, 2000). Pour comparer le spectre publié au spectre observé, ce dernier est divisé par un facteur d'ajustement qui permet de superposer les deux spectres en bande K_s .

Tableau 3.I – **Données utilisables recueillies.** Liste des poses prises le 8 décembre 2008 et des masses d'air correspondantes pour la naine brune, 2MASS J00361617+1821104, et l'étoile A0, HD 4834 (005027+152903). La colonne centrale correspond au centre du premier spectre de la série.

| Étoiles | Poses | Colonne centrale | Masse d'air | Facteur d'ajustement |
|---------|---------|------------------|-------------|----------------------|
| L3.5 | 12-20 | 333 | 1.126 | 1.2766×10^9 |
| A0 | 23-31 | 333 | 1.154 | |
| L3.5 | 34-42 | 334 | 1.136 | 1.125×10^9 |
| A0 | 23-31 | 333 | 1.154 | |
| A0 | 67-75 | 334 | 1.268 | 1.6192×10^9 |
| L3.5 | 78-86 | 334 | 1.321 | |
| A0 | 89-97 | 334 | 1.448 | |
| A0 | 89-97 | 334 | 1.448 | 9.8771×10^9 |
| L3.5 | 100-108 | 335 | 1.576 | |
| A0 | 111-119 | 334 | 1.840 | |
| A0 | 111-119 | 334 | 1.840 | 2.5307×10^9 |
| L3.5 | 122-130 | 333 | 2.06 | |

3.1 Spectre publié

Il existe un spectre publié ¹ de la naine brune observée. Il est utilisé pour comparer nos données et valider nos résultats.

Ce spectre publié (Leggett et al., 2002, Reid et al., 2001) a été obtenu avec le Cooled Grating Spectrometer 4 (CGS4) au United Kingdom Infrared Telescope (UKIRT) de 3.8 m sur le Mauna Kea, Hawaï, du 19 au 22 décembre 1998. La grille de 40 lignes/mm et une fente de 1.2 arcseconde ont été utilisées. De 1.0 μm à 1.4 μm , la résolution a été d'environ 545 et de 1.4 μm à 2.5 μm elle a diminué à 273.

Dans la figure 3.1 présente le spectre entre 1.0 et 2.5 μm , tel que publié. Il a été lissé à une résolution d'environ 50, résolution utilisée pour les observations faites avec SIMON.

¹http://www.jach.hawaii.edu/~skl/spectra/L4_2MASS0036+18.txt

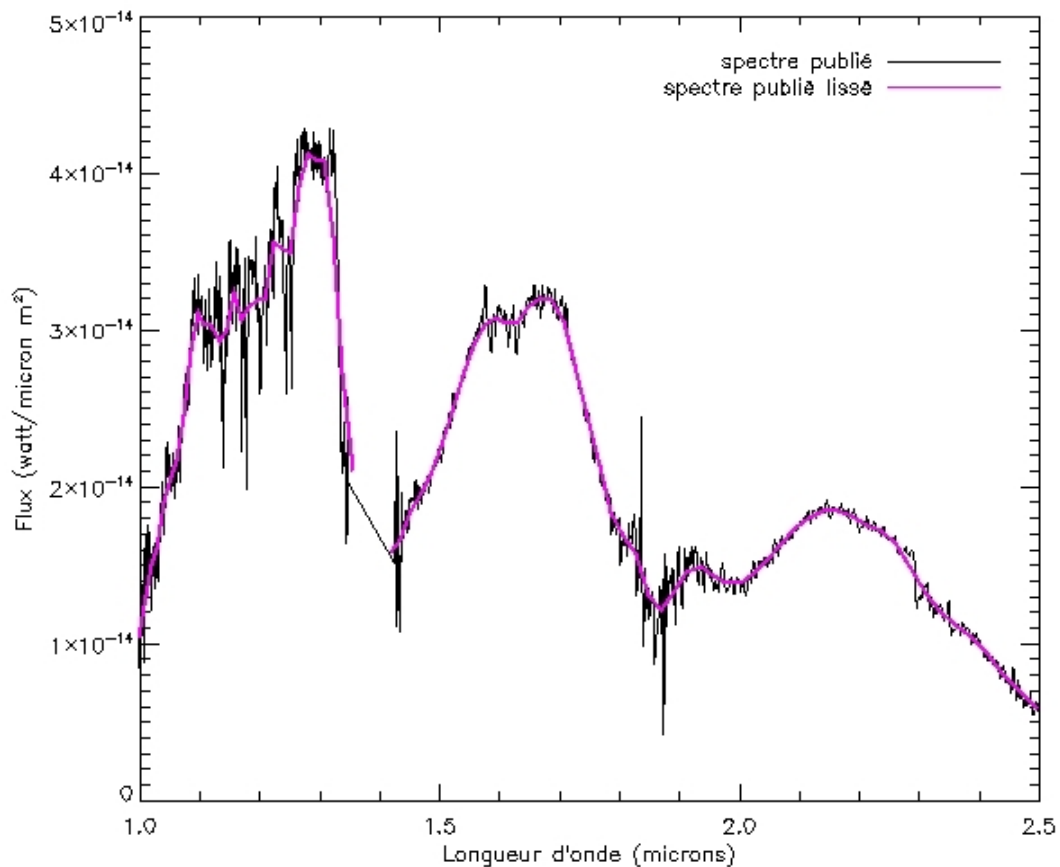


Figure 3.1 – **Spectre publié de la naine brune.** La courbe noire est celle du spectre publié à une résolution de 273. La courbe magenta est celle du spectre lissé à une résolution d'environ 50.

3.2 Calibration spectrale

La calibration spectrale détermine la correspondance entre les rangées de pixels du détecteur et la longueur d'onde.

Les filtres Brackett γ (2.1601 μm à 2.1791 μm) et Paschen β (1.2752 μm à 1.2867 μm) sont utilisés pour calibrer la dispersion des longueurs d'onde. Selon le fabricant du filtre Brackett γ , sa longueur d'onde effective est de 2.1674 μm . Celle du filtre Paschen β est de 1.2810 μm . Ces poses de dispersion sont prises le 8 décembre 2008 avec l'aide de la fente avec champ.

Une première méthode se résume à localiser les pixels de flux maximum, dans les spectres affichés par le logiciel DS9. Ces pixels sont identifiés dans une zone d'une vingtaine de colonnes sur les sept rangées contenant le signal. La précision est de ± 0.5 rangée.

L'autre technique utilisée, plus précise, a employé le logiciel IRAF pour déterminer le flux total sur 21 colonnes pour chacune des rangées (normalement au nombre de sept) où le signal détecté est à peu près égal ou plus grand que la moitié du signal maximum. Le sommet de la parabole superposée à ces données identifie le flux maximal et l'endroit dans la rangée de pixels où il est présent. Cette analyse a été faite sur deux régions de colonnes (autour des colonnes 160 et 245) pour mesurer la pente de la fente par rapport aux rangées de pixels.

Les résultats des deux techniques concordent généralement bien. Les résultats les plus précis sont alors utilisés.

Sur la figure 3.2, la localisation du flux maximal du filtre, déterminée avec l'aide de IRAF, est tracée par rapport aux groupes de poses. On voit que dans chaque cas, la pente moyenne est la même et elle montre le déplacement graduel de la fente sur la durée des observations de 5 heures et 37 minutes, soit de 18:05 HNE à 23:42 HNE. Le télescope s'est alors déplacé d'un angle horaire de $-00:55$ à celui de $4:06$ pour la naine brune.

Sur le graphique de la figure 3.2, les deux courbes d'un même filtre sont décalées de 3 pixels pour une meilleure visibilité. Les courbes du filtre Paschen β sont décalées de 45 pixels par rapport aux valeurs mesurées pour permettre une meilleure comparaison.

La fente avec champ de repérage a été le sujet d'une étude plus approfondie puisque les spectres présentés ont été obtenus avec cette configuration. Sa pente varie de 0.004915 à 0.006927 pixel(rangée)/pixel(colonne). Sa médiane est de 0.005072.

Une étude faite sur la fente sans champ révèle que sa pente varie de 0.00125 à 0.0075 pixel(rangée)/pixel(colonne) d'une journée à l'autre. La pente médiane est de 0.00625 ± 0.00125 pixel(rangée)/pixel(colonne).

Albert (2006) a vérifié la courbe de la dispersion à partir de raies d'émission nébulaire dans NGC 6543 couplées au catalogue de raies dans (Kaler et al., 1997). Il a de plus utilisé des poses de calibration, faites avec les filtres à bande étroite Brackett γ ,

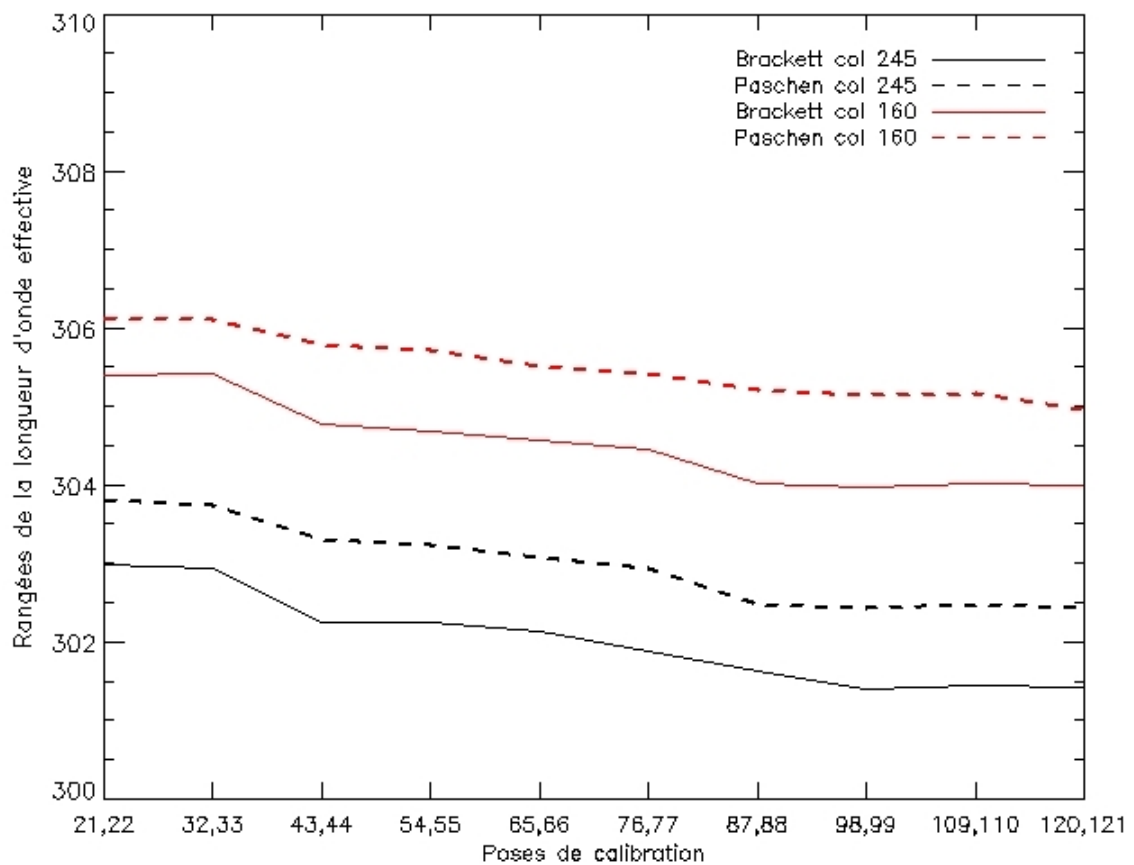


Figure 3.2 – **Variations des positions de la calibration des deux filtres.** Positions de la longueur d'onde effective des filtres Brackett γ et Paschen β sur les rangées de pixels évaluées sur 2 colonnes de pixels, selon les poses de calibration. Les courbes ont été décalées pour une meilleure comparaison. La première pose de chaque groupe, indiqué en abscisse, est celle de calibration faite avec le filtre Brackett γ .

Paschen β , FeII et H₂. Il a aussi employé le fond des bandes d'absorption atmosphériques entre les bandes *J* et *H* ainsi qu'entre les bandes *H* et *K*. Il en résulte la courbe présentée à la figure 3.3 où les X représentent la dispersion théorique prévue par le modèle ZEMAX. Les carrés représentent les données recueillies et les pointillés sont le meilleur ajustement.

Selon Albert (2006), sur l'ensemble du domaine de longueur d'onde des données, la meilleure paramétrisation de la dispersion est la somme d'une gaussienne et d'une

droite. Cependant, selon Albert (2006), la dispersion est mieux paramétrée entre 1.4 et 2.5 μm par la relation linéaire 3.1 :

$$\lambda(\mu\text{m}) = mx + b, \quad (3.1)$$

où x est le numéro de la rangée de pixels et la pente $m = -0.0194170 \mu\text{m}/\text{pixel}$.

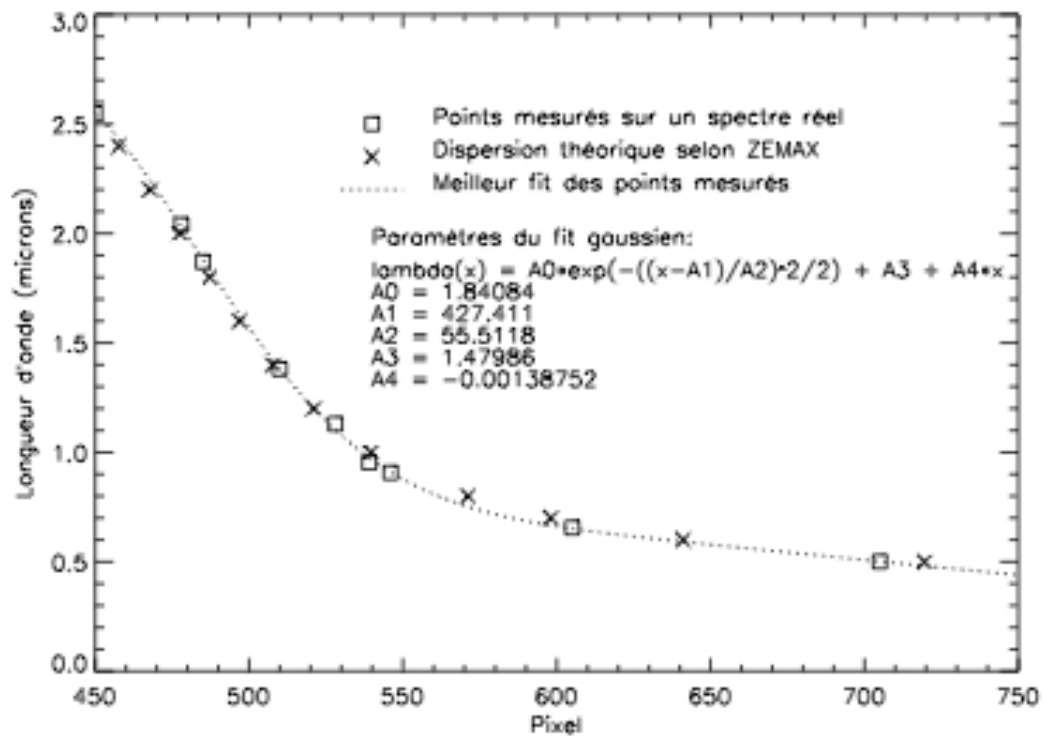


Figure 3.3 – **Paramétrisation de la dispersion avec le prisme d’Amici.** Les X sont obtenus par la dispersion théorique selon ZEMAX. Les carrés ont été mesurés avec de réelles données et la courbe en pointillé en est le meilleur ajustement. Graphique tiré de la thèse de Albert (2006).

La majeure partie de l’intervalle spectral de nos spectres coïncide avec ce domaine de linéarité. La pente et l’ordonnée à l’origine sont vérifiées à l’aide des poses de calibration faites avec les filtres Brackett γ et Paschen β .

Adaptée aux données du groupe de poses de 78 à 86 de la naine brune et aux groupes 67 à 75 et 89 à 97 de la A0, l’équation 3.1 devient :

$$\lambda(\mu m) = -0.01918x + 7.9365 . \quad (3.2)$$

La valeur de la pente de la droite de dispersion est semblable à celle trouvée par Albert (2006).

Artigau (2009, communication privée) a utilisé des poses de calibration prises en présence des filtres Brackett γ , Paschen β , le filtre à bande étroite, FeII (1.6371 à 1.6508 μm), ainsi que la longueur d'onde de coupure du filtre I (0.8 à 0.953 μm). Il obtient une meilleure paramétrisation de la dispersion par une parabole :

$$\lambda(\mu m) = 2.75865 - 0.0285144(x - x_o) + 0.000101698(x - x_o)^2 , \quad (3.3)$$

où x_o dépend de la position de la fente lors des mesures.

Artigau (2009, communication privée) a aussi utilisé une équation cubique pour paramétriser la dispersion en longueur d'onde. elle est :

$$\lambda(\mu m) = A_{cubique} + B_{cubique}(x - x_o) + C_{cubique}(x - x_o)^2 + D_{cubique}(x - x_o)^3 . \quad (3.4)$$

Adaptée au groupe des poses de 76 à 86, $A_{cubique} = 2.59667$, $B_{cubique} = -0.0172448$, $C_{cubique} = -0.000114907$ et $D_{cubique} = 1.21740 \times 10^{-6}$.

Afin de comparer les différentes équations de dispersion en longueur d'onde, celle proposée par Albert (2006) concernant une gaussienne additionnée d'une droite a aussi été utilisée. Adaptée aux données du groupe de poses de 78 à 86, l'équation est :

$$\lambda(\mu m) = 1.84084e^{-((x-258.3672)/55.5118)^2/2} + 0.824908 - 0.000853274(x - 302.4044) . \quad (3.5)$$

Puisque la calibration est importante pour la comparaison du spectre publié au spectre observé, différentes équations de calibration ont été comparées. Elles ont été appliquées sur le groupe de poses de numéro 78 à 86, de la naine brune et le résultat a été comparé au spectre publié de la naine brune afin de déterminer laquelle de ces équations de dis-

ersion est la meilleure. Ce groupe a été choisi car il est l'un des 2 groupes où la naine brune et la A0 sont sur les mêmes colonnes de pixels. De plus, le spectre obtenu à partir de ce groupe de poses se rapproche le plus du spectre publié, peu importe les équations de calibration employées. La courbe en noir est celle du spectre publié et la courbe en magenta est celle du spectre observé. Le spectre observé est ajusté au spectre publié à la longueur d'onde de $2.2 \mu\text{m}$.

Selon la figure 3.4, la dispersion spectrale linéaire ne donne pas un bon résultat, surtout en bande J . On peut voir que la courbe du spectre observé est beaucoup plus élevée en amplitude que celle du spectre publié dans les courtes longueurs d'onde. La courbe en bande H du spectre observé est décalée par rapport à celle du spectre publié tandis que celle de la bande K est bien superposée à celle du spectre publié, sauf pour le pic secondaire situé entre 1.9 et $2.0 \mu\text{m}$.

Selon le graphe 3.5, la courbe du spectre observé, calibré avec la dispersion quadratique, est beaucoup mieux superposée à celle du spectre publié, en bande J , qu'avec la dispersion linéaire. La bande H n'est pas décalée par rapport à celle du spectre publié. La bande K semble un peu décalée et la courbe du spectre observé diverge de celle du spectre publié dans les grandes longueurs d'onde.

Selon le graphe 3.6, la dispersion spectrale cubique superpose moins bien les deux courbes en bande J qu'avec la dispersion quadratique. Par contre, la superposition est meilleure que pour la dispersion quadratique en bande K .

Selon le graphe 3.7, la dispersion spectrale gaussienne avec une droite donne un résultat aussi bon que la dispersion cubique en bandes H et K , mais la superposition est moins bonne dans la bande J .

Dans tous les graphiques, il reste un pic dans la courbe du spectre observé à environ $1.5 \mu\text{m}$, qui est plus important que celui du spectre publié. La courbe du spectre observé a tendance à diverger de celle du spectre publié au-delà de $2.3 \mu\text{m}$. Dans l'ensemble, la dispersion spectrale quadratique donne le meilleur résultat.

La paramétrisation est très sensible à la constante de correction x_o . Une illustration de l'influence de cette constante sur la courbe du spectre est faite à partir des poses 78 à 86 de la naine brune. Dans le premier cas, la constante calculée à partir de la localisation

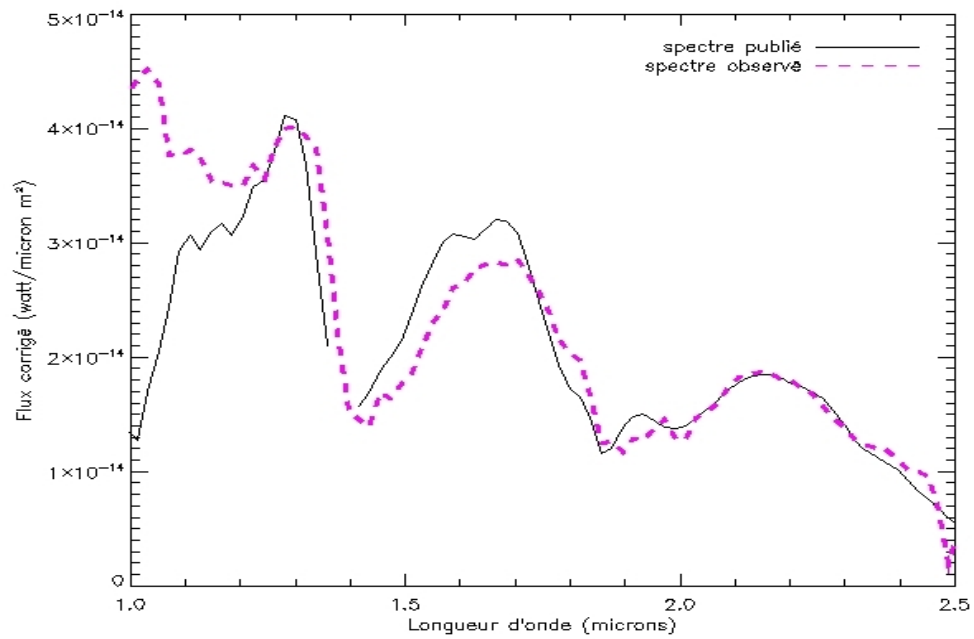


Figure 3.4 – **Dispersion spectrale linéaire.** La dispersion spectrale linéaire est appliquée.

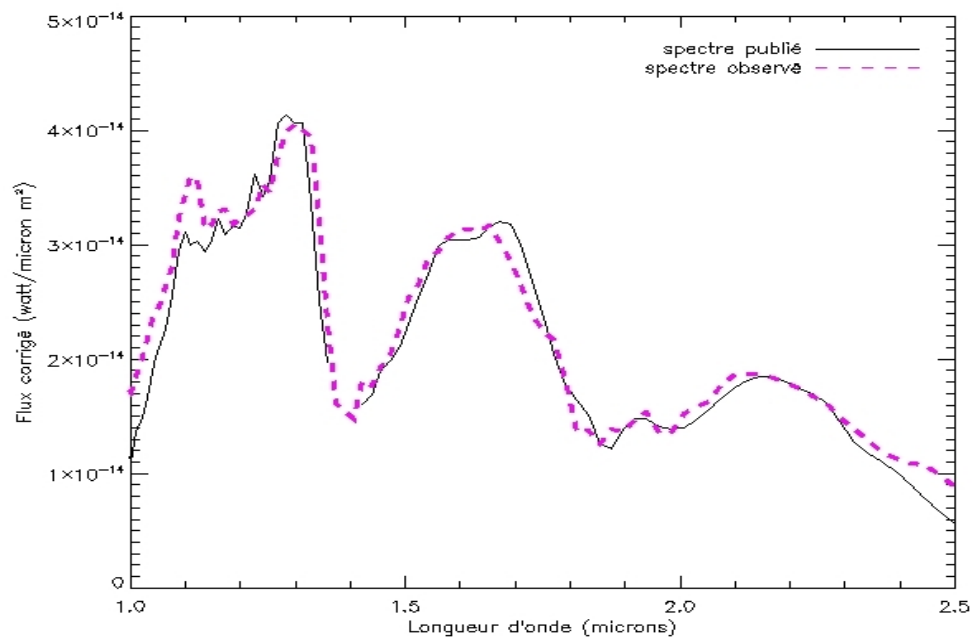


Figure 3.5 – **Dispersion spectrale quadratique.** La dispersion spectrale quadratique est appliquée.

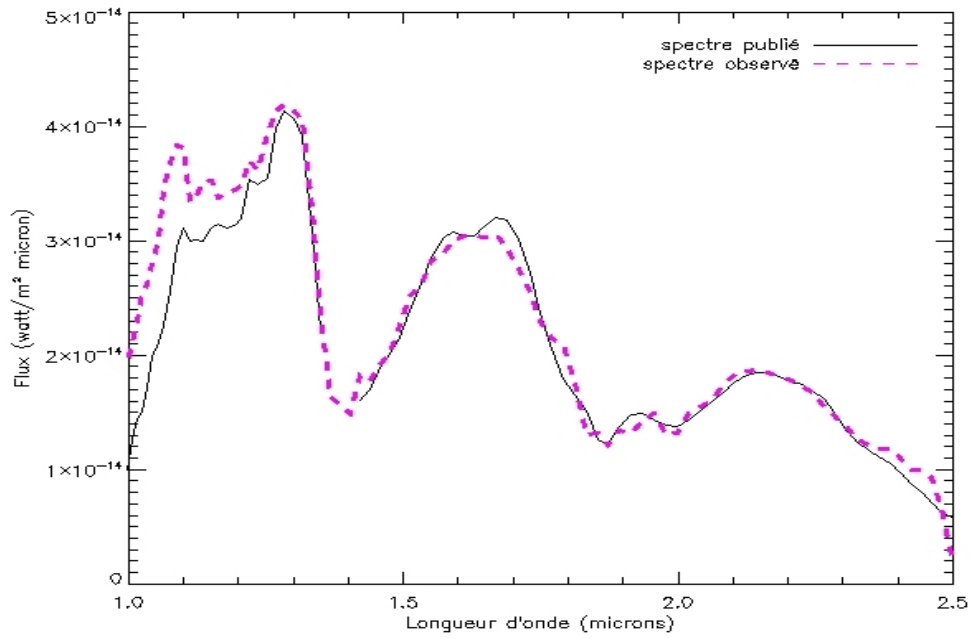


Figure 3.6 – **Dispersion spectrale cubique.** La dispersion spectrale cubique est appliquée.

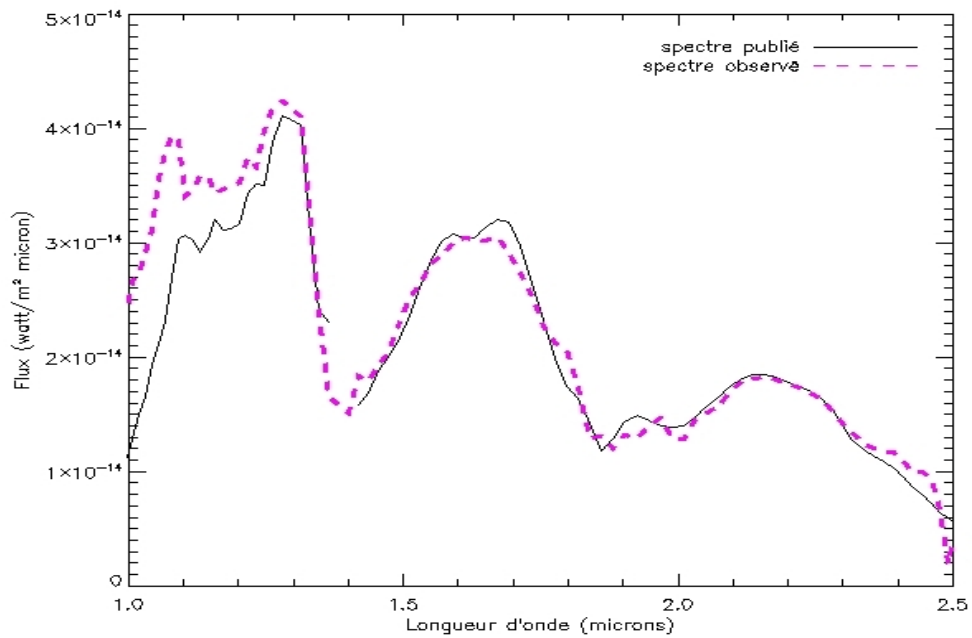


Figure 3.7 – **Dispersion spectrale gaussienne.** La dispersion spectrale gaussienne est appliquée.

de la longueur d'onde effective du filtre Bracketty donne une calibration qui produit la superposition des spectres de la figure 3.8. Dans le deuxième cas, la constante est changée d'environ un quart de rangée de pixels, donnant une meilleure superposition du spectre observé sur celui publié, comme à la figure 3.5 de la page 61.

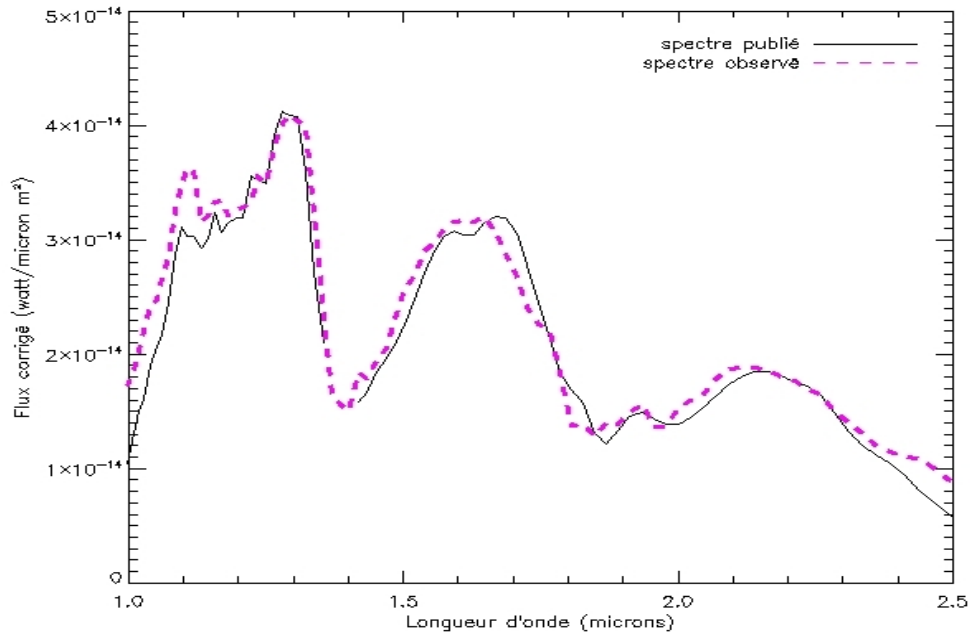


Figure 3.8 – **Dispersion spectrale quadratique sans ajustement de la constante.** La constante de correction, x_0 , est appliquée telle quelle.

Une imprécision sur la calibration est en partie due au léger mouvement de la fente qui suit celui du télescope. En effet, il a été observé un léger déplacement d'une rangée de pixel de la fente avec champ au cours d'une même nuit.

Ce qui rajoute à cette imprécision est l'inclinaison de la fente par rapport aux rangées de pixels et la position de la source à l'intérieur de la largeur de la fente.

3.3 Résultats

Des graphiques comparatifs ont été réalisés pour chaque groupe de poses de la naine brune 2MASS J00361617+1821104, prises le 8 décembre 2008 selon le tableau 3.I. La

courbe du spectre observé et corrigé a été juxtaposée, selon la longueur d'onde, à celle du spectre publié, pour différentes masses d'air.

Les longueurs d'onde de calibration n'arrivant pas exactement sur les mêmes rangées de pixels sur l'image de la naine brune et sur celle correspondante de la A0, la moyenne des positions de la longueur d'onde de $2.1674 \mu\text{m}$, propres aux groupes de poses utilisées, a été employée pour déterminer la constante de correction de l'équation de dispersion quadratique.

Pour visualiser les deux courbes sur le même graphique, le spectre observé a été divisé par un facteur d'ajustement afin de le superposer au spectre publié à $2.2 \mu\text{m}$. Le tableau 3.I de la page 54 montre les facteurs déterminés. Ils ne sont pas reliés à l'épaisseur de la masse d'air. La valeur correspondant aux poses 100 à 108 de la naine brune est nettement supérieure aux autres. Peut-être le signal obtenu de la naine brune a-t-il été momentanément meilleur en bande K_s que ceux obtenus des groupes de poses de l'étoile A0.

D'après les figures 3.9 à 3.13, tous les spectres montrent un bon accord avec le spectre publié, même s'il n'y a que deux groupes de poses (celui des poses 12 à 20 et celui des poses 78 à 86) où la naine brune et l'étoile A0 étaient positionnées sur les mêmes colonnes de pixels. Cependant, le pic de la courbe du spectre corrigé à environ $1.1 \mu\text{m}$ est plus important que celui du spectre publié. De plus, la courbe du spectre corrigé diverge de celle du spectre publié aux grandes et aux petites longueurs d'onde. Cette divergence est possiblement due à la loi de dispersion qui n'est pas parfaitement déterminée. Une description individuelle des spectres suit dans les prochains paragraphes.

Pour le premier groupe de poses, soit les images 12 à 20 pour la naine brune, les poses 23 à 31 pour l'étoile de référence ont été utilisées. L'épaisseur de la masse d'air traversée par le flux de la naine brune est de 1.126 et celle traversée par le flux de la A0 est de 1.154 pour une différence de 0.028. Les deux cibles sont exactement sur les mêmes colonnes de pixels. Les poses de calibration reliées à la naine brune et à l'étoile de référence révèlent des positions des longueurs d'onde centrales pour chacun des filtres Paschen β et Brackett γ sur les mêmes rangées de pixels. La constante de correction est ajusté de 0.5 rangée de pixels pour un meilleur résultat.

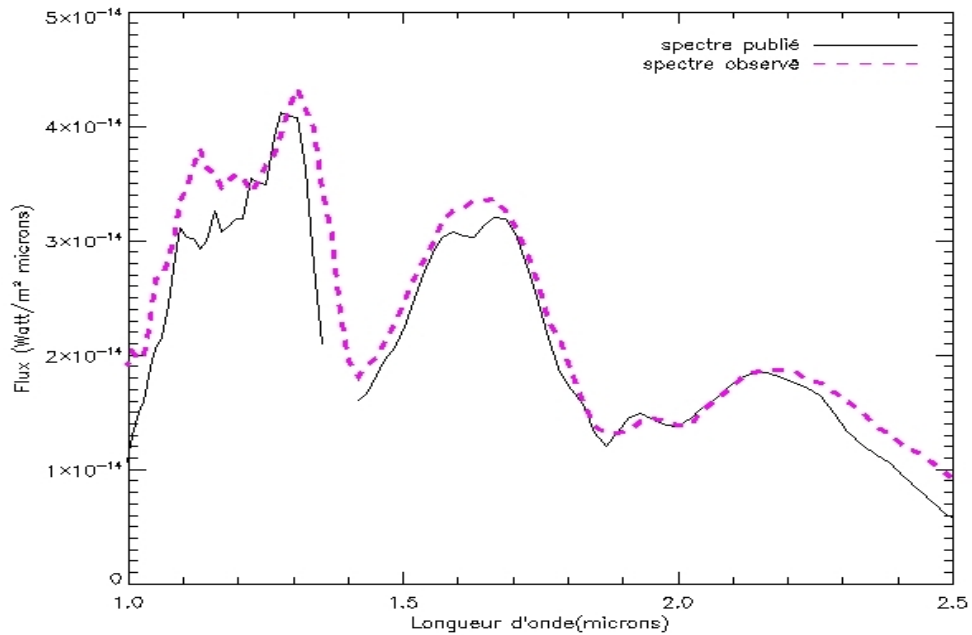


Figure 3.9 – **Spectre corrigé à 1.126 masse d'air.** La courbe noire est celle du spectre publié dégradé à une résolution d'environ 50. L'autre est celle du spectre corrigé observé à l'Observatoire du Mont-Mégantic le 8 décembre 2008 pour les poses de la naine brune 12 à 20. Les poses 23 à 31 sont celles de l'étoile de référence. L'épaisseur de leur masse d'air est de 1.154.

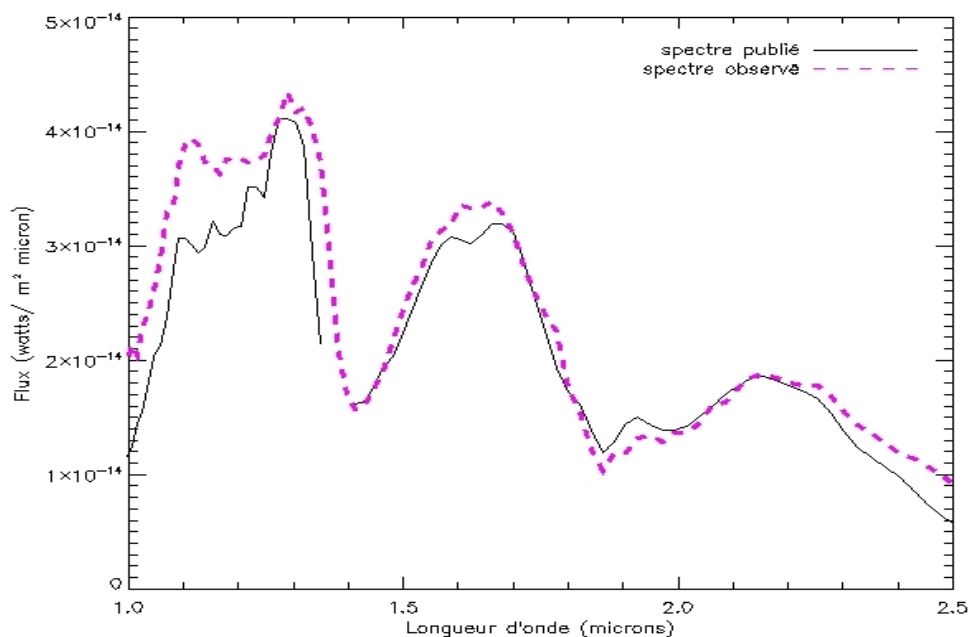


Figure 3.10 – **Spectre corrigé à 1.136 masse d'air.** Même signification des couleurs des courbes que dans le graphique précédent. Les poses de la naine brune portent les numéros 34 à 42. Les poses 23 à 31 sont celles de l'étoile de référence. Leur épaisseur masse d'air est de 1.154.

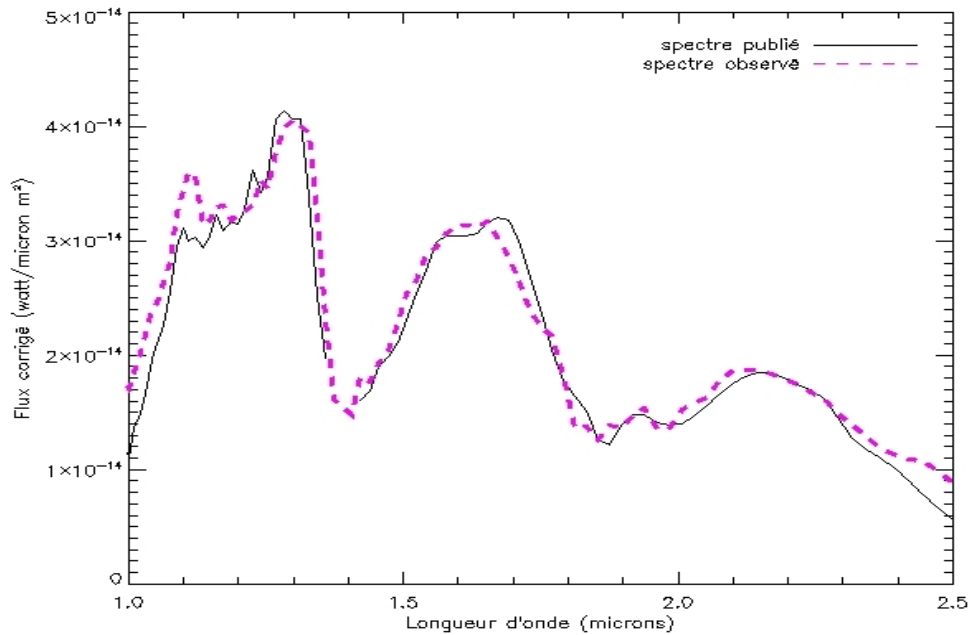


Figure 3.11 – **Spectre corrigé à 1.321 masse d'air.** Même signification des couleurs des courbes que dans le graphique précédent. Les poses de la naine brune sont les poses 78 à 86. Les poses 67 à 75 et 89 à 97 sont celles de l'étoile de référence. Leur épaisseur de masse d'air combinée est de 1.358.

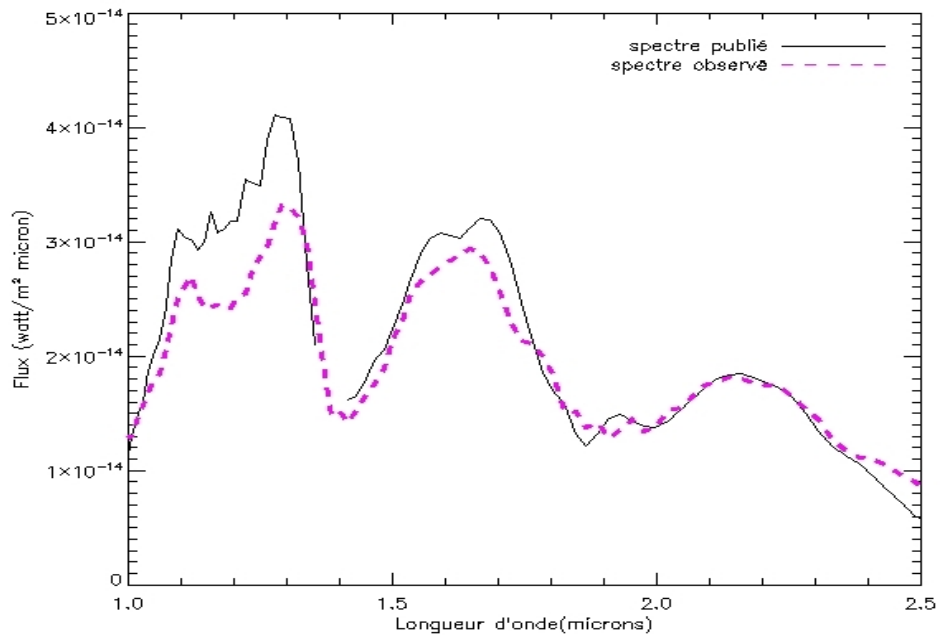


Figure 3.12 – **Spectre corrigé à 1.576 masse d'air.** Même signification des couleurs des courbes que dans le graphique précédent. Les poses de la naine brune sont celles de 100 à 108. Les poses 89 à 97 et 111 à 119 sont celles de l'étoile de référence. Leur épaisseur de masse d'air combinée est de 1.644.

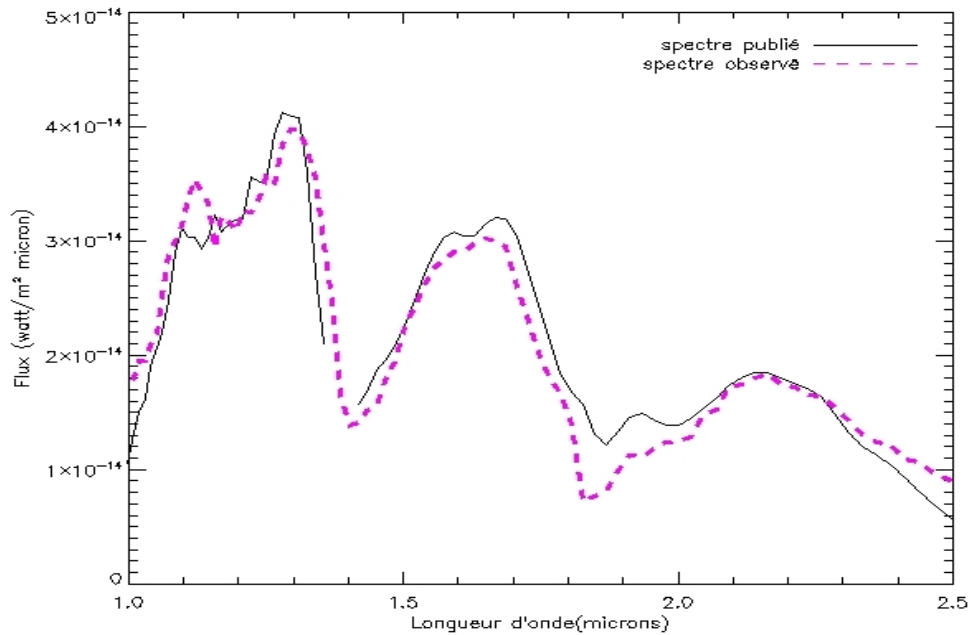


Figure 3.13 – **Spectre corrigé à 2.06 masse d’air.** Même signification des couleurs des courbes que dans le graphique précédent. Les poses de la naine brune 122 à 130. Les poses 111 à 119 sont celles de l’étoile de référence. Leur épaisseur masse d’air est de 1.84.

Selon la figure 3.9, la bande *J* du spectre observé semble plus étalée et légèrement décalée vers les grandes longueurs d’onde. En bande *J*, le flux du spectre observé est presque semblable à celui du spectre publié. En bande *H*, il serait légèrement supérieur à celui publié.

Les poses 34 à 42 de la naine brune composant le deuxième groupe, ont une épaisseur de la masse d’air légèrement supérieure à celle du groupe précédent, soit de 1.136. Celle des poses 23 à 31 de l’étoile de référence est de 1.154 et donc la différence entre les masses d’air est de 0.018, soit la plus petite de tous les groupes. Les cibles sont décalées d’une colonne de pixels. La constante de correction est ajustée de 0.367 rangée de pixels.

Les poses de calibration prises après celles de la naine brune révèlent une différence d’environ une rangée de pixels pour les positions des longueurs d’onde centrales pour chacun des filtres Paschen β et Brackett γ par rapport aux poses de calibration prises après celles de la A0. Cette différence pourrait faire en sorte que le flux du spectre de la naine

brune, à une longueur d'onde donnée, est corrigé par le flux de la A0 à une longueur d'onde légèrement différente. Pourtant les deux courbes de la figure 3.10 semblent mieux centrées l'une sur l'autre, dans la bande J , que celles du groupe précédent.

La courbe du spectre corrigé de la naine brune pour les poses 78 à 86 utilise deux groupes de poses de l'étoile de référence. La masse d'air présente lors des poses de la naine brune est de 1.321. Celles des poses de l'étoile de référence sont de 1.268 et 1.448, pour une moyenne de 1.358. La différence de l'épaisseur des masses d'air est de 0.037. Comme déjà mentionné, la constante de correction est ajustée de 0.257 rangée de pixels.

Les cibles sont sur la même colonne de pixels, ce qui devrait être intéressant pour la comparaison avec le premier groupe de poses de la naine brune.

Les courbes de la figure 3.11 semblent un peu décalées en bande J et K_s . Le flux maximum du spectre observé est relativement semblable à celui du spectre publié dans les trois bandes. La correspondance avec le spectre publié est la meilleure.

Le quatrième groupe concernant les poses 100 à 108 de la naine brune, est jumelé à deux groupes de poses de l'étoile de référence, soit les poses 89 à 97 et 111 à 119. L'épaisseur de la masse d'air traversée par le flux de la naine brune est de 1.576 et celles de l'étoile A0 sont de 1.448 et 1.840. La moyenne de ces dernières, de 1.644, laisse une différence de 0.068 entre l'épaisseur des masses d'air des deux cibles. La constante de correction est ajustée de 0.443 rangée de pixels. Seule la longueur d'onde moyenne du filtre Brackett γ a changé de localisation d'une rangée de pixels dans les poses de calibration pour un seul groupe de poses de la A0.

Le graphique de ce groupe de poses illustré à la figure 3.12 est le plus atypique. C'est le seul où le spectre observé a un flux inférieur, en bandes J et H , pour un flux en bande K_s comparable. Par contre, la courbe du spectre observé épouse bien celle du spectre publié en bande K_s . Et c'est le seul à avoir un facteur d'ajustement aussi élevé, comparé à ceux des 4 autres graphiques. Sur une de ces poses, il y avait plusieurs pixels d'un niveau d'énergie exagérément élevé, dont un dans la zone des 2 colonnes de pixels étudiées. Celui-ci a été éliminé des calculs.

Le cinquième et dernier groupe des poses 122 à 130 de la naine brune est associé à un seul groupe de poses de l'étoile de référence, soit les images 111 à 119. L'épaisseur de la

masse d'air traversée par le flux de la naine brune est de 2.06, tandis que celle traversée par l'étoile de référence est de 1.84. La différence entre les deux épaisseurs est de 0.22. Les cibles sont décalées d'une colonne de pixels. Il n'y pas eu de poses de calibration pour l'étoile de référence. La constante de correction est alors ajustée d'une rangée de pixels pour une meilleure superposition.

Selon le graphe de la figure 3.13, pour une superposition des deux courbes dans la bande K_s , la courbe du spectre observé est légèrement décalée de celle du spectre publié en bande H . La superposition dans la bande J est meilleure.

L'épaisseur de la masse d'air traversée par le flux de la naine brune est plus importante que celle traversée par le flux de l'étoile de référence. Ce dernier point contribue à réduire le flux du spectre corrigé surtout dans la plage de longueurs d'onde où se fait l'absorption par les molécules d'eau, et pourrait expliquer le creux observé près de $1.85 \mu\text{m}$. Même si cette épaisseur de masse d'air est 1.8 fois celle des poses 12 à 20, le profil du spectre est relativement bien superposé au spectre publié.

Avec cet échantillonnage de poses, aucun effet significatif de la masse d'air sur les spectres de naine brune ne peut être décelé. Il semble que l'étoile A0 fait une bonne calibration. Avec une seule nuit d'observation, aucune comparaison ne peut être faite sur des spectres obtenus avec des masses d'air similaires mais avec des taux d'humidité différents. Des observations supplémentaires avec une attention particulière prêtée au positionnement des cibles dans la fente seraient nécessaires.

CHAPITRE 4

CONCLUSION

L'étude de l'effet de l'atmosphère terrestre sur les spectres de naines brunes avec SIMON a permis de mettre en évidence un problème de non-répétabilité du positionnement de la fente. Il peut y avoir jusqu'à six rangées de pixels de différence au cours d'une même nuit. Deux causes possibles sont présentées. La solution suggérée est de donner une orientation tangentielle plutôt que radiale à la fente dans la roue à masques.

L'utilisation de la fente avec un champ de repérage a permis d'éviter de bouger la fente lors du changement de cible du télescope. Un léger déplacement de la fente avec champ de repérage est observé, même si l'utilisation de cette dernière ne requiert aucune commande de mouvement au moment de changer la cible du télescope. Cette course est d'environ une rangée de pixels sur une durée de six heures.

Pour l'une des étapes du traitement des données, celle de la soustraction du ciel, trois méthodes ont été testées. La simple soustraction, l'une de l'autre, de deux images successives, où la cible est déplacée de quelques secondes d'arc, donne le meilleur résultat. Pour les conditions atmosphériques rencontrées à l'observatoire, il est plus important de diminuer l'intervalle de temps que de diminuer le bruit en prenant les données de plusieurs poses étalées dans le temps.

Trois méthodes ont été étudiées pour l'autre étape du traitement des données, soit l'uniformisation des spectres. Pour l'application d'une des méthodes indirectes, le spectre des lampes d'uniformisation a été analysé. Ces lampes n'ont pas un spectre de corps noir.

Seule la méthode directe est appliquée aux données. Cette méthode uniformise automatiquement les spectres. Pour ce faire, elle exige que les spectres soient mesurés sur les mêmes pixels.

Lors de la prise des données, seuls deux groupes de poses de la naine brune et de l'étoile A0 étaient situées sur les mêmes colonnes de pixels. Trois autres groupes de poses, qui ont été étudiés, présentaient un écart d'une colonne de pixels entre les deux cibles. Il n'y a aucune assurance que les cibles aient été situées sur la même rangée de

pixels, à l'intérieur de la fente.

Des spectres corrigés de la naine brune ont été obtenus à différentes masses d'air mais à un seul taux d'humidité.

Il ne semble pas y avoir d'effet significatif de la masse d'air sur les spectres de la naine brune observée. L'étoile A0 semble faire une bonne calibration de la naine brune.

Des observations additionnelles sont nécessaires, en prêtant une attention particulière au positionnement des cibles, pour des épaisseurs de masse d'air similaires et différents taux d'humidité.

BIBLIOGRAPHIE

- Joseph Adams et Michael Skrutskie. Airglow and 2MASS Survey Strategy. <http://ast-sun.astro.virginia.edu/mfs4n/2mass/airglow/adams/air.ps>, 2005.
- L. Albert. *La recherche de naines brunes autour d'étoiles du voisinage solaire et le spectrographe multi-objets SIMON*. Thèse de doctorat, (Université de Montréal (Canada)), 2006.
- E. Artigau. *Variabilité temporelle des naines T et construction d'une caméra infrarouge à grand champ*. Thèse de doctorat, (Université de Montréal (Canada)), 2006.
- G. Basri. Observations of Brown Dwarfs. *Annual Review in Astronomy and Astrophysics*, 38:485–519, 2000.
- E. E. Becklin et B. Zuckerman. A low-temperature companion to a white dwarf star. *Nature*, 336:656–658, décembre 1988.
- A. Burgasser, J. D. Kirkpatrick, M. E. Brown, I. N. Reid, C. A. Beichman, R. M. Cutri, J. E. Gizis, M. F. Skrutskie, C. C. Dahn et D. G. Monet. Discovering T dwarfs with 2MASS. Dans C. A. Griffith & M. S. Marley, éditeur, *From Giant Planets to Cool Stars*, volume 212 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 65–+, 2000.
- B. W. Carroll et D. A. Ostlie. *An Introduction to Modern Astrophysics*. Addison-Wesley, San Francisco, USA, 2007.
- Kelle L. Cruz, J.D. Kirkpatrick et A. J. Burgasser. Young L Dwarfs Identified in the Field : A Preliminary Low-Gravity, Optical Spectral Sequence from L0 to L5. 2008.
- P. Delorme, X. Delfosse, L. Albert, E. Artigau, T. Forveille, C. Reylyé, F. Allard, D. Homeier, A. C. Robin, C. J. Willott, M. C. Liu et T. J. Dupuy. CFBDS J005910.90-011401.3 : reaching the T-Y brown dwarf transition ? *Astronomy and Astrophysics*, 482:961–971, mai 2008.

- J. S. Drilling et A. U. Landolt. *Normal Stars*. Springer Verlag, New-York, USA, 2000.
- Jay Elias. Gemini Near-Infrared Spectrometer, Mechanism Specifications. <http://www.noao.edu/ets/gnirs>, 1999.
- T. R. Geballe, G. R. Knapp, S. K. Leggett, X. Fan, D. A. Golimowski, S. Anderson, J. Brinkmann, I. Csabai, J. E. Gunn, S. L. Hawley, G. Hennessy, T. J. Henry, G. J. Hill, R. B. Hindsley, Ž. Ivezić, R. H. Lupton, A. McDaniel, J. A. Munn, V. K. Narayanan, E. Peng, J. R. Pier, C. M. Rockosi, D. P. Schneider, J. A. Smith, M. A. Strauss, Z. I. Tsvetanov, A. Uomoto, D. G. York et W. Zheng. Toward Spectral Classification of L and T Dwarfs : Infrared and Optical Spectroscopy and Analysis. *Astrophysical Journal*, 564:466–481, janvier 2002.
- I.S. Glass. *Handbook of Infrared Astronomy*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1999.
- J. B. Kaler, R. A. Shaw et L. Browning. An Electronic Emission-Line Catalog for Planetary Nebulae. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 109:289–291, mars 1997.
- J. D. Kirkpatrick. New Spectral Types L and T. *Annual Review in Astronomy and Astrophysics*, 43:195–245, septembre 2005.
- J. D. Kirkpatrick, K. L. Cruz, T. S. Barman, A. J. Burgasser, D. L.Looper, C. G. Tinney, C. R. Gelino, P. J. Lowrance, J. Liebert, J. M. Carpenter, L. A. Hillenbrand et J. R. Stauffer. A Sample of Very Young Field L Dwarfs and Implications for the Brown Dwarf “Lithium Test” at Early Ages. *Astrophysical Journal*, 689:1295–1326, décembre 2008.
- S. K. Leggett, D. A. Golimowski, X. Fan, T. R. Geballe, G. R. Knapp, J. Brinkmann, I. Csabai, J. E. Gunn, S. L. Hawley, T. J. Henry, R. Hindsley, Ž. Ivezić, R. H. Lupton, J. R. Pier, D. P. Schneider, J. A. Smith, M. A. Strauss, A. Uomoto et D. G. York. Infrared Photometry of Late-M, L, and T Dwarfs. *Astrophysical Journal*, 564:452–465, janvier 2002.

Pierre L ena. *Astrophysique : m ethodes physiques de l'observation*. Inter ditions et CNRS  ditions, Paris, France, 1996.

I. N. Reid, A. J. Burgasser, K. L. Cruz, J. D. Kirkpatrick et J. E. Gizis. Near-Infrared Spectral Classification of Late M and L Dwarfs. *Astronomical Journal*, 121, mars 2001.

I. N. Reid et S. L. Hawley. *New light on dark stars : red dwarfs, low-mass stars, brown dwarfs*. Springer-Praxis books in astrophysics and astronomy. Praxis Publishing Ltd, 2005.

G. Schubert et R. L. Walterscheid. *Earth*. Springer Verlag, New-York, USA, 2000.