HAL
open science

Étalonnage spectro-photométrique du SuperNova Integral Field Spectrograph dans le cadre du projet the Nearby Supernova Factory

Clément Buton

To cite this version:

Clément Buton. Étalonnage spectro-photométrique du SuperNova Integral Field Spectrograph dans le cadre du projet the Nearby Supernova Factory. Autre. Université Claude Bernard - Lyon I, 2009. Français. NNT : 2009LYO10303 . tel-00465853v2

HAL Id: tel-00465853

https://theses.hal.science/tel-00465853v2

Submitted on 15 Feb 2011

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

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

N°d'ordre : 303-2009 Année 2009

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ Claude Bernard (Lyon 1)

Spécialité

Cosmologie observationnelle

Présentée par

M. Clément BUTON

en vue de l'obtention du grade de

DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD (Lyon 1)

Étalonnage spectro-photométrique du *SuperNova Integral Field Spectrograph* dans le cadre du projet *the Nearby Supernova Factory*

Soutenue publiquement le 8 décembre 2009 devant la commission d'examen formée de :

Mme.	V.	RUHLMANN-KLEIDER	*Présidente du jury*
M.	G.	SMADJA	*Directeur de thèse*
M.	Y.	COPIN	*Directeur de thèse*
Mme.	G.	SOUCAIL	*Rapporteur*
M.	N.	REGNAULT	*Rapporteur*
M.	M.	KOWALSKI	*Examinateur*

Remerciements

Bien que difficiles à de nombreux égards, j'ai réellement apprécié mes années de thèse, non seulement parce que j'ai eu la chance de faire un travail qui me passionne, mais surtout parce que j'ai eu le bonheur de travailler avec des chefs, des collègues et des amis remarquables. Je profite donc de ces quelques lignes pour leur exprimer ma gratitude :

À Yannick, Gérard et Greg qui m'ont tout appris ces trois dernières années et que je ne remercierai jamais assez pour leurs conseils, leur patience et leur investissement dans mon encadrement et mon travail.

À l'ensemble des membres du jury pour le temps et l'attention qu'ils ont consacré à la relecture et à l'amélioration de mon manuscrit.

À la triade de l'IPNL ; Nico, Bizut et 'Mr Pereira', ainsi qu'à Nil et Dim du LPMCN pour leur amitié et la super ambiance au labo et surtout en dehors.

À toute la collaboration SNfactory en France et aux États-Unis avec laquelle j'ai eu énormément de plaisir à travailler. Je pense particulièrement à Noël, Manu et Manu, Pierre, Reynald, Stephen et Rollin qui ont toujours répondu présent lorsque j'avais besoin d'un coup de main. J'aimerais tout spécialement remercier Seb 'ZeFrog' pour son soutient inconditionnel, tous ses conseils et sa bonne humeur de troll au moment où j'en avais le plus besoin.

À la région rhône-alpes pour m'avoir accordé la bourse explora'doc grâce à laquelle j'ai pu effectuer un tiers de ma thèse à Berkeley.

Il me tient également à cœur de remercier Lionel et Philippe des services mécanique du CRAL et du LPNHE pour leur accueil, leur gentillesse et les soirées 'Maï taï' lors de ces dix jours à Hawaii que je ne suis pas près d'oublier.

Pour terminer, j'aimerai remercier Julie de m'avoir soutenue tout au long de mes études et d'être toujours là aujourd'hui...

Table des matières

Introduction **1**

I Contexte scientifique **3**

1 Cosmologie observationnelle et supernovæ **5**
1.1 Contexte scientifique . . . 5
1.1.1 Modèle de *Friedmann-Lemaître Robertson-Walker* . . . 5
1.1.2 Expansion de l'univers . . . 8
1.1.3 Paramètres cosmologiques . . . 10
1.2 Modèle de concordance cosmologique . . . 11
1.3 Observables cosmologiques . . . 11
1.3.1 Distance de luminosité . . . 12
1.3.2 Distance angulaire . . . 13
1.3.3 Autres observables . . . 13
1.4 Expériences majeures en cosmologie observationnelle . . . 13
1.4.1 Fond diffus cosmologique . . . 13
1.4.2 Grandes structures . . . 14
1.4.3 Supernovæ de type Ia . . . 15
1.5 Explosion des supernovae de type Ia . . . 16
1.5.1 Progéniteur et mécanisme d'explosion . . . 16
1.5.2 Chandelles standards . . . 18
1.5.3 SNe Ia comme sonde de l'énergie noire . . . 19
1.5.4 Pourquoi les SNe Ia proches sont-elles nécessaires ? . . . 19
1.5.5 Analyse cosmologique . . . 19

2 The Nearby SuperNova Factory **23**
2.1 Présentation de la collaboration SNfactory . . . 23
2.2 Spectro-photométrie : une nouvelle façon d'observer les SNe Ia . . . 24
2.2.1 Photométrie/spectrographie à champ intégral . . . 24
2.3 *The SuperNova Integral Field Spectrograph* . . . 24
2.3.1 Principe de l'IFS et spectrographie 3D . . . 25
2.3.2 Voie photométrique . . . 27
2.3.3 Poses d'étalonnage . . . 27
2.4 Extraction des spectres du CCD et création des cubes de données . . . 28
2.4.1 Masque d'extraction . . . 28
2.4.2 Extraction des spectres . . . 30
2.4.3 Étalonnage spectro-spatial . . . 32

3 Observations et prise de données **35**
3.1 Recherche des supernovæ au mont Palomar . . . 35
3.2 Suivie spectro-photométrique des supernovæ . . . 37
3.3 Les données SNfactory en quelques chiffres . . . 37

II Extraction des sources ponctuelles **41**

4 Turbulences atmosphériques et fonction d'étalement de point **43**
4.1 Introduction . . . 43
4.2 Les turbulences atmosphériques . . . 43
4.2.1 Structure des turbulences . . . 43
4.3 Fonction d'étalement de point . . . 44
4.3.1 Paramètre de Fried et *seeing* . . . 45
4.4 Historique de l'élaboration de la PSF dans la collaboration . . . 46
4.5 Profil radial de Kolmogorov . . . 46
4.6 Conclusion . . . 47

5 Modèle analytique de la fonction d'étalement de point **49**
5.1 Introduction . . . 49
5.2 Modèle analytique . . . 49
5.3 Corrélations . . . 50
5.3.1 α (rayon de la Moffat) *vs.* β (exposant de la Moffat) . . . 52
5.3.2 α (rayon de la Moffat) *vs.* σ (rayon de la gaussienne) . . . 52
5.3.3 α (rayon de la moffat) *vs.* η (poids relatif des fonctions gaussienne/Moffat) 52
5.3.4 Résultats . . . 53
5.4 Variabilité atmosphérique . . . 58
5.4.1 Masse d'air . . . 58
5.4.2 *Seeing* . . . 59
5.5 Focalisation et ellipticité . . . 60
5.5.1 Variation de la focalisation . . . 62
5.6 Comparaisons au modèle Kolmogorov . . . 62
5.6.1 Profil radial . . . 62
5.6.2 Chromaticité de la PSF . . . 63
5.7 Conclusion . . . 65

6 Extraction de sources ponctuelles **67**
6.1 Introduction . . . 67
6.2 Méthode d'extraction . . . 67
6.3 Mise en œuvre et aspects pratiques . . . 68
6.3.1 Réfraction atmosphérique différentielle . . . 68
6.4 Phases de l'extraction . . . 69
6.4.1 Pré-ajustement 2D . . . 69
6.4.2 Modélisation chromatique . . . 71
6.4.3 Ajustement 3D . . . 71
6.4.4 Extraction des spectres . . . 72
6.5 Estimation de la précision de l'extraction . . . 74
6.6 Conclusion & discussion . . . 75

III Étalonnage en flux absolu des données SNfactory 77

7 Principes de l'étalonnage en flux 79
7.1 Introduction . . . 79
7.2 Notations et définitions . . . 79
7.2.1 Glossaire . . . 79
7.3 Étalonnage en nuits photométriques . . . 80
7.4 Étalonnage en nuits non-photométriques . . . 81
7.4.1 Utilisation des rapports photométriques . . . 82
7.4.2 L'hypothèse grise . . . 84
7.4.3 Renormalisation des rapports du multi-filtre . . . 84
7.5 Conclusion . . . 84

8 Photométricité 85
8.1 Introduction . . . 85
8.2 *SkyProbe* . . . 85
8.2.1 Qualité photométrique . . . 85
8.2.2 Principe de fonctionnement et caractéristiques techniques . . . 86
8.3 Stabilité atmosphérique au Mauna Kea (2004-2008) . . . 86
8.3.1 Données SNfactory . . . 86
8.3.2 Analyse de la photométricité . . . 87
8.3.3 Stabilité du flux de l'étoile guide . . . 87
8.4 Conclusion . . . 87

9 Extinction atmosphérique 91
9.1 Introduction . . . 91
9.2 Phénomènes physiques élémentaires . . . 91
9.2.1 Formalisme . . . 91
9.2.2 Diffusion de la lumière . . . 92
9.2.3 Absorption moléculaire . . . 94
9.2.4 Atténuation des nuages . . . 94
9.3 Correction tellurique . . . 95
9.3.1 Formalisme . . . 96
9.3.2 Facteur de saturation ρ . . . 96
9.3.3 Mise en œuvre de la correction . . . 96
9.4 Paramétrisation des données . . . 101
9.4.1 Diffusion Rayleigh . . . 101
9.4.2 Diffusion des aérosols . . . 103
9.4.3 Absorption de l'ozone . . . 104
9.5 Approche multi-standard . . . 104
9.5.1 Traitement photométrique . . . 104
9.5.2 Traitement non-photométrique . . . 106
9.6 Conclusion . . . 109

10 Mise en œuvre de la chaîne d'étalonnage 113
10.1 Introduction . . . 113
10.2 Application de l'approche multi-standard . . . 113
10.3 Ajustement des solutions multi-standard . . . 114
10.4 Application de la solution en flux . . . 115

10.5 Schéma global d'étalonnage & conclusion 116

11 Résultats et précision **121**
11.1 Introduction 121
11.2 Variabilité de l'extinction atmosphérique 121
11.2.1 Variabilité temporelle 121
11.2.2 Variabilité spatiale 123
11.3 Comparaison aux données météorologiques 124
11.3.1 Intensité de l'ozone 124
11.3.2 Exposant d'Ångström et profondeur optique des aérosols 125
11.3.3 Discussion sur la validité du modèle d'extinction 126
11.4 Précision de l'étalonnage des étoiles standard vis-à-vis de leur référence 126
11.4.1 Contributions aux erreurs de l'étalonnage en flux 128
11.5 Influence de l'étalonnage sur la précision des courbes de lumière 128
11.5.1 Discussion sur la précision de l'étalonnage des supernovæ 129
11.6 Conclusion 129

IV Résultats préliminaires **133**

12 Photométrie synthétique, ajustement de courbes de lumière et diagramme de Hubble **135**
12.1 Introduction 135
12.2 Courbes de lumière SNfactory 135
12.2.1 Filtres SNfactory 135
12.3 SALT2 136
12.3.1 Introduction des erreurs 136
12.3.2 Ajustement des courbes de lumière 138
12.4 Diagramme de Hubble spectro-photométrique proche 138
12.5 Conclusion 142

13 Spectres, séries temporelles et indicateurs spectraux **145**
13.1 Introduction 145
13.2 Spectres de SNe Ia 145
13.3 Séries temporelles de SNe Ia 146
13.3.1 Sous-échantillon de SNe Ia 146
13.4 Indicateurs classiques 147
13.4.1 Principe & définitions 147
13.4.2 Résultats & corrélations 150
13.5 Rapports de flux généralisés 150
13.6 Conclusion 152

Conclusion & perspectives **153**

V Appendice **155**

A Effets des turbulences atmosphériques sur un front d'onde **157**
A.1 Fluctuations de température, d'humidité et de l'indice de réfraction 157

A.1.1 Température et humidité 157
A.1.2 Indice de réfraction N 158
A.2 Dépendance de C_N^2 avec l'altitude et le temps 159
A.3 Propriétés statistiques d'un système complexe perturbé 160
A.3.1 Sortie d'une couche turbulente mince 161
A.3.2 Systèmes à couches minces multiples 164

B Étoiles standards SNfactory **165**

Références **194**

Table des figures

1.1 Diagramme de Hubble original . . . 9
1.2 Évolution de la densité d'énergie avec le décalage vers le rouge . . . 10
1.3 Carte et spectre de puissance des anisotropies du CMB . . . 14
1.4 Distribution en z de $\sim$ 240000 galaxies observées . . . 15
1.5 Classification des supernovæ . . . 17
1.6 Courbes de lumières typiques de supernovæ . . . 17
1.7 Exemple de standardisation des SNe Ia . . . 18
1.8 Influence des SNe Ia sur les contraintes de l'équation d'état de l'énergie noire . . . 20
1.9 Diagramme de Hubble . . . 21

2.1 Photographies de SNIFS monté sur UH88 . . . 25
2.2 Schéma mécanique de SNIFS . . . 26
2.3 Schéma de principe de l'IFU . . . 26
2.4 Schéma des filtres du multi-filtre . . . 27
2.5 Profil géométrique de *cross dispersion* et sa modélisation . . . 29
2.6 Ajustement du masque sur une partie d'une pose continuum . . . 31

3.1 Télescope Samuel Oschin 1.2m . . . 35
3.2 Caméra QUEST-II et Centre de calcul du NERSC . . . 36
3.3 Distribution des supernovæ SNfactory sur le ciel . . . 36
3.4 Répartition des types de supernovæ observées par SNfactory en fonction de z . . . 37
3.5 Répartition et nature de l'ensemble des cibles de candidats issus du programme de recherche SNfactory . . . 38
3.6 Répartition et nature de l'ensemble des spectres de candidats issus du programme de recherche SNfactory . . . 38
3.7 Répartition de la phase, de z et du nombre de spectres par série temporelle SNfactory 39
3.8 Interface de la prise de données SNIFS . . . 40

4.1 Profil radial Kolmogorov ajusté sur les données GD71 et HR7950 . . . 46

5.1 Détail des constituants de la PSF pour une exposition longue de GD71 et une exposition courte de HR7950 . . . 51
5.2 Corrélations α *vs.* β (poses courtes) . . . 53
5.3 Corrélations α *vs.* β (poses longues) . . . 54
5.4 Chromaticité de la corrélation α *vs.* β . . . 55
5.5 Corrélations α *vs.* σ (poses courtes) . . . 56
5.6 Corrélations α *vs.* β (poses longues) . . . 57
5.7 Chromaticité de la corrélation α *vs.* σ . . . 58

5.8 Corrélations α *vs.* η (poses courtes) 59
5.9 Corrélations α *vs.* η (poses longues) 60
5.10 Chromaticité de la corrélation α *vs.* η 61
5.11 Variabilité de la masse d'air vis-à-vis de la largeur à mi-hauteur de la PSF 62
5.12 Variabilité du *seeing* 62
5.13 Illustration de l'ellipticité due à un mauvais focus du télescope 63
5.14 Variabilité de la focalisation du télescope vis-à-vis de la largeur à mi-hauteur de la PSF 64
5.15 Comparaison du profil Kolmogorov au modèle ad-hoc 64
5.16 Chromaticité de la fonction d'étalement de point (poses longues) 65

6.1 Schéma d'une image étalé en longueur d'onde à cause des effets de l'ADR, entre 3250Å (bleu) et 10000Å (rouge) 68
6.2 Influence de la température et de l'humidité sur l'indice de réfraction atmosphérique 69
6.3 Ajustement du profil radial de la PSF sur les données pour la pose 07_253_090 (voie rouge) 70
6.4 Ajustement du centre (x,y) de la PSF et de l'ADR pour la pose 07_253_090 . . . 70
6.5 Ajustement des paramètres de forme de la PSF pour la pose 07_253_090 71
6.6 Ajustement du flux dans le champs de la pose 07_253_090 par spaxels 72
6.7 Représentation des contours d'intensité de l'étoile dans le champs de vue pour la pose 07_253_090 (voie rouge) 73
6.8 Spectre résultant de l'extraction 3D de la source ponctuelle de la pose 07_253_090 (voie rouge) 73
6.9 Estimation du flux à l'extérieur du champ à l'aide d'un modèle de PSF 75
6.10 Estimation de la précision de l'extraction des poses longues dans la voie rouge . . 75

7.1 Valeur de λ_{eff} pour chacun des filtres du multi-filtres 82

8.1 Atténuation atmosphérique *SkyProbe* et multi-standard pour une nuit photométrique (07_153) et une nuit non-photométrique (07_255) 88
8.2 Évidence de la perte du flux de l'étoile guide due à un dysfonctionnement du dôme 89

9.1 Diagramme des diffusions en fonction de la taille des particules 92
9.2 Transmission de l'ozone entre 3000 et 10000Å 94
9.3 Spectre de l'étoile standard HR1544 observé lors de la nuit nuageuse 06_274. . . 95
9.4 Facteur de saturation tellurique pour la nuit 06_014 97
9.5 Correction tellurique moyenne calulée pour la nuit 06_014 98
9.6 Spectre de la nuit 06_014 corrigé des raies telluriques 98
9.7 Raies telluriques entre 3000 et 10000Å 99
9.8 Ajustement des spectres telluriques KPNO pour la nuit 07_253 100
9.9 Intensité moyenne des raies telluriques 100
9.10 Comparaisons de différentes estimations de l'atténuation Rayleigh 103
9.11 Estimation multi-standard de la solution en flux et de l'extinction atmosphérique pour la nuit 07_103 dans la cas d'un traitement photométrique 105
9.12 Solution en flux à haute résolution dans le cadre d'un traitement photométrique de la nuit 07_103 106
9.13 Estimation multi-standard de la solution en flux et de l'extinction atmosphérique pour la nuit 07_103 dans la cas d'un traitement non-photométrique 107

9.14 Solution en flux à haute résolution dans le cadre d'un traitement non-photométrique de la nuit 07_103 . . . 108
9.15 Évolution en longueur d'onde du rapport du flux de l'étoile observée sur son flux de référence en fonction de la masse d'air pour la nuit 07_103 . . . 108
9.16 Facteurs d'extinction grise $\widetilde{\alpha}$ en fonction du temps et de la masse d'air pour la nuit 07_103 . . . 109
9.17 Matrice de corrélation des paramètres de l'ajustement multi-standard pour les nuits 07_253 et 08_267 . . . 110
9.18 Extinction atmosphérique moyenne SNIFS . . . 111

10.1 Schéma de principe de l'approche multistandard . . . 114
10.2 Spectres d'étalonnage en flux par nuit pour les voies bleue et rouge . . . 115
10.3 Schéma de principe de la normalisation de la solution en flux . . . 116
10.4 Distribution des rapports photométriques . . . 117
10.5 Schéma de principe de l'application de la solution en flux . . . 118
10.6 Schéma globale de l'étalonnage des données SNfactory . . . 119

11.1 Variabilité moyenne de la profondeur optique des aérosols durant la nuit . . . 122
11.2 Extinction atmosphérique moyenne pour les observation SNfactory (2004-2008) . 122
11.3 Comparaison entre la déviation standard de l'atténuation *SkyProbe* et la moyenne par nuit du facteur d'atténuation $\widetilde{\alpha}$ . . . 123
11.4 Comparaison de l'intensité de l'ozone entre les paramètres de l'ajustement SNfactory et les données du *Mauna Loa Observatory* . . . 124
11.5 Valeurs de l'exposant d'Ångström pour les données SNfactory et les données du *Mauna Loa Observatory* . . . 125
11.6 Valeurs de la profondeur optique des aérosols pour les données SNfactory et les données du *Mauna Loa Observatory* . . . 126
11.7 Courbe d'étalonnage de l'étoile standard GD71 . . . 127
11.8 Courbe de lumière de l'étoile standard GD71 . . . 129

12.1 Comparaison des filtres SNfactory aux filtres Bessel U,B,V,R et I . . . 136
12.2 Courbes de lumière pour six supernovæ SNfactory . . . 137
12.3 Courbes de lumière spectro-photométriques ajustées par SALT2 pour six supernovæ SNfactory . . . 139
12.4 Diagramme de Hubble proche pour 75 supernovæ SNfactory . . . 143

13.1 Description des différentes raies atomique d'un spectre 'normal' de SN Ia au voisinage du maximum de luminosité . . . 146
13.2 Vu d'ensemble des courbes de lumières de SNfactory au cours du temps . . . 147
13.3 Séries temporelles pour six supernovæ SNfactory . . . 148
13.4 Calcul des indicateurs spectraux (Calcium, Silicium & Magnésium) pour la supernova SN2004ef . . . 149
13.5 Corrélations de $\mathcal{R}_{SISS}$ et $\mathcal{R}_{Ca}$ avec les résidus (ΔM_B) du diagramme de Hubble proche . . . 150
13.6 Corrélations de Pearson absolue du rapport de flux $\mathcal{R}_{y/x}$ avec les magnitudes absolues des SNe Ia . . . 151
13.7 Diagramme de Hubble proche corrigé à l'aide du rapport de flux $\mathcal{R}_{642/443}$ . . . 152

A.1 Principe de fonctionnement du SCIDAR . . . 160

A.2 Profile C_N^2 au Mauna Kea 161

B.1 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard BD+75325 166
B.2 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard BD+332642 167
B.3 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard BD+284211 168
B.4 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard BD+254655 169
B.5 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard BD+174708 170
B.6 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard P177D 171
B.7 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard P041C 172
B.8 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard LTT9491 173
B.9 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard LTT9239 174
B.10 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard LTT377 175
B.11 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard LTT2415 176
B.12 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard LTT1020 177
B.13 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard HZ44 178
B.14 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard HZ4 179
B.15 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard HZ21 180
B.16 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard GD71 181
B.17 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard GD153 182
B.18 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard G1991B2B 183
B.19 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard Feige66 184
B.20 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard Feige56 185
B.21 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard Feige34 186
B.22 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard Feige110 187
B.23 Courbe de lumière et étalonnage de l'étoile standard EG131 188

Liste des tableaux

5.1 Valeurs des coefficients de corrélation linéaire avec α pour les paramètres de la PSF β, σ et η 55

6.1 Estimation des erreurs moyennes de l'extraction de PSF 76

8.1 Table de photométricité *SkyProbe* pour plusieurs nuits de 2004 à 2009 89

9.1 Domaines d'absorption moléculaire dans l'atmosphère 99
9.2 Constantes utilisées dans les formules analytiques de la section efficace de la diffusion Rayleigh 111

11.1 Précision de l'étalonnage en flux des étoiles standards 131
11.2 Précision des courbes de lumières d'étoiles standards 132

12.1 Paramètres de l'ajustement SALT2 pour 75 supernovæ courbes de lumières spectrophotométriques 140
12.2 RMS et MAD normalisée (en magnitudes) des résidus pour 75 courbes de lumières SNfactory 141
12.3 Résidus au diagramme de Hubble 144

13.1 Coefficients de corrélations linéaires les indicateurs classiques et les différents paramètres des SNe Ia 150

Introduction

Depuis 1997 et la découverte de l'expansion accélérée de l'univers (Perlmutter et al.) à l'aide des chandelles standards cosmologiques que sont les supernovæ de type Ia (SNe Ia) notre vision de l'univers a été complètement modifiée. Ces nouvelles observables ont progressivement conduit à un modèle de concordance qui introduit une énergie dite 'sombre' pour expliquer l'expansion accélérée. À ce jour, la grande majorité du contenu en énergie de l'univers ($\sim 95\%$) reste encore mal compris.

Parmi d'autres méthodes expérimentales, les SNe Ia sont toujours utilisées pour contraindre l'équation d'état de l'énergie noire. Le scénario le plus communément admis pour l'explosion des SNe Ia dites thermonucléaires met en œuvre une naine blanche dans un système binaire, qui en accrétant la masse de son compagnon atteindrait une masse proche de la masse limite de Chandrasekhar engendrant ainsi une explosion thermonucléaire. C'est ce scénario qui rend le phénomène remarquablement homogène et explique que les SNe Ia puissent être considérées comme des étalons de lumière. De plus, leur luminosité étant comparable à celle de leur galaxie hôte, elles permettent d'étudier l'univers à des distances cosmologiques (jusqu'à $z \sim 1.5$). Afin d'exploiter les propriétés des SNe Ia pour l'étude de la géométrie et de la dynamique de l'univers, des méthodes d'étalonnage ont été élaborées à partir de vastes campagnes d'observations. Depuis près de vingt ans, les SNe Ia représentent un des piliers de la cosmologie observationnelle moderne, aux côtés de la mesure du fond diffus cosmologique et de l'étude des grandes structures dans l'univers.

Afin de contraindre correctement les paramètres cosmologiques à partir des observations de SNe Ia, il est nécessaire de collecter des données tant à grand ($z > 0.1$) qu'à faible décalage vers le rouge. Alors que l'échantillon à grand z n'a cessé de croître ces dix dernières années (SCP, SNLS, SDSS, ...), celui à faible z est resté stable avec une population relativement faible (Calán Tololo, etc). Il est cependant indispensable d'avoir un bras de levier suffisamment fort fourni par l'échantillon à petit z si l'on souhaite réduire l'erreur systématique sur les paramètres cosmologiques. Actuellement, la cosmologie des SNe Ia est limitée par la faible statistique de l'échantillon de supernovæ proches.

The Nearby Supernova Factory (SNfactory) est une collaboration internationale conçue en 1999 spécialement dans l'espoir d'accroître cette statistique de SNe Ia proches. Le but de la collaboration est d'observer environ 200 séries temporelles spectro-photométriques de SNe Ia à l'aide d'un spectrographe à champ intégral spécialement étudié et construit dans ce but, le *SuperNova Integral Field Spectrograph* (SNIFS). Les données de SNfactory sont uniques dans le sens ou elles sont appropriées à la fois à l'analyse spectroscopique de grande précision et à l'analyse photométrique traditionnelle. Elles sont utilisées aussi bien comme sonde cosmologique que pour l'étude physique de l'explosion des supernovæ.

J'ai intégré la collaboration en 2005, à l'occasion de deux stages en cours de cycle universitaire avant d'entamer mon doctorat en octobre 2006. Le manuscrit présenté ici regroupe l'ensemble de mon travail effectué principalement dans le cadre de l'étalonnage en flux des spectres SNIFS :

l'extraction d'étoiles standards à partir de données 3D, la correction des effets atmosphériques, et l'étalonnage en flux de la voie spectroscopique. Cette thèse de doctorat comprend 4 parties séparées en 13 chapitres.

La première partie est une rapide introduction à la cosmologie et à la dynamique de l'univers. Le chapitre 1 présente le contexte scientifique général et introduit les équations de cosmologie ainsi que les paramètres et les différentes observables qui décrivent le modèle de concordance cosmologique. Il présente également les trois grandes observables de la cosmologie observationnelle moderne que sont le fond diffus cosmologique, les grandes structures et les supernovæ de type Ia. L'accent sera bien entendu mis sur l'utilisation des SNe Ia comme sonde de l'énergie noire. Le chapitre 2 introduit les objectifs scientifiques de la collaboration SNfactory, le principe de la spectro-photométrie ainsi que les aspects techniques du spectrographe à champ intégral SNIFS. Le chapitre 3 mettra en évidence les différentes étapes de la prise de données et les statistiques d'observation de la collaboration.

La deuxième partie traite de l'extraction de sources ponctuelles à partir de cubes de données 3D. Le chapitre 4 introduit une comparaison des réponses atmosphériques observées avec les prédictions physiques . Le chapitre 5 présente le modèle analytique de la fonction d'étalement de point que j'ai utilisé pour ajuster les données SNIFS. Le chapitre 6 introduit quant à lui la mise en œuvre pratique de l'extraction des spectres de sources ponctuelles en utilisant la fonction d'étalement de point traitée précédemment.

La troisième partie englobe mon travail sur l'étalonnage en flux dans son ensemble, y compris l'étude des effets atmosphériques et leur correction. Le chapitre 7 présente le schéma d'étalonnage globale incluant les parties photométriques et non-photométriques. Le chapitre 8 introduit la notion de photométricité, primordiale pour le calcul de l'extinction et la chaîne de production de l'étalonnage en flux. Le chapitre 9 introduit les différentes composantes physiques de l'extinction atmosphérique et propose une méthode (dites multi-standards) permettant de calculer l'extinction par nuit d'observation. Le chapitre 10 décrit l'ensemble de la chaîne de production de l'étalonnage en flux des spectres. Le chapitre 11 analyse le résultat de l'étalonnage en flux à partir de l'ensemble des spectres d'étoiles standards observées par SNfactory et conclu cette partie en présentant la cohérence des tables de référence utilisées.

Enfin, la quatrième partie termine ce manuscrit en présentant dans les chapitres 12 et 13 les premiers résultats scientifiques de la collaboration, notamment le diagramme de Hubble proche construit à partir des courbes de lumières de SNe Ia étalonnées en flux ainsi que les nouveaux indicateurs spectraux étudiés par SNfactory.

L'annexe présente l'ensemble des figures de l'étalonnage en flux et des courbes de lumières des étoiles standards observées entre 2004 et 2009 par la collaboration.

Première partie

Contexte scientifique

Chapitre 1

Cosmologie observationnelle et supernovæ

La cosmologie est la branche de l'astrophysique destinée à décrire l'origine et l'évolution du contenu de l'univers, ainsi que les lois physiques sous-jacentes. La cosmologie moderne est née au début du XXème siècle dans le cadre de la théorie de la relativité générale d'Albert Einstein (Einstein 1917).

1.1 Contexte scientifique

1.1.1 Modèle de *Friedmann-Lemaître Robertson-Walker*

Principe cosmologique

Le principe cosmologique, un des fondements de la cosmologie, est implicitement formulé par Albert Einstein en 1917 puis reformulé de façon plus explicite par Edward Milne au début des années 1930. Il suppose que l'univers est spatialement homogène et isotrope, c'est-à-dire qu'il est invariant par translation et par rotation, rendant ainsi toutes positions de l'espace équivalentes.

En particulier, *homogène* et *isotrope* signifie qu'à grande échelle (supérieure à 100 Mpc) l'univers semble identique en tout points, quelque soit la direction. Cette hypothèse est aujourd'hui confirmée notamment par la distribution des structures à grande échelle des galaxies (*cf.* § 1.4.2) et par la quasi-uniformité de la température du fond diffus cosmologique (*cf.* § 1.4.1).

Métrique de Robertson-Walker

La métrique décrivant l'espace temps est décrite par le tenseur métrique invariant à quatre dimensions $g_{\mu\nu}$ qui relie l'intervalle relativiste local ds^2 à la variation des coordonnées du système dx :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \tag{1.1}$$

Dans le cadre du principe cosmologique, elle se réduit à la métrique *Robertson-Walker* :

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{(1-kr^2)} + r^2 \left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2 \right) \right] \tag{1.2}$$

Les unités ont été choisies de manière que la vitesse de la lumière c soit égale à 1. r, θ, ϕ sont les coordonnées sphériques comobiles, $a(t)$ est le facteur d'échelle (normalisé par $a(t_0) \equiv 1$)

et la constante k décrit la courbure de l'univers. $k = \{-1, 0, 1\}$ correspond respectivement aux univers ouvert, plat et fermé.

Équation d'Einstein

Les équations cosmologiques sont déduites de l'équation de champ d'Einstein (1917) :

$$\mathcal{R}_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \mathcal{R} = 8\pi G T_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} \tag{1.3}$$

où G est la constante gravitationnelle, qui relie la courbure, représentée par le tenseur de Ricci $\mathcal{R}_{\mu\nu}$, au tenseur énergie impulsion $T_{\mu\nu}$ qui est la source du champ gravitationnel. Le terme $\Lambda g_{\mu\nu}$ est la constante cosmologique et a été introduite initialement par Einstein afin de trouver une solution statique pour satisfaire à la fois ses croyances personnelles et les préjugés astronomiques de l'époque. D'une part, l'univers statique décrit par cette théorie est instable, et d'autre part, les mesures du profil radial des vitesses des galaxies distantes (décalage vers le rouge de leur spectre par Slipher (1924)) montrèrent qu'elles s'éloignaient et donc que l'univers n'était pas statique.

Bien que la motivation d'Einstein pour introduire Λ ait été erronée, il se trouve que ce terme est réapparu à la suite des observations récentes.

Approximation du fluide parfait

À partir du principe cosmologique, on peut décrire les différentes formes de matière qui emplissent l'univers, aux échelles où l'univers est homogène, comme des fluides parfaits. On peut ainsi supposer que la matière de l'univers agit comme un gaz parfait, avec un tenseur énergie-impulsion[1] :

$$T_{\mu\nu} = (p + \rho)\, u_\mu u_\nu - p g_{\mu\nu} \tag{1.4}$$

où le tenseur métrique $g_{\mu\nu}$ est décrit par (1.2), ρ est la densité d'énergie, p la pression isotrope et $u = (1, 0, 0, 0)$ le 4-vecteur vitesse du fluide isotrope dans les coordonnés comobiles. On peut ensuite identifier plusieurs types de fluides, se démarquant notamment par la densité d'énergie $w = \frac{p}{\rho}$:

- Un fluide pour lequel $w = 0$. C'est le cas de fluides composés de particules non relativistes, pour lesquelles la pression est négligeable. On appellera un fluide de ce type *matière*. La densité de matière varie selon $\rho_m \propto a^{-3}$.
- Un fluide pour lequel $w = \frac{1}{3}$. C'est le cas de fluides composés de particules relativistes, pour lesquelles l'énergie de masse est négligeable devant l'impulsion. On appellera un fluide de ce type *rayonnement*. La densité de rayonnement varie selon $\rho_r \propto a^{-4}$.
- Un fluide correspondant à une énergie noire d'origine inconnue, pouvant provoquer une expansion accélérée (qui requiert $w < -1/3$). Cette énergie noire peut se comporter comme une constante cosmologique, avec $w = -1$, ou selon un modèle de quintessence, pour lequel w varie en fonction du temps. Les observations actuelles ne semblent pas écarter le simple modèle de constante cosmologique . Quel que soit le modèle choisi, une forme générale,

  $$\frac{\rho_z}{\rho_0} = \exp\left(3 \times \int_0^z \frac{1 + w(z')}{1 + z'}\, \mathrm{d}z'\right)$$

  permet de décrire l'évolution de sa densité.

[1] c'est l'expression relativiste du tenseur d'impulsion d'un gaz de particules

Équations de Friedmann-Lemaître

En substituant le tenseur énergie-impulsion (1.4) et la métrique de Robertson-Walker (1.2) dans l'équation d'Einstein (1.3), on obtient les équations de Friedmann-Lemaître :

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \tag{1.5}$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} \ , \tag{1.6}$$

qui relient la dynamique de l'univers (c'est à dire la variation temporelle $\dot{a}$ du facteur d'échelle) à la pression et à la densité d'énergie de ses constituants. $H(t)$ est le paramètre de Hubble. La constante cosmologique $\Lambda > 0$ contribue positivement à l'accélération. Le tenseur énergie-impulsion d'un fluide homogène isotrope au repos est donné par l'expression :

$$T^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \rho_\Lambda & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p_\Lambda & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p_\Lambda & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_\Lambda \end{pmatrix}$$

En identifiant $T^{\mu\nu}$ à $\Lambda g_{\mu\nu}$ compte tenu de (1.3), avec :

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

on attribue à l'énergie noire une densité ρ_Λ et p_Λ, tels que :

$$\rho_\Lambda = \Lambda/8\pi G \tag{1.7}$$

$$p_\Lambda = -\Lambda/8\pi G \tag{1.8}$$

Une analogie à l'équation (1.5) en mécanique classique existe si l'on suppose $\Lambda = 0$. Si $-\frac{k}{a^2}$ est l'énergie totale, alors on voit que l'évolution de l'univers est gouvernée par la relation entre les termes d'énergie potentielle ($\frac{8\pi G\rho}{3}$) et d'énergie cinétique ($\frac{\dot{a}}{a}$). Pour $k = 1$, l'univers se repliera dans un temps fini, alors que pour $k = \{0, -1\}$ il s'étendra à l'infini.

À partir des équations (1.5) et (1.6) on peut obtenir l'équation de conservation pour les différents composants de l'univers :

$$\begin{aligned} \dot{\rho} &= -3H(\rho + p) \\ &= -3H\rho(1 + w_i) \end{aligned} \tag{1.9}$$

qui exprime l'évolution temporelle de la densité d'énergie (sa dépendance en a). $w_i \equiv \frac{p_i}{\rho_i}$ est le paramètre de l'équation d'état pour chaque composant i de l' univers, et il vaut -1 pour la contribution de la constante cosmologique.

1.1.2 Expansion de l'univers

Décalage vers le rouge cosmologique

Il est possible d'identifier les raies d'émission des spectres d'étoiles observées et de comparer leur longueur d'onde λ aux mesures spectrales obtenues en laboratoire. Ces dernières peuvent ainsi apparaître décalées vers le rouge ou vers le bleu du spectre à cause de l'effet Doppler. Cela nous indique que les galaxies dans lesquelles nous observons les étoiles s'éloignent ou se rapprochent de nous, avec une vitesse relative v reliée au décalage en longueur d'onde $\Delta\lambda$ par l'équation de Doppler :

$$z \equiv \frac{\lambda_{\text{observé}} - \lambda_{\text{émission}}}{\lambda_{\text{émission}}} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim \frac{v}{c} \tag{1.10}$$

où z représente le décalage vers le rouge (ou *redshift*). Ce décalage n'est égal à v/c que dans l'approximation non-relativiste.

Lorsque l'on considère des sources suffisamment lointaines ($v = cz \gg 200$ km/s, vitesse caractéristique des mouvements propres qui perturbent l'écoulement de Hubble), la longueur d'onde se transforme comme le facteur d'échelle, on peut alors définir le décalage vers le rouge cosmologique à partir de l'équation (1.10) comme :

$$\Delta\lambda = (a(t_{\text{émission}}) - a(t_0))\ \lambda \tag{1.11}$$

soit,

$$\frac{a(t_0)}{1+z} \equiv a(t_{\text{émission}}) \tag{1.12}$$

on notera $a(t)$ le facteur d'échelle (normalisé par $a(t_0) \equiv 1$)[2].

Le décalage vers le rouge est alors une sonde directe du facteur d'échelle au moment de l'émission du signal.

La découverte de Hubble

En 1929, Hubble, a associé ses mesures de distances de 18 galaxies spirales proches aux mesures de vitesses de Slipher (1924). Il a montré alors que les galaxies s'éloignaient de nous à une vitesse qui augmentait linéairement avec la distance (*cf.* figure 1.1). De ces observations, il dériva alors une loi empirique, appelé désormais la *loi de Hubble* :

$$v = H_0 d \tag{1.13}$$

avec H_0 la constante de Hubble.

C'est la découverte de l'expansion de l'univers, qui dans un système de coordonnées comobiles où toutes les galaxies s'éloignent les une des autres, n'est pas interprétée comme un changement de position, mais comme une expansion de l'espace lui-même.

La constante de Hubble peut s'écrire comme,

$$H_0 \equiv 100\ h\ \text{km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1} \tag{1.14}$$

où les mesures les plus récentes montrent que $h = 0.742 \pm 0.036$ (Riess et al. 2009).

[2] Nous considérerons désormais cette normalisation comme implicite et l'indice $_0$ représentera toujours l'époque actuelle.

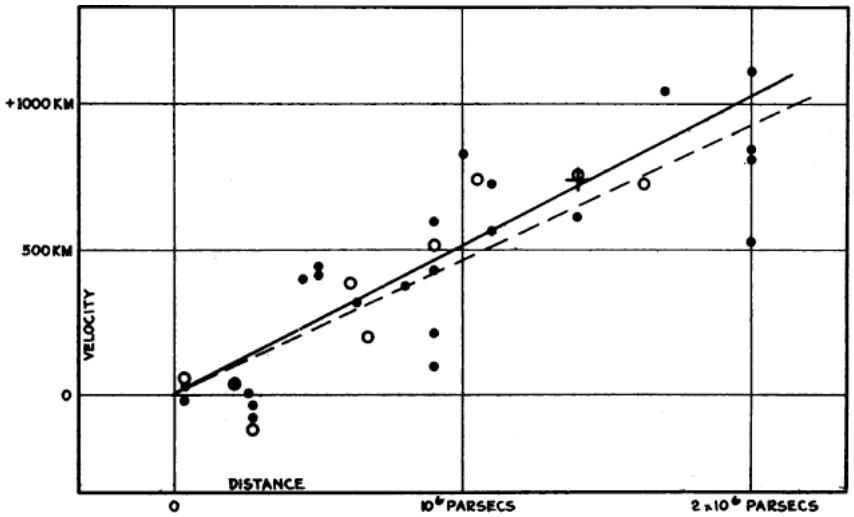


FIG. 1.1: Diagramme de Hubble original reliant la vitesse de l'éloignement des galaxies avec leur distance. Les deux lignes représentent des corrections du déplacement du soleil différentes. Il trouva à l'époque $h \sim 5$.

Évolution de la composition de l'univers

Afin de découvrir de quelle manière l'univers évolue, nous devons avoir une idée de son contenu. En cosmologie, l'approche utilisée est de spécifier l'équation d'état pour chacune de ses composantes.

L'évolution temporelle de la densité d'énergie pour une composante i de l'univers s'écrit :

$$\frac{\dot{\rho}_i}{\rho_i} = -3\frac{\dot{a}}{a}(1+w_i) \tag{1.15}$$

$$\rho_i = \rho_{i_0}\left(\frac{a}{a_0}\right)^{-3(1+w_i)} \tag{1.16}$$

$$\rho_i \propto a^{-3(1+w_i)} \tag{1.17}$$

$$\propto (1+z)^{3(1+w_i)} \ , \tag{1.18}$$

où $\dot{a}_i$ et $\dot{\rho}_i$ sont les variations temporelles respectives du facteur d'échelle a et de la densité d'énergie ρ.

En utilisant l'équation (1.16), que a est faible et que le terme de courbure est négligeable on peut écrire l'évolution temporelle du facteur d'échelle en fonction d'une seule composante de l'univers comme :

$$a(t) \propto t^{\frac{2}{3(1+w_i)}} \tag{1.19}$$

Ainsi, pour les trois principaux fluides barotropiques[3] présents dans l'univers, on peut diviser l'histoire de l'univers (*cf.* figure 1.2) en trois époques.

La première époque dominée par la radiation, lorsque l'univers était chaud et dense. La seconde époque relativement tardive où la matière non-relativiste domine la densité d'énergie de la radiation. Enfin, l'époque actuelle pour laquelle la contribution de la constante cosmologique, domine l'énergie du vide.

[3]dont la pression varie linéairement avec la densité

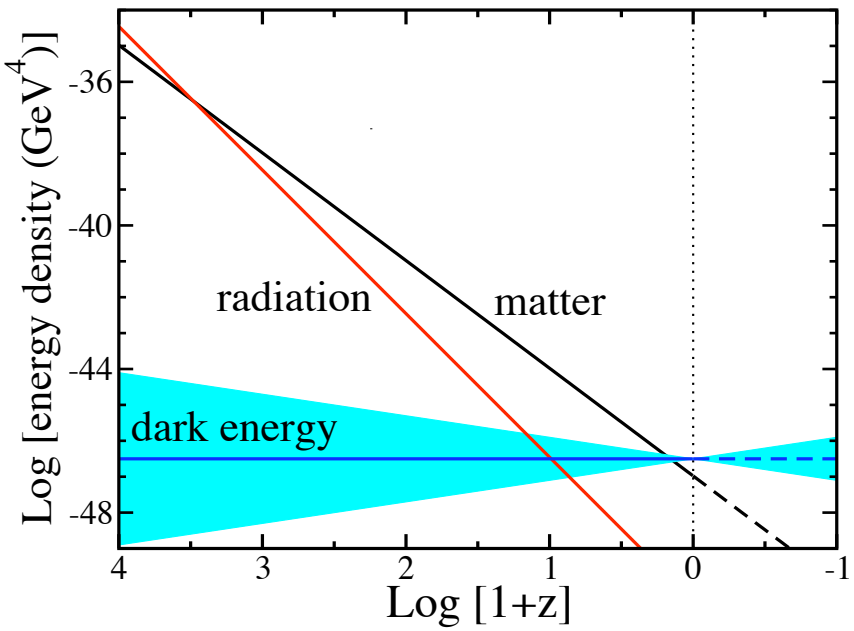


FIG. 1.2: Évolution des densités de radiation, de matière et d'énergie noire avec le décalage vers le rouge. Frieman et al. (2008)

1.1.3 Paramètres cosmologiques

Il est possible de définir un lot de paramètres qui décrivent le contenu de l'univers tout au long de son évolution.

La géométrie spatiale de l'univers à courbure nulle (univers plat, $k = 0$) impose une valeur critique ρ_c de la densité en fonction du paramètre de Hubble H :

$$\rho_c(t_0) \equiv \frac{3H_0^2}{8\pi G} \ , \tag{1.20}$$

qui correspond, à notre époque,

$$\begin{aligned} \rho_c(t_0) &= 1.88\ h^2 \times 10^{-26}\ \mathrm{kg\ m^{-3}} \\ &= 2.78\ h^{-1} \times 10^{11}\ \mathrm{M_\odot}/\left(\mathrm{h^{-1}Mpc}\right)^3 \\ &= 11.26\ h^2\ \mathrm{protons\ m^{-3}}\ , \end{aligned}$$

soit ~ 6 protons par mètre cube, ce qui représente un fluide relativement dilué. Comme, d'après les observations, la masse typique d'une galaxie est de l'ordre de 10^{11} à $10^{12} M_\odot$, et que leur distance de séparation est de l'ordre du Mpc, on voit que l'univers est proche de cette densité critique. Au delà de cette densité, la géométrie de l'univers deviendrait fermé, et la quantité de matière dans l'univers fournirait suffisamment d'attraction gravitationnelle pour arrêter et inverser l'expansion.

La densité critique peut être utilisée pour normaliser naturellement la densité de l'univers, de telle sorte que l'on peut donner le paramètres de densité :

$$\Omega_0 \equiv \frac{\rho(t_0)}{\rho_c(t_0)} \ . \tag{1.21}$$

On peut ainsi réécrire l'équation de Friedmann (1.5) :

$$\Omega_0 - 1 = \frac{k}{a^2 H_0^2} \tag{1.22}$$

ce qui donne pour les composantes i de l'univers (radiation, matière et énergie noire) :

$$\Omega_0 = \sum_i \Omega_i = \sum_i \frac{8\pi \mathrm{G}\rho_\mathrm{i}}{3H_0^2} \ . \tag{1.23}$$

En sommant l'ensemble des différentes contributions de densité d'énergie, on peut écrire la « somme cosmologique » qui détermine le signe de la courbure :

$$\Omega_0 = \Omega_r + \Omega_m + \Omega_\Lambda = \frac{k}{H_0^2} + 1 \ . \tag{1.24}$$

Si on définit un paramètre de densité de courbure, $\Omega_k \equiv -\frac{k}{a^2 H_0^2}$, l'équation (1.22) prend une forme plus élégante :

$$\Omega_0 + \Omega_k = 1 \ . \tag{1.25}$$

Comme aujourd'hui la densité d'énergie de radiation est suffisamment faible pour être négligée, l'équation (1.24) équivaut à :

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1 \ , \tag{1.26}$$

où, dans le cadre du modèle de concordance cosmologique, l'univers est entièrement décrit par sa densité de masse Ω_m, sa courbure k et une « énergie noire ».

1.2 Modèle de concordance cosmologique

Le modèle de concordance cosmologique (ΛCDM, *cosmological constant and cold dark matter*) est considéré aujourd'hui comme le modèle standard de cosmologie. Il intègre la géométrie et la dynamique de l'univers en expansion telle qu'elles sont décrites par le modèle relativiste FLRW (Friedmann-Lemaître ;Robertson-Walker). L'univers est plat ($k = 0$, $\Omega_o = 1$) et ses perturbations de densité initiales sont responsables de la formation de ses structures, comme prédit par la théorie de l'inflation (Guth 1981). Enfin, le modèle distribue la densité totale d'énergie de l'univers comme suit :

- $\sim 4\%$ de matière baryonnique, contrainte par la nucléosynthèse primordiale (Burles et al. 2001)
- $\sim 23\%$ de matière froide non-baryonique et interagissant faiblement avec la matière baryonique (*cold dark matter*) de densité normalisé Ω_x
- $\sim 73\%$ d'énergie noire ($w_\Lambda = -1$), responsable de l'expansion accéléré de l'univers

Les prédictions et hypothèses du modèle sont actuellement bien contraintes par les observations. En revanche, certaines inconnues persistent, comme la nature physique de l'énergie noire (constante cosmologique) pour ne citer qu'elle.

1.3 Observables cosmologiques

Tout les paramètres cosmologiques dépendent d'un certain nombre d'observables, parmi lesquels le décalage vers le rouge, introduit précédemment. Dans cette section, il sera question d'une autre observable qu'est la distance.

1.3.1 Distance de luminosité

Une méthode pour calculer la distance d'un objet astronomique quelconque est d'estimer sa luminosité intrinsèque et de la comparer au flux observé (inversement proportionnelle au carré de la distance).

Le flux mesuré f (erg s^{-1} cm^{-2}) est relié à la luminosité (erg s^{-1}) intrinsèque par :

$$f = \frac{L}{4\pi d_{\mathrm{L}}^2} \tag{1.27}$$

où d_L est la distance de luminosité. Elle tient compte de la réduction du flux par un facteur $(1+z)^2$ dû au décalage vers le rouge cosmologique. Une puissance de $(1+z)$ vient de la perte d'énergie due à l'allongement de la longueur d'onde, et l'autre est due au rapport des intervalles de temps correspondant, entre l'émission et l'observation, de telle manière que,

$$f = \frac{L}{4\pi d_{\mathrm{P}}^2 (1+z)^2} \tag{1.28}$$

d_{P} est la distance propre définie pour un univers plat par :

$$d_{\mathrm{P}} = \frac{1}{H_0} \int_0^z \frac{\mathrm{d}z'}{\sqrt{\Omega_r (1+z')^4 + \Omega_m (1+z')^3 + \Omega_x (1+z')^{3(1+w_x)}}} \tag{1.29}$$

On obtient ainsi :

$$d_{\mathrm{L}} = d_{\mathrm{P}}(1+z) \ . \tag{1.30}$$

En astronomie, la luminosité d'un objet est typiquement exprimée en magnitudes. Ainsi la magnitude apparente m d'un objet est relié à son flux f par :

$$m - m_* = -2.5 \log_{10} \frac{f}{f_*} = -2.5 \log_{10} \frac{L}{L_*} \frac{d_{\mathrm{L}*}^2}{d_{\mathrm{L}}^2} \tag{1.31}$$

et devient une échelle absolue si l'objet avec le flux f_* est utilisé comme une référence standard. Cette référence est un objet dont la luminosité intrinsèque L_* est telle que si la distance de luminosité $d_{\mathrm{L}*}$ vaut 10pc, alors sa magnitude apparente m_* vaut 0. Le module de distance μ peut alors se définir par :

$$\begin{aligned} \mu \equiv m - M &= 5 \log_{10} \frac{d_{\mathrm{L}}[pc]}{10} \\ &= 5 \log_{10} \left[d_{\mathrm{P}}(1+z) \right] - 5 \end{aligned} \tag{1.32}$$

où M est la magnitude absolue.

Un objet astronomique, dont on connaît la luminosité intrinsèque est une *chandelle standard* (étalon de distance). C'est le cas par exemple des céphéides (utilisées par Edwin Hubble pour la détermination de distances), qui sont des étoiles variables présentant une corrélation entre leur période et leur luminosité absolue.

Les supernovæ de type Ia (SNe Ia) sont observables à des distances cosmologiques où les paramètres cosmologiques ont une influence significative. C'est l'étude de ces étoiles qui constitue le cœur de la collaboration SNfactory.

1.3.2 Distance angulaire

L'utilisation d'objets de taille intrinsèque connue, les *règles standards*, permettent de mesurer la distance propre d'une manière similaire à la distance de luminosité. Le diamètre d'une source lumineuse à une distance comobile d_{P} est défini à l'aide de l'angle mesuré θ par :

$$D \equiv a(t)\theta d_{\mathrm{P}} \tag{1.33}$$

Il est ainsi possible de définir la distance angulaire comme :

$$\begin{aligned} d_{\mathrm{A}} \equiv \frac{D}{\theta} &= a(t) d_{\mathrm{P}} \\ &= \frac{d_{\mathrm{P}}}{1+z} \end{aligned} \tag{1.34}$$

On le relie à la distance de luminosité par

$$d_{\mathrm{A}} = \frac{d_{\mathrm{L}}}{(1+z)^2} \ .$$

1.3.3 Autres observables

Il existe d'autres observables qui ne seront pas détaillées ici, par exemple le nombre d'objets (galaxies, quasars) dans un élément de volume comobile, relie d_{P}^2 et $H(z)$. Ou encore le spectre de puissance de masse à partir de la distribution des galaxies à très grande échelle, qui dépend du spectre initial des hétérogénéités et de leur évolution avec le temps. Elles sont principalement utilisées lors de campagnes d'observation de grandes structures.

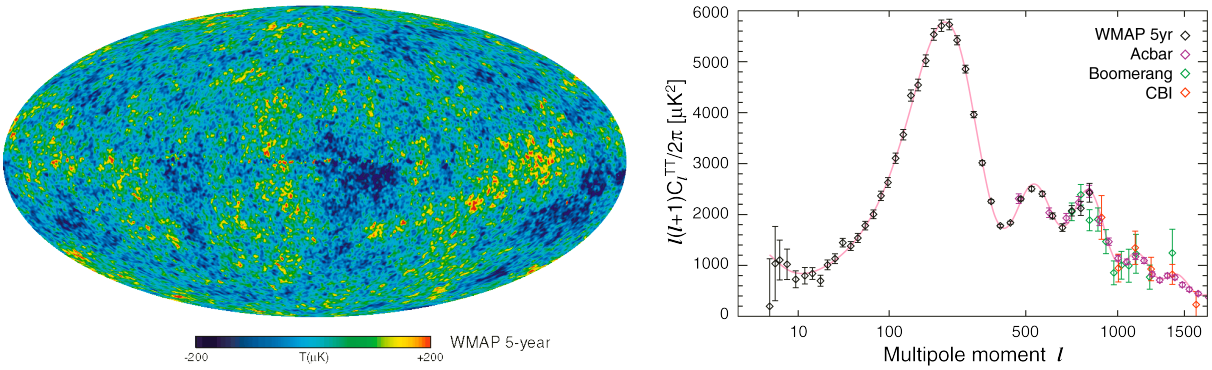
1.4 Expériences majeures en cosmologie observationnelle

1.4.1 Fond diffus cosmologique

Jusqu'à $t = t_{eq}$ ($\sim$ 200000 ans), l'univers est dominé par la radiation. Dans ce plasma chaud et dense de matière et de radiation en équilibre thermique, les photons diffusés par les électrons libres empêchent la formation de noyaux neutres. Avec l'expansion, l'univers s'est refroidi jusqu'à ce que l'énergie des photons ne soit plus assez importante pour ioniser l'hydrogène ($T \sim 3000$ K), dès lors atomes et molécules, essentiellement d'hydrogène, font leur apparition : c'est la recombinaison. Peu après, l'univers devient transparent à la radiation et les photons voyagent librement. C'est le découplage photon-électron qui correspond à la surface de dernière diffusion (l'univers avait alors $\sim$ 380000 ans ou $z \sim 1100$). Le CMB est le vestige de cette radiation *fossile*. La température des photons libérés continuera de diminuer avec l'expansion de l'univers. En effet, la loi de refroidissement est régie par le facteur d'échelle qui affecte la longueur d'onde et se transmue en effet Doppler aux faibles distances. L'échelle augmentant comme $a(t_0) = (1+z)a(t_{\mathrm{recombinaison}})$, comme l'énergie moyenne $h\nu$ est proportionnelle a kT, c'est que la longueur d'onde et le facteur d'échelle ont augmenté d'un facteur 1000.

Le CMB a été découvert accidentellement par Penzias et Wilson Penzias and Wilson (1965), et son spectre a été mesuré à haute précision par l'expérience spatiale COBE (Smoot et al. 1992; Fixsen et al. 1996). Une mesure récente de la température du CMB (Nolta, Dunkley, Hill, Hinshaw, Komatsu, Larson, Page, Spergel, Bennett, Gold, Jarosik, Odegard, Weiland, Wollack, Halpern et al. 2008) donne

$$T_{\mathrm{CMB}_0} = 2.725 \pm 0.002 \text{ K}$$



(a) (b)

FIG. 1.3: (a), Carte de température du CMB de l'expérience WMAP Hinshaw et al. (2008). (b), spectre de puissance de la température du CMB de l'expérience WMAP (Nolta et al. 2008), avec les résultats de ACBAR (Reichardt et al. 2008), BOOMERANG (Jones et al. 2006) et CBI (Readhead et al. 2004). La courbe rouge présente le meilleure ajustement du modèle ΛCDM aux données WMAP.

COBE a mesuré les variations angulaires dans la carte de température du CMB. Ces petites anisotropies

$$\frac{\Delta T}{T} \sim 10^{-5}$$

sont un effet attendu de la théorie de l'inflation et une clé pour comprendre l'origine des structures de l'univers puisqu'elles représentent le point de départ des hétérogénéités à l'époque de la recombinaison. La forme des anisotropies vient des perturbations de densité qui se propagent dans le plasma primordial, en engendrant des corrélations sur une longueur caractéristique. Au moment du découplage, les oscillations cessent, et le CMB représente l'empreinte du plasma à cette période.

Par l'analyse de la carte des anisotropies (*cf.* figure 1.3a), il est possible d'extraire le mode d'oscillation fondamental et les harmoniques correspondantes pour obtenir son spectre de puissance (*cf.* figure 1.3b). La position et forme exacte des pics du spectre de puissance dépend du contenu de l'univers. Ainsi, la mesure de sa forme apporte des informations sur plusieurs paramètres cosmologiques, notamment Ω_k, Ω_b la densité de matière baryonique et Ω_c la densité de matière noire.

1.4.2 Grandes structures

Les grandes structures (*cf.* figure 1.4) sont le résultats de surdensités du plasma primordiale qui prirent de l'ampleur avec l'expansion du fait des instabilités gravitationnelles (amas, filaments, ...).

Il existe actuellement trois grands axes de recherche pour sonder les différentes observables cosmologiques :

Oscillations acoustiques des baryons De même que pour le CMB, les fluctuations de densité du plasma primordial peuvent être décelées dans la distribution des baryons à grande échelle. Leur manifestation est un pic de séparation à $\sim$ 150 Mpc dans la fonction de corrélation de la distribution matière (le pic correspond au pic principal du CMB). Les oscillations acoustiques des baryons (*Baryon Acoustic Oscillations* ou BAO) sont une règle standard prometteuse pour sonder l'énergie noire. Ces dernières années, des campagnes

d'observation (comme celle de SDSS (Adelman-McCarthy et al. 2008)) ont fourni des cartes 3D de la distribution des galaxies dans l'univers proche.

Lentilles gravitationnelles faibles Par des effets relativistes, la forme observée d'objets distants peut être légèrement déformée lors du passage de la lumière à proximité d'une structure massive. Le motif de distorsion dépend alors de la distance de la source, de celle de la lentille ainsi que de sa masse. Les lentilles gravitationnelles sont donc des sondes de distance et de distribution de masse. L'effet des lentilles qui induit une ellipticité dans le fond des galaxies (*cosmic shear*) a été détecté par (Bacon et al. 2000; Hoekstra et al. 2006). Cette mesure reste expérimentalement délicate.

Amas de galaxies Les amas de galaxies représentent les plus grandes fluctuations de densité de l'univers primordial. La mesure de leur densité spatiale et de leur distribution est sensible à l'énergie noire au travers de leurs effets sur les relations distance-décalage vers le rouge, angle-diamètre, et sur l'évolution temporelle du taux d'expansion et le taux d'accroissement des structures. Plusieurs observables sont utilisées, soit séparément soit combinées (Bergé et al. 2008).

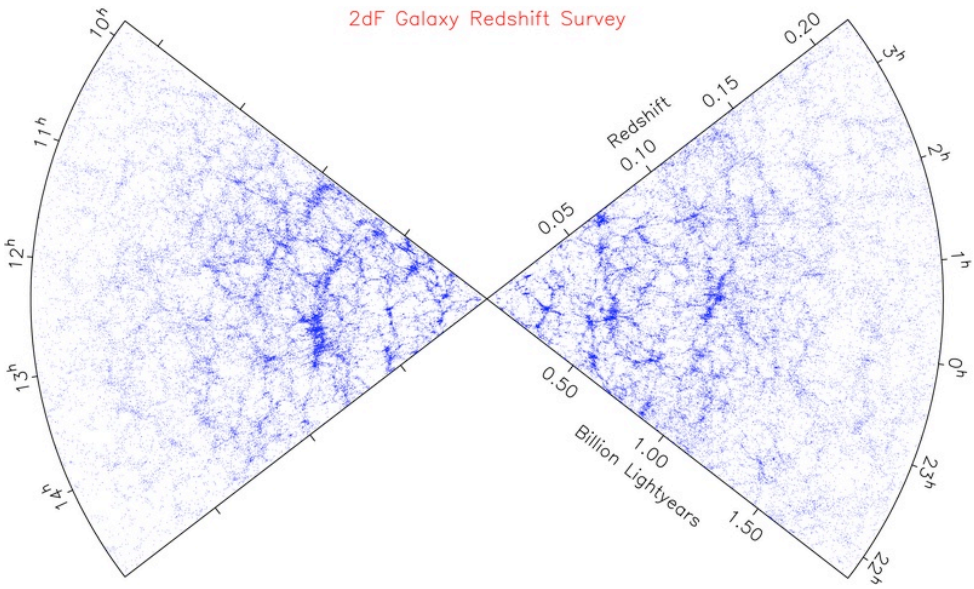


FIG. 1.4: Carte 2dFGRS, montrant la distribution du décalage vers le rouge d'un échantillon de ~ 240000 galaxies observées jusqu'à $z \sim 0.2$ Colless et al. (2003).

1.4.3 Supernovæ de type Ia

Une explosion de supernova est un phénomène astrophysique extrêmement énergétique symbole du changement d'état d'une étoile en fin de vie. Cet évènement est parmi les plus violents dans l'univers. C'est également un phénomène astrophysique relativement bref (de l'ordre d'une centaine de jours) aussi brillant que la galaxie qui l'accueille. Grâce à leur luminosité intrinsèque les supernovæ sont observables à des distances cosmologiques.

Classification et origines

Historiquement, la classification des supernovæ reflète leurs caractéristiques spectrales. Minkowski (1941) les divise en deux groupes, dépendant de la présence ou non de raies d'hydrogène

dans leur spectre au maximum de luminosité. Les supernovæ de type I n'ont pas de raies d'hydrogène, contrairement aux supernovæ de type II. Cette classification a, bien plus tard, été étendue (voir par exemple Filippenko (1997)) comme il devenait de plus en plus évident qu'il existait d'autres caractéristiques spectrales ou photométriques dans chaque groupe.

La différence entre type Ib, Ic, et II (essentiellement présence ou non d'hydrogène et d'hélium) viendrait de l'éjection d'une partie de l'enveloppe due à de forts vents stellaires avant l'explosion pour les Ib et Ic, qui seraient le fait d'étoiles progénitrices encore plus massives que les type II. Cela peut se confirmer au vu des spectres aux alentours du maximum : les premiers spectres de Ibc (représentatifs des couches les plus extérieures en raison de la structure en pelure d'oignon d'une supernovae gravitationnelle) font déjà état d'éléments lourds (CaII, SiII) absents des spectres à la même époque pour les type II.

Enfin, contrairement aux SNIa dont nous allons parler dans un instant, il convient de signaler que les supernovae gravitationnelles (type II) regroupent des étoiles de très grande variété, et n'ont pas de caractère chandelle standard (certains éléments sont cruciaux dans le développement de la supernova, à commencer par sa masse).

Le type I qui ne possède pas de raie d'hydrogène se subdivise en 3 familles distinctes en fonction de leurs différentes caractéristiques spectrales :

Type Ia possèdent de fortes raies d'absorption de Si II mais pas de raie He I

Type Ib pas de raies de Si II mais avec raie He I

Type Ic pas de raies de Si II ni He I

Le type II se subdivise en 3 familles selon la forme de leur courbe de lumière (*i.e.* évolution de leur luminosité avec le temps) :

Type II-l courbe de lumière linéaire

Type II-p courbe de lumière avec plateau

Type II-n courbe de lumière décroissant lentement avec des raies étroites (*narrow*)

Type II-b courbe de lumière tardive similaire aux courbes de lumières des type Ib/c

La classification des différentes supernovæ est résumée sur les figures 1.5 et 1.6. Les Sne II sont déclenchées par l'effondrement gravitationnel d'étoiles massives (avec ou sans couche d'hydrogène externe). Les SNe Ia correspondent à la fusion thermonucléaire d'une masse proche de celle de la masse limite de Chandrasekhar.

Les supernovæ Ib/c sont plus « proches » du type II que du type Ia. Cela se voit particulièrement aux similarités de leur spectres tardifs et aux mesures du taux d'explosion par galaxies hôte. Selon Cappellaro et al. 1999, les supernovæ types Ib/c ou II ne sont pas observées dans des galaxies elliptiques, alors que les Ia sont observées dans tout les types de galaxies. De plus, les SNe Ia présentent une homogénéité globale de leur comportement spectroscopique et photométrique, ce qui n'est pas le cas des autres types. Ces indications observationnelles révèlent la différence de mécanisme physique sous-jacent inhérent à l'explosion des SNe Ia vis-à-vis des autres types de supernovæ.

1.5 Explosion des supernovae de type Ia

1.5.1 Progéniteur et mécanisme d'explosion

La grande homogénéité de luminosité observée parmi les SNe Ia laisse supposer une grande homogénéité de leurs progéniteurs. De plus comme leur caractéristiques spectrales ne contiennent

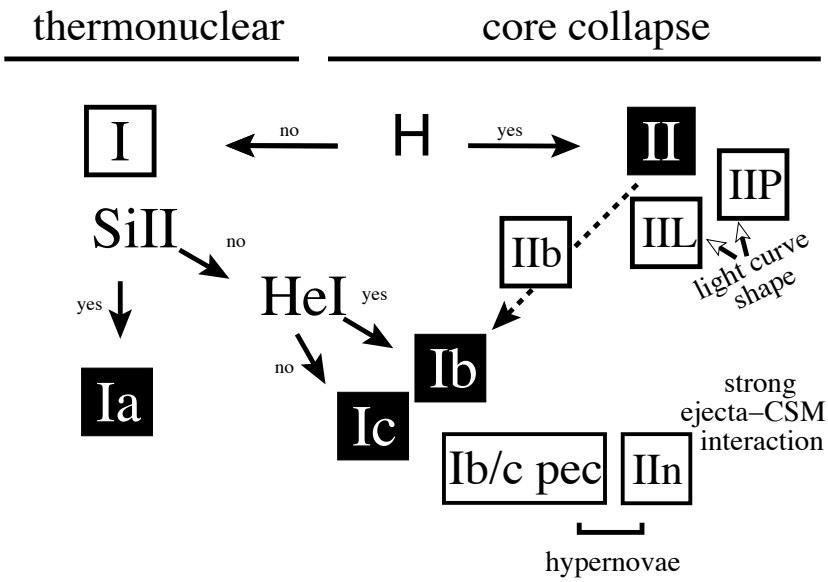
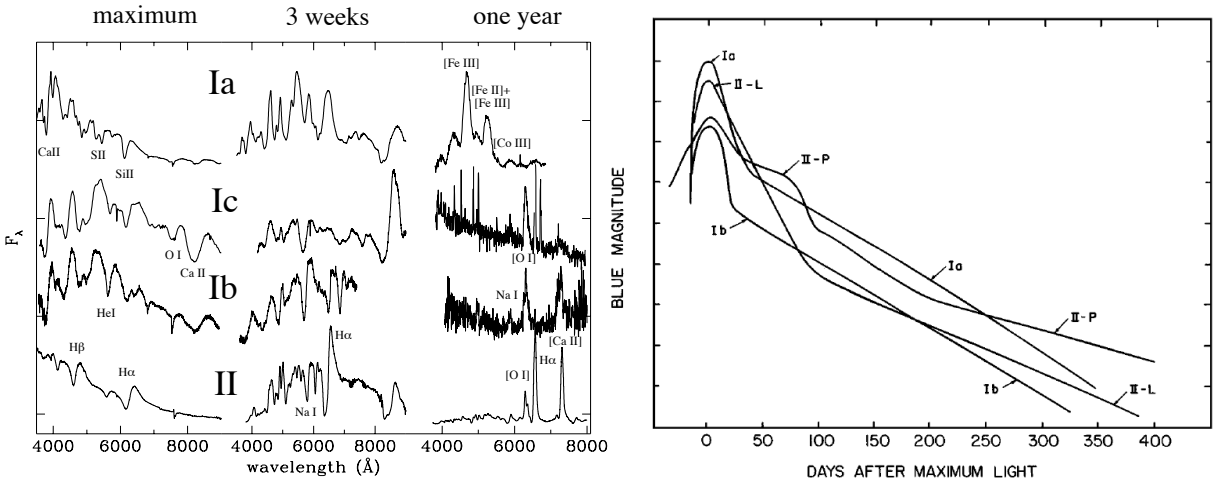


FIG. 1.5: Classification spectroscopique des supernovæ en sous groupes. Turatto (2003).



(a) (b)

FIG. 1.6: (a) Spectres de supernovæ du même type à 3 époques différentes . (b) Courbe de lumière typique pour les principaux type de supernovæ. La décroissance observée pour les SNe Ia est liée à la radioactivité du cobalt (période de 77.27 jours) et du nickel (période de 6.075 jours). La luminosité au maximum des SNe Ia est supérieure à tous les autres types. Turatto (2003), Filippenko (1997).

pas d'hélium ni d'hydrogène, l'abondance de ces éléments doivent être faible, c'est pourquoi on s'attend plutôt à un « vieux » progéniteur.

L'énergie thermonucléaire est engendrée par la fusion du carbone et de l'oxygène en éléments lourds : $C, O \rightarrow Ni, Si, ...$ La décroissance exponentielle des spectres tardifs (*cf.* figure 1.6) est corrélée aux temps de vie du nickel et du cobalt.

Les naines blanches sont des objets très particuliers : plus ils sont massifs plus ils sont petits (une naine blanche de la masse du soleil serait à peu près de la taille de la Terre). Dès lors, une naine blanche n'est stable que jusqu'à une masse bien spécifique, la masse de

Chandrasekhar (Chandrasekhar 1931) de $\sim 1.44 M_\odot$ qui correspond à un rayon nul. Les réactions thermonucléaires s'enclenchent avant que cette masse limite soit atteinte.

Lorsque la naine blanche se trouve dans un système binaire et accrète la matière de son compagnon, sa masse atteint le voisinage de la masse limite de Chandrasekhar. À ce moment, la densité du cœur et la température sont telles que les noyaux de carbone fusionnent, ce qui aboutit, par cascade, à la production de ^{56}Ni. La réaction thermonucléaire se propage alors dans les différentes couches pour finir par l'explosion complète de l'étoile et sa désintégration.

Une nouvelle SNe Ia apparaît, et atteint son maximum de luminosité après une quinzaine de jours. La décroissance de la courbe de lumière sur plusieurs mois ne s'explique pas par l'explosion elle-même, puisque la température décroît trop vite. C'est la décomposition radioactive du ^{56}Ni produit durant la fusion du carbone qui explique cette décroissance : passant du ^{56}Ni (6.075 jours) au ^{56}Co (77.27 jours) au ^{56}Fe.

Malgré les progrès de la compréhension du phénomène ces dernières années, le modèle de la naine blanche dans un système binaire n'est pas encore quantitatif. Les simulations numériques, n'arrivent pas à reproduire le phénomène de bout en bout ni à ajuster les observations convenablement (Roepke 2008).

1.5.2 Chandelles standards

Compte tenu de la masse limite de Chandrasekhar, on peut s'attendre à ce que les à ce que les SNe Ia montrent une faible dispersion de luminosité maximale.

Hamuy et al. (1996) ont observé un certain nombre de SNe Ia proches dans le flot de Hubble[4], pour lesquelles ils ont pu estimer la distance grâce au décalage vers le rouge de la galaxie hôte et à la loi de Hubble. Les valeurs trouvées présentent une dispersion de 0.38 et 0.26 magnitudes pour M_B et M_V respectivement les magnitudes absolues dans les bandes B et V (*cf.* figure 1.7a).

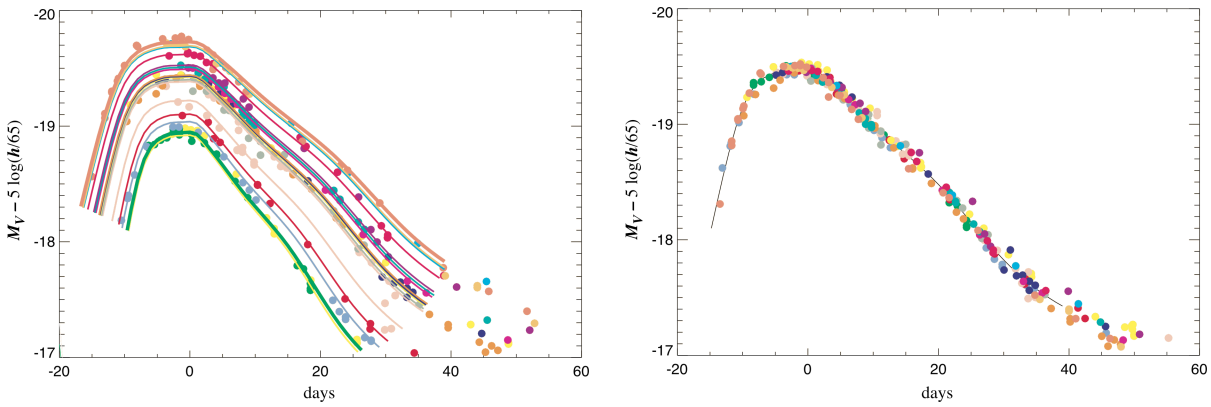


FIG. 1.7: (a) Magnitudes absolues (non corrigés) de SNe Ia proche en bande V issues de la campagne d'observation Cálan/Tololo (b) après correction utilisant le paramètre de *stretch*. Adapté par Perlmutter et al. (1997a).

Le premier pas dans la standardisation des SNe Ia fut de constater qu'il existait une corrélation linéaire entre le pic de luminosité et le taux de décroissance de la courbe de lumière. Cette relation

[4]suffisamment éloignées ($z > 0.02$) pour que leur vitesse intrinsèque soit négligeable, et suffisamment proche ($z < 0.08$) pour que les effets de l'expansion accélérée soit également négligeables et que la loi de Hubble soit valide en première approximation.

(les objets les plus brillant décroissent plus lentement, *cf.* figure 1.7a) fut introduite par Phillips (1993), sous la forme du paramètre Δm_{15} qui est la différence entre les magnitudes au maximum et 15 jours après. En appliquant ce modèle de correction empirique aux magnitudes absolues, Hamuy et al. (1996) réduisit la dispersion d'un facteur 2, passant à une précision sur la détermination de la distance de $\sim 9\%$.

D'autres méthodes de standardisations suivirent, notamment la correction de *stretch* (Perlmutter et al. 1997b; Goldhaber et al. 2001) utilisant un « patron » de la dépendance temporelle des supernovæ, et SALT2 (Guy et al. 2005; Guy et al. 2007) qui utilise à la fois un paramètre de forme des courbes de lumière et un paramètre de couleur. C'est cette dernière méthode qui sera utilisée pour la standardisation des SNe Ia SNfactory.

1.5.3 SNe Ia comme sonde de l'énergie noire

À la fin des années 1990, deux équipes ont utilisé les SNe Ia pour étudier l'expansion de l'univers. Les résultats de High-z (Riess et al. 1998) et SCP (Supernova Cosmology Project) (Perlmutter et al. 1999) ont montré que non seulement l'expansion de l'univers était accélérée, mais que la responsable de cette accélération pourrait être décrite par une constante cosmologique, qui compte ainsi pour $\sim 70\%$ du contenu en énergie de l'univers.

Les deux équipes ont utilisé dans leurs analyses les supernovæ proches de l'échantillon Cálan-Tololo et respectivement 16 et 42 supernovæ à grand décalage vers le rouge (jusqu'à $z \sim 0.8$). La faiblesse statistique de l'échantillon et des incertitudes systématiques résultant des nombreux télescopes utilisés pour leurs observations ont conduit à une seconde génération d'expériences pour étudier les supernovæ à grand décalage vers le rouge.

1.5.4 Pourquoi les SNe Ia proches sont-elles nécessaires ?

Il apparaît dans la section précédente qu'il est important d'avoir un échantillon de supernovæ proches dans le cadre d'une analyse cosmologique. Elles permettent d'ancrer le diagramme de Hubble à bas décalage vers le rouge et jouent un rôle fondamental dans l'étalonnage des courbes de lumières. Comme elles sont plus proches et plus brillantes, elles possèdent également de plus petites incertitudes et fournissent un échantillon bien caractérisé.

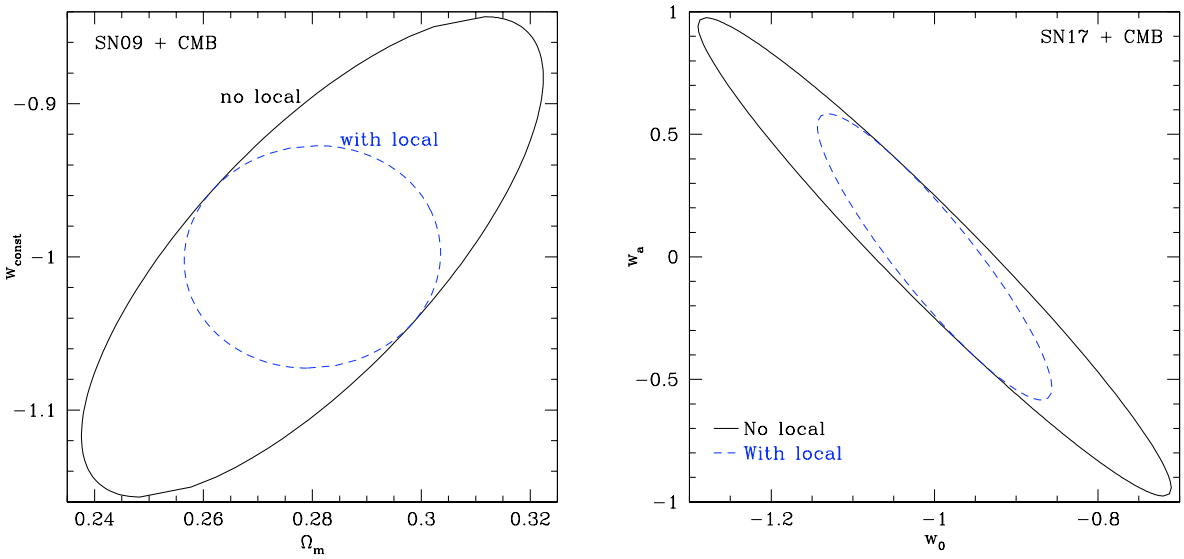
Actuellement, le nombre de supernovæ à grand z est déjà bien plus important que celui à faible z (elles sont plus facile à trouver). Cette différence fait de l'échantillon courant de supernovæ proches un facteur déterminant en ce qui concerne la précision avec laquelle les paramètres cosmologiques vont être mesurés, dans le sens où les supernovæ vont contraindre le paramètre reliant la constante de Hubble et la luminosité intrinsèque des SNe Ia dans l'ajustement cosmologique.

Linder (2006) montre que le manque d'un échantillon de supernovæ proches (300 supernovæ dans le flot de Hubble) réduit sensiblement les contraintes de l'équation d'état de l'énergie noire (*cf.* figure 1.8).

1.5.5 Analyse cosmologique

L'ajustement cosmologique des SNe Ia est une comparaison entre les supernovæ à faible et à grand z. Leurs magnitudes observées doivent varier avec z en fonction de leur distance de luminosité. L'ajustement cosmologique peut être produit en utilisant les paramètres de l'ajustement des courbes de lumière (*e.g.* par SALT2). L'estimateur de distance est du type :

$$\mu_B = m_B^* - M + \alpha_x \times x_1 - \beta \times c \ , \tag{1.35}$$



(a) (b)

FIG. 1.8: Contours de confiance pour (a) (w, Ω_m) à partir d'un échantillon de 500 SNe Ia grand z uniformément distribuées entre $0.2 < z < 0.9$ et (b) (w_a, w_0) pour un échantillon de 2000 SNe Ia distribuées entre $0.2 < z < 1.7$, avec, et sans un échantillon de 300 SNe Ia à faible z centré sur $z = 0.05$.

où m_B^* est la magnitude apparente au maximum de luminosité dans le filtre B. Il est déduit de l'ajustement de la courbe de lumière en même temps que les paramètres de *stretch* (x_1) et de couleur (c). α_x, β et M sont quant à eux ajustés en minimisant les résidus au diagramme de Hubble en utilisant :

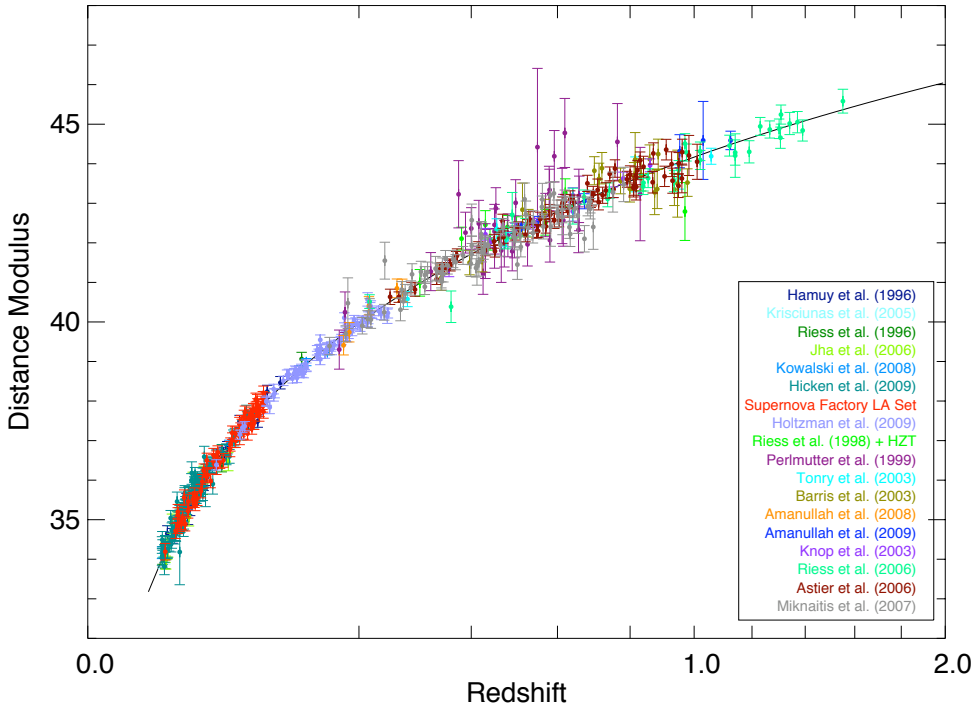
$$\chi^2 = \sum_i \frac{\left(\mathbf{V}^{\mathrm{T}}\mathbf{X}_i - M - 5\log_{10}(d_L(\theta, z)/10\ \mathrm{pc})\right)^2}{\mathbf{V}^{\mathrm{T}}\ \mathbf{C}(\mathbf{X}_i)\ \mathbf{V}}\ , \tag{1.36}$$

avec,

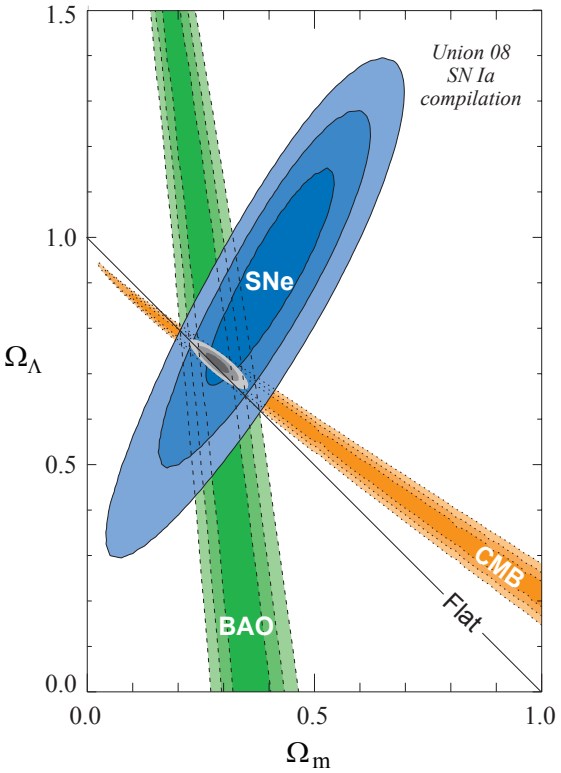
$$\mathbf{X}_i = \begin{pmatrix} m_B^* \\ x_1 \\ c \end{pmatrix}\ ,\ \mathbf{V} = \begin{pmatrix} 1 \\ \alpha_x \\ -\beta \end{pmatrix}\ ,$$

$d_L(z)$ étant la distance de luminosité au décalage spectral z. Elle dépend des paramètres cosmologiques $\theta = (\Omega_m, \Omega_\Lambda, w, ...)$ et $\mathbf{C}(\mathbf{X}_i)$ est la matrice de covariance des paramètres $\mathbf{X}_i$, qui sont pris en compte dans l'erreur de m_B^*, à cause de la dispersion intrinsèque des SNe Ia et de la vitesse relative des objets proches.

L'analyse cosmologique associant les supernovæ à petit et à grand z, pour une compilation des SNe Ia Union+CfA3+SDSS+SNfactory a été réalisée par (Kowalski et al. 2008) et D.Rubin (*cf.* figure 1.9a). La combinaison avec d'autres sondes de l'énergie noire améliore notablement la précision des mesures, en brisant la dégénérescence des SNe Ia entre Ω_Λ, w et Ω_m, comme on peut le voir sur les figrues 1.9b.



(a)



(b)

FIG. 1.9: (a) Diagramme de Hubble (magnitude-z) pour la totalité de l'échantillon Union+CfA3+SDSS+SNfactory (D.Rubin). les modules de distance des supernovæ sont obtenus par l'ajustement de SALT2 sur les courbes de lumière et les valeurs des distances sont mesurées à partir des galaxies hôtes de la supernova ; (b) contours de confiance de $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ pour la combinaison des résultats SNe Ia, BAO et CMB. Kowalski et al. (2008).

Chapitre 2

The Nearby SuperNova Factory

2.1 Présentation de la collaboration SNfactory

Le projet *Nearby SuperNova Factory* (SNfactory) (Aldering et al. 2002) a débuté en 2000. Il a été initié à la suite des premiers résultats du *Supernova Cosmology Project* (Perlmutter, Aldering, Goldhaber, Knop, Nugent, Castro, Deustua, Fabbro, Goobar, Groom, Hook, Kim, Kim, Lee, Nunes et al. 1999) pour étudier en détail un large échantillon de SNe Ia proches avec une précision spectro-photométrique de 1% dans le flot de Hubble ($0.03 < z < 0.08$). Il s'agit d'une collaboration franco-américaine, composée d'une vingtaine de chercheurs et techniciens répartis sur 5 laboratoires ; 3 en France (CRAL[1], IPNL[2] et LPNHE[3]) et 2 aux États-unis (LBNL[4] et Yale University).

Les objectifs scientifiques de la collaboration peuvent se résumer en quatre points :

- rassembler un large échantillon (plus de 200) courbes de lumières de SNe Ia dans le flot de Hubble, avec une moyenne de quinze dates par série temporelle (de préférence encadrant le maximum de luminosité).
- réduire les incertitudes statistiques et systématiques des SNe Ia par l'obtention d'un échantillon unique de supernovæ observées spetro-photométriquement. Les incertitudes sur les techniques de détermination des paramètres cosmologiques qui utilisent les supernovæ à petit et grand z peuvent ainsi être réduites.
- obtention de séries temporelles de SNe Ia avec une couverture en longueur d'onde allant de 3000 à 10000 Å pour l'étude multi-époque des indicateurs spectraux, afin de tester directement les effets des formules empiriques de correction de l'extinction et des indicateurs de luminosité.
- fournir une étude photométrique et spectrale détaillée, pour améliorer la standardisation et la compréhension du phénomène d'explosion.

Un instrument dédié (*SuperNovae Integral Field Spectrograph* ou SNIFS) au suivi spectro-photométrique des SNe Ia proches a été spécialement conçu et construit en France (CRAl, IPNL, LPNHE). Il est installé au sommet du Mauna Kea (USA) sur le télescope de l'université d'Hawaii (UH88) et opérationnel depuis fin 2004 (*cf.* § 2.3). La recherche des supernovæ a eu lieu de 2004 à 2009 au mont Palomar (USA) et a été effectuée à l'aide de la caméra QUEST II (*cf.* § 3)

[1]Centre de Recherche Astrophysique de Lyon, (CNRS-INSU)
[2]Institut de Physique Nucléaire de Lyon, (CNRS-IN2P3, UCBL)
[3]Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Énergies, (CNRS-IN2P3, UPMC)
[4]Lawrence Berkeley National Laboratory, (DOE)

montée sur le télescope de l'observatoire du mont Palomar. La collaboration est responsable du fonctionnement de la recherche et du suivi des supernovæ ainsi que de l'ensemble des chaînes de production.

2.2 Spectro-photométrie : une nouvelle façon d'observer les SNe Ia

La première caractéristique de SNfactory, qui la différencie des autres expériences de SNe Ia, est son approche observationnelle. Elle utilise un spectrographe à champ intégral (SNIFS) spécialement construit pour et par la collaboration. Les campagnes d'observations traditionnelles suivent photométriquement une courbe de lumière de supernova durant son évolution, associé à une observation spectroscopique à une date près du maximum de luminosité pour établir le type de la supernova et mesurer le décalage vers le rouge de la galaxie hôte. Dans SNfactory, nous divisons le champ de vue de l'instrument par un pavage qui fournit simultanément un spectre par pavé, la spectroscopie couvrant alors l'intégralité du champ (ciel + galaxie +supernova). On collecte ainsi l'intégralité du flux de la supernova sur trois dimensions (x, y, λ). Cette technique représente un avantage majeur par rapport à la spectroscopie traditionnelle à fente, pour laquelle la fraction de flux entrant dans l'instrument est une fonction de la longueur d'onde et dont la précision dépend de la taille de la fente. De plus, dans le cas traditionnel, la galaxie hôte ne peut être soustraite qu'à l'aide d'un modèle, ou par interpolation spatiale, ce qui n'est pas notre cas.

Le spectrographe à champ intégral collecte l'intégralité de la lumière de l'objet dans le champ, et permet un étalonnage précis du flux. Le point fort de l'approche spectroscopique pour les courbes de lumière des supernovæ est la photométrie synthétique : les séries temporelles étalonnées en flux peuvent fournir des courbes de lumières synthétiques pour n'importe quels systèmes photométriques par convolution avec la bande passante des filtres. C'est ici le réel avantage vis-à-vis des méthodes traditionnelles puisque l'on élimine le besoin de corrections significatives et coûteuses en termes de précision, comme par exemple les corrections-$\mathcal{K}$, la contamination des caractéristiques spectrales par la galaxie hôte.

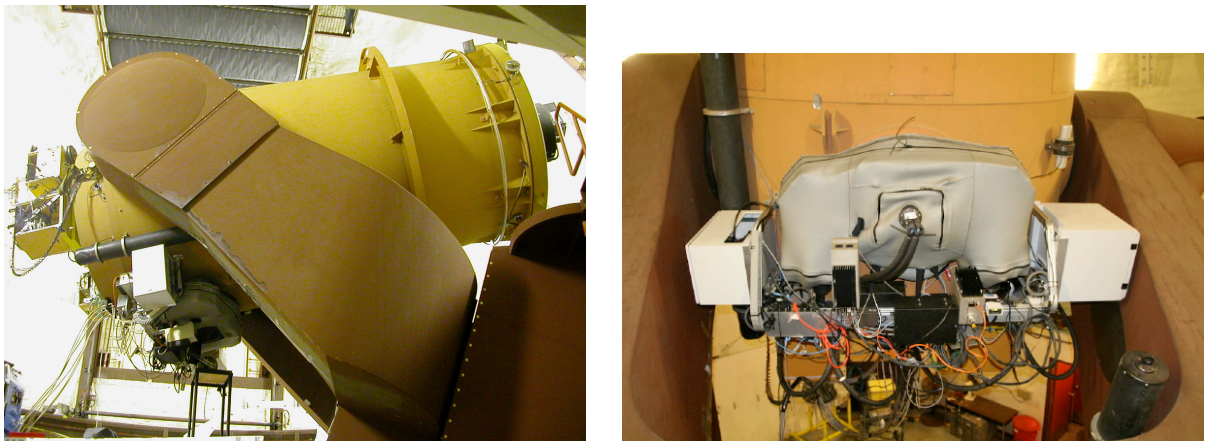
2.2.1 Photométrie/spectrographie à champ intégral

La méthode d'observation par filtre, éprouvée depuis longtemps permet d'atteindre un précision de l'ordre de 2% au voisinage du maximum de luminosité pour les supernovæ proches ($0.03 < z < 0.08$). Les mesures d'un spectrographe à champ intégral permettent en outre un gain dans le temps d'observation ("multiplexing")

2.3 *The SuperNova Integral Field Spectrograph*

SNIFS (Lantz et al. 2004) est l'instrument conçu, construit et utilisé par la collaboration SNfactory pour le suivi spectro-photométrique des supernovæ. Il s'agit d'un spectrographe optique à deux voies équipées d'une unité de champ intégral à trame de microlentilles de type TIGRE (Bacon et al. 1995). SNIFS est un appareil technologique de pointe, il s'agit du premier instrument entièrement intégré et semi-autonome pour les observations de sources ponctuelles à moyenne résolution sur un fond diffus structuré. Il est monté en permanence sur le télescope de l'université d'Hawaii 2.2m (*cf.* figure 2.1a) au sommet du Mauna Kea ($\sim$ 4200m), à Hawaii (Big Island).

SNIFS inclut deux voies spectroscopiques, fournissant une couverture en longueur d'onde de 3200 à à 5200 et de 5100 à 10000 Å, une voie photométrique pour l'acquisition, le guidage et



(a) (b)

FIG. 2.1: (a) Télescope de l'Université d'Hawaii 2.2m (UH88) ; (b) SNIFS dans sa couverture de néoprène monté sur le port Cassegrain replié de l'UH88

l'observation d'étoiles secondaires en parallèle à la spectroscopie pour le contrôle de l'extinction atmosphérique ainsi qu'une unité d'étalonnage. Les voies spectrométriques et photométriques utilisent le même obturateur, de telle sorte que l'observation avec les deux voies garantisse des temps de poses identiques. Un schéma mécanique de SNIFS peut être vu sur la figure 2.2, il présente les différents éléments optiques décrit dans la section suivante.

2.3.1 Principe de l'IFS et spectrographie 3D

Éléments optiques

Chaque voie du spectrographe est composé d'un certain nombre d'éléments optique (*cf.* figure 2.2b). nous nous proposons ici de les détailler dans l'ordre relatif à la propagation de la lumière :

Pick-off prism (POP) À l'entrée du spectrographe, ce petit prisme réfléchis la lumière sur un petit champ de vue ($6'' \times 6''$) centré sur la cible du spectrographe. La lumière des autres objets du champ continue leur chemin vers la voie photométrique (*cf.* § 2.3.2).

L' élargisseur (EL) étend le champ à une taille raisonnable (21×21mm) adaptée à la trame de micro-lentilles.

la lame dichroïque sépare le faisceau en deux domaines de longueurs d'onde vers les voies bleu (réfléxion) et rouge (transmission) du spectrographe.

la trame de micro-lentilles (MLA) Élément central de l'IFU, la trame dissecte le champ en 225 carrés contigus (ou *spaxels*). Le MLA est fait de silice (SiO_2) et composé de deux lots de lentilles cylindriques croisées et espacés de 100μm.

le collimateur transforme le faisceau venant du plan focale des micro-lentilles en un faisceau parallèle

le grisme est un ensemble prisme + réseau. Il disperse le faisceau parallèle issu du collimateur. Il réfléchit le faisceau incident et disperse la majorité de la lumière au premier ordre de diffraction (réseau blazé). La direction de dispersion est légèrement inclinée pour distribuer l'ensemble des spectres sur le détecteur sans superposition.

la chambre est composée de plusieurs éléments optiques pour réimager le faisceau sur le CCD

le CCD est le détecteur électronique sur lequel les spectres seront inscrits. il se trouve dans un dewar cryogénique à une température de fonctionnement de $-120°$C.

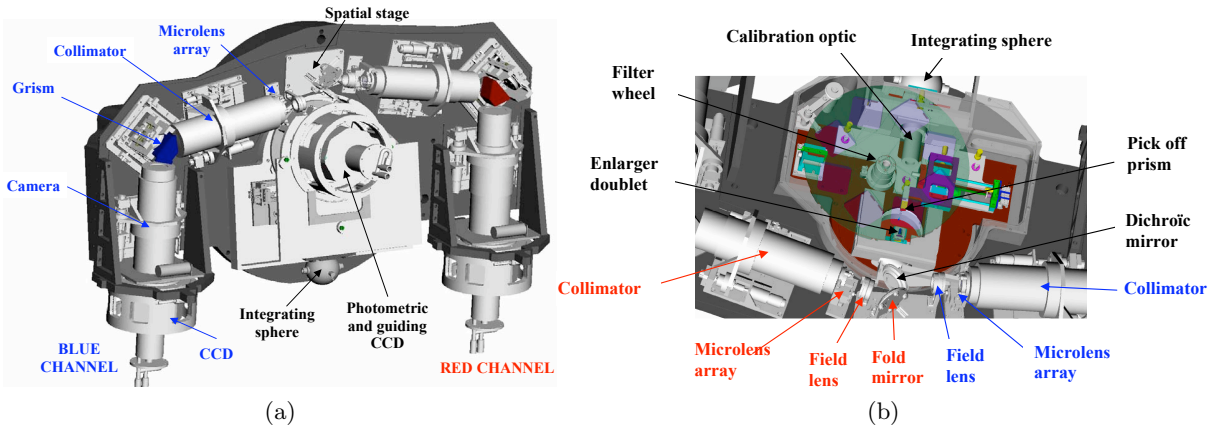


FIG. 2.2: SNIFS (a) Schéma général mécanique ; (b) Zoom sur la partie centrale de l'instrument.

Principe optique de l'IFS

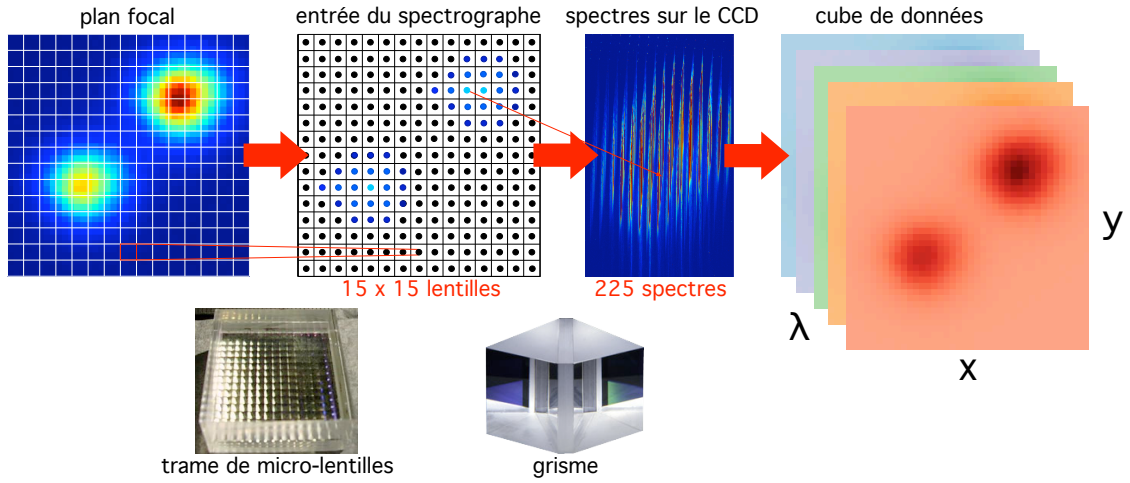


FIG. 2.3: Schéma de principe de l'IFU.

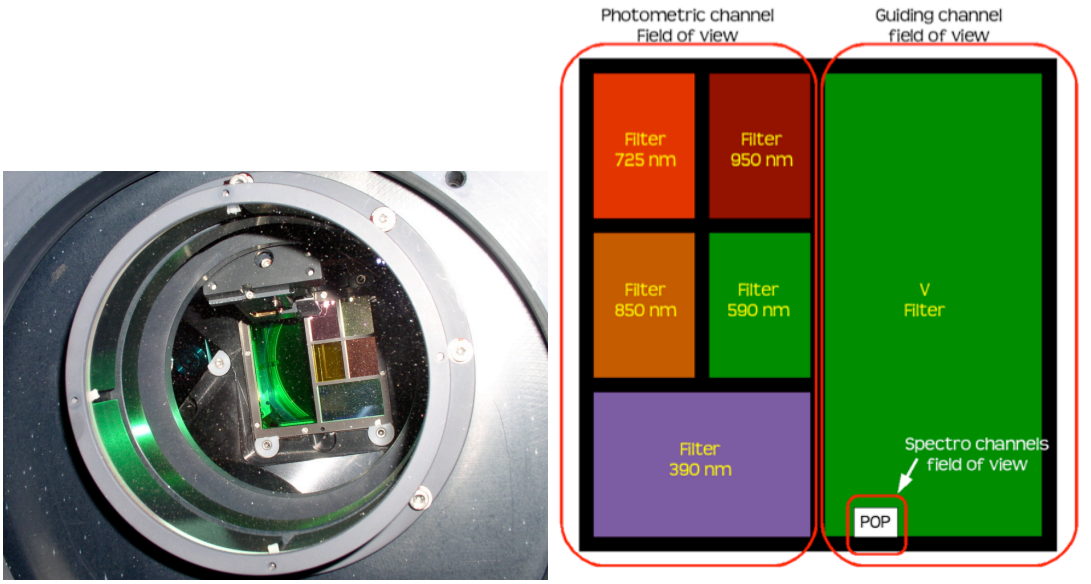
Le principe de l'IFU est présenté sur la figure 2.3. Pour chaque voie (bleue/B et rouge/R) du spectrographe. Le champ de vue de $6'' \times 6''$ est séparé en 15×15 éléments spatiaux indépendants (spaxels) par la trame de micro-lentilles. Chacune des 225 sous images est ainsi focalisée sur l'entrée du spectrographe dont le grisme renvoie 225 spectres correspondant à chacun des sous-éléments spatiaux. Les spectres sont projetés sur un CCD 2046×4096 pixels^2 de 15μm, avec une résolution de 2.4Å et 3.2Å respectivement. Le domaine spectrale couvert est de $3200 - 5400$Å pour la voie bleue et $5100 - 10000$Å pour la voie rouge. Chacune des voies est indépendante de l'autre.

Au final, les spectres obtenus sont stockés dans des cubes de données représentant l'objet sur 3 dimensions, 2 d'espace et une de longueur d'onde. Ce sont ces données bien particulières et spécifiques qui donnent un attrait unique au projet SNfactory.

2.3.2 Voie photométrique

La signal qui n'est pas réfléchi par le POP vers le spectrographe passe directement au travers de la roue à filtre pour se rendre dans la voie photométrique.

Cette voie d'étalonnage est placée au plan focal du télescope et est constituée de deux caméras, une photométrique et une de guidage. La première est utilisée, à l'aide d'un multi-filtre spécial (*cf.* figure 2.4) pour contrôler en parallèle l'extinction atmosphérique pendant les observations spectroscopiques. La seconde quant à elle est utilisée pour le guidage et la focalisation du télescope pendant les observations. Les deux caméras sont placées côte à côte et peuvent être utilisées ensemble pour des poses photométriques d'acquisition. Elles sont composées de détecteurs CCD 2046 × 4096 pixels^2. Le champ de vue intercepté est de $\sim 4.5' \times 9'$ avec une résolution spatiale de $0.137''$/pixel.



(a) (b)

FIG. 2.4: (a) Photographie de la fenêtre d'entrée du spectrographe (le multi-filtre est directement visible à droite). (b) schéma des différents filtres du multi-filtre (MOSAIC) et du filtre de guidage (V), à droite.

La voie photométrique est équipée d'une roue à filtres (*cf.* figure 2.4), contenant un filtre V (Bessell), d'un lot de filtres *ugriz* (SDSS), ainsi que d'un multi-filtre spécial (MOSAIC).

2.3.3 Poses d'étalonnage

Une fois la pose CCD obtenue en sortie du spectrographe, un certain nombre d'opérations lui sont appliquées afin de le corriger de certains effets instrumentaux. La plupart de ces poses d'étalonnages sont obtenues grâce à l'unité d'étalonnage de SNIFS. Nous nous proposons de résumer ici ces différentes poses d'étalonnage.

Pose de biais Une pose de biais est une pose de 0 seconde sur le CCD, qui établit la carte du niveau zéro des pixels. Plusieurs poses sont prises chaque nuit au début et en fin de shifts sur toutes les voies. Une moyenne est effectuée puis soustraite aux poses sciences pour soustraire le niveau zéro de chaque pixel.

Pose de courant d'obscurité Les poses de courant d'obscurité (ou *dark*) ont une durée typique d'exposition d'une heure et sont observées avec l'obturateur de l'instrument fermé, entre les prises de données, dans la journée. Elles mesurent principalement le bruit thermique et dépendent ainsi de la température. Pour SNIFS, les CCD sont maintenus à une température de fonctionnement de $\sim$ 150K, et le niveau du courant d'obscurité est de 1.9 électrons par heure pour la voie bleue et 1.6 électrons par heure pour la voie rouge (en régime permanent).

Pose continuum Une pose continuum est spécifique à la voie spectroscopique, il s'agit de l'équivalent 3D de la pose de champ plat précédente. Durant le pointage du télescope à l'aide de la voie photométrique, la voie spectroscopique observe la sortie d'une lampe continue (similaire à un corps noir) provenant de l'unité d'étalonnage de SNIFS. Les poses continuum sont également prises en début, milieu et fin de nuit, pour être utilisées comme correction de champs plat à basse fréquence :

$$\widetilde{\mathscr{C}}(\lambda) \quad = \quad \mathscr{C}(\lambda) \times T_i(\lambda)$$

où $\mathscr{C}(\lambda)$ est le corps noir du spectre du continuum interne et $T_i(\lambda)$ la transmission instrumentale du spectrographe.

Pose arc Les poses d'arc sont également spécifiques à la voie spectroscopique. Elles prennent place juste après les poses science, et avant de déplacer le télescope vers une autre cible. Une lampe à raies (dans l'unité d'étalonnage) est observée, et la position (connue) de sa distribution spectrale sur les CCD de la voie spectroscopique est utilisée comme point de départ pour aligner le modèle optique d'extraction de cube sur la pose CCD et pour l'étalonnage en longueur d'onde des poses sciences.

2.4 Extraction des spectres du CCD et création des cubes de données

Une fois les images pré-traitées, il faut reconstruire le cube de données contenu sur le capteur bi-dimensionnel, c'est à dire passer d'une information de type $\mathrm{I}(n, p)$, intensité au pixel (n, p) du capteur, à une information de type $\mathrm{I}(x, y, \lambda)$, où x et y correspondent à la position du spectre considéré dans le champ, et λ à la longueur d'onde. Nous ne reviendrons ici que sur les principes des diverses opérations effectuées, développées lors de la réalisation des premiers IFS au CRAL, et améliorées ici pour SNIFS par Yannick COPIN (Copin 2000).

2.4.1 Masque d'extraction

L'extraction des spectres individuels à partir de l'image du CCD est très délicate car les spectres sont très proches les uns des autres (8 à 9 pixels). Une simple prise en compte des colonnes éclairées par un même spectre ne suffit donc pas à extraire correctement le flux, car alors une partie de la lumière des ailes du spectre voisin y sera incluse tandis qu'une partie du flux est étalée dans les spectres voisins. Le principe de l'extraction de cube consiste en la production d'un *masque d'extraction* à partir de poses d'étalonnage à haut rapport signal sur bruit.

Modèle géométrique

La première étape du traitement est l'analyse d'une pose arc (*cf.* § 2.3.3) qui détermine la position de l'image de la pupille du télescope dans chacune des micro-lentilles pour une série de

longueurs d'onde. Cette opération permet de paramétriser un masque qui définit la position de chaque micro-lentille à chaque longueur d'onde sur le CCD.

Modèle de forme

La deuxième étape consiste à déterminer, pour chaque spectre, le profil selon la direction perpendiculaire à la dispersion, appelé profil de dispersion croisée (ou *cross dispersion*). Pour déterminer ce profil, on effectue une intégration selon la direction de dispersion. Ce profil $\mathcal{P}$ contient le profil géométrique de la micro-pupille, $\mathcal{G}$, convolué par la fonction d'étalement de point du spectrographe $\mathcal{F}$. Le profil géométrique est déterminé théoriquement à partir des diamètres du miroir primaire du télescope et de l'obstruction centrale (ombres du miroir secondaire et de son support) ainsi que les différentes focales impliquées dans la construction de la micro-pupille. Sa forme n'étant pas analytique, on choisit de le modéliser par une somme de trois gaussiennes. La figure 2.5 représente ce profil géométrique ainsi que la forme utilisée pour l'ajustement.

La PSF du spectrographe $\mathcal{F}$ est due aux imperfections de la trame de micro-lentilles et du spectrographe : elle évolue avec les réglages de l'optique et est différente d'une micro-lentille à l'autre. Aussi, on la décompose en deux contributions, l'une constante dans le champ et achromatique, $\mathcal{F}^\star$, le noyau, et l'autre dépendante de la micro-lentille et de la longueur d'onde, $\mathcal{F}_i(\lambda)$ pour la micro-lentille i à la longueur d'onde λ. Finalement :

$$\mathcal{P}_i(\lambda) = \mathcal{G} \otimes \mathcal{F}^\star \otimes \mathcal{F}_i(\lambda) \tag{2.1}$$

Les images des raies de l'arc proches du centre optique sont utilisées afin de déterminer le noyau $\mathcal{F}^\star$. En effet, au voisinage du centre optique, on peut considérer $\mathcal{F}_i(\lambda)$ comme une fonction de Dirac et déterminer $\mathcal{G} \otimes \mathcal{F}^\star$. Une somme de trois gaussiennes centrées permet d'avoir une bonne approximation du noyau. On utilise ensuite la fonction obtenue pour déterminer $\mathcal{F}_i(\lambda)$

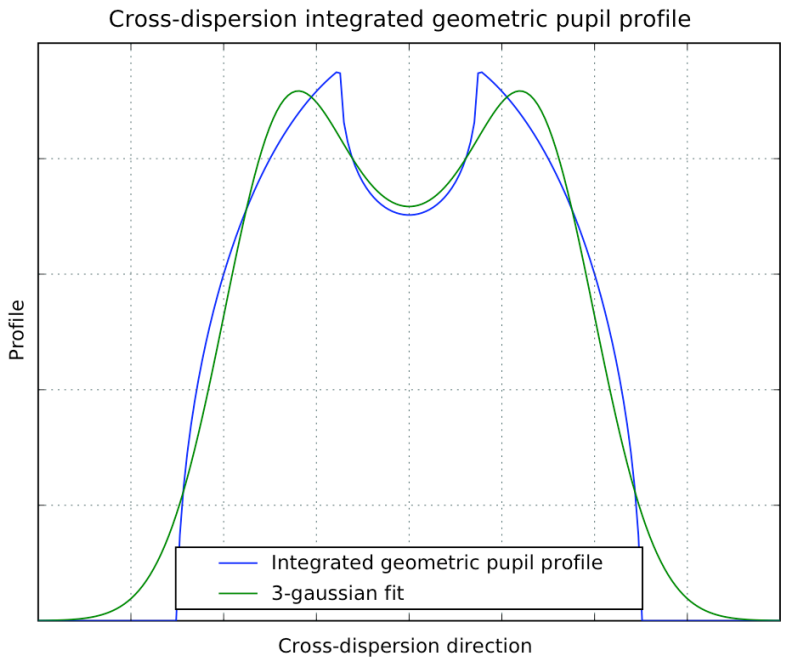


FIG. 2.5: Profil géométrique de *cross dispersion* intégré $\mathcal{G}$ (en bleu) d'une micro-pupille et modélisation (en vert) par trois gaussiennes.

grâce à une pose continuum (*cf.* § 2.3.3). Pour cet ajustement, une simple gaussienne suffit, mais les spectres étant très rapprochés, plusieurs spectres voisins doivent être ajustés simultanément pour prendre en compte les recouvrements entre spectres. En pratique, les spectres étant groupés par 15 (*cf.* figure 2.6), on ajuste tous les pics du paquet. L'ajustement obtenu reflète l'allure du profil.

Création du masque

La dernière étape consiste à faire le lien entre les données acquises jusqu'ici et les spectres eux-mêmes. Contrairement aux étapes précédentes, qui ne faisaient intervenir que des ajustements locaux, on doit ici considérer un modèle chromatique global de l'instrument. Ce modèle inclut des paramètres qui décrivent les distances focales des systèmes optiques, les caractéristiques du grisme et leur dépendance chromatique. Cet ajustement se fait sur un pose arc dont les longueurs d'onde des raies sont tabulées et utilise la carte de PSF effectuée lors de l'étape précédente : on ajuste le modèle d'instrument en vérifiant que le point du CCD sur lequel se trouve l'image qu'il prédit correspond bien à un point illuminé de l'image. Le masque $\mathcal{M}$ correspond alors à un modèle mathématique du comportement optique de l'instrument donnant le point d'incidence $(n,p)_i(\lambda)$ sur le CCD d'un rayon de longueur d'onde λ issu de la micro-lentille i. La figure 2.6 est un exemple d'ajustement du masque sur une pose continuum . Ce masque permet d'avoir un pré-étalonnage en longueur d'onde, ainsi qu'une précision sur la position des spectres de l'ordre du dixième de pixel. Associé à la table des largeurs de la PSF locale, il permettra une extraction optimale (Horne 1986) des spectres pour construire les cubes SNIFS.

Les divers ajustements évoqués jusqu'ici ne sont effectués que rarement (une fois pour toutes, sauf en cas d'opérations sur l'instrument pouvant provoquer un déplacement du CCD), et pour chaque pose, on procède simplement à un décalage du masque : en effet, les flexions subies par l'instrument lors de son mouvement pour le pointé du télescope peuvent décaler légèrement les spectres. De la même façon, ces flexions font que l'estimation de λ à ce stade n'est qu'approximative et qu'un étalonnage en longueur d'onde est nécessaire après application du masque.

2.4.2 Extraction des spectres

Avec un masque décalé de façon appropriée pour la pose que l'on considère, $(n,p)_i(\lambda)$ et $\mathcal{P}_i(n,\lambda)$ sont maintenant connus et, si l'on se place sur un spectre à la ligne p, l'intensité à la longueur d'onde correspondante $\lambda_i(p)$ peut s'écrire :

$$I_i\left(\lambda_i(p)\right) = \int_{\Delta_i} g\, I(n,p)\,\mathrm{d}n \tag{2.2}$$

où Δ_i définit une fenêtre d'extraction à considérer, domaine centré sur le pic du spectre correspondant à la micro-lentille i, g est le gain en e^-/ADU du CCD et $I(n,p)$ est le flux en ADU au pixel (n,p). Ceci n'est qu'une approximation, l'extraction réelle prenant en compte la contribution des spectres voisins et une pondération optimale selon le profil de dispersion croisée. La soustraction de la lumière diffuse est également effectuée en utilisant les zones inter-spectres. Nous n'entrerons pas ici dans le détail du calcul amenant à l'extraction optimale, et exposerons simplement sa forme :

$$I_i\left(\lambda_i(p)\right) = \int_{\Delta_i} g\omega_i(n,p) I_{\mathrm{eff}}(n,p)\mathrm{d}n \tag{2.3}$$

où $I_{eff}(n,p)$ est le flux en ADU du pixel (n,p) auquel on a soustrait la contribution des plus proches voisins et $\omega_i(n,p)$ est une pondération prenant en compte le profil de l'image. Il est

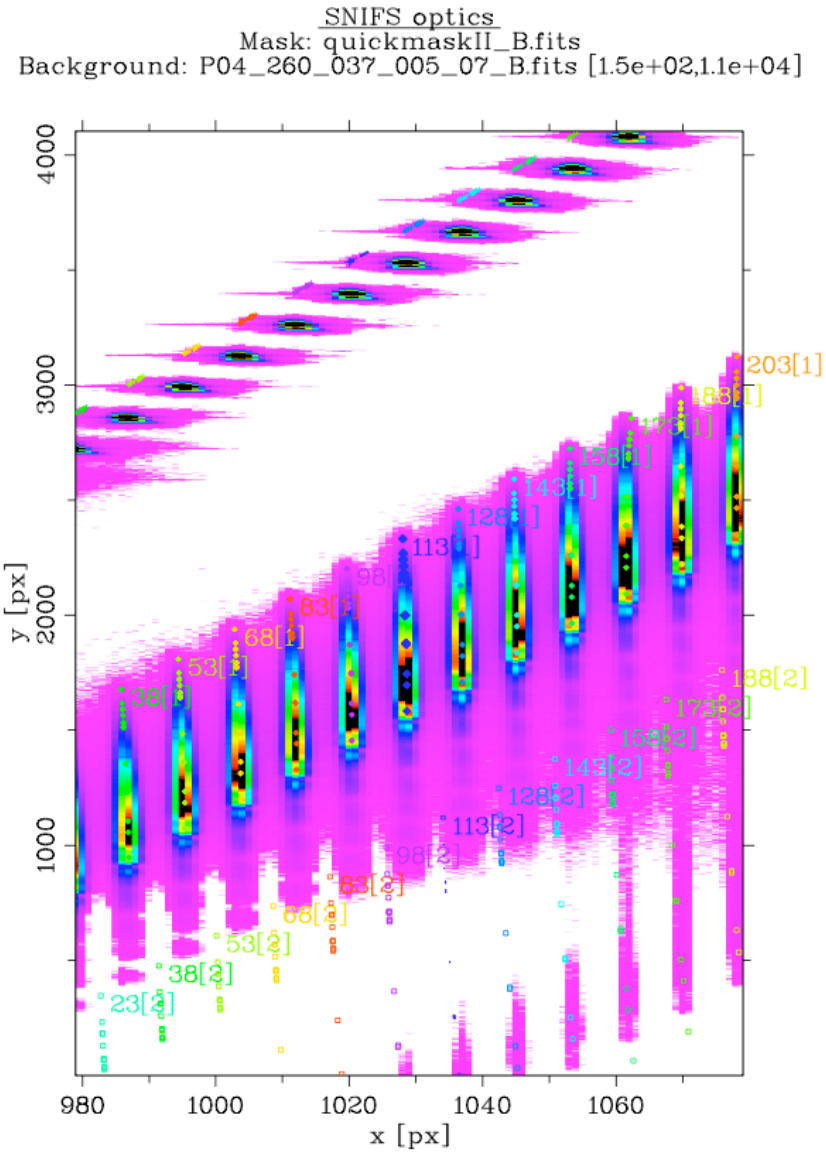


FIG. 2.6: Ajustement du masque sur une partie d'une pose continuum. On y distingue les trois ordres de réfraction du réseau. Le masque est repéré par les points de couleur superposés aux spectres, avec le numéro attribué à chaque micro-lentille. La micro-lentille 113 est la micro-lentille centrale de la trame.

possible à ce niveau de construire un cube qui, pour chaque micro-lentille i contient :

- les coordonnées (x_i, y_i) de la micro-lentille sur la trame, le flux $I_i(\lambda_i)$ extrait de façon optimale.
- la variance estimée sur ce flux (en e^{-2}), somme quadratique d'un terme lié au bruit de photons ($\sqrt{N}$ pour un signal de N coups) et du bruit de lecture du CCD.

Pour distinguer les pixels du CCD des éléments issus du découpage du champ par les micro-lentilles, on parlera dans ce dernier cas de *spaxel* (pour *spatial pixel*), afin de bien préciser qu'il s'agit de l'échantillonnage spatial de notre cube.

2.4.3 Étalonnage spectro-spatial

Étalonnage en longueur d'onde

Comme nous l'avons vu, le cube obtenu est pré-étalonné en longueur d'onde, mais des variations locales (flexions mécaniques, températures, *etc*) peuvent introduire de petites variations par rapport au masque. Afin d'obtenir la précision voulue, une pose arc d'étalonnage est prise juste après chaque pose et avant tout mouvement du télescope vers une nouvelle cible. Cette pose permet de mesurer le décalage spatial du masque (translation ou rotation).

Les raies de la pose arc étant connues, on les identifie sur chaque spectre et on détermine leur position. On définit ensuite une relation d'étalonnage : c'est la transformation qui permet de connaître la longueur d'onde λ_r de la raie r à partir de la position s_r sur le spectre. La relation (dans ce cas un polynôme du troisième degré suffit, le cube étant pré-étalonné) est ajustée sur le cube de la pose arc de référence, puis apliquée à la pose d'objet à étalonner. La précision finale sur l'étalonnage est de l'ordre de 0.3 Å, soit un dixième de pixel.

Champ plat

L'étape suivante de l'étalonnage consiste en la correction des non-uniformités de la transmission instrumentale, qu'elles soient spectrales ou spatiales. Pour cela, on utilise des poses continuum, réalisées avec une lampe à lumière blanche (tungstène) dont le spectre est continu. Les trames de micro-lentilles de SNIFS ayant une taille réduite et illuminée par une sphère intégratrice, on peut considérer que l'éclairement est uniforme spatialement. Les contributions aux non-uniformités spectro-spatiales sont :

- la transmission de la lame dichroïque (peut comprendre d'autres termes de transmission pour les autres systèmes optiques, notamment ceux du télescope).
- la transmission relative de chaque micro-lentille.

Le calcul de la correction de champ plat consiste à utiliser une pose continuum prise la même nuit que la pose de l'objet à étalonner et à construire un cube de correction simplement constitué du cube de la pose continuum dont on a lissé les spectres pour en augmenter le rapport signal sur bruit.

Soustraction des rayons cosmiques

L'impact de rayons cosmiques sur le détecteur pendant l'intégration de la pose va créer des charges superflues qu'il faut éliminer. Ces impacts sont quasi-ponctuels et se distinguent par

quelques pixels adjacents dont le niveau est très supérieur à celui de leur voisins immédiats. Dans le cas d'une pose d'un IFS comme SNIFS, ils sont difficiles à distinguer d'une raie en émission intense résolue spatialement de notre objet, c'est pourquoi leur soustraction n'est pas faite au niveaux du CCD. Une fois les données mises sous forme de cube, une raie en émission intense est visible sur plusieurs spectres voisins à la même longueur d'onde, alors que l'impact d'un cosmique ne se manifestera que sur un seul spectre. Le traitement des cosmiques se fait donc au niveau du cube étalonné en longueur d'onde corrigé du champ plat spectro-spatial, en détectant les pics intenses très localisés à la fois spectralement (quelques pixels de largeur) et spatialement (sur une seule lentille). Un filtre 3D permet de repérer puis de corriger ces impacts de rayons cosmiques.

Chapitre 3

Observations et prise de données

La grande majorité des données SNfactory est issu du programme de recherche spécifique à la collaboration, le reste vient des découvertes des supernovæ rendues publiques via IAUC[1] (*International Astronomical Union Circulars*)

Après confirmation de leur type, les SNe Ia sont suivies spectro-photométriquement à l'aide de SNIFS. Il sera question dans ce chapitre de présenter succinctement le programme de recherche de SNfactory aujourd'hui arrêté (2008), et de donner les chiffres actuels des découvertes SNfactory.

3.1 Recherche des supernovæ au mont Palomar

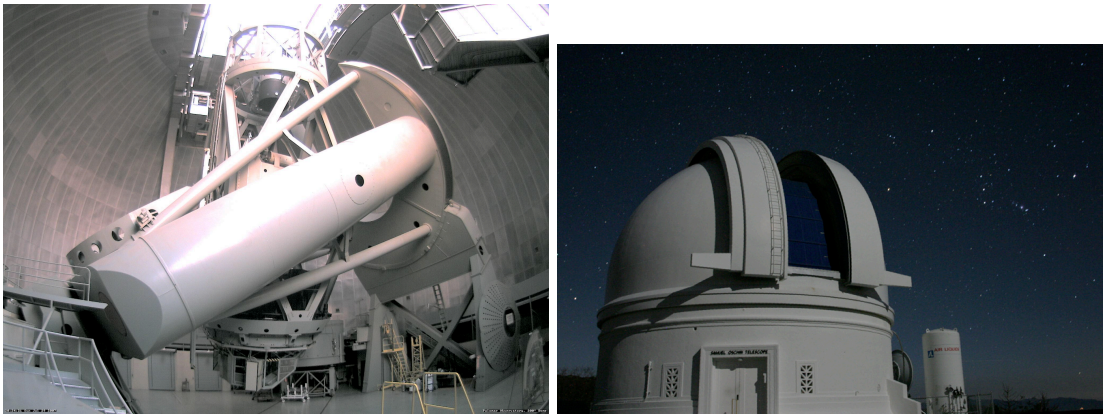
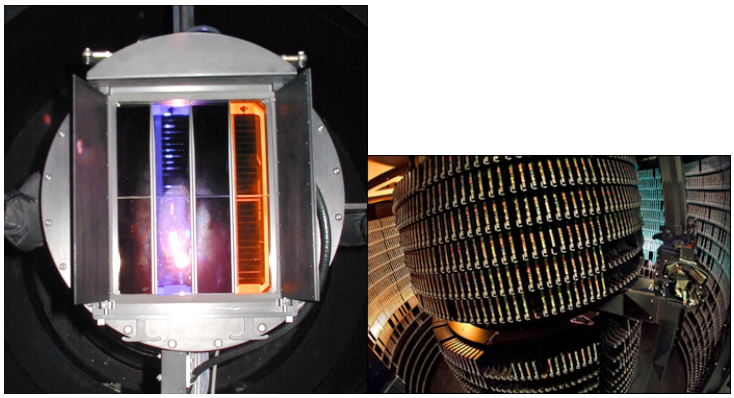


FIG. 3.1: Télescope Samuel Oschin 1.2m au Mt Palomar.

Contrairement aux campagnes d'observations de supernovæ à grand z, la recherche des supernovæ proches nécessite un champ beaucoup plus grand pour compenser la réduction du volume de recherche ($0.03 < z < 0.08$). La recherche SNfactory est basée sur une approche aveugle : le télescope grand champ balaie le ciel et considère tout les objets transitoires comme des candidats de supernovæ potentiels sans s'intéresser aux hôtes. Cette méthode permet d'effectuer une recherche non biaisée, contrairement à des méthodes qui surveillent les galaxies d'un catalogue prédéterminé.

[1] http://cfa-www.harvard.edu/iau/cbat.html



(a) (b)

FIG. 3.2: (a) Caméra QUEST-II et (b) Centre de calcul du NERSC.

La recherche des supernovæ est effectuée par l'équipe du LBNL. Ils utilisent les données issues du Télescope Samuel Oschin 1.2m[2] (*cf.* figure 3.1) du *Palomar Observatory* (*Caltech*). Durant la phase de test de la recherche de supernovæ, au début du projet, les images utilisées étaient fournies par la *Near Earth Asteroid Team* (NEAT) qui utilisait la caméra "3-banger" couvrant 3.75 deg^2 avec une cadence principalement conçue pour la recherche d'astéroïdes en mouvement. À partir de mi-2003, une nouvelle caméra a été installée par la collaboration *Quasar Equatorial Survey Team*[3] (QUEST). La camera QUEST-II (Rabinowitz et al. 2003) est composée de 112 CCD qui couvrent 8 degrés carré (*cf.* figure 3.2). La première SNe Ia confirmée venant de la nouvelle chaîne de recherche fut observée par SNIFS en Mai 2005. Plusieurs évolutions techniques ont eu lieu jusqu'en Mai 2006 pour finalement atteindre une efficacité maximale mi-2007. La cadence des découvertes était alors telle que le temps de suivi spectrométrique à Hawaii ne suffit plus à observer tous les candidats à chaque nuit. L'activité de recherche de supernovæ a pris fin en Septembre 2008.

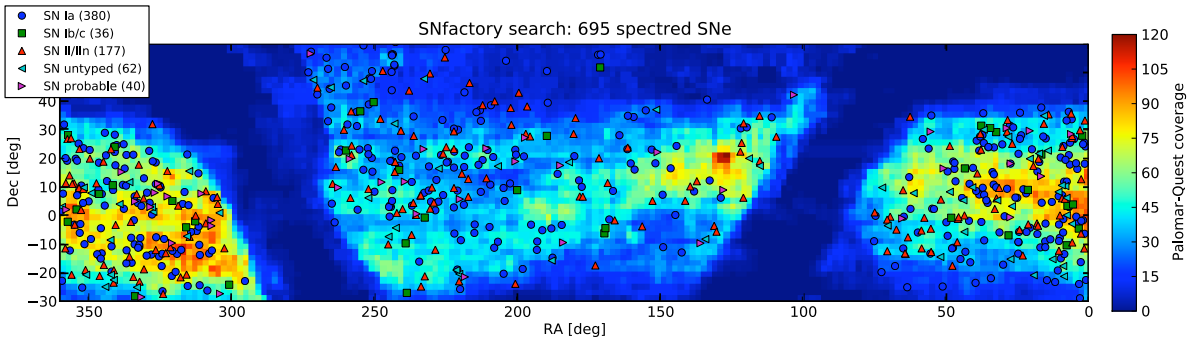


FIG. 3.3: Distribution des supernovæ SNfactory sur le ciel.

Toutes les images étaient transférées du Mt. Palomar au *National Energy Research Scientific Computing Center* (NERSC). Les images y ont été traitées et filtrées automatiquement (Bailey et al. 2007), avant de passer à une dernière étape de confirmation humaine.

[2] http://www.astro.caltech.edu/palomar/sot.html
[3] http://www.astro.caltech.edu/~george/pq/

3.2 Suivie spectro-photométrique des supernovæ

Une fois les candidats validés par le programme de recherche, les coordonnées sont envoyées à Hawaii et un calendrier d'observations est établi. S'il s'avère que le candidat est bien identifiée comme étant une SN Ia, elle sera suivie tous les 3 ou 4 jours à raison d'une pose à chaque fois (une pose typique pointage + exposition + étalonnage dure approximativement 15 minutes). Le nombre de supernovæ pouvant être observé durant une nuit est ainsi limité (à efficacité maximum, il est possible d'observer, jusqu'à 20 supernovæ par nuit).

Depuis 2006, la collaboration a accès à 30% (contre 20% avant cela) de temps sur le télescope UH88, (qui se répartissent en $\sim$ 10 heures de poses sciences et $\sim$ 4 heures d'étalonnages) à raison de 3 nuits par semaines, 8.5 mois par an (il n'y a pas de prises de données durant l'hiver compte tenu des conditions météorologiques).

3.3 Les données SNfactory en quelques chiffres

Les figures 3.4, 3.5, 3.6 et 3.7 illustrent les statistiques de la prise de données depuis le début de nos observations jusqu'au mois d'octobre 2009. Le programme de recherche étant terminé les seules supernovæ suivies dorénavant proviennent des données publiques.

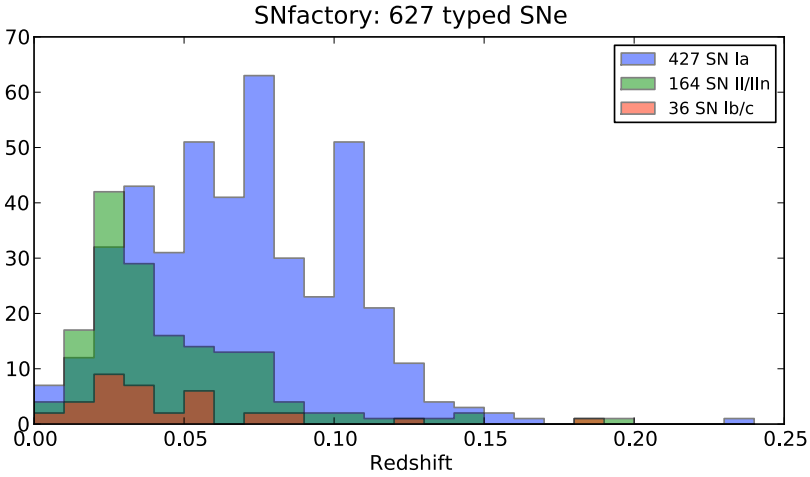


FIG. 3.4: Répartition des types de supernovæ observées par SNfactory en fonction de z.

La figure 3.4 montre que nous observons majoritairement des SNe Ia (427/627) sélectionnées dans le flot de Hubble ($0.03 < z < 0.08$). Les autres supernovæ observées, les types Ib/c sont minoritaires.

La figure 3.5 donne les répartitions des cibles issues du programme de recherche. Ainsi, on passe de 975 cibles analysées à 441 SNe Ia dont seulement 41% sont suivies (les autres sont trop lointaines, trop proches, trop tardives, *etc*). La figure 3.6 fournit la répartition des spectres et non pas des cibles. On passe alors de 4249 spectres observés à 3387 spectres de SNe Ia utilisés.

Enfin, la figure 3.7 illustrent la répartition des 188 séries temporelles de notre échantillon actuel de SNe Ia, en fonction de leur phase au premier spectre, de leur décalage vers le rouge et du nombre de spectres par série temporelle.

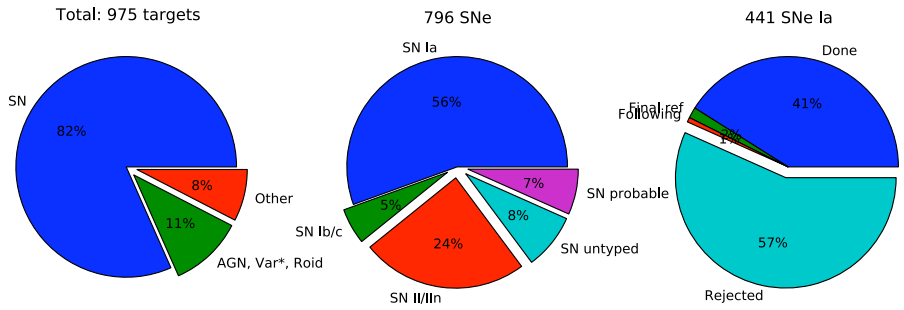


FIG. 3.5: Répartition et nature de l'ensemble des cibles de candidats issus du programme de recherche SNfactory.

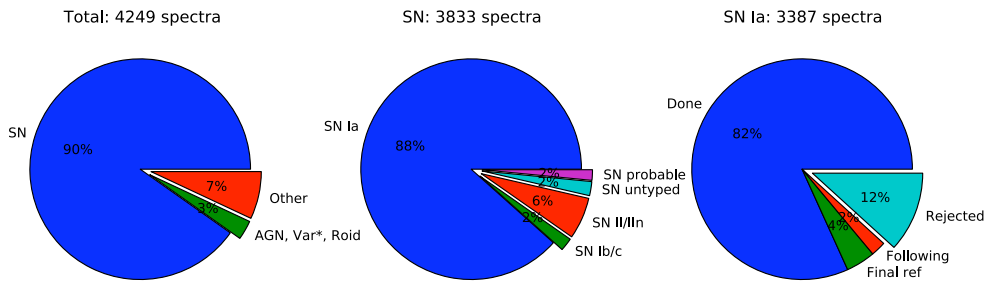


FIG. 3.6: Répartition et nature de l'ensemble des spectres de candidats issus du programme de recherche SNfactory.

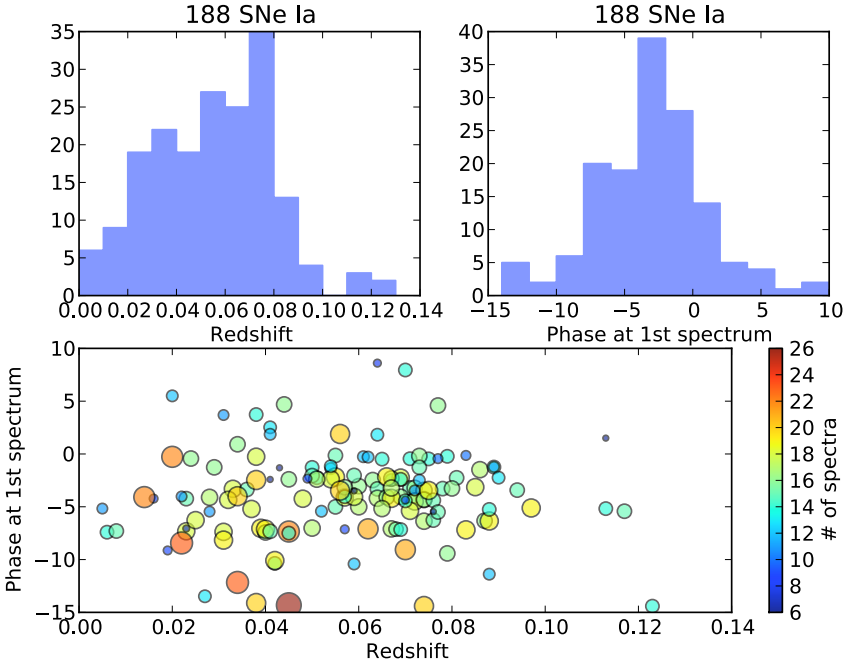


FIG. 3.7: Répartition de la phase, de z et du nombre de spectres par série temporelle SNfactory.

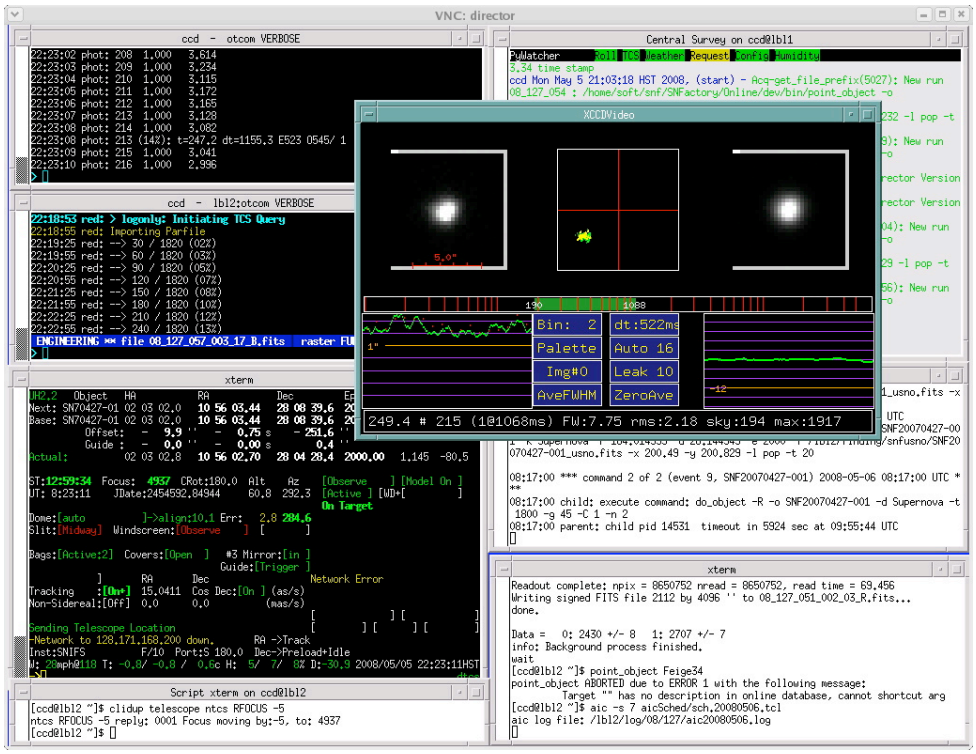


FIG. 3.8: Interface de la prise de données SNIFS. Les deux parties supérieures de l'écran donnent des informations sur les voies spectroscopiques et photométrique (en haut à gauche). Au milieu à gauche figurent les données concernant le télescope. Un système nommé *Automated Instrument Control* (AIC) permet d'automatiser une bonne partie des opérations d'une nuit. La fenêtre centrale n'apparaît que durant le guidage : elle sert à visualiser l'étoile guide et à vérifier la stabilité du signal lumineux reçu pendant la pose. À noter l'existence d'une autre salle de contrôle virtuelle où figure l'analyse en temps réel des données SNIFS, et où les utilisateurs peuvent visualiser à leur gré les images et les spectres des objets observés.

Deuxième partie

Extraction des sources ponctuelles

Chapitre 4

Turbulences atmosphériques et fonction d'étalement de point

En sortie de la chaîne de réduction des données, on obtient des cubes SNIFS non étalonnés en flux, inutilisables en l'état pour l'analyse scientifique. Cette partie introduit la méthode d'extraction des sources ponctuelles à partir de ces cubes de données pour obtenir des spectres. Le processus présenté ici ne concerne que les objets sans fond structuré (étoiles standards et supernovæ sans hôte dans le champ). Les supernovæ avec galaxie sont quant à elles traitées par l'algorithme développé par S.Bongard, *Data Deconvolution Thingy*.

4.1 Introduction

Les turbulences atmosphériques sont un problème majeur en astronomie optique car elles réduisent la résolution angulaire des télescopes. Le diamètre angulaire de l'image d'une source ponctuelle peut ainsi avoir une grande plage de variations, allant de 0.3" à 10". Lorsqu'une étoile est observée à travers un télescope, la structure de l'image observée, même avec une optique parfaite, est différente des prédictions par la théorie de la diffraction et évolue rapidement avec le temps. Ainsi, l'influence des sites d'observation sur la qualité de l'image a été reconnue dans le courant des années 60, et a donné lieu à des campagnes de tests mettant en oeuvre des techniques empiriques pour estimer quantitativement la dégradation de l'image. Le but de ce chapitre est de mettre en évidence les effets des turbulences atmosphériques sur la formation des images en astronomie. Nous montrerons également que la théorie mathématique sous-jacente aux perturbations atmosphériques n'explique pas complètement les effets obtenus sur nos données.

4.2 Les turbulences atmosphériques

4.2.1 Structure des turbulences

Un fluide devient turbulent lorsque le nombre de Reynolds $Re = V_0 L_0/\nu_0$ dépasse une valeur critique qui dépend seulement de la structure géométrique du fluide. Ici V_0 et L_0 représentent respectivement la vitesse et la largeur caractéristique de l'écoulement et ν_0 est la viscosité cinétique du fluide. L'écoulement de l'air est toujours turbulent. Comme la viscosité cinématique de l'air est de l'ordre de $\nu_0 = 15 \times 10^{-6}$ m^{2}s^{-1}, si l'on prend $V_0 = 1$ m/s et $L_0 = 15$ m, cela mène à un nombre de Reynolds $Re = 10^6$ qui correspond à un système complètement turbulent. Kolmogorov (1941) suggéra que, dans un système turbulent, l'énergie cinétique des perturbations

à grande échelle est transférée vers des échelles de plus en plus petites (théorie de la cascade d'énergie). Les perturbations aux petites échelles sont statistiquement isotropes. Les perturbations à une échelle L ont une vitesse caractéristique V. Lorsque le nombre de Reynolds $V\,L/\nu_0$ devient suffisamment petit, le transfert s'arrête et l'énergie cinétique est dissipée en chaleur par effet de friction. Dans un état stationnaire, le taux ϵ_0 de dissipation visqueuse doit être égal au taux de production d'énergie cinétique. La dimension de ϵ_0 est $[\epsilon_0] = \mathrm{W/kg} = \mathrm{L^2T^{-3}}$. Il est ainsi raisonnable de penser que la vitesse V des perturbations à l'échelle L dépend seulement de L et de ϵ_0 de production et de dissipation d'énergie. Une analyse dimensionnelle montre que :

$$V \propto \epsilon_0^{\frac{1}{3}} L^{\frac{1}{3}} \tag{4.1}$$

Dans une analyse de l'énergie cinétique comme fonction du module κ du vecteur d'onde $\boldsymbol{\kappa}$, l'énergie $\mathrm{E}(\kappa)\mathrm{d}\kappa$ entre κ et $\kappa+\mathrm{d}\kappa$ est proportionnelle à $V^2(\kappa)$. En tenant compte de (4.1), avec $L \propto 1/\kappa$, on arrive à :

$$E(\kappa)\mathrm{d}\kappa \propto \kappa^{-\frac{5}{3}} \text{ ou } E(\kappa) \propto \kappa^{-\frac{5}{3}} \tag{4.2}$$

ce qui correspond à la loi de Kolmogorov, dans le domaine inertiel $L_0^{-1} \ll \kappa \ll l_0^{-1}$, où L_0 correspond à la l'échelle externe (généralement de l'échelle de la perturbation qui a donné naissance à la turbulence) et l_0 correspond à l'échelle interne à laquelle la dissipation visqueuse surgit.

Dans la troposphère, l_0 varie de quelques millimètres près du sol jusqu'à approximativement 1 cm au niveau de la tropopause. L_0 est de l'ordre de l'épaisseur des couches turbulentes soit une centaine de mètres. Au niveau du sol, L_0 est de l'ordre de l'altitude au dessus du sol. Nous verrons que la taille des perturbations du front d'onde, dégradant les images astronomiques, varient entre quelques centimètres et la taille d'ouverture de télescope.

4.3 Fonction d'étalement de point

La structure d'image dégradée par des turbulences varie aléatoirement en fonction de la dynamique des hétérogénéités de l'atmosphère dans le champ de vue du télescope. Un temps d'exposition de l'ordre de quelques secondes est nécessaire afin de figer l'image. Dans notre cas, une observation dont le temps d'exposition dépasse la dizaine de secondes, et donc dont l'image n'est plus considérée comme aléatoire, sera appelée « exposition longue ».

Soit $O(\alpha)$ le flux lumineux d'un objet en fonction de sa direction α dans le ciel et $I(\alpha, t)$ le flux observé dans la même direction. Une image à exposition longue sera considérée comme la moyenne temporelle $\langle I(\alpha)\rangle$. En supposant que le télescope est isoplanétique (linéaire et invariant par translation), et que l'effet moyen des turbulences est le même tout autour du champs de vue du télescope, alors $\langle I(\alpha)\rangle$ est relié à $O(\alpha)$, tel que :

$$\langle I(\alpha)\rangle = O(\alpha) \otimes \langle S(\alpha)\rangle \tag{4.3}$$

la fonction d'étalement de point (*Point Spread Function* ou PSF) $\langle S(\alpha)\rangle$ étant l'image moyenne dans le plan focal d'une source ponctuelle à l'infini (réponse impulsionnelle).

En définissant la transformé de Fourier complexe à deux dimensions $\widetilde{I}(f)$ de $I(\alpha)$ comme :

$$\widetilde{I}(f) = \int I(\boldsymbol{\alpha}) \exp(-2i\pi\boldsymbol{\alpha}\cdot f)\,\mathrm{d}\boldsymbol{\alpha} \tag{4.4}$$

avec des relations similaires pour les transformées de Fourier $\widetilde{O}$ et $\widetilde{S}$ de O et S. Dans ces expressions, le vecteur de fréquence spatiale f à la dimension de l'inverse de l'angle α et est

donc exprimé en radian^{-1}. Avec une telle définition, l'équation précédente devient dans l'espace de Fourier :

$$\langle \widetilde{I}(f) \rangle = \widetilde{O}(f) \cdot \langle \widetilde{S}(f) \rangle \tag{4.5}$$

où $\langle \widetilde{S}(f) \rangle$ est la fonction de transfert optique du système complet (télescope et atmosphère). Roddier (1981) montre qu'il est possible d'exprimer la fonction de transfert moyenne $\langle \widetilde{S}(f) \rangle$ d'un système comprenant le télescope et l'atmosphère comme le produit de la fonction de transfert du télescope $T(f)$ et de la fonction de transfert de l'atmosphère qui n'est autre que la fonction de cohérence $B_0(\lambda f)$ (à la longueur d'onde λ) évoqué dans l'équation (A.48) de l'annexe A :

$$\langle \widetilde{S}(f) \rangle = B_0(\lambda f) \cdot T(f) \tag{4.6}$$

Ce résultat montre ainsi le lien entre les perturbations du front d'onde dues aux turbulences atmosphériques et la forme de l'image obtenue.

4.3.1 Paramètre de Fried et *seeing*

L'effet des turbulences atmosphériques sur la formation d'images peuvent notamment être caractérisés par le paramètre de Fried r_0 (Fried 1966). Ce paramètre rend compte de la force totale des turbulences atmosphériques rencontrées par un front d'onde, à la traversée de chaque couche d'air, dans une direction d'observation donnée. La relation entre le paramètre de Fried r_0 et le profile C_N^2 (constante de structure de l'indice de réfraction, *cf.* § A.2) avec l'altitude s'écrit :

$$r_0 = \left[0.423 k^2 (\cos\gamma)^{-1} \int_0^\infty C_N^2(h)\, \mathrm{d}h \right]^{-\frac{3}{5}} \tag{4.7}$$

qui montre que r_0 dépends de l'angle zénithale γ et de la longueur d'onde $\lambda = 2\pi/k$. La dépendance de r_0 en λ est ainsi $r_0 \propto (\lambda^{-2})^{-\frac{3}{5}} = \lambda^{\frac{6}{5}}$.

Ce paramètre intervient directement dans l'expression de la limite supérieure du pouvoir de séparation d'un télescope en présence de turbulences. Tokovinin (2002) introduit la relation entre r_0, la fonction de structure de phase définie par l'équation (A.28) et la fonction de transfert optique $\widetilde{S}(f)$:

$$D_\varphi(\boldsymbol{\xi}) = 6.88 \left(\frac{|\boldsymbol{\xi}|}{r_0} \right)^{5/3} \tag{4.8}$$

$$\widetilde{S}(f) = \exp\left[-0.5\, D_\varphi(\lambda f) \right] \tag{4.9}$$

La PSF atmosphérique correspondante est obtenue par la transformée de Fourier de la fonction de transfert optique. Étant donné qu'il n'y a pas d'expression analytique, la PSF doit être calculée numériquement. La largeur à mi-hauteur (*seeing*) de la PSF atmosphérique est défini par l'équation :

$$s = \frac{0.98\, \lambda}{r_0} \tag{4.10}$$

Le paramètre d'échelle du *seeing* varie en fonction de λ commes $\propto \lambda^{-\frac{1}{5}}$.

4.4 Historique de l'élaboration de la PSF dans la collaboration

Depuis 2003, plusieurs travaux de thèse ont traités le problème le la fonction d'étalement de point pour l'extraction de source ponctuelle sur un fond non structuré. Jusqu'à présent aucun de ces travaux n'a aboutit à une solution utilisable dans la chaîne d'extraction de SNfactory.

La première tentative d'élaboration de PSF pour l'extraction de source ponctuelle a été effectuée par S.Gilles dans le cadre de sa thèse (Gilles 2006). Dans son analyse pour la voie spectroscopique, il a proposé deux modèles distincts de PSF, un premier composé de deux gaussiennes (une pour le cœur, une pour les ailes) et un second composé d'une simple moffat. Ces modèles comportant respectivement 14 et 7 paramètres libres, n'ont pas fournit une solution efficace et l'ajustement de l'extraction ne convergeait que dans peu de cas (après un temps relativement long).

La seconde tentative d'extraction de sources ponctuelles a été effectuée à l'IPNL dans le cadre de la thèse de N.Blanc (Blanc 2006). Elle utilise les mêmes modèles que ceux proposé par S.Gilles mais avec un nombre de paramètres réduit et elle ne décrit pas correctement les données.

Enfin, les derniers travaux sur l'élaboration d'une PSF dans la collaboration ont été réalisés au CRAL dans le cadre du travail de thèse de G.Rigaudier en 2009. Il s'agit là d'une toute autre méthode, puisque l'étude a été réalisé à partir des données de la voie photométrique. Sa modélisation, basée sur un modèle optique et sur la théorie des perturbations de Kolmogorov consiste en la décomposition de la phase de l'onde perturbée sur la base des polynômes de Zernike. L'étude actuelle est pour l'instant restreinte à la voie photométrique et n'a pas encore abouti à une modélisation dans la voie spectroscopique.

4.5 Profil radial de Kolmogorov

D'après les équations (4.8), (4.9) et (4.10), il est possible d'obtenir un profil radial de la fonction d'étalement de point à partir du *seeing*. Dans la figure 4.1 je présente le profil radial Kolmogorov (associé à un effet de guidage) ajusté sur deux étoiles standards (GD71 : pose longue et HR7950 : pose courte) à des longueurs d'onde données.

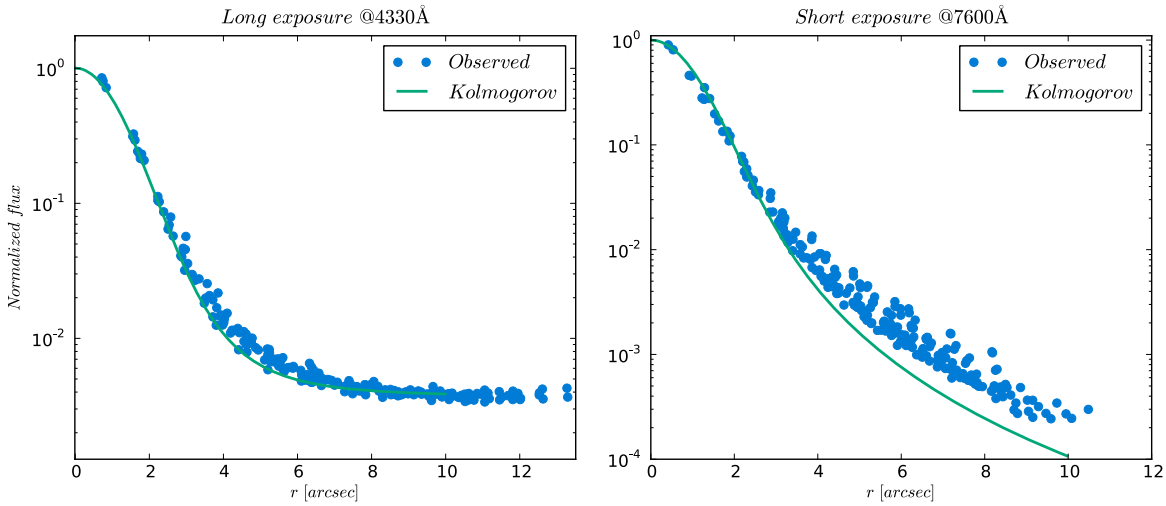


FIG. 4.1: Profil radial Kolmogorov (vert) ajusté sur les données GD71 à 4330 Å et HR7950 à 7600 Å(bleu).

L'analyse de cette figure montre que le modèle de PSF issu de la théorie des perturbations atmosphériques de Kolmogorov ne suffit pas pour représenter les données. Que ce soit pour les poses longues où le 'coude' entre le cœur et les ailes de la PSF n'est pas bien représenté ou pour les poses courtes auxquelles le profil Kolmogorov ne s'applique pas.

Le modèle de PSF basé sur la théorie Kolmogorov ne semble pas tenir compte de tous les phénomènes physiques qui rentrent en compte dans la formation de l'image dans la voie spectroscopique. On verra plus tard que sa dépendance chromatique est également en conflit avec nos données. Il est donc nécessaire pour la suite d'établir un modèle qui ajuste plus précisément les données SNfactory (voir § 5).

4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tenté de montrer le lien entre l'effet des turbulences atmosphériques sur les ondes électromagnétiques et la structure de l'image observée (*i.e.* la fonction d'étalement de point) de manière à poser un cadre théorique sur le traitement empirique d'un modèle de PSF (voir le chapitre suivant 5). Les méthodes n'ayant pas abouti, nous avons adopté une nouvelle paramétrisation empirique plus robuste avec un nombre de paramètres aussi réduit que possible.

Chapitre 5

Modèle analytique de la fonction d'étalement de point

5.1 Introduction

Dans ce chapitre, on propose de modéliser une fonction d'étalement de point produite par les turbulences atmosphériques dans le plan focal du télescope UH88. L'idée est d'utiliser un modèle empirique simple de manière à tenir compte des ailes de la fonction de réponse ponctuelle (PSF) qui ne sont pas correctement modélisées par les modèles théoriques plus complexes basés sur la décomposition de la phase de l'onde perturbée sur la base des polynômes de Zernike (Racine 1996). L'avantage d'utiliser un modèle empirique, est qu'il est élaboré spécialement pour ajuster les données. De plus, et contrairement à la fonction d'étalement de point issus de la théorie de Kolmogorov, le modèle que je proposerai par la suite est analytique ce qui le rend plus simple à étudier. Dans ce chapitre, nous détaillerons l'élaboration de cette PSF *ad-hoc* ainsi que ses différentes propriétés.

5.2 Modèle analytique

La motivation sous-jacente à l'élaboration d'un modèle analytique est que deux paramètres suffisent pour décrire les effets de la focalisation du télescope et du *seeing*. La contribution instrumentale de SNIFS à la PSF étant négligeable, on ne s'intéressera dans ce chapitre qu'aux effets dus à l'atmosphère et au télescope.

Deux types d'étoiles étalons (standards) sont observées entre les poses de supernovæ pendant la nuit. Les étoiles à faible flux qui nécessitent un temps de pose long ($60 < t < 600$ sec), conventionnellement appelées 'poses longues' et les étoiles à haut flux ($t \simeq 1$ sec), ou 'poses courtes'. L'ensemble des étoiles est utilisé pour l'étalonnage en flux et l'estimation de l'extinction, mais les poses courtes sont observées juste avant l'aube, et peu après le crépuscule, périodes qui nécessitent un plus grand signal/bruit. Les poses longues, dont le *seeing* est figé sont observées uniformément au cours de la nuit, entre les observations de supernovæ. Elles servent de références pour l'étalonnage en flux.

Le modèle analytique de la fonction d'étalement de point proposé pour la collaboration SNfactory est un modèle *ad-hoc* pensé pour ajuster le mieux possible les étoiles standards avec le minimum de degrés de liberté de manière à avoir un modèle robuste. (King) propose en (1971) un ajustement de profil radial de PSF avec une seule gaussienne. La paramétrisation représente

ainsi convenablement le cœur, mais n'ajuste pas les ailes de la PSF. Racine (1996) et Trujillo, Aguerri, Cepa and Gutiérrez (2001) proposent quant à eux un modèle basé sur la fonction Moffat (Moffat 1969) qui a pour avantage de mieux ajuster les ailes.

La gaussienne est utilisée dans de nombreuses études de PSF car elle ajuste très bien le cœur du profil, ce qui est suffisant dans la plupart des cas. Cependant, dans notre cas, on souhaite tenir compte des ailes, et comme la gaussienne plonge trop rapidement une fois éloigné du centre, on choisit d'utiliser une Moffat (loi de puissance) pour les ajuster. Cette fonction dont la forme particulière décroît plus lentement avec le rayon est notamment utilisée en 1969 par A.F.J.Moffat pour ajuster 'quantitativement' le profil d'une étoile observée Moffat (1969). Elle est par la suite utilisée dans de nombreuses modélisations analytiques de fonction d'étalement de point. On choisit donc ici d'écrire la fonction de forme du profil radial de la PSF comme la somme de ces fonctions analytiques simples :

$$PSF(r) = N\left[\eta \times \exp\left(-\frac{r}{2\sigma^2}\right) + \left(1 + \left(\frac{r}{\alpha}\right)^2\right)^{-\beta}\right] \tag{5.1}$$

où le terme gaussien $\eta \times \exp\left(-\frac{r}{2\sigma^2}\right)$ représente le cœur et inclue éventuellement les fluctuations dues au guidage du télescope. En revanche, cette contribution n'affecte pas la loi de puissance qui régit la dépendance radiale de la fonction de Moffat $\left(1 + \frac{r}{\alpha^2}\right)^{-\beta}$ qui représente les ailes de la PSF. On s'attend à ce que la dépendance radiale due aux turbulences atmosphériques soit caractérisée par un paramètre de rayon angulaire unique. Nous verrons que l'effet d'une défocalisation engendre une ellipticité (*cf.* § 5.5) qui devra être incluse dans l'expression de r.

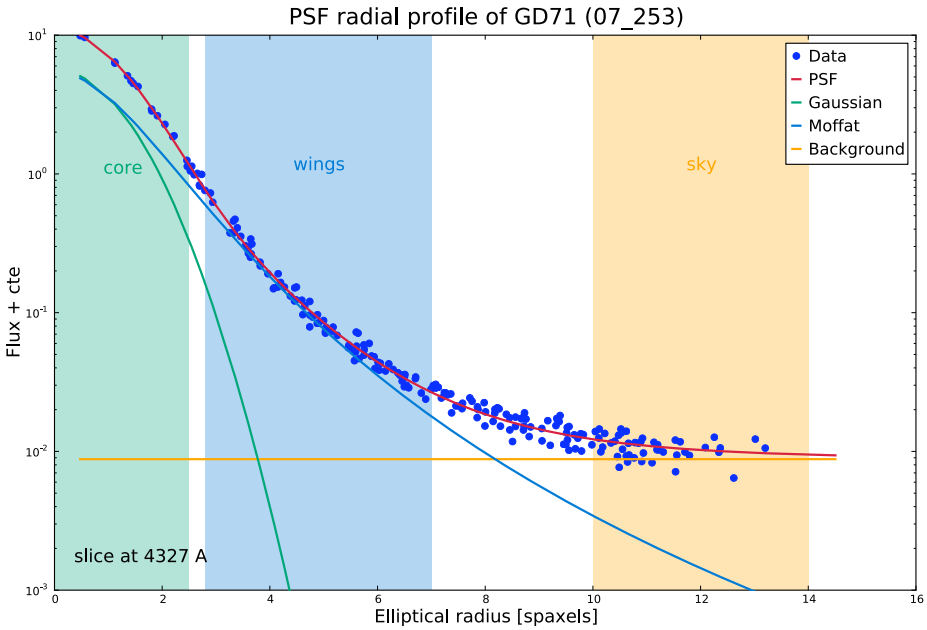
Il faut également tenir compte du fond de ciel présent dans les poses longues, et dans certaines conditions (aurore, crépuscule, *etc*), dans les poses courtes. Il faut donc ajouter au profil radial de la PSF une fonction permettant d'ajuster ce fond. Le ciel étant uniforme nous ajoutons une constante au modèle pour ajuster le fond. Un exemple des différents constituants de la fonction d'étalement de point pour une exposition longue de GD71 et pour une exposition courte de HR7950 dans une tranche de longueur d'onde donnée peut être vu sur la figure 5.1.

5.3 Corrélations

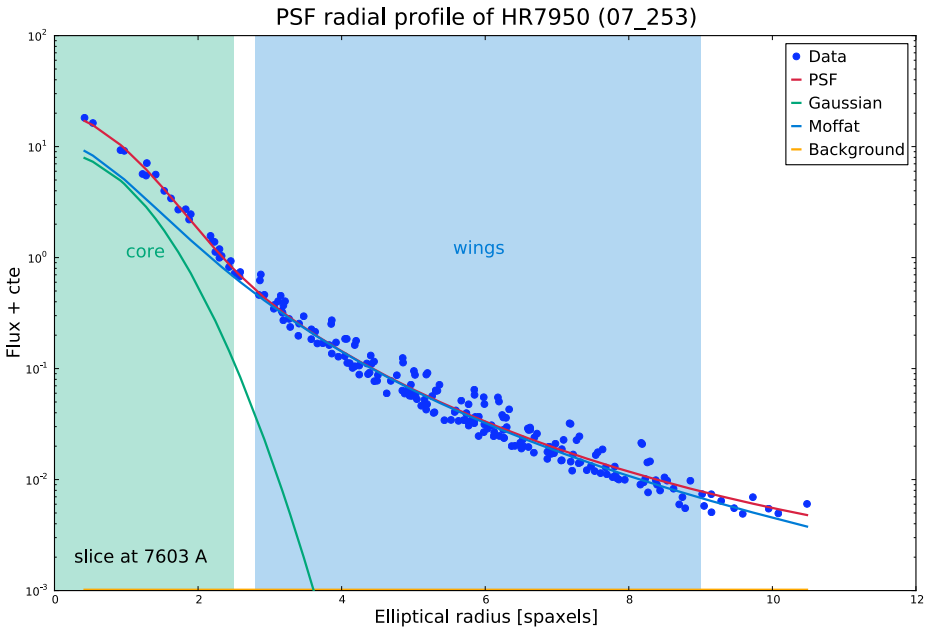
On se concentre dans cette section sur les paramètres de forme du modèle analytique de la PSF. Pour tenter de dégager une famille de courbes ne dépendant que de 2 paramètres, on souhaite que le rapport entre l'intensité de la gaussienne et de la Moffat soit contrôlé de manière à éviter la dégénérescence entre le cœur et les ailes. On cherche également à avoir une fonction robuste sur un très grand échantillon de sources ponctuelles.

À priori, les quatre paramètres de forme de la PSF, α, β, σ et η de l'équation (5.1) sont chromatiques. Si l'on ajoute les paramètres de focalisation que sont l'ellipticité et la rotation (*cf.* § 5.5) qui sont également chromatiques et si l'on suppose que la chromaticité de ces paramètres est proche de la chromaticité du modèle théorique de Kolmogorov, on obtient un nombre de degrés de liberté trop important pour avoir un modèle robuste.

Pour réduire ce nombre de degrés de liberté, j'ai tenté de trouver des corrélations entre les différents paramètres de forme de la fonction présentée dans l'équation (5.1) en ne conservant que deux paramètres, l'un décrivant le *seeing*, l'autre la défocalisation. Pour cette étude, j'ai utilisé l'ensemble des cubes de données d'étoiles standards disponibles alors, soit plus de 300 étoiles observées entre 2005 et 2007 (dans les voies bleue et rouge).



(a) pose longue



(b) pose courte

FIG. 5.1: Détail des constituants de la PSF pour une exposition longue de GD71 (a) et une exposition courte de HR7950 (b). La PSF comprend trois parties distinctes, le cœur décrit par la gaussienne, les ailes décrites par la moffat et le fond de ciel décrit par une constante.

Lors du premier ajustement de la fonction d'étalement de point dite « libre » (*i.e.* sans corrélations) sur l'échantillon d'étoiles standards, chacun des paramètres de forme est modélisé par un polynôme d'ordre 2 en longueur d'onde, ce qui semble compatible avec les données.

À partir de ce premier ajustement, on cherche à déterminer la corrélation la plus forte. On

reprend alors séquentiellement l'ajustement en fixant successivement les corrélations (linéaires ou non) entre les différents paramètres et le « rayon » α de la Moffat.

Les corrélations chromatiques sont calculées à partir des ajustements 2D de chaque étoile de l'échantillon sur une douzaine de méta-tranches de longueurs d'onde ($\sim$ 200Å pour la voie bleue et $\sim$ 350Å pour la voie rouge).

5.3.1 α (rayon de la Moffat) *vs.* β (exposant de la Moffat)

La relation entre les paramètres α et β de la Moffat est celle qui montre la corrélation la plus forte, c'est donc naturellement la première à être fixée. Les ajustements linéaires peuvent être vus sur les figures 5.2 et 5.3, où sont détaillées les corrélations pour les poses longues et les poses courtes dans les deux voies. Sur ces figures, on montre l'importance des erreurs en comparant les corrélations obtenues par ajustement des moindres carrés (sans erreur) et l'ajustement de χ^2 (pondéré).

Des effets chromatiques de l'ordre de 10 pourcent autour de la moyenne calculée peuvent être remarqués sur la figure 5.4. En première approximation nous avons choisi d'ignorer ces effets, et donc de ne pas introduire de dépendance chromatique. De plus, pour limiter le nombre de degrés de liberté, on choisi également d'utiliser la même constante de chromaticité pour les deux voies. Le paramètre β une fois fixé ne dépend donc plus que du rayon $\alpha(\lambda)$ de la Moffat et de deux constantes de corrélation linéaire β_0 et β_1. La dépendance chromatique sera incorporée dans une nouvelle étude en cours.

5.3.2 α (rayon de la Moffat) *vs.* σ (rayon de la gaussienne)

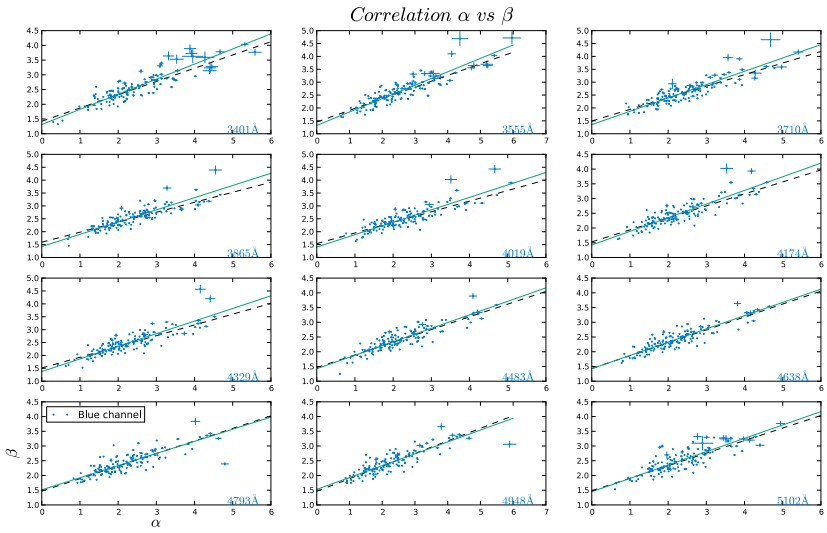
Une fois la corrélation α *vs.* β fixée, on réajuste une nouvelle fois le lot d'étoiles standards utilisé précédemment, avec β comme une fonction linéaire de α. À partir de ces nouveaux ajustements, on s'intéresse au lien entre la largeur de la gaussienne et le rayon de la moffat, et donc à la corrélation entre α et σ. Les ajustements dans plusieurs tranches de longueurs d'ondes peuvent être vus sur les figures 5.5 et 5.6. La corrélation $\sigma(\alpha)$ bien que moins prononcée que la précédente reste significative.

En ce qui concerne les effets chromatiques présentés sur la figure 5.7, leur amplitude est de l'ordre de 10 pourcent autour de la moyenne mais sans tendance systématique et nous avons choisi de les négliger en première approximation. Bien que l'effet soit parfaitement visible, on décide également de ne pas ajuster la chromaticité par voie (B et R), mais d'utiliser la moyenne pondérée sur l'ensemble du spectre (pointillés noirs). Le paramètre σ une fois fixé ne dépend donc plus que du rayon $\alpha(\lambda)$ de la Moffat et de deux constantes de corrélation linéaire σ_0 et σ_1.

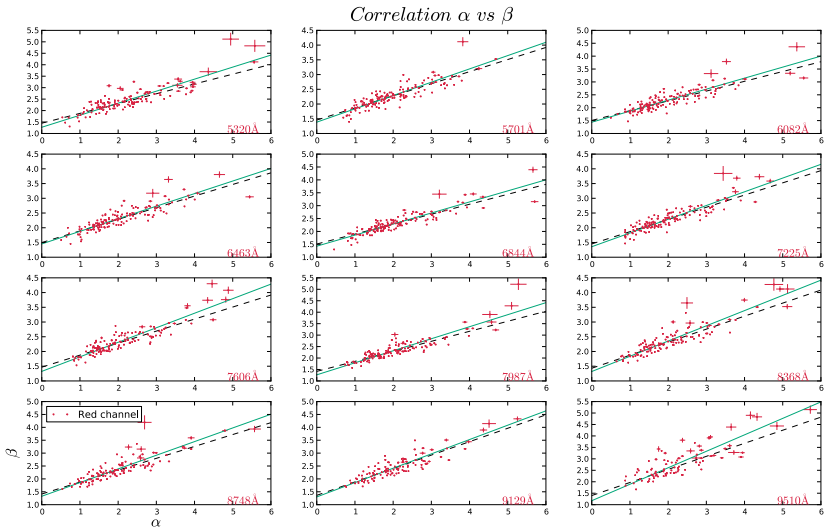
5.3.3 α (rayon de la moffat) *vs.* η (poids relatif des fonctions gaussienne/Moffat)

La dernière corrélation concerne le paramètre η qui assure l'équilibre entre l'intensité de la gaussienne et de la Moffat. Cette corrélation est d'autant plus nécessaire qu'elle lève la quasi dégénérescence de la fonction entre les composantes gaussiennes (cœur du profil) et Moffat (ailes). Comme pour les sections précédentes, les figures 5.8 et 5.9 détaillent les corrélations entre α et η. L'absence (ou plutôt le faible niveau) de la corrélation que l'on peut remarquer sur la figure peut justement s'expliquer par la quasi dégénérescence évoquée plus tôt, il est donc nécessaire de fixer le paramètre η en fonction de α.

De la même manière que pour les corrélations précédentes, on néglige les effets chromatiques vus sur la figure 5.15 (dispersion de l'ordre de 20% autour de la moyenne sur la voie rouge pour



(a) voie B, poses courtes



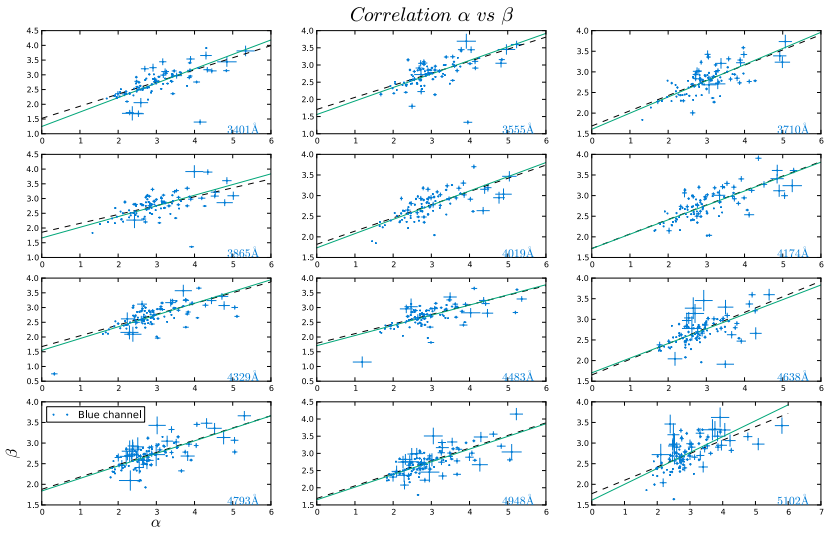
(b) voie R, poses courtes

FIG. 5.2: Corrélations α *vs.* β pour les poses courtes dans les vois bleue (a) et rouge (b). La droite noire en pointillés correspond à un ajustement linéaire (moindres carrés) sans tenir compte des erreurs sur les points alors que la droite verte correspond à l'ajustement (χ^2) en tenant compte des erreurs sur α et sur β.

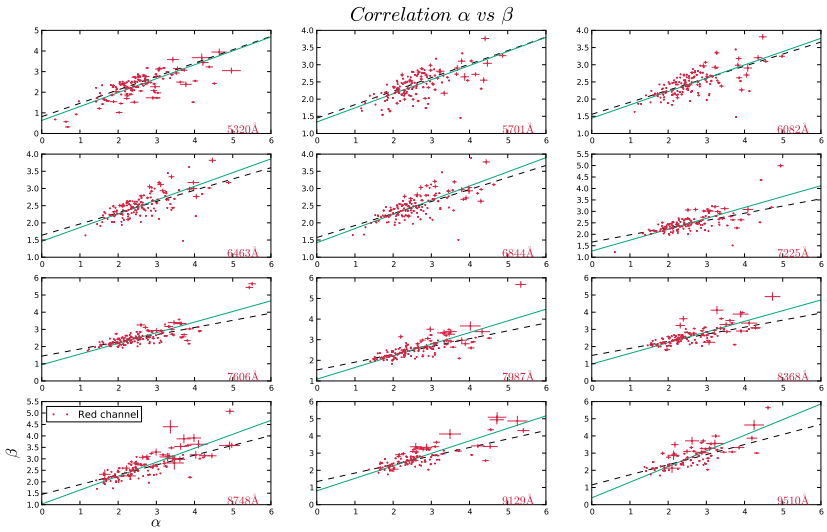
les poses longues) et on utilise la chromaticité moyenne pondérée sur l'ensemble du spectre. A nouveau, cette dépendance manifeste sera prise en compte ultérieurement.

5.3.4 Résultats

En fixant successivement les différentes corrélations on arrive au système d'équations suivant qui relit l'ensemble des paramètres de forme de la PSF au rayon $\alpha(\lambda)$ de la Moffat.



(a) voie B poses longues



(b) voie R poses longues

FIG. 5.3: Corrélations α *vs.* β pour les poses longues dans les vois bleue (a) et rouge (b). La droite noire en pointillés correspond à un ajustement linéaire (moindres carrés) sans tenir compte des erreurs sur les points alors que la droite verte correspond à l'ajustement (χ^2) en tenant compte des erreurs sur α et sur β.

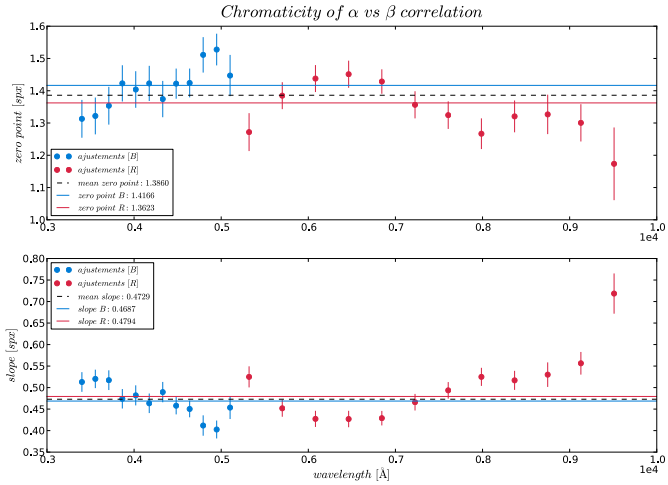
$$\beta(\alpha) = \beta_0 + \beta_1 \times \alpha \tag{5.2}$$

$$\sigma(\alpha) = \sigma_0 + \sigma_1 \times \alpha \tag{5.3}$$

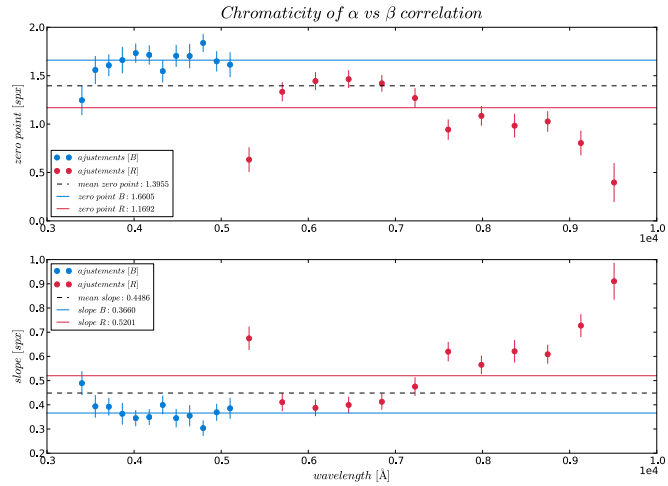
$$\eta(\alpha) = \eta_0 + \eta_1 \times \alpha \tag{5.4}$$

Les valeurs des différents coefficients des corrélations linéaires sont présentées dans la table 5.3.4.

Une fois les corrélations linéaires fixées, on peut réécrire l'équation (5.1) en utilisant les



(a) poses courtes

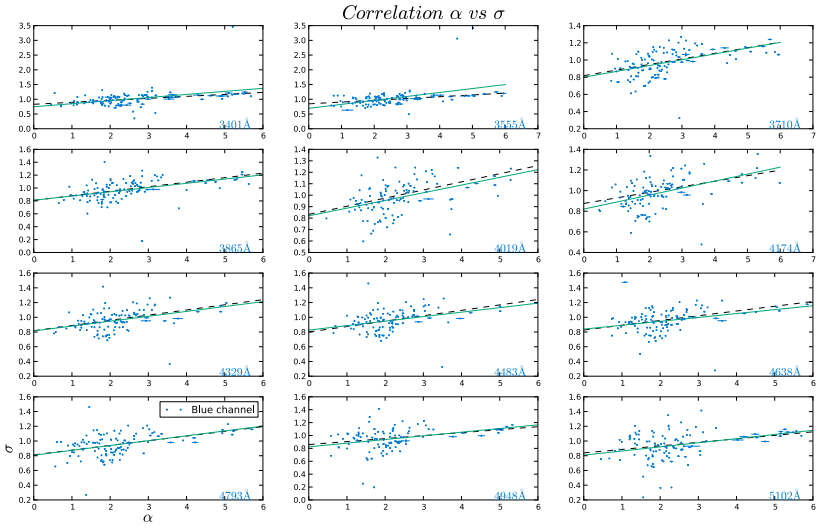


(b) poses longues

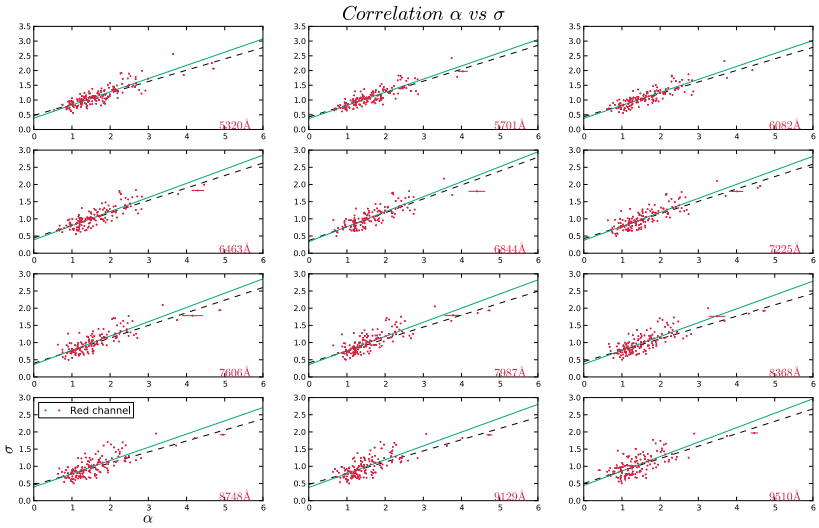
FIG. 5.4: Chromaticité de la corrélation α *vs.* β pour les poses courtes (a) et pour les poses longues (b). Les chromaticités moyennes pour les voies B et R sont tracées respectivement en bleue et en rouge. La chromaticité globale utilisée est tracée en pointillés noirs.

TAB. 5.1: Valeurs des coefficients de corrélation linéaire avec α pour les paramètres de la PSF β, σ et η.

expositions	β_0	β_1	σ_0	σ_1	η_0	η_1
longues	0.27	0.64	0.45	1.40	-0.03	0.91
courtes	0.23	0.62	0.47	1.39	0.11	0.58



(a) voie B, poses courtes



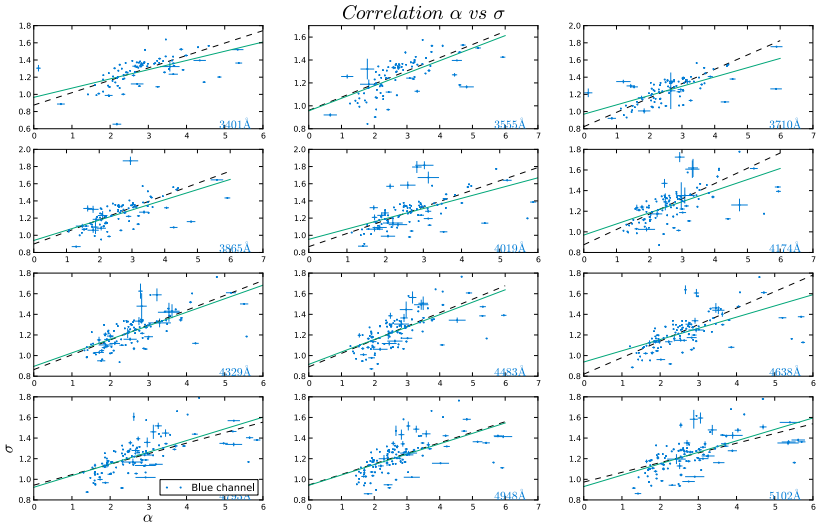
(b) voie R, poses courtes

FIG. 5.5: Mêmes explications que pour la figure 5.2 mais pour la corrélation α *vs.* σ.

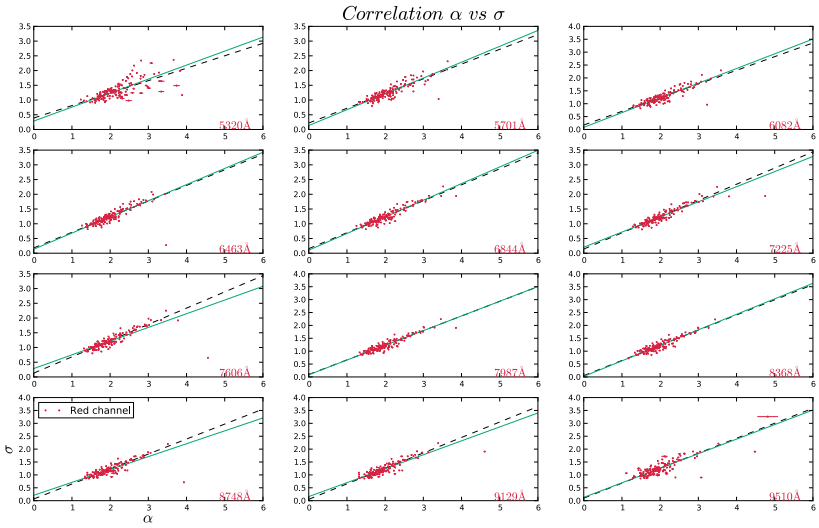
relations (5.5), (5.3) et (5.4) afin d'obtenir un profil radial de PSF dont la forme ne dépend plus que de $\alpha(\lambda)$ le rayon de la Moffat.

$$PSF(r) = N \left[(\eta_0 + \eta_1 \times \alpha) \times \exp\left(-\frac{r}{2(\sigma_0 + \sigma_1 \times \alpha)^2} \right) + \frac{1}{\left(1 + \frac{r}{\alpha^2}\right)^{\beta_0 + \beta_1 \times \alpha}} \right] \tag{5.5}$$

La PSF ainsi obtenue est un modèle robuste, comportant un seul paramètre de forme chromatique $\alpha(\lambda)$, ajusté sur les données SNfactory dont la forme varie avec le *seeing* et avec la focalisation du télescope (*cf.* § 5.5).



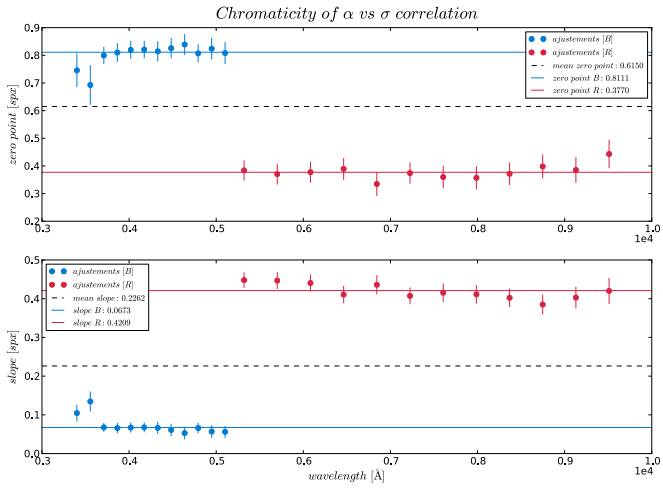
(a) voie B poses longues



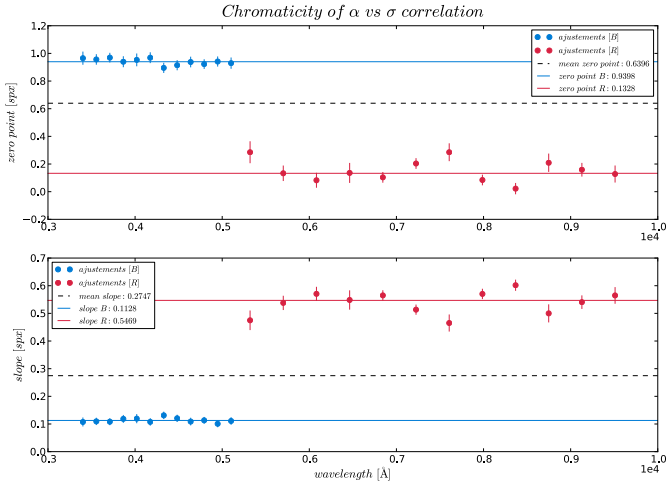
(b) voie R poses longues

FIG. 5.6: Mêmes explications que pour la figure 5.3 mais pour la corrélation α *vs.* σ.

Le comportement de la PSF est différent selon si l'on observe une étoile à exposition courte ou une étoile à exposition faible, c'est pourquoi les corrélations ont été traitées séparément pour ces deux cas. Dans un premier temps, nous avons également choisi de traiter les voies rouge et bleue ensemble (malgré les différences évidentes observées sur les figures de chromaticité des corrélations). En effet, en premier lieu nous avons préféré tester l'expression de la PSF la plus simple possible pour s'assurer que notre modèle fonctionne, et d'ajouter des paramètres supplémentaires ultérieurement pour tenir compte de la chromaticité.



(a) poses courtes



(b) poses longues

FIG. 5.7: Chromaticité de la corrélation α *vs.* σ pour les poses courtes (a) et pour les poses longues (b).

5.4 Variabilité atmosphérique

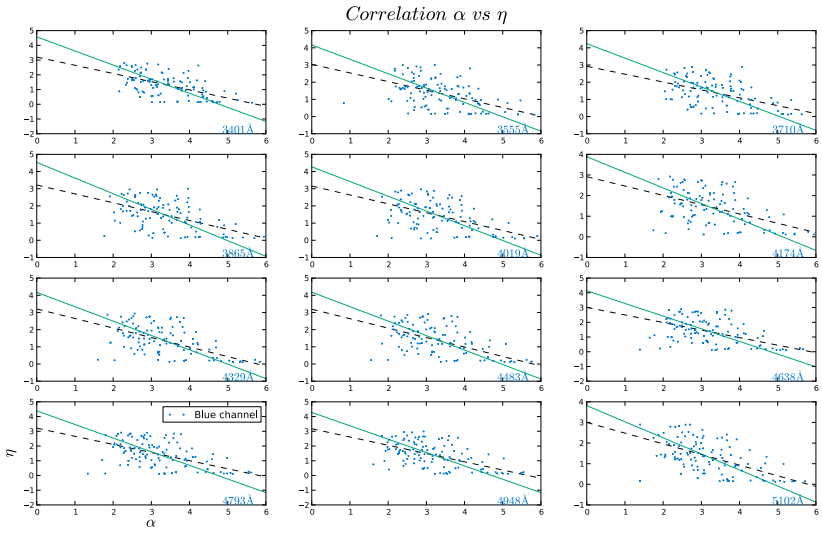
Afin d'étudier plus en détails les éventuelles variabilités, on se propose d'utiliser la largeur à mi-hauteur[1] (*full width half max* ou FWHM) comme indicateur de la PSF pour la comparer aux différentes variables d'observation pouvant influencer la qualité de l'image.

5.4.1 Masse d'air

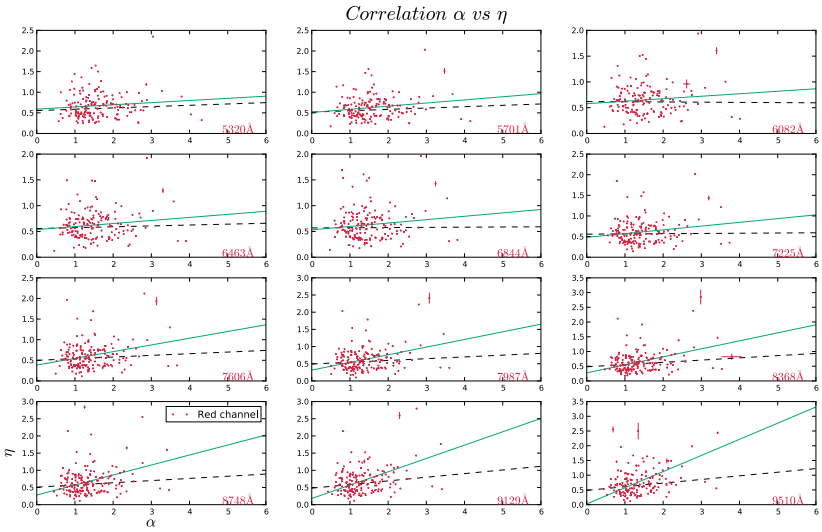
La masse d'air traversée est un paramètre important en ce qui concerne la qualité des données, c'est pourquoi il est naturel de vouloir étudier une éventuelle variabilité de la fonction d'étalement de point avec cette quantité. Dans la figure 5.11, on compare l'évolution de la FWHM de la PSF à la masse d'air de chaque pose.

Une augmentation notable de la largeur à mi-hauteur avec la masse d'air est visible aux bons *seeing* (FWHM$<$ 2.5). Ce comportement semble compréhensible puisque plus la quantité

[1] à la longueur d'onde de référence (5000Å)



(a) voie B, poses courtes



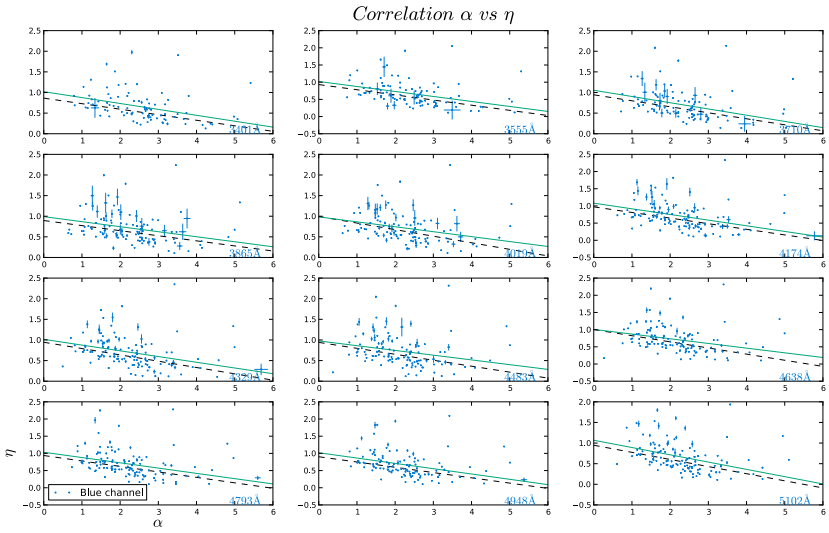
(b) voie R, poses courtes

FIG. 5.8: Mêmes explications que pour la figure 5.2 mais pour la corrélation α *vs.* η.

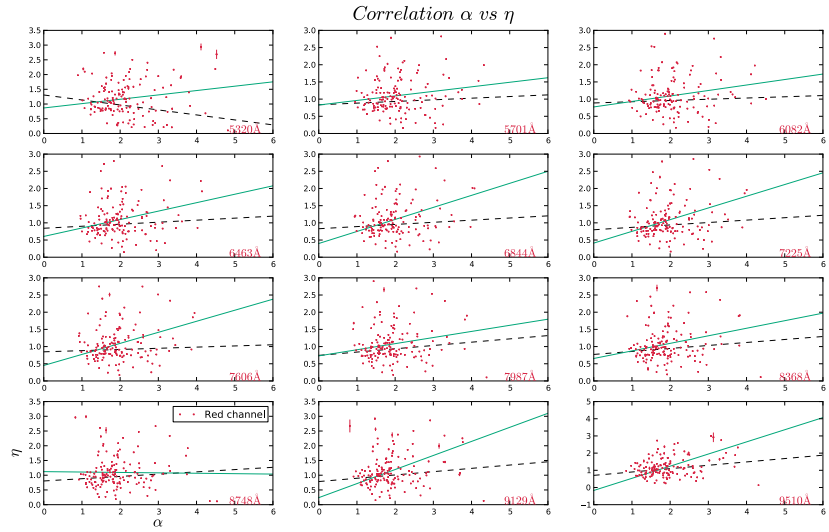
d'atmosphère traversée est grande, plus l'épaisseur apparente des couches turbulentes traversées est grande.

5.4.2 *Seeing*

On compare le *seeing* (FWHM) obtenu lors de l'extraction de PSF au *seeing* obtenu par l'extraction d'ouverture (FWHM de la gaussienne) censé être robuste (*cf.* figure 5.12) et qui sert donc ici de référence. On observe une corrélation évidente et attendue entre les deux valeurs, mais la dispersion des points est relativement importante. Cette dispersion est due à la précision supérieure de l'extraction de PSF. Le seeing moyen à UH est de l'ordre de 0.9 à 1.1" (2 à 2.5 spaxels). Aucun « accident » majeur n'est observé.



(a) voie B poses longues



(b) voie R poses longues

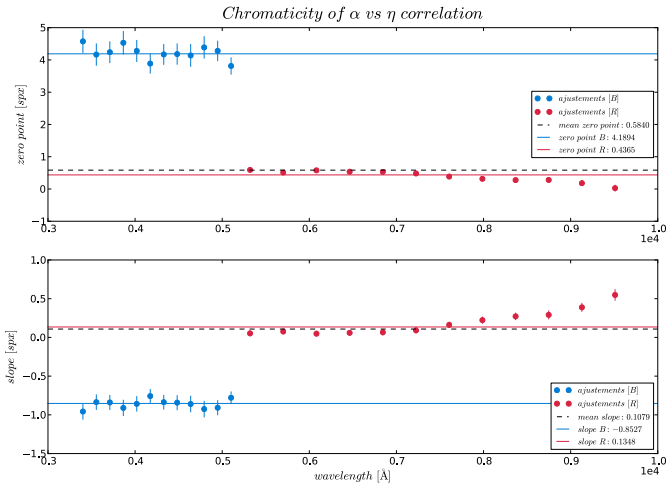
FIG. 5.9: Mêmes explications que pour la figure 5.3 mais pour la corrélation α *vs.* η.

5.5 Focalisation et ellipticité

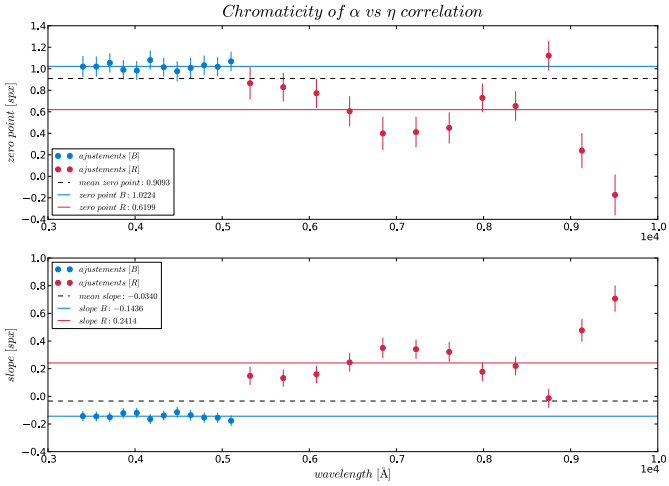
Les paramètres de forme ne sont pas les seuls à influencer la fonction d'étalement de point. Nous verrons dans cette section que les paramètres d'observation, tels que le pointé du télescope et la focalisation affectent également le résultat obtenu.

Au premier ordre, un défaut de focalisation induit une ellipticité sans changer le flux. C'est à dire qu'au lieu d'une tâche circulaire, la PSF subit une déformation elliptique (*cf.* figure 5.13).

Afin de tenir compte de cette déformations de la PSF dues à une mauvaise focalisation du télescope ou à un effet de guidage (*cf.* figure 5.13c), il est nécessaire d'introduire cette notion



(a) poses courtes



(b) poses longues

FIG. 5.10: Chromaticité de la corrélation α *vs.* η pour les poses courtes (a) et pour les poses longues (b).

d'ellipticité. Ainsi le rayon r de l'équation (5.1) doit alors être un rayon elliptique :

$$r_{ell}^2 = (x - x_0)^2 + \mathbb{A}\,(y - y_0)^2 + 2\,\mathbb{B}\,(x - x_0) \times (y - y_0) \tag{5.6}$$

où r_{ell}^2 est le carré du rayon elliptique, x_0 et y_0 les coordonnées du centre de l'objet.

Les paramètres $\mathbb{A}$ et $\mathbb{B}$, décrivent simultanément l'orientation φ (*position angle*) :

$$\varphi = \begin{cases} \frac{1}{2}\cot^{-1}\left(\frac{1-\mathbb{A}}{2\,\mathbb{B}}\right) & \text{si } \mathbb{A} > 1 \\ \frac{\pi}{2} + \frac{1}{2}\cot^{-1}\left(\frac{1-\mathbb{A}}{2\,\mathbb{B}}\right) & \text{si } \mathbb{A} < 1 \end{cases}$$

et le rapport des deux axes q :

$$q = 1 - \frac{\left(\sqrt{(1-\mathbb{A})^2 + 4\,\mathbb{B}^2} - (1+\mathbb{A})\right)}{\left(-\sqrt{(1-\mathbb{A})^2 + 4\,\mathbb{B}^2} - (1+\mathbb{A})\right)} \tag{5.7}$$

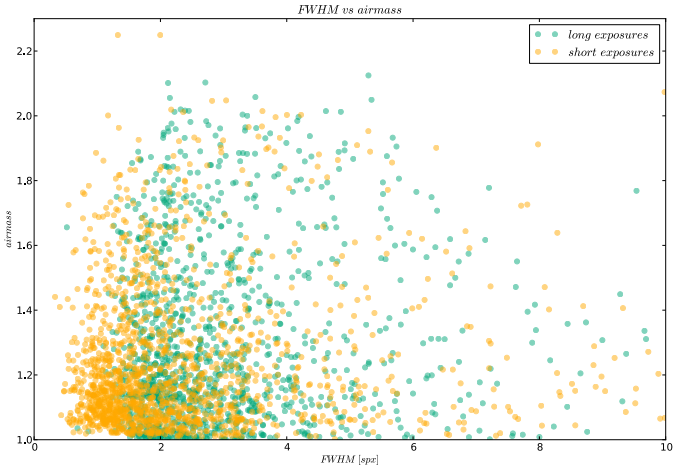


FIG. 5.11: Variabilité de la largeur à mi-hauteur de la PSF vis-à-vis de la masse d'air.

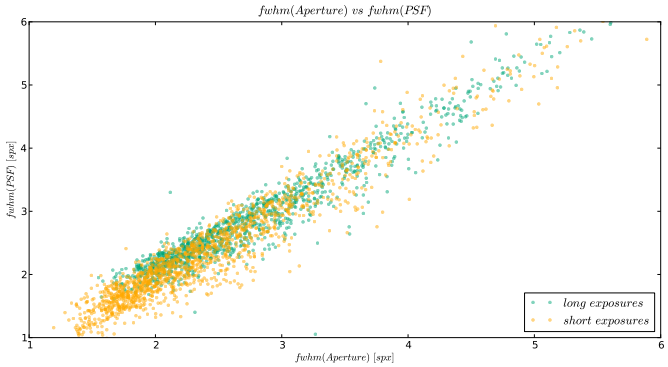


FIG. 5.12: Variabilité du rayon α de la moffat vis à vis de la largeur à mi-hauteur. La valeur de la FWHM est une fonction de α.

5.5.1 Variation de la focalisation

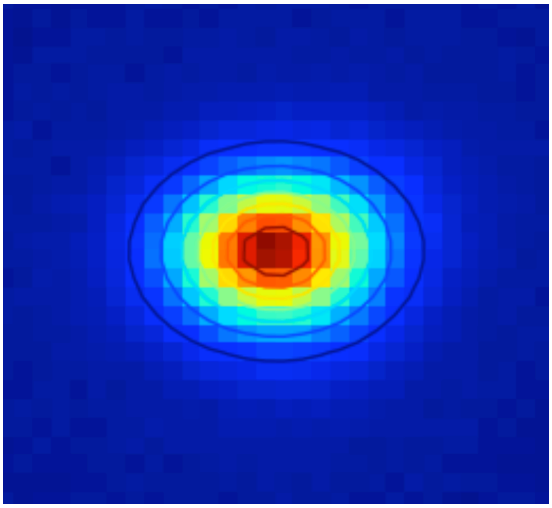
La focalisation du télescope est un paramètre important en ce qui concerne la qualité des données, c'est pourquoi il est naturel de vouloir étudier une éventuelle variabilité de la fonction d'étalement de point avec cette quantité. Dans la figure 5.14, on compare l'évolution de la FWHM de la PSF à la focalisation du télescope pour chaque pose.

On conclue de l'étude de ces figures qu'il n'y a pas de corrélation entre la largeur à mi-hauteur de la PSF et la distance focale du télescope, qui influe uniquement sur l'ellipticité de la fonction.

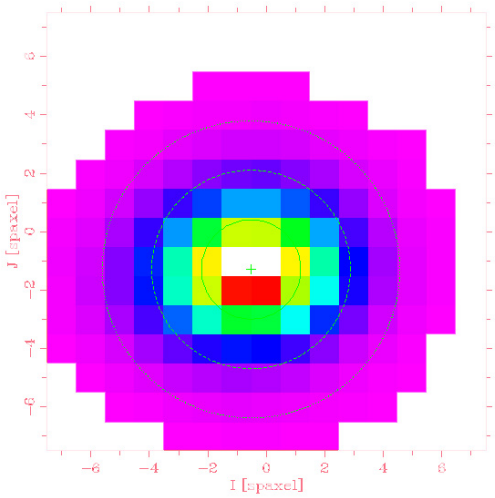
5.6 Comparaisons au modèle Kolmogorov

5.6.1 Profil radial

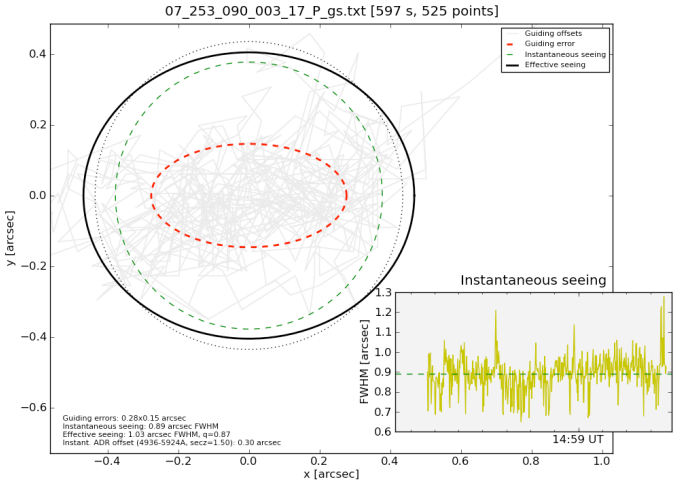
La figure 5.15 compare le profil Kolmogorov au profil ad-hoc présenté ici pour un *seeing* de 1.01". Elle valide les observations faites à partir de la figure 4.1 montrant le désaccord avec la théorie des perturbations atmosphériques et la figure 5.1 de l'ajustement des données. En effet, on voit que les ailes du modèle ad-hoc sont légèrement plus importantes, en particulier pour les



(a)



(b)



(c)

FIG. 5.13: (a) Image d'une supernova dans la voie photométrique pour une mauvaise focalisation. (b) Image reconstruite dans une tranche de longueur d'onde de GD71 pour une mauvaise focalisation. L'aplatissement selon les ordonnées est bien visible. (c) ellipticité azimutale introduite systématiquement par l'erreur de guidage.

poses courtes, et que le 'coude' entre le cœur et les ailes est moins prononcé comme c'est le cas pour les données.

Le profil ad-hoc résout ainsi les problèmes de la forme de la PSF évoqués dans la section § 4.5.

5.6.2 Chromaticité de la PSF

Le modèle présenté a été conçu de manière à ajuster le mieux possible les données SNfactory. Bien que l'allure générale de la chromaticité soit en accord qualitatif (décroissance en λ) avec la théorie Kolmogorov, $\lambda^{-\frac{1}{5}}$ selon l'équation (4.8) (*cf.* annexe A), elle n'est pas en accord

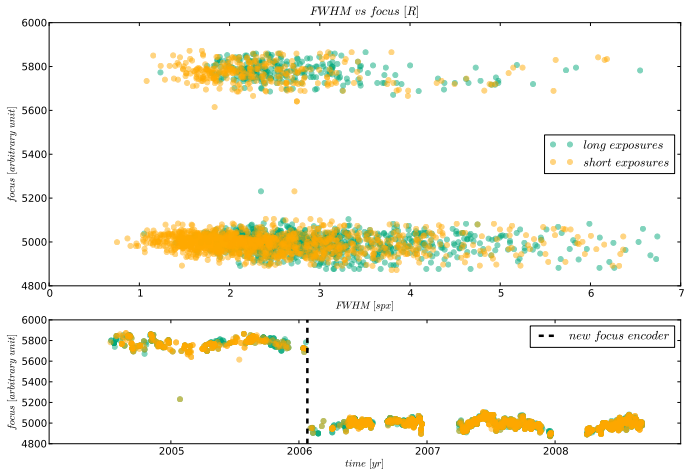


FIG. 5.14: Variabilité de la focalisation du télescope vis-à-vis de la largeur à mi-hauteur de la PSF. Les encodeurs de focalisation ont été changés en janvier 2006 à la suite d'un éclair qui a touché l'UH88. Ce changement d'encodeurs explique la différence de valeur de la distance focale à partir de cette date.

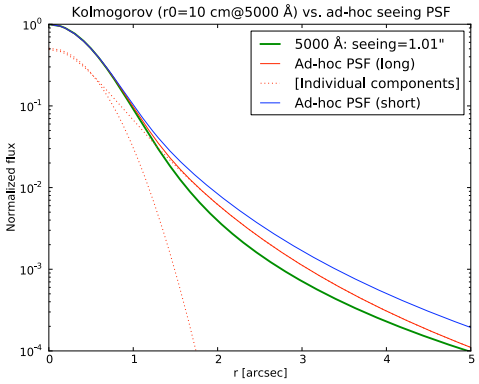
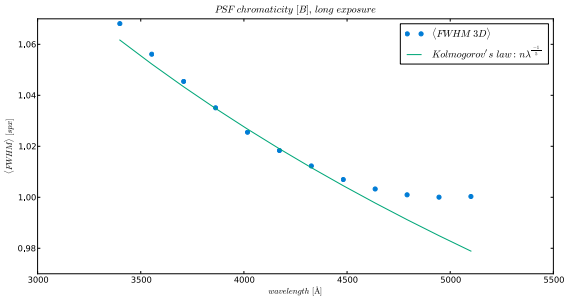


FIG. 5.15: Comparaison du profil Kolmogorov au modèle ad-hoc. En vert, le profil radial théorique à 5000Å issu de la théorie Kolmogrov, et pour un *seeing* de 1.01". En bleu et en rouge, on retrouve le profil ad-hoc présenté dans ce chapitre respectivement pour les poses courtes et longues pour le même *seeing*. Les pontillés rouges représentent de la PSF ad-hoc. (Y.Copin)

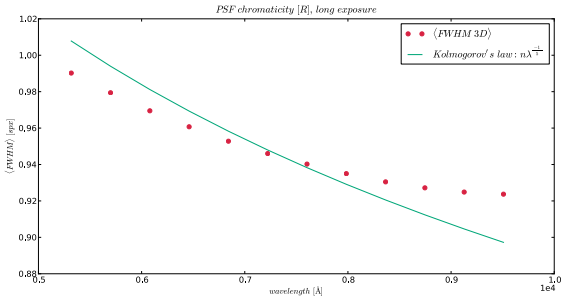
quantitatif. Les figures suivantes comparent la chromaticité moyenne pour un lot d'étoiles bien centrées (à ± 2 spaxels en abscisse et en ordonnée) et dans de bonnes conditions atmosphériques (masse d'air < 1.2 et seeing < 1") à la chromaticité théorique en $\lambda^{-\frac{1}{5}}$.

Les résultats présentés dans la figure 5.16 montrent les limites du modèle vis-à-vis de la chromaticité attendue, particulièrement dans la voie bleue. Le modèle étant complètement empirique et donc issu des données réelles, il est probable que d'autres effets entre en ligne de compte (optiques, électroniques, logiciels, *etc*) et qui ne sont pas pris en compte dans une théorie de turbulences atmosphériques, cela pourrait expliquer le désaccord.

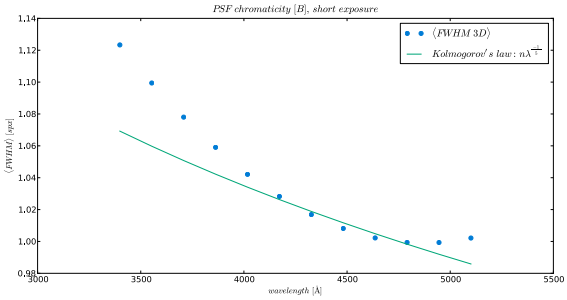
Une description chromatique plus réaliste (en tenant compte de la chromaticité sur chaque voie) du modèle empirique a été élaborée par la suite, mais la production en masse n'ayant pas été effectuée pour le moment, l'étude de ce modèle ne sera pas présentée dans cet exposé.



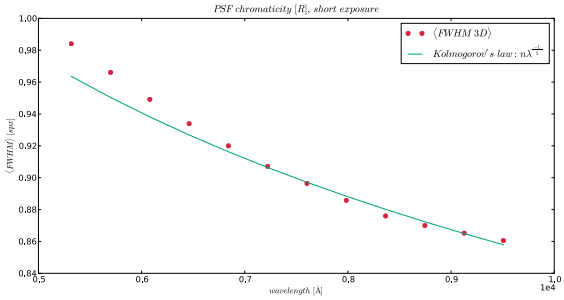
(a) voie B, poses longues



(b) voie R, poses longues



(c) voie B, poses courtes



(d) voir R, poses courtes

FIG. 5.16: Chromaticité de la fonction d'étalement de point ad-hoc et comparaison avec le modèle théorique de Kolmogorov. La chromaticité est établie à partir de la moyenne des chromaticités d'un échantillon d'étoiles standards. Les points pleins représentent le modèle chromatique ajusté sur les données. La courbe verte modélise la chromaticité Kolmogorov en $\lambda^{-\frac{1}{5}}$.

5.7 Conclusion

La conception d'une fonction d'étalement de point est une étape essentielle dans la chaîne d'extraction de sources ponctuelles à partir de cubes de données en provenance de l'IFS. Il est nécessaire que cette fonction soit robuste et cohérente car elle sera utilisée pour l'extraction de plus de 3000 objets. Il est donc indispensable de contraindre fortement la forme de la fonction d'étalement de point.

Le modèle qui vient d'être présenté dévie de la théorie afin de mieux ajuster les données SNfactory. La dynamique du modèle de PSF mis au point dans ce chapitre est valable sur trois ordres de grandeur (trois plages dynamiques de flux) et sur un domaine de longueur d'onde allant de 3000 à 10000Å.

Chapitre 6

Extraction de sources ponctuelles

6.1 Introduction

L'extraction des sources ponctuelles est une étape clef de la chaîne de production SNfactory. C'est elle qui permet d'extraire les spectres (1D) d'étoiles standards ou de supernovæ à partir des cubes de données (3D) en présence d'un fond plus ou moins intense (ciel). Un des intérêts majeurs de l'extraction de PSF que nous allons présenter ici, est qu'elle permet, dans la mesure où la fonction d'étalement de point est exacte, de reconstituer le flux total reçu, y compris la fraction qui se trouve en dehors du champ.

Dans ce chapitre, je me propose de détailler les différentes étapes de l'extraction 3D, je montrerai également les résultats obtenus, et je terminerai ce chapitre par une estimation de la précision de la méthode présentée par comparaison avec les données.

6.2 Méthode d'extraction

On peut légitimement se demander pour quelles raisons on choisit d'utiliser une extraction de PSF pour obtenir les spectres au lieu d'une extraction plus classique dite d'ouverture.

Il s'avère qu'avec un champ aussi petit, la PSF reste non négligeable en tout point du champ et l'estimation du fond dans une approche "ouverture" (à partir des spaxels les moins illuminés par la source) est donc difficile. L'estimation du fond requiert donc une connaissance fine de la PSF dans ses parties externes.

Une photométrie d'ouverture se heurte au problème de la définition de l'ouverture en spectrographie 3D, et en particulier de sa dépendance chromatique. L'ouverture doit suivre l'évolution chromatique de la PSF. En outre, compte tenu de la taille réduite du champ, et des effets de réfraction atmosphérique différentielle, des corrections d'ouverture sont pratiquement toujours nécessaires pour des ouvertures suffisamment grandes pour inclure une fraction significative du flux (en particulier lorsque la source est particulièrement décentrée, ce qui arrive régulièrement).

Enfin, l'échantillonnage relativement grossier du champ de vue (15x15) requiert une interpolation fine du signal pour calculer le flux précis tombant à l'intérieur de l'ouverture. Ainsi, dans ce cas bien précis (champ restreint, échantillonnage limité), la photométrie de PSF parait alors plus simple et directe.

6.3 Mise en œuvre et aspects pratiques

6.3.1 Réfraction atmosphérique différentielle

Une onde électromagnétique lorsqu'elle entre dans l'atmosphère est réfractée à cause du changement d'indice (3ème loi de Snell/Descartes). La réfraction atmosphérique différentielle (*Atmospheric Differential Refraction* ou ADR) est l'effet chromatique de cette réfraction, c'est à dire que chaque longueur d'onde est déviée avec un angle de réfraction différent, comme dans un prisme. En astronomie, l'ADR fait apparaître les objets plus hauts dans le ciel que ce qu'ils sont réellement. Par définition, les effets de l'ADR sont chromatiques, ainsi le bleu est plus affecté que le rouge. L'illustration de cet effet est présenté sur la figure 6.1 à partir de mesures de Filippenko (1982). L'effet directement visible de l'ADR en imagerie est l'obtention d'une image anormalement étalée de l'objet observé. En spectroscopie, par contre, on observe un déplacement du centroïde, et si le temps de pose est suffisamment long, on peut voir apparaître un étalement perpendiculaire à l'axe zénithal.

Afin de tenir compte des effets de l'ADR, il est nécessaire de connaître la dépendance de l'indice de réfraction atmosphérique en fonction des différents paramètres de l'atmosphère responsables de ses variations. D'après Schubert and Walterscheid (2000), au niveau de la mer, soit à une pression $P = 760$ mmHg et une température $T = 15^{\circ}$C, et en considérant que la variation de l'indice de réfraction avec le taux d'humidité dans l'atmosphère est négligeable (*cf.* figure 6.2) :

$$n(\lambda) = 1 + 10^{-6} \times 64.328 + \frac{29498.1}{146 - (\lambda \times 10^{-4})^{-2}} + \frac{255.4}{41 - (\lambda \times 10^{-4})^{-2}} \tag{6.1}$$

où λ est exprimée en μm. Si on inclue les corrections de pression et de température l'approximation numérique de l'indice atmosphérique de réfraction s'écrit :

$$n(\lambda, P, T) = 1 + (n(\lambda) - 1) \times P \times (1 + (1.049 - 0.0157 \times T)) \times \frac{10^{-6} \times P}{720.883 \times (1 + 0.003661 \times T)} \tag{6.2}$$

Où la pression P est exprimé en mmHg.

À partir des indices de réfraction à une longueur d'onde de référence et à la longueur d'onde observée, on établit une transformation qui permet de corriger la position du centroïde. Soit x_0

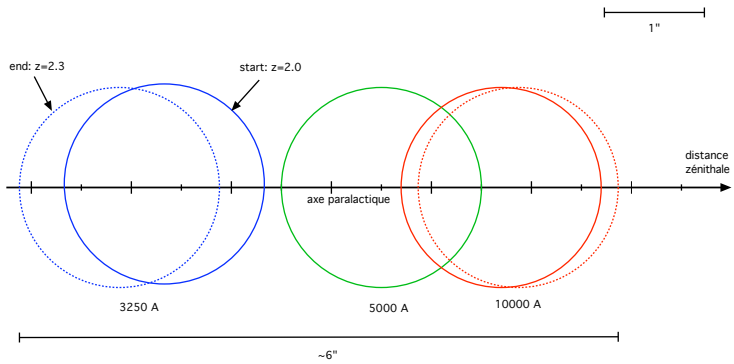


FIG. 6.1: Schéma d'une image étalée en longueur d'onde à cause des effets de l'ADR, entre 3250Å (bleu) et 10000Å (rouge) pour des conditions typiques au sommet du Mauna Kea, vis-à-vis de la longueur d'onde de référence de 5000Å.

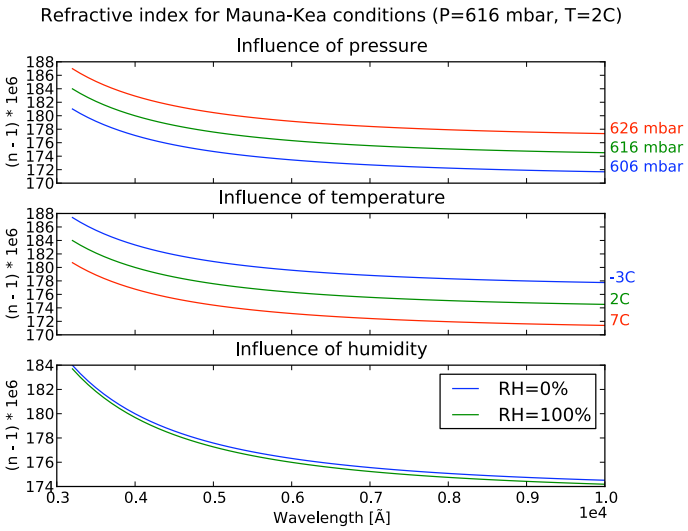


FIG. 6.2: Influence de la température et de l'humidité sur l'indice de réfraction atmosphérique.

et y_0 les coordonnées spatiales d'un objet à la longueur d'onde de référence et $x(\lambda)$ et $y(\lambda)$ les coordonnées compte tenu des effets d'ADR :

$$\begin{cases} x(\lambda) = x_0 - dz(\lambda) \times \sin(\theta) \\ y(\lambda) = y_0 + dz(\lambda) \times \cos(\theta) \end{cases}$$

où la distance zénithale $dz = (n(\lambda, P, T) - n(\lambda_{ref}, P, T)) \times \delta$ et où les paramètres θ et δ de l'ADR sont respectivement l'angle parallactique et la distance zénithale à λ_{ref}.

6.4 Phases de l'extraction

6.4.1 Pré-ajustement 2D

Avant d'effectuer l'ajustement global 3D de la source ponctuelle dans le cube de données, il est nécessaire de trouver des paramètres initiaux suffisamment proches de la solution pour que l'ajustement puisse converger. On choisit de diviser la gamme spectrale en une douzaine de tranches de cube pour chaque voie (large de 200Å dans le bleue et de 350Å dans le rouge). Ces tranches sont suffisamment larges pour que le signal sur bruit du flux intégré sur chaque tranche soit élevé et suffisamment fines pour que les effets de l'ADR y restent négligeables. On peut donc effectuer sur chacune de ces méta-tranches un ajustement de PSF et ainsi obtenir des valeurs initiales par tranche pour les coordonnées du centre de l'étoile, l'ellipticité, la rotation de l'ellipse et pour le rayon $\alpha(\lambda)$ de la Moffat .

L'estimation de la fonction d'étalement de point pour chaque méta-tranche de longueur d'onde est représentée sur chaque vignette de la figure 6.3. L'estimation des coordonnées du centre de l'étoile est présentée sur la figure 6.4 qui met clairement en évidence l'effet de l'ADR.

Avant d'initier l'ajustement 3D à travers le cube, on détermine les paramètres effectifs de la réfraction atmosphérique différentielle à partir de la masse d'air et de l'angle parallactique à l'instant où l'étoile a été observée :

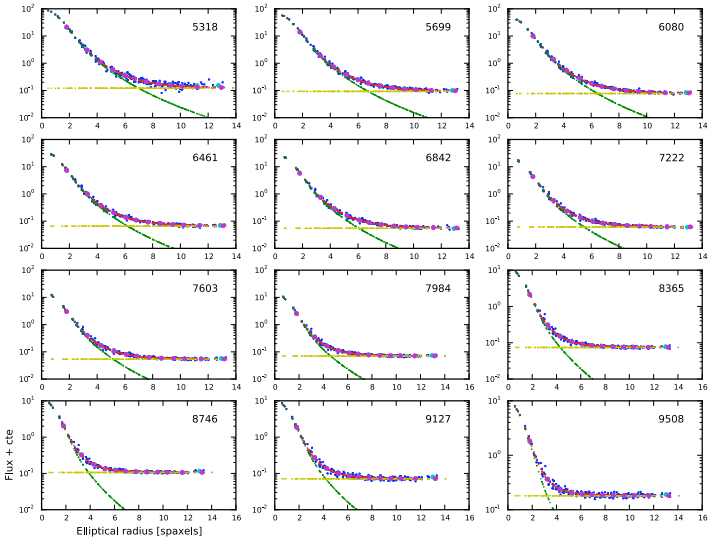


FIG. 6.3: Ajustement du profil radial de la PSF sur les données pour la pose 07_253_090 (voie rouge). La courbe bleue représente les données, la verte la fonction d'étalement de point, la jaune le fond de ciel et enfin la rouge est le modèle complet censé ajuster les données. Chaque vignette représente l'ajustement pour des tranches intégrées en longueurs d'onde données.

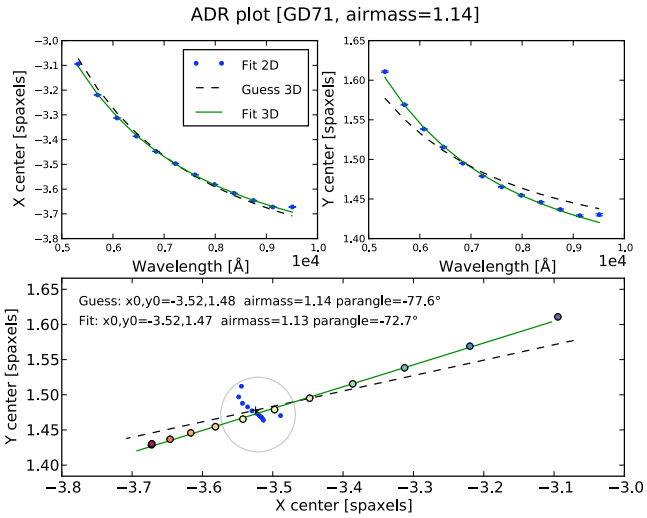


FIG. 6.4: Ajustement du centre (x,y) de la PSF et de l'ADR pour la pose 07_253_090 (voie rouge). Les deux graphes du haut représentent l'ajustement de l'abscisse et de l'ordonnée du centre de la source ponctuelle en fonction de la longueur d'onde. Le graphe du bas met en évidence l'effet de la réfraction atmosphérique différentielle. La différence de 5 degrés entre l'angle parallactique ajusté et l'angle parallactique calculé vient du fait que l'orientation des micro-lentilles est décalée de 5 degrés par rapport au nord. On vérifie que les points ajusté sont cohérent en les corrigeant de l'ADR (points bleus dans le cercle gris).

$$\delta = \tan\left(\arccos\left(\frac{1}{z}\right)\right) \tag{6.3}$$

$$\theta = \text{angle parallactique} \tag{6.4}$$

où z est la masse d'air en milieu de pose, et δ et θ sont les paramètres de l'ADR définis dans le chapitre précédent.

6.4.2 Modélisation chromatique

Pour traiter le cube (Kissler-Patig, Copin, Ferruit, Pécontal-Rousset and Roth 2004), il faut analyser les dépendances chromatiques des paramètres de la PSF. En ce qui concerne la chromaticité de la PSF, on a vu dans le chapitre précédent que la chromaticité imposée par la théorie des turbulences ne convenait pas. On a alors choisi un polynôme d'ordre 2 pour limiter le nombre de paramètres (*cf.* § 5). L'évolution du coefficient de l'ellipticité avec la longueur d'onde est, dans de bonnes conditions atmosphériques, relativement faible, et on a choisi d'ajuster le paramètre q par une constante. Il va de même pour le paramètre de rotation de l'ellipse (on s'attend à une variation très faible). Un exemple de l'ajustement de ces paramètres est présenté figure 6.5 dans le cas de l'extraction de GD71 pour la nuit 07_253.

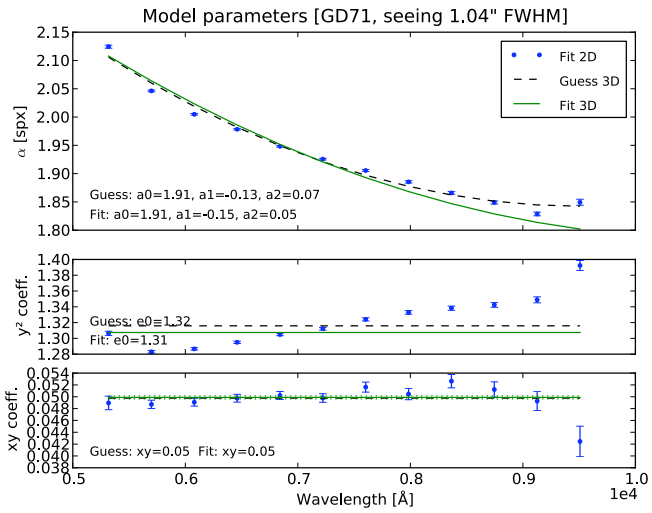


FIG. 6.5: Ajustement des paramètres de forme de la PSF pour la pose 07_253_090 (voie rouge). De haut en bas, les trois graphes représentent successivement l'ajustement par un polynôme de degré 2 de l'évolution chromatique du paramètre α (rayon de la moffat), l'ajustement par une constante du coefficient y^2 et du coefficient xy (comparable à l'ellipticité et la rotation de la PSF).

Le fond de ciel est uniforme et donc ajusté par une constante dans le cas des sources ponctuelles comme les étoiles standards (pas de fond structuré).

6.4.3 Ajustement 3D

Une fois l'ensemble des paramètres 2D obtenus, on sélectionne pour chaque méta-tranche les points qui sont retenues d'après la qualité des ajustements effectués (critères numériques de convergence de l'ajustement). Si pour une raison ou pour une autre (principalement un faible rapport signal sur bruit) l'ajustement d'une tranche a échoué, celle-ci est exclue de l'ajustement. On élimine en outre les points trop éloignés pour ne pas perturber l'ajustement 3D.

Après avoir effectué la sélection sur les paramètres de départ par méta-tranche, on réajuste simultanément l'ensemble des paramètres de la PSF sur les trois coordonnées du cube (sur les méta-tranches) en même temps que le fond de ciel. On obtient ainsi un modèle de l'étoile à deux

dimensions d'espace et une dimension spectrale. Les figures 6.6 et 6.7 montrent respectivement la distribution du flux dans chaque spaxel et les contours de la PSF à différentes longueurs d'onde. Bien que la distribution du flux soit bien décrite, on remarquera toutefois que les lignes de niveaux présentés sur la figure 6.7 font apparaître dans les données une très légère assymétrie non décrite par le modèle.

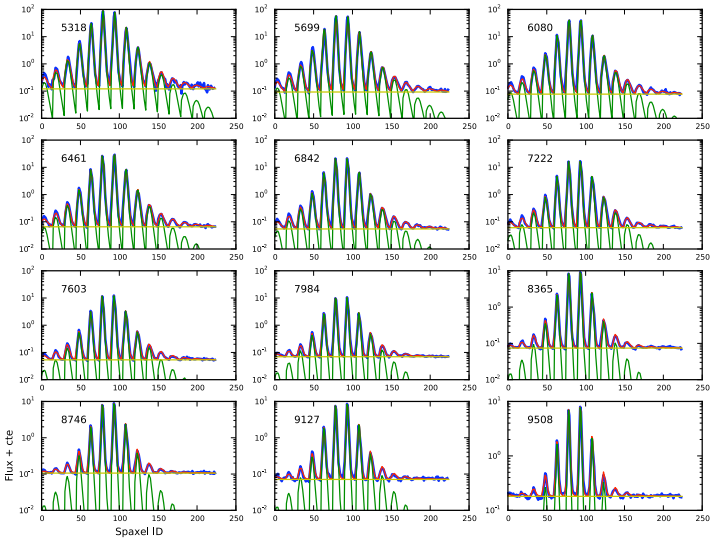


FIG. 6.6: Ajustement du flux dans le champs de la pose 07_253_090 (voie rouge) par spaxels. La courbe bleue représente les données, la verte la fonction d'étalement de point, la jaune le fond de ciel et enfin la rouge est le modèle complet censé ajuster les données. Chaque vignette représente l'ajustement pour des tranches intégrées en longueurs d'onde données.

À ce niveau-là de l'extraction, on est en mesure d'estimer le *seeing* en mesurant la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la PSF ramenée à la longueur d'onde de référence de 5000Å.

Les formes de la PSF et du ciel étant fixés à la sortie de l'ajustement 3D, il ne reste plus qu'à déterminer l'intensité à chaque longueur d'onde (et non plus sur les méta-tranches) de l'étoile et du ciel.

6.4.4 Extraction des spectres

La dernière étape qui justifie l'extraction de sources ponctuelles est l'obtention d'un spectre de la dite source ponctuelle et du fond de ciel. La forme de la PSF et du ciel étant maintenant fixe, il suffit simplement d'ajuster linéairement l'intensité à chaque longueur d'onde :

$$cube(x, y, \lambda) = I(\lambda) \times PSF(x(\lambda) - x_0, y(\lambda) - y_0, \lambda) + ciel(\lambda) \tag{6.5}$$

où $I(\lambda)$ est l'intensité à chaque longueur d'onde.

Au final, on obtient un spectre allant de 3200 à 5150Å pour la voie bleue et de 5100 à 10000Å pour la voie rouge. Un exemple de spectre résultant de l'extraction présentée ci-dessus peut être vu sur la figure 6.8. Elle met en évidence le spectre de l'objet extrait (ici GD71), le spectre du fond de ciel et le signal sur bruit de ces deux derniers.

L'algorithme qui vient d'être décrit (*extract_star*) est utilisé à ce jour pour produire l'ensemble des spectres de SNfactory que ce soit des étoiles standards, ou des supernovæ sans fond

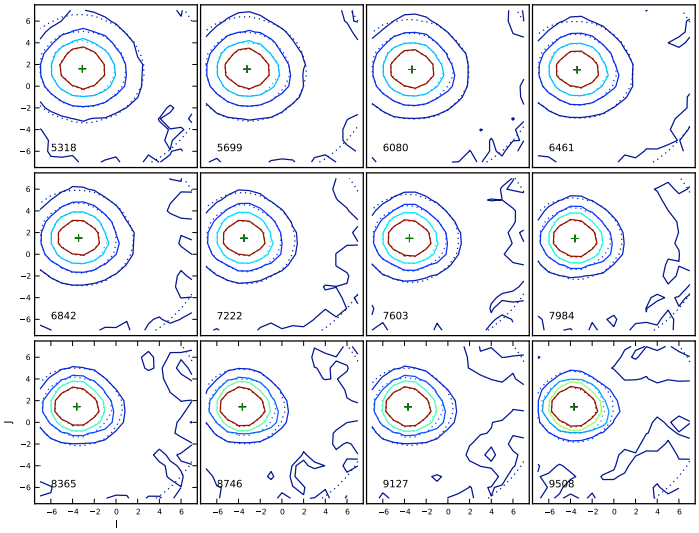


FIG. 6.7: Représentation des contours d'intensité de l'étoile dans le champ de vue pour la pose 07_253_090 (voie rouge). Les traits pleins représentent les données et les traits pointillés l'ajustement. Le dégradé de couleur du rouge au bleu représente la décroissance du flux. Chaque vignette représente l'ajustement pour des tranches intégrées en longueurs d'onde données.

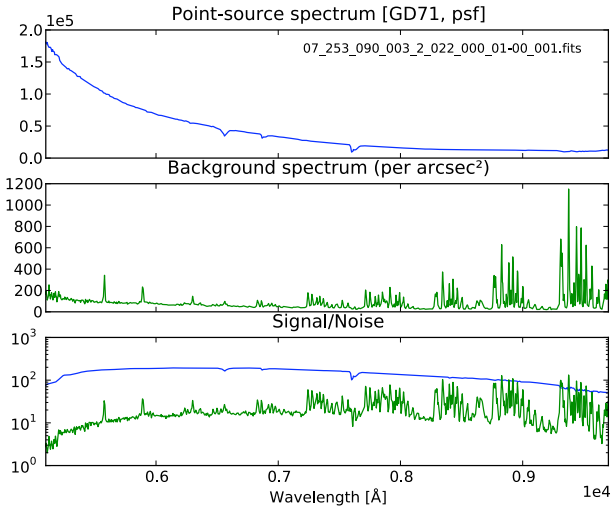


FIG. 6.8: Spectre de l'étoile standard GD71 et du ciel résultant de l'extraction 3D de la source ponctuelle de la pose 07_253_090 (voie rouge).

structuré soit près de 6000 spectres produits[1] entre 2004 et 2009.

Supernovæ et fond structuré

En ce qui concerne les supernovæ, il peut arriver que certaines d'entre elles explosent relativement loin de leur galaxie hôte de sorte que seule une petite partie du flux (ou pas du tout) de la galaxie se retrouve dans le champ. Dans ce cas, on choisit d'utiliser un plan incliné (polynôme

[1] voies bleues et rouges confondues

2D de degré 1) de manière à prendre en compte un éventuel gradient de flux de la galaxie. Bien entendu, lorsque le flux de la galaxie est trop structuré, cette hypothèse de source ponctuelle ne peut plus être utilisée.

Ainsi, dans le cas particulier d'une supernova sur un fond structuré, l'algorithme *Data Deconvolution Thingy* (ou DDT) développé par S. Bongard est utilisé. DDT met en œuvre une technique d'ajustement pour séparer la supernova de sa galaxie hôte, en utilisant les capacités multi-époques et multi-longueurs d'onde des observations de supernovæ de SNIFS. À l'aide d'une fonction d'étalement de point suréchantillonnée obtenue à partir de plusieurs observations photométriques de SNIFS, il est possible de reconstruire la forme spectro-spatiale de la galaxie hôte. Cette approche utilise à son avantage toutes les poses de chaque série temporelle de supernova. À partir de la reconstruction spectro-spatiale de la galaxie hôte de l'observation de référence (une fois que la supernova a disparu), il est possible de soustraire directement la galaxie du cube. Une fois la supernova débarrassée de son hôte, on extrait le spectre de l'étoile comme cela a été montré précédemment, de la même manière que pour n'importe quelle source ponctuelle.

L'algorithme DDT est encore en phase de test et pour l'instant, l'échantillon de supernovæ utilisé pour la cosmologie se restreint aux supernovæ pouvant être extraites à partir de la méthode présentée dans la section précédente (c'est à dire les supernovæ sans, ou avec peu de contamination par galaxie hôte).

6.5 Estimation de la précision de l'extraction

La démarche naturelle est de comparer le flux observé au flux prédit par la PSF dans le champ des 225 spaxels du MLA. Pour des raisons techniques, nous avons procédé un peu différemment en comparant le flux prédit par la PSF au flux compris dans une ouverture plus grande que le MLA (correspondant à l'intégralité du flux dans le champ) auquel on a ajouté une correction d'ouverture (flux en dehors du champ). La correction d'ouverture est calculée dans un cas simple (pas d'effets de focalisation. faible masse d'air, *seeing* $\sim 1''$) à partir de notre modèle de PSF. À partir de ce cas standard (illustré dans la figure 6.9), on estime le flux perdu en dehors du champ à différentes longueurs d'onde et à différentes coordonnées du centre de la PSF (de l'ordre de 1% pour les poses longues bien centrées).

Une fois que l'on connaît le flux total réelle, on est capable, pour chaque extraction, d'évaluer les résidus en réalisant le rapport entre les données et l'extraction de PSF :

$$\text{rapport} = \frac{\text{flux dans le MLA} + \text{correction d'ouverture (calculée)}}{\text{extraction de PSF}} \tag{6.6}$$

On moyenne ensuite les résidus pour un échantillon d'étoiles standards à bon *seeing* (< 1 arcseconde), faible masse d'air (< 1.2) et relativement bon centrage ($|x_0, y_0| < 2$ spx). Le résultat de cette étude est visible sur la figure 6.10. Elle présente la précision spectrale évoquée précédemment.

La correction d'ouverture effectuée n'est qu'approchée (carré $\rightarrow$ cercle), elle est sous-estimée. On s'attend donc à une erreur légèrement plus petite que 0 avec un effet plus marqué pour les mauvais *seeing*. C'est ce que l'on voit aux petites longueurs d'onde. L'écart aux grandes longueurs d'onde provient probablement de l'absence de chromaticité dans certains paramètres.

L'erreur moyenne est répertoriée dans le tableau 6.1. Comme l'erreur d'extraction semble faiblement chromatique, elle sera artificiellement considérée lors de l'étalonnage en flux comme une atténuation grise et sera donc corrigée lors des nuits non-photométriques.

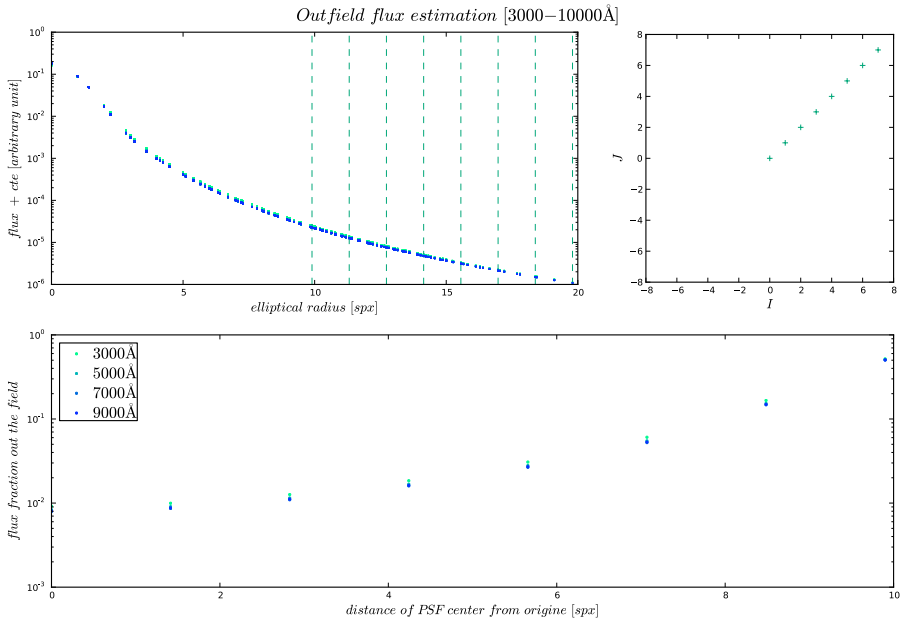


FIG. 6.9: Estimation du flux à l'extérieur du champ à l'aide d'un modèle de PSF. Dans la vignette en haut à droite, chaque point représentent la position du centre de la PSF. La vignette de gauche présente le profil radial de la PSF et celle du bas la fraction de flux hors du champ en fonction de la distance du centre de la PSF au centre du MLA.

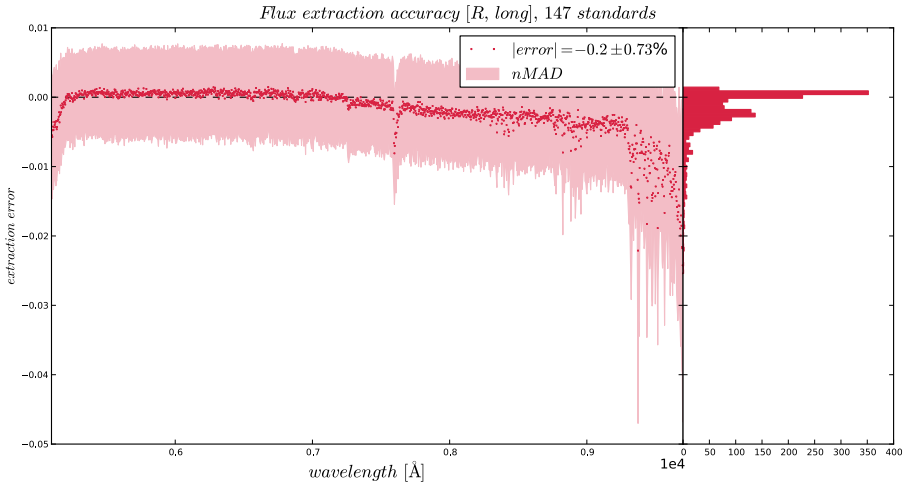


FIG. 6.10: Estimation de la précision de l'extraction des poses longues dans la voie rouge. Les graphe représente l'estimation de l'erreur chromatique sur le flux dans la voie rouge. Il s'agit du rapport de flux moyen dans le champ : [flux dans la MLA (corrigée d'ouverture) / photométrie de PSF - 1].

6.6 Conclusion & discussion

La différence entre les données et la PSF mesuré dans la section précédente, bien qu'il ne s'agisse que d'une estimation, justifie la qualité de l'extraction des cubes de données, particulièrement pour les poses longues pour lesquelles l'erreur systématique est bien inférieure au pourcent. De plus, l'erreur de la composante achromatique est complètement corrigée dans

TAB. 6.1: Estimation des erreurs moyennes de l'extraction de PSF vis-à-vis des données pour les poses longues et les poses courtes dans les voies bleue et rouge.

	voie bleue	voie rouge
poses longues	$0.3 \pm 0.6\%$	$-0.2 \pm 0.7\%$
poses courtes	$0.9 \pm 1.1\%$	$0.2 \pm 1.5\%$

l'étalonnage en flux par une étoile puisqu'elle affecte aussi bien la supernova que l'étoile de référence. Une étude plus rigoureuse de la précision de l'extraction sera effectuée ultérieurement, elle permettra notamment d'étudier la qualité de l'extraction dans des cas plus extrêmes (mauvais *seeing*, grande masse d'air, ...).

Le processus d'extraction est aujourd'hui parfaitement rodé et opérationnel, puisqu'il a extrait l'ensemble des spectres de SNfactory produit jusqu'à aujourd'hui (soit près de 10000 spectres, étoiles standards +supernovæ). La qualité de l'extraction valide également le modèle de la fonction d'étalement de point ad-hoc détaillée dans le chapitre précédent, même s'il reste du travail, en particulier sur l'optimisation des corrélations et de leurs composantes chromatiques.

Troisième partie

Étalonnage en flux absolu des données SNfactory

Chapitre 7

Principes de l'étalonnage en flux

7.1 Introduction

Nous décrirons dans ce chapitre le schéma complet d'étalonnage des données SNfactory venant du spectrographe à champ intégral SNIFS, en mettant particulièrement l'accent sur le rôle de la voie spectroscopique. Nous justifierons également les hypothèses faites pour arriver au résultat final et nous en décrirons leurs effets.

Les objectifs initiaux de la spectro-photométrie pour SNfactory, sont un étalonnage en flux corrigé des effets atmosphériques, auto-cohérents, avec des erreurs systématiques de l'ordre du pourcent dans des conditions photométriques, et inférieures à 3% dans des conditions non-photométriques.

7.2 Notations et définitions

7.2.1 Glossaire

- Indices :
  - $\boldsymbol{t}$ temps à laquelle la pose a été observée
  - $\boldsymbol{\lambda}$ longueur d'onde du photon incident
  - $\boldsymbol{z}$ masse d'air de la cible à l'instant où elle est observée. Pour les poses longues, étant donné que z évolue au cours du temps, on utilise la masse d'air mesurée en milieu de la pose
  - $\boldsymbol{f}$ numéro d'un filtre donné et "f_m" celui d'un filtre du multi-filtre. On considérera que chaque filtre à une fonction de transmission $f(\lambda)$ indépendante du temps.
- Spectres de sources ponctuelles :
  - $\mathbf{X}$ spectre intrinsèque d'un objet de type X
  - $\overline{\mathbf{X}}$ spectre de référence (étoile standard tabulée)
  - $\widetilde{\mathbf{X}}$ spectre observé
  - $\widehat{\mathbf{X}}$ spectre corrigé du champ plat
- Cibles :
  - $\mathbf{X}(\lambda)$ nom générique pour une source principale observée au travers du spectrographe :
    - $\mathbf{O}$ supernova
    - $\mathbf{S_i}$ étoiles standards à faible flux (exposition suffisamment longue pour assurer la présence de sources secondaires dans le multi-filtre)

$\mathbf{S_i^*}$ étoile standard brillante (poses courtes) sans source secondaire
$\mathscr{C}(\boldsymbol{\lambda})$ spectre de la lampe d'étalonnage (corps noir)

$\mathbf{x_j}$ nom générique pour des sources secondaires observées au travers au travers du filtre j du multi-filtre dans la voie photométrique :
o associée à une supernova
s associée à une étoile standard à faible flux

- Photométricité :
  $^{[\mathbf{p}]}$ indice de nuits photométriques
  $^{[\mathbf{n}]}$ indice de nuits non-photométriques

- Corrections non-photométriques :
  $\boldsymbol{q_X^{[np]}(\lambda_i)}$ rapport du multi-filtre pour le filtre i, moyenné sur toutes les sources secondaires observables.
  $\boldsymbol{\widetilde{\alpha}}$ correction non-photométrique associée au spectrographe (*cf.* 9.5)

- Transmissions :
  $\boldsymbol{T_{\mathrm{atm}}(\lambda, z, t)}$ transmission atmosphérique telle que $T_{\mathrm{atm}}(\lambda, z, t) = A^z(\lambda, t)$ (extinction atmosphérique) et $K(\lambda, z, t) = 10^{-0.4\,A^z(\lambda,t)}$ (extinction atmosphérique [mag/airmass])
  $\boldsymbol{T_{\mathrm{MF}}(\lambda, t)}$ transmission du multi-filtre
  $\boldsymbol{T_{\mathrm{tel}}(\lambda, t)}$ transmission du télescope
  $\boldsymbol{T_i(\lambda, t)}$ transmission instrumentale du spectrographe

7.3 Étalonnage en nuits photométriques

Par définition, une nuit est dite photométrique si l'extinction atmosphérique $A(\lambda, t)$ est constante (indépendante du temps) et uniforme (indépendante de la zone du ciel observée). La limite de photométricité dépend du degré de précision que l'on désire pour la stabilité de la transmission. Dans notre cas, on fixe la limite à 2.5% pour être cohérent avec la précision attendue en nuit non-photométrique (*cf.* § 8). À ce niveau là du raisonnement, nous supposons connu le spectre d'extinction atmosphérique (nous verrons par la suite qu'il est possible de d'évaluer une extinction par nuit par une approche multi-standard, § 9.5). Par définition, après application du champ plat 3D, en tirant partie de l'uniformité de la lampe, les spectres SNIFS peuvent se décomposer de la manière suivante :

$$^{[\mathrm{p}]}\widehat{X}(\lambda) = X(\lambda) \times \frac{T_{\mathrm{tel}}(\lambda)}{\mathscr{C}(\lambda)} \times {}^{[\mathrm{p}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda, z) \tag{7.1}$$

où le rapport $\frac{T_{tel}(\lambda)}{\widetilde{\mathscr{C}}(\lambda)}$ représente la solution en flux $C(\lambda)$.

Le spectre de la solution en flux est dérivé de la « meilleure » étoile standard de la nuit (pose longue, faible masse d'air, ...). Si la cible est une étoile standard S, son spectre intrinsèque est tabulé, et supposé connu ($\overline{S}(\lambda) \equiv S(\lambda)$). La solution en flux peut donc s'écrire :

$$^{[\mathrm{p}]}C(\lambda) = \frac{^{[\mathrm{p}]}\widehat{S}(\lambda)}{^{[\mathrm{p}]}\overline{S}(\lambda) \times {}^{[\mathrm{p}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda, z)} \tag{7.2}$$

Dans la suite, les objets non standards (*e.g.* comme les supernovæ) seront notés O. À partir de la solution en flux et de la transmission atmosphérique, on peut ainsi calculer le spectre intrinsèque de l'objet observé :

$$S(\lambda) = \frac{^{[p]}\widehat{S}(\lambda)}{^{[p]}C(\lambda)} \frac{1}{^{[p]}T_{\rm atm}(\lambda, z_s)} \tag{7.3}$$

$$O(\lambda) = \frac{^{[p]}\widehat{O}(\lambda)}{^{[p]}C(\lambda)} \frac{1}{^{[p]}T_{\rm atm}(\lambda, z_o)} \tag{7.4}$$

Nous verrons que dans le cas de l'approche multi-standard, la solution en flux n'est plus évaluée à partir d'une étoile standard, mais ajustée à partir de l'ensemble des étoiles de la nuit.

7.4 Étalonnage en nuits non-photométriques

Lors d'une nuit non-photométrique, l'extinction atmosphérique dépend du temps. L'approche photométrique précédente n'est donc pas applicable, puisque $T_{\rm atm}(\lambda)$ est *a priori* différente pour chaque observation d'étoile standard et de supernovæ. L'ajustement multi-standard de la solution en flux et de l'extinction atmosphérique de la nuit fait intervenir, dans une première phase, un facteur d'atténuation grise dont la moyenne sur la nuit est arbitrairement normalisée à 1 afin d'éviter la dégénérescence entre $\widetilde{\alpha}$ et $C(\lambda)$. En nuit non-photométrique, l'étalonnage en flux obtenu à ce stade n'est pas un étalonnage absolu (il sera normalisé à l'aide des informations de la voie photométrique).

Comme pour les nuits photométriques, on peut écrire pour une cible du spectrographe :

$$^{[n]}\widehat{X}(\lambda) = {}^{[n]}X(\lambda) \times {}^{[n]}C(\lambda) \times {}^{[n]}T_{\rm atm}(\lambda, z_X) \tag{7.5}$$

et le flux de la source secondaire correspondant dans la voie photométrique :

$$^{[nx]}\widetilde{x} = \int_f x(\lambda) \times {}^{[nx]}T_{\rm MF}(\lambda) \times {}^{[nx]}T_{\rm tel}(\lambda) \times {}^{[nx]}T_{\rm atm}(\lambda, z_X)\ \mathrm{d}\lambda \tag{7.6}$$

où $^{[nx]}$ représente une période différente de la nuit non-photométrique correspondant à une transmission atmosphérique différente.

Le flux de la source secondaire sur le multi-filtre peut s'approximer (par un développement de Taylor de l'extinction atmosphérique au premier ordre à la longueur d'onde effective du filtre[1](King 1952)) par :

$$\widetilde{x} \simeq T_{\rm atm}(\lambda_{\rm eff}, z_x) \int x(\lambda)\ T_{\rm MF}(\lambda)\ T_{\rm tel}(\lambda)\ \mathrm{d}\lambda \tag{7.7}$$

où $\lambda_{\rm eff}$ est la longueur d'onde effective dépendante du spectre x de la source secondaire (*cf.* figure 7.1). On admet que $\lambda_{\rm eff}$ est invariante dans le temps. Il est ainsi possible d'écrire, dans l'hypothèse où $\overline{T_{\rm MF}T_{\rm tel}}$ représente la moyenne de la transmission de la voie photométrique entre deux nuits [n] et [p] :

$$\widetilde{x} \simeq x \times \overline{T_{\rm MF}T_{\rm tel}} \times T_{\rm atm}(\lambda_{\rm eff}, z_X) \tag{7.8}$$

avec,

$$\int x(\lambda)\ T_{\rm MF}(\lambda)\ T_{\rm tel}(\lambda)\ \mathrm{d}\lambda \simeq x \times \overline{T_{\rm MF}T_{\rm tel}} \tag{7.9}$$

[1] $\lambda_{\rm eff} = \frac{\int \lambda\ x(\lambda)\ T_{\rm MF}(\lambda)\ T_{\rm tel}(\lambda)\ \mathrm{d}\lambda}{\int x(\lambda)\ T_{\rm MF}(\lambda)\ T_{\rm tel}(\lambda)\ \mathrm{d}\lambda}$

soient, pour les étoiles standards faibles (ayant suffisamment d'étoiles secondaires dans le multi-filtre) et les supernovæ :

$$
\begin{aligned}
{}^{[\mathrm{nx}]}\widetilde{s} &\simeq s \times \overline{{}^{[\mathrm{n}]}T_{\mathrm{MF}}{}^{[\mathrm{n}]}T_{\mathrm{tel}}} \times {}^{[\mathrm{nx}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda_{\mathrm{eff}}, z_S) && (7.10)\\
{}^{[\mathrm{n}]}\widetilde{o} &\simeq o \times \overline{{}^{[\mathrm{n}]}T_{\mathrm{MF}}{}^{[\mathrm{n}]}T_{\mathrm{tel}}} \times {}^{[\mathrm{n}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda_{\mathrm{eff}}, z_o)\ . && (7.11)
\end{aligned}
$$

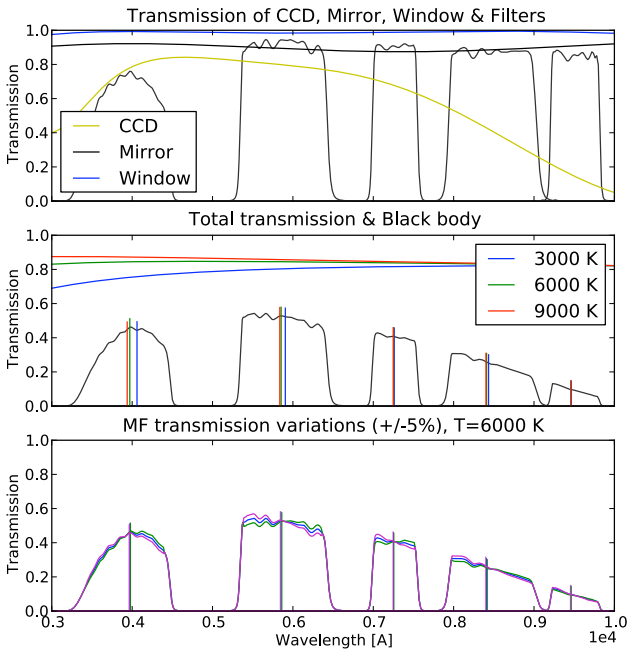


FIG. 7.1: Valeur de λ_{eff} pour chacun des filtres du multi-filtres. Il est intéressant de noter que λ_{eff} varie en fonction de la température du corps noir.

7.4.1 Utilisation des rapports photométriques

Le rapport photométrique du multi-filtre (*multi-filter ratio* ou MFR) d'une certaine source pour un filtre spécifique est défini comme la moyenne des rapports de flux observés pour une nuit photométrique de référence et pour une nuit non-photométrique dans la voie P. La nuit photométrique de référence d'un objet observé étant la nuit pour laquelle le MFR est le plus proche de la moyenne des MFR photométriques associés à cet objet. On peut alors écrire pour des sources secondaires x :

$$
\begin{aligned}
{}^{[\mathrm{np}]}q_X(\lambda_{\mathrm{eff}}) &\widehat{=} \left\langle \frac{{}^{[\mathrm{p}]}\widetilde{x}}{{}^{[\mathrm{n}]}\widetilde{x}} \right\rangle && (7.12)\\
&\simeq \frac{{}^{[\mathrm{n}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda_{\mathrm{eff}}, {}^{[\mathrm{n}]}z_X)}{{}^{[\mathrm{p}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda_{\mathrm{eff}}, {}^{[\mathrm{p}]}z_X)} && (7.13)
\end{aligned}
$$

en supposant la transmission de la voie photométrique stable entre deux nuits [n] et [p], on peut réécrire l'équation (7.13) en :

$$
\begin{aligned}
{}^{[\mathrm{np}]}q_X(\lambda_{\mathrm{eff}}) &= \frac{{}^{[\mathrm{n}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda_{\mathrm{eff}}, {}^{[\mathrm{n}]}z_X)}{{}^{[\mathrm{p}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda_{\mathrm{eff}}, {}^{[\mathrm{n}]}z_X)} \times \frac{{}^{[\mathrm{p}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda_{\mathrm{eff}}, {}^{[\mathrm{n}]}z_X)}{{}^{[\mathrm{p}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda_{\mathrm{eff}}, {}^{[\mathrm{p}]}z_X)} && (7.14)\\
&= \left[\frac{{}^{[\mathrm{n}]}A_{\mathrm{atm}}(\lambda_{\mathrm{eff}})}{{}^{[\mathrm{p}]}A_{\mathrm{atm}}(\lambda_{\mathrm{eff}})}\right]^{{}^{[\mathrm{n}]}z_X} \times {}^{[\mathrm{p}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda_{\mathrm{eff}}, {}^{[\mathrm{n}]}z_X - {}^{[\mathrm{p}]}z_X)\ , && (7.15)
\end{aligned}
$$

puisque $T_{\mathrm{atm}}(\lambda, z) \equiv A^z_{\mathrm{atm}}(\lambda)$.

Le terme d'extinction atmosphérique différentielle,

$$
{}^{[\mathrm{np}]}\Delta A_{\mathrm{atm}}(\lambda) \mathrel{\widehat{=}} \frac{{}^{[\mathrm{n}]}A_{\mathrm{atm}}(\lambda)}{{}^{[\mathrm{p}]}A_{\mathrm{atm}}(\lambda)} \tag{7.16}
$$

est *a priori* dépendant de λ. Cependant, la chromaticité est suffisamment continue puisque, comme on l'explique dans le chapitre § 9, elle dépend uniquement de la composante aérosol qui a une faible variation au cours de la nuit. Il est alors possible de faire une approximation de l'équation (7.16) en interpolant entre les i longueurs d'onde effectives des différents filtres du multi-filtre :

$$
{}^{[\mathrm{np}]}\Delta T_{\mathrm{atm}}(\lambda) \mathrel{\widehat{=}} \left[{}^{[\mathrm{np}]}\Delta A_{\mathrm{atm}}(\lambda)\right]^{{}^{[\mathrm{n}]}z_X} \simeq \left[\frac{{}^{[\mathrm{np}]}q_X(\lambda_i)}{{}^{[\mathrm{p}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda_i, {}^{[\mathrm{n}]}z_X - {}^{[\mathrm{p}]}z_X)}\right]_{\lambda-\mathrm{interpolated}} \tag{7.17}
$$

Finalement, la transmission effective pour la cible X en nuit non-photométrique ${}^{[\mathrm{n}]}$ peut être estimée en utilisant :

$$
{}^{[\mathrm{n}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda, {}^{[\mathrm{n}]}z_X) = {}^{[\mathrm{p}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda, {}^{[\mathrm{n}]}z_X) \times {}^{[\mathrm{np}]}\Delta T_{\mathrm{atm}}(\lambda) \tag{7.18}
$$

De façon générale, si ${}^{[\mathrm{p}]}$ et ${}^{[\mathrm{p}']}$ sont deux nuits photométriques (pas forcément la même), durant lesquelles la supernova O et l'étoile standard faible S sont observées, il est possible d'étalonner en flux la supernova :

$$
\begin{aligned}
O(\lambda) &= {}^{[\mathrm{n}]}\widehat{O}(\lambda)\frac{S(\lambda)}{{}^{[\mathrm{ns}]}\widehat{S}(\lambda)} \times \frac{{}^{[\mathrm{ns}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda, {}^{[\mathrm{ns}]}z_S)}{{}^{[\mathrm{n}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda, {}^{[\mathrm{n}]}z_O)} && (7.19)\\
&= \frac{{}^{[\mathrm{n}]}\widehat{O}}{{}^{[\mathrm{ns}]}C_S(\lambda)}\frac{1}{{}^{[\mathrm{n}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda, {}^{[\mathrm{n}]}z_O)} && (7.20)
\end{aligned}
$$

où le spectre de la solution en flux ${}^{[\mathrm{ns}]}C_S(\lambda)$ est obtenu de la même manière qu'en nuit photométrique, à partir de la meilleure étoile standard (faible masse d'air, pose longue, de préférence GD71, ...) :

$$
{}^{[\mathrm{ns}]}C_S(\lambda) \mathrel{\widehat{=}} \frac{{}^{[\mathrm{ns}]}\widehat{S}(\lambda)}{\overline{S}(\lambda)}\frac{1}{{}^{[\mathrm{ns}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda, {}^{[\mathrm{ns}]}z_S)} \tag{7.21}
$$

et les transmissions atmosphériques effectives sont :

$$
\begin{aligned}
{}^{[\mathrm{n}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda, {}^{[\mathrm{n}]}z_O) &= {}^{[\mathrm{p}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda, {}^{[\mathrm{n}]}z_O) \times {}^{[\mathrm{np}]}\Delta T_{\mathrm{atm}}(\lambda) && (7.22)\\
{}^{[\mathrm{ns}]}T_{\mathrm{atm}}(\lambda, {}^{[\mathrm{ns}]}z_S) &= {}^{[\mathrm{p}']}T_{\mathrm{atm}}(\lambda, {}^{[\mathrm{ns}]}z_S) \times {}^{[\mathrm{ns}\mathrm{p}']}\Delta T_{\mathrm{atm}}(\lambda)\ . && (7.23)
\end{aligned}
$$

En utilisant la transmission atmosphérique effective à la place de $T_{\rm atm}^{[p]}$ – ce qui utilise les deux rapports de flux, $q_O^{[np]}(\lambda_i)$ et $q_S^{[n_S p']}(\lambda_i)$ – ces équations sont similaires au cas photométriques (7.3).

L'ensemble du travail sur l'étalonnage de la voie photométrique et sur l'obtention des rapports du multi-filtre a été discuté en détail dans la thèse effectuée à ce sujet par R.Pereira (Pereira 2008).

7.4.2 L'hypothèse grise

Comme l'extinction atmosphérique différentielle entre les conditions $[p]$ et $[n]$ de différentes nuits $\Delta T_{\rm atm}^{[np]}(\lambda)$ est supposée être faiblement chromatique, il est possible de faire l'approximation d'une constante grise (achromatique) qui peut alors être estimée à partir d'un seul filtre i du multi-filtre :

$$\Delta T_{\rm atm}^{[np]}(\lambda) \simeq \Delta T_{\rm atm}^{[np]}(\lambda_i) = \frac{q_X^{[np]}(\lambda_i)}{T_{\rm atm}^{[p]}(\lambda_i, z_X^{[n]} - z_X^{[p]})} \tag{7.24}$$

Notons que cette "hypothèse grise" qui relie deux nuits $^{[\rm p]}$ et $^{[\rm n]}$, est une hypothèse plus forte que de supposer que les fluctuations de la transmission atmosphérique durant une même nuit non-photométrique sont achromatiques. Cependant, puisque les aérosols présentent une très faible variation au cours de la nuit ($< 1\%$), le niveau de précision de ces deux hypothèses est le même.

7.4.3 Renormalisation des rapports du multi-filtre

Une méthode de renormalisation globale des rapports du multi-filtre est actuellement en cours de préparation. Cette méthode permettra, lorsqu'elle sera opérationnelle de s'affranchir du choix des nuits photométriques de références, puisque toutes les nuits [p] seront alors équivalentes. Cette normalisation permettra également de lever l'hypothèse stipulant que les transmissions des voies photométrique $\overline{T_{\rm MF} T_{\rm tel}}$ et spectroscopiques $\overline{T_i T_{\rm tel}}$ sont stables entre les nuits [p] et [n].

7.5 Conclusion

La méthode d'étalonnage en flux telle qu'elle vient d'être décrite, permet d'étalonner l'ensemble des objets suivis lors de la campagne d'observation SNfactory entre 2004 et aujourd'hui soit près de 10000 objets. La question de la précision de ce processus d'étalonnage sera discutée dans le dernier chapitre de cette partie.

Chapitre 8

Photométricité

8.1 Introduction

Le site du Mauna Kea est particulièrement connu pour la stabilité de l'atmosphère et son taux d'humidité très faible, ce qui en fait un des meilleurs sites d'observation astronomique au Monde. Seulement, il est également nécessaire de s'assurer que la transparence du ciel ne soit pas un problème pour les observations scientifiques. En effet, la transparence atmosphérique est un paramètre fondamental qui affecte les opérations de n'importe quelle observation au sol dans le domaine optique. Ainsi, les observations les plus précises ont lieu lors de nuits photométriques (c'est à dire dont la transparence est stable au cours du temps), et l'efficacité d'un site donné est directement reliée à la fraction de nuits photométriques sur une année.

Plusieurs sources de mesures de la transparence du ciel sont disponibles pour le seul site du Mauna Kea. Des cahiers d'observations[1] sont tenus depuis les années 70 contenant des notes sur les conditions du ciel lors des différentes campagnes d'observations. Mais c'est seulement ces dernières années que des instruments dédiés à la mesure de la photométricité (dispersion des mesures de transmission atmosphérique) ont été utilisés. Les trois principaux instruments en question sur le sommet du Mauna Kea sont la *Continuous Camera* utilisée par le *Night Sky Live network* (CONCAM) depuis 2005 (Shamir and Nemiroff 2005), et le *Canada France Hawaii Telescope* (CFHT) *SkyProbe* dont il est question dans cette étude. Il est important de noter que *SkyProbe* est spécifiquement étudié pour mesurer la transparence du ciel en observant le même champ que le CFHT, contrairement à CONCAM et TMT ASCA qui observe le ciel dans sa globalité (Cuillandre, Magnier, Isani, Sabin, Knight, Kras and Lai 2002).

8.2 *SkyProbe*

8.2.1 Qualité photométrique

Les relevés de l'atténuation atmosphérique au sommet du Mauna Kea sont établis par le moniteur atmosphérique *SkyProbe* associé au télescope CFHT et plus particulièrement à l'expérience CFHTLS (LS pour *Large Survey*). Cette caméra mesure la transparence du ciel et fournit en temps réel une indication de l'atténuation atmosphérique. Selon (Steinbring, Cuillandre and Magnier 2009), les données provenant de *SkyProbe* indiquent que $56 \pm 2\%$ des nuits au Mauna Kea peuvent être considérées comme photométriques, avec des variations saisonnières modérées

[1] principalement ceux du télescope 88' de l'université d'Hawaii, du *United Kingdom Infrared Telescope* (UKIRT) et du CFHT

de l'ordre de 4%. Une surveillance continue de la transparence tout au long de l'observation est nécessaire si l'on souhaite tenir compte des fluctuations de l'atténuation dues aux passages des nuages. Selon les données du CFHT, entre 2003 et 2006, le ciel était suffisamment clair pour observer dans 76% des cas. Durant ces nuits, l'atténuation était inférieure à 0.2 magnitudes 60% du temps.

8.2.2 Principe de fonctionnement et caractéristiques techniques

SkyProbe est fixé sur le coté du télescope CHFT. Le système utilise une petite caméra SBIG (*Santa Barbara Instrument Group*, 500×700 pixels^2) avec une lentille de 50 mm qui observe un grand champ ($\sim 5 \times 7$ degrés) jusqu'à une profondeur de 12 magnitudes. Lorsque le dôme est ouvert, la caméra, alignée avec le champ de vue du télescope prend des poses de 35 secondes du champ d'étoiles à raison d'une toutes les 60 secondes. L'analyse de l'image est effectuée en temps réel et comprend une correction du champ plat, l'astrométrie de l'image et la photométrie d'étoiles brillantes extraites. Pour chaque pointé, *SkyProbe* obtient ainsi un point de référence à partir de l'observation de 100 à 400 étoiles du catalogue *Tycho Hipparcos*, qui fournit une référence photométrique avec une incertitude de l'ordre de 0.01 magnitudes. Les variations apparentes du point de référence sont dues à la présence de nuages ou de brume qui atténuent le flux de l'étoile brillante observée. L'ensemble des points de références calculés pour chaque nuit est ajouté à une base de données disponible en temps réel sur le serveur du CFHT[2].

8.3 Stabilité atmosphérique au Mauna Kea (2004-2008)

Comme on vient de le souligner, une des spécificités du design de *SkyProbe* est qu'il prend des mesures dans la même direction que le pointé du télescope CFHT. La cohérence des données *SkyProbe* permet d'avoir une vue d'ensemble de la transparence de l'atmosphère tout au long de la nuit dans la mesure ou le dôme du CFHT reste ouvert.

8.3.1 Données SNfactory

Ni le télescope de l'université d'Hawaii ni SNfactory n'ayant d'instrument dédié pour contrôler en temps réel la transparence de l'atmosphère, il a été décidé d'utiliser les données de *SkyProbe* pour y remédier. *SkyProbe* étant cependant physiquement lié au CFHT et scientifiquement indépendant de la collaboration *the Nearby Supernova Factory*, le pointage effectué par *SkyProbe* est différent de celui effectué par le télescope de l'université d'Hawaii. Par conséquent, même si grâce à ces données nous sommes en mesure d'avoir une estimation approximative de la photométricité de la nuit, nous ne sommes pas à l'abri d'éventuels hauts cirrus isolés qui n'apparaîtraient pas dans le champ de vue du CFHT. Il est nécessaire de recouper l'information de *SkyProbe* avec une analyse spectroscopique de la transparence de l'atmosphère dans le champ de vue de SNIFS. *SkyProbe* n'est ainsi pas utilisé pour l'étalonnage en flux, mais seulement pour l'estimation de la variabilité de la photométricité.

La première étape consiste à récupérer les données brutes de *SkyProbe* et à analyser les données atmosphériques de la nuit d'observation (température, humidité, pression, *etc*). Il est également important de détecter les incidents techniques tels l'occultation du dôme des fluctuations météorologiques.

[2] http://cfht.hawaii.edu/Instruments/Elixir/skyprobe/home.html

8.3.2 Analyse de la photométricité

La deuxième étape de l'analyse de la photométricité de la nuit consiste à nettoyer les données brutes *SkyProbe* en enlevant les points aberrants ou encore les points mesurés immédiatement après un changement d'orientation. À partir des données nettoyées, on calcule la dispersion σ de l'atténuation durant la nuit. Une limite de photométricité de 2.5% est requise sur σ qui correspond à la dispersion maximale en magnitude attendue en nuit photométrique. On estime également que si nombre de points de mesures effectuées durant une nuit est inférieur à 370 (approximativement la moitié des points), la statistique n'est pas suffisante et la nuit sera considérée non-photométrique. Grâce à cette sélection, il est alors possible d'établir la liste des nuits photométriques à partir des données *SkyProbe*.

Une fois que la table de photométricité est établie, il est possible de la contrôler à l'aide des observations SNfactory : on compare l'atténuation *SkyProbe* à l'atténuation multi-standard $\widetilde{\alpha}$ ajustée dans le modèle physique de l'extinction atmosphérique que l'on décrira dans le chapitre 9. La figure 8.1 montre un exemple de cette comparaison pour deux nuits jugées photométrique (07_153) et non-photométrique (07_255) par *SkyProbe*.

8.3.3 Stabilité du flux de l'étoile guide

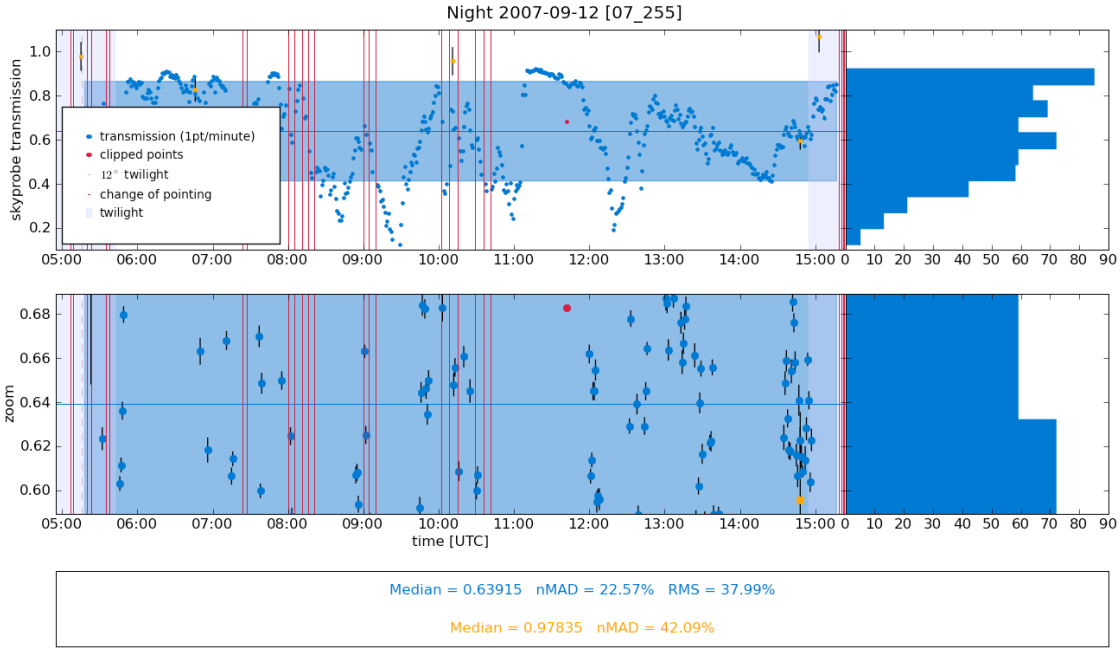
Une autre sonde de la variabilité de la photométricité est utilisée pour contrôler les données *SkyProbe*. Il s'agit de la variabilité du flux de l'étoile guide. L'étoile guide est une étoile lumineuse suivie dans le filtre V qui permet de faire le guidage du télescope lorsque l'on observe un objet dans le spectrographe. L'avantage de cette analyse est qu'elle est liée au pointage du télescope, ce qui n'est pas le cas de *SkyProbe*. Un exemple de l'étude du flux de l'étoile guide est visible sur la figure 8.2. Elle met en évidence un problème lié à l'alignement du dôme qui dans ce cas (relativement rare) se place devant l'ouverture du télescope et coupe une fraction du flux. Ce genre d'incidents ne peut être contrôlé que par l'analyse du flux de l'étoile guide et contraint à traiter la nuit comme non photométrique.

8.4 Conclusion

La cohérence de l'atténuation *SkyProbe* et de l'atténuation de l'étoile guide venant de deux sources différentes nous permet de compléter l'analyse de la photométricité. Nous verrons dans la suite que les facteurs d'atténuation grise de l'approche multi-standard complète également cette analyse. Sur l'ensemble des observations SNfactory, $\sim 30\%$ des nuits sont photométriques. La différence entre les taux indiqués dans (Steinbring, Cuillandre and Magnier 2009) et ceux présentés ici, vient du choix arbitraire de notre limite sur la photométricité ($\sigma = 2.5\%$). En effet, le procédé d'étalonnage en flux pour une nuit traitée comme étant non-photométrique nécessitant plus d'opérations[3], il introduit d'avantage d'erreurs systématiques. Il est alors préférable d'optimiser le critère de photométricité.

[3] voir partie IV

(a)



(b)

FIG. 8.1: Atténuation atmosphérique *SkyProbe* (bleu) et multi-standard (jaune) pour une nuit photométrique (07_153) et une nuit non-photométrique (07_255). Les $\widetilde{\alpha}$ représentant l'atténuation muti-standard étant ajustée arbitrairement autour d'une certaine valeur moyenne, on les normalise ici de telle sorte que la médiane des atténuations *SkyProbe* et multi-standard soit la même.

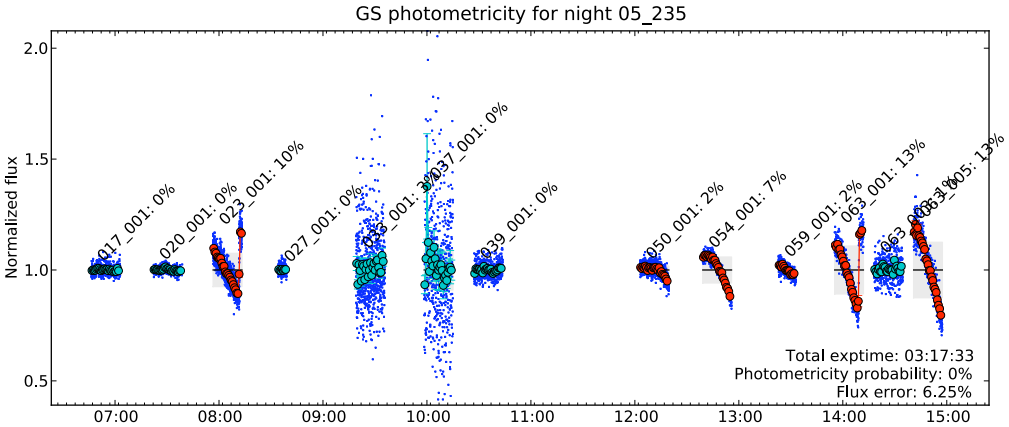


FIG. 8.2: Indication de la perte du flux de l'étoile guide due à un dysfonctionnement du dôme.

TAB. 8.1: Extrait de la table de photométricité *SkyProbe* pour plusieurs nuits de 2004 à 2009. Les trois colonnes principales représentent la photométricité par demi nuit, ou par nuit entière. Dans chaque colonne principale, on retrouve l'indicateur de photométricité *Flag* (0 : nuit non-photométrique, 1 : nuit photométrique, -1 : pas de données), la valeur de σ et le nombre de point de l'atténuation pris par *SkyProbe*.

	1st half			2nd half			full night		
Date	flag	mark	npts	flag	mark	npts	flag	mark	npts
2005-04-28	1	0.017	256	0	0.057	249	0	0.042	505
2005-04-29	0	0.148	256	1	0.017	255	0	0.112	512
2005-04-30	1	0.015	282	1	0.014	236	1	0.019	519
2005-05-01	1	0.011	284	1	0.016	226	1	0.014	510
2005-05-02	1	0.012	282	0	0.026	249	1	0.021	531
2006-07-23	1	0.019	225	1	0.014	245	1	0.016	470
2006-07-24	0	0.544	182	0	0.240	153	0	0.453	335
2006-07-25	0	0.011	124	1	0.012	191	0	0.014	316

Chapitre 9

Extinction atmosphérique

9.1 Introduction

Les variations de l'extinction atmosphérique représentent la limitation majeure à la précision de la photométrie pour les campagnes d'observations au sol (Stubbs et al. 2007) telles que SDSS, panSTARR ou encore SNfactory. On doit corriger le spectre observé de la source ponctuelle des effets de l'extinction atmosphérique.

La spectro-photométrie utilisée par l'expérience SNfactory est bien adaptée à la mesure de l'extinction atmosphérique. Nous bénéficions de l'étendue du domaine spectral étudié et la mesure est effectuée simultanément sur l'ensemble des spectres, ce qui est nécessaire si l'on souhaite distinguer les variations spectrales et temporelles de la transmission.

Dans ce chapitre, je propose d'étudier les différentes composantes physiques de l'atmosphère ainsi que la méthode utilisée dans SNfactory pour adapter un modèle complet d'extinction atmosphérique aux données. Enfin, j'étudierai la variabilité de l'extinction à partir de l'intégralité des résultats obtenus au cours de ma thèse.

9.2 Phénomènes physiques élémentaires

9.2.1 Formalisme

À un temps donné t, il est possible de séparer l'extinction atmosphérique $T_{\rm atm}(\lambda, z, t)$ en deux composantes vis à vis de leur dépendance en masse d'air (z) :

$$T_{\rm atm}(\lambda, z, t) = A^z(\lambda, t) \times A_{\oplus}^{z^\rho}(\lambda, t). \tag{9.1}$$

où $A(\lambda, t)$ représente le continuum de la transmission atmosphérique et $A_{\oplus}(\lambda, t)$ sa composante restreinte sur des domaines de longueur d'onde. L'exposant ρ est quant à lui un paramètre qui dépend de la nature des raies. Notez que $A_{\oplus}(\lambda, t)$ est restreint à certains domaines spectraux appelés *bandes telluriques*.

Il est courant d'exprimer l'extinction en magnitude, ainsi $A(\lambda, t)$ et $A_{\oplus}(\lambda, t)$ se traduisent par :

$$A(\lambda, t) = 10^{-0.4K(\lambda,t)}, \tag{9.2}$$

$$A_{\oplus}(\lambda, t) = 10^{-0.4K_{\oplus}(\lambda,t)}. \tag{9.3}$$

avec $K(\lambda, t)$ le continuum de l'extinction atmosphérique, et $K_{\oplus}$ l'extinction tellurique en magnitude par masse d'air [mag/airmass].

Il est montré dans (Hayes and Latham 1975) que le continuum de l'extinction K peut être décomposé en plusieurs composantes physiques élémentaires :

$$K(\lambda) = \sum_i k_i(\lambda), \tag{9.4}$$

avec $k_i(\lambda)$:

- diffusion par les molécules de l'atmosphère : $k_R(\lambda)$ (Rayleigh) et $k_A(\lambda)$ (aérosols)
- absorption de l'ozone : $k_{O_3}(\lambda)$

Les paragraphes suivants ont pour but de détailler la physique sous-jacente à la diffusion de Mie ainsi qu'à l'absorption moléculaire qui constituent l'essentiel de l'extinction atmosphérique.

9.2.2 Diffusion de la lumière

Le traitement de la diffusion de la lumière dépend du rapport entre la taille de la particule diffusante et la longueur d'onde incidente. La diffusion de la lumière par des particules de taille comparable à la longueur d'onde incidente est un problème compliqué dont on connaît une solution exacte uniquement pour une sphère homogène, pour un rayon et un indice de réfraction donné. Cette solution a été proposée par G. Mie en 1908 pour l'étude des propriétés de diffusion de la lumière par des suspensions aqueuses de billes d'or. Une limite de ce problème (l'approximation de Born en mécanique quantique) est la diffusion Rayleigh pour laquelle la taille du diffuseur est très petite par rapport à la longueur d'onde. Au contraire, lorsque la longueur d'onde devient très inférieure par rapport à la taille du diffuseur, on tend vers la limite de l'optique géométrique pour laquelle la section efficace de diffusion est constante et de l'ordre de la section efficace géométrique (voir figure 9.1).

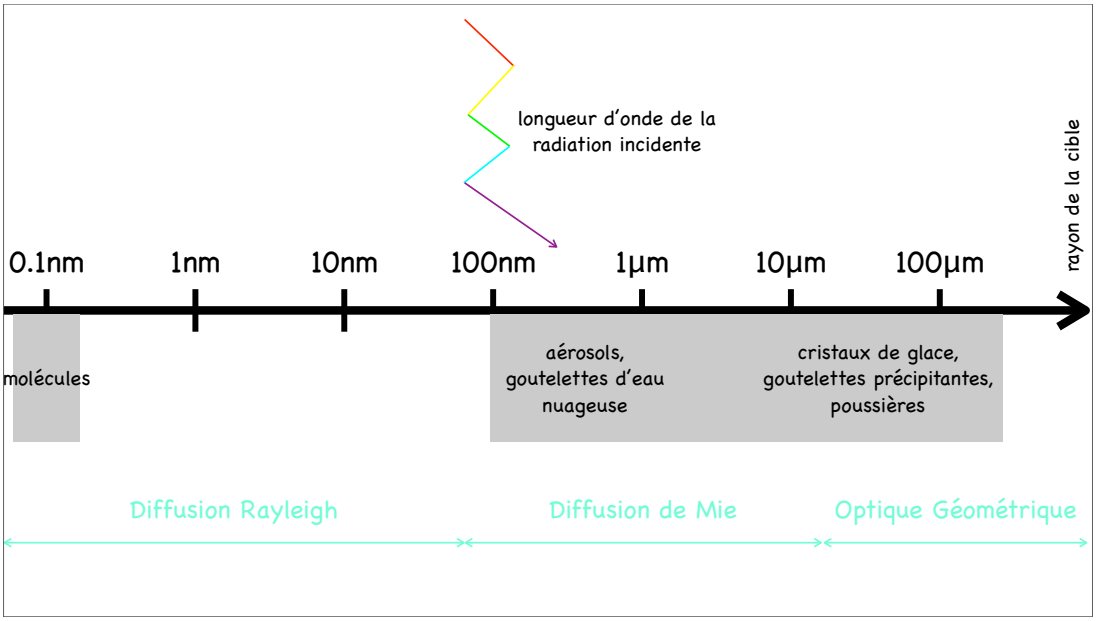


FIG. 9.1: La diffusion Rayleigh est prédominante pour les molécules et les petites particules ($< \frac{1}{10}$ de la longueur d'onde). Pour des particules de taille supérieure, la diffusion de Mie prédomine (comme pour les aérosols).

Diffusion des aérosols

Les aérosols atmosphériques ont de nombreuses sources. On y inclut les petits grains de poussières minérales remuées au niveau du sol, les particules de sel provenant de l'évaporation de gouttelettes océaniques, les bactéries, les grains de pollen, les spores, et autres particules d'origine biologique, les gouttes d'acides sulfuriques et autres polluants produits chimiquement, les particules de suies provenant des feux et des véhicules et beaucoup d'autres (ceci est une liste non exhaustive). Comme la plupart de ces particules sont produites au niveau du sol, soulevés dans l'atmosphère puis ramenées au sol par les précipitations, les aérosols tendent majoritairement à rester concentrés dans la couche basse de l'atmosphère.

La plupart des particules d'aérosols sont si faiblement absorbantes que leur contribution à l'extinction est essentiellement due à la diffusion, et non à l'absorption. En outre, la grande diversité des grains diffuseurs implique une grande diversité de rayons, les modèles théoriques sont donc peu fiables.

Diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh désigne la diffusion de la lumière par des atomes ou molécules (ceux de l'atmosphère en ce qui nous concerne) dont la taille est très inférieure à la longueur d'onde incidente. L'onde diffusée peut alors être calculée dans l'approximation dipolaire (approximation de Born en mécanique quantique).

Par exemple, pour un modèle simple comme l'hydrogène, en l'absence de radiation, le nuage électronique est centré sur le noyau. Mais en présence de radiation, le nuage électronique est déformé et son barycentre ne coïncide plus avec le noyau. Dans ces conditions, il y a apparition d'un dipôle électrique proportionnel à la distance noyau - barycentre des charges négatives. La taille de l'atome est très faible devant la longueur d'onde de la radiation si bien que les variations spatiales du champ électromagnétique peuvent être négligées à l'échelle du nuage électronique. D'autre part, le noyau étant beaucoup plus lourd que l'électron, son déplacement est négligeable devant celui de l'électron (conditions de l'approximation dipolaire).

En 1873, Lord Rayleigh montra qu'un tel dipôle électrique oscillant émet un champ électromagnétique dont la puissance est proportionnelle à l'inverse de la longueur d'onde à la puissance quatre. Ainsi, la puissance dépend fortement de la longueur d'onde incidente, le bleu est par exemple 16 fois plus diffusé que le rouge [1].

La diffusion Rayleigh est décrite par la section efficace de diffusion et l'atténuation du rayon incident, (*e.g.* dans *Classical Electrodynamics* de J. D. JACKSON,) :

$$\sigma(\lambda) \simeq \frac{2}{3\pi\lambda^4 N^2}|n-1|^2 \tag{9.5}$$

$$k_R(\lambda) = N\sigma(\lambda) \simeq \frac{2}{3\pi\lambda^4 N}|n-1|^2 \tag{9.6}$$

où σ est la section efficace de diffusion, k_R l'atténuation de l'onde incidente, λ la longueur d'onde de l'onde incidente, N le nombre de molécules par unité de volume et n l'indice de réfraction. $\sigma(\lambda)$ la section efficace des molécules en question.

L'équation (9.5) décrit aussi la diffusion incohérente par un gaz de molécules ou par une distribution aléatoire de dipôles diffuseurs. La diffusion par un fluide doit prendre en compte

[1] explication principale de la couleur bleue du ciel

les fluctuations[2] de densité du fluide diffusant. Ce développement nous conduit à la formule de d'Einstein-Smoluchowski pour le coefficient d'atténuation $k_R(\lambda)$ (Jackson 1962) :

$$k_R = \frac{1}{6\pi N}\lambda^{-4}\left|\frac{(\epsilon-1)(\epsilon+2)}{3}\right|^2 \times NkT\beta_T \tag{9.7}$$

l'indice $n = \sqrt{\epsilon}$ et $\beta_T = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T$ est la compressibilité isotherme.

On remarquera que l'équation (9.7), dans l'approximation d'un gaz parfait avec $|\epsilon - 1| \ll 1$ et $NkT\beta_T = 1$ tend vend vers l'équation Rayleigh décrite plus haut, mais qu'en l'absence de fluctuations de densité ($\beta_T = 0$, fluide incompressible) il n'y a pas de diffusion Rayleigh.

9.2.3 Absorption moléculaire

L'absorption par les molécules est parfois appelés "absorption sélective" afin de mettre l'accent sur leur concentration dans des domaines spectraux restreints.

Les absorbeurs principaux dans le domaine étudié par SNfactory sont l'ozone (bande de Chappuis de 380 à 750 nm, et bande de Hartley-Huggins responsable de la quasi totale perte de transmission en deçà de 300 nm, *cf.* figure 9.7), la vapeur d'eau présente dans l'atmosphère (plusieurs raies dans la partie rouge du spectre, voir table 9.1) bien que l'atmosphère soit particulièrement sèche au dessus du Mauna Kea, et l'oxygène (qui produit les raies Fraunhofer A et B, respectivement à 760 nm et 690 nm , très visibles dans nos données).

L'absorption des molécules d'oxygène et de la vapeur d'eau, non nulle sur des domaines limités, qui constituent l'essentiel de l'absorption tellurique seront traités plus en détails dans la section § 9.3 qui aborde plus particulièrement le sujet de la correction des raies telluriques.

9.2.4 Atténuation des nuages

Les gouttes d'eau et les cristaux de glaces dans les nuages ont également des conséquences sur la transmissions de la lumière à travers l'atmosphère. En première approximation, nous faisons l'hypothèse que la taille des constituants des nuages est suffisamment grande par rapport à la

[2] un milieu parfaitement homogène (liquide,verre,*etc*) n'engendre pas de diffusion Rayleigh. Il n'y a diffusion Rayleigh qu'en présence de fluctuations de densité

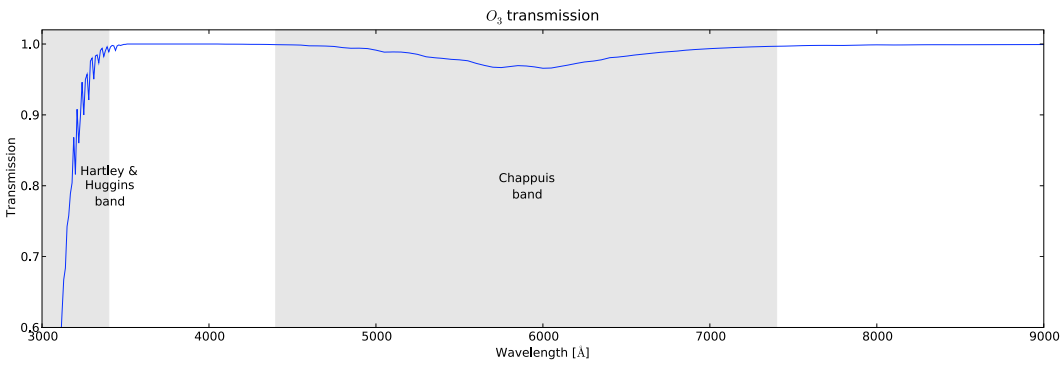


FIG. 9.2: Transmission de l'ozone dans le domaine de longueur d'onde étudié par SNfactory. L'opacité de l'ozone dans la bande de Hartley & Huggins est responsable de la perte quasi totale du flux avant 3200Å. La bande de Chappuis influence la transmission entre 4400 et 7400Å, pouvant aller jusqu'à quelques pourcent au maximum d'intensité ($\sim$ 6000Å)

longueur d'onde de la lumière incidente. Dans ce cas, le phénomène dominant est la réfraction (optique géométrique) à l'intérieur des gouttes d'eau, l'extinction est alors indépendante de la longueur d'onde. Ainsi, on dit que l'extinction des nuages est « grise ». En effet, dans le cadre de la recherche de planètes extra-solaires, (Everett and Howell 2001) ont réalisés des observations en photométrie différentielle de haute précision à travers des hauts cirrus qui tendent à confirmer que les nuage sont des absorbeurs gris. Une analyse détaillée par (Ivezic, Juric, Lupton, Tabachnik and Quinn 2007) des images répété d'un même champ SDSS montrent une faible dépendance des résidus photométriques avec la couleur, même à travers plusieurs magnitudes d'extinction par les nuages, et même lorsqu'ils comparent le flux dans les bandes u et z. Ces observations sont confirmées par nos propre données à un niveau de précision de l'ordre du pourcent (*cf.* figure 9.3).

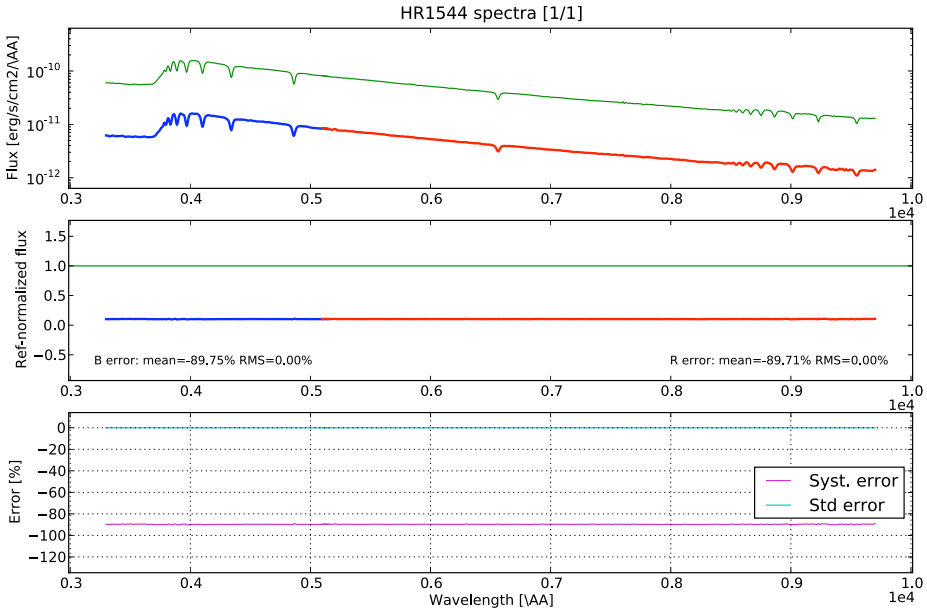


FIG. 9.3: Spectre de l'étoile standard HR1544 observé lors de la nuit nuageuse 06_274 mettant en évidence l'extinction « grise ». La mesure de l'extinction des nuages est grise au pourcent près en dehors des régions d'absorption tellurique.

9.3 Correction tellurique

La correction des raies telluriques est conceptuellement assez simple et à l'avantage de pouvoir s'effectuer à tout moment lors du processus d'étalonnage. Il est montré dans le paragraphe 9.3.1 que le continuum et la composante tellurique de l'extinction atmosphérique ont des dépendances différentes vis à vis de la masse d'air z (*cf.* équation (9.1)). Les raies n'affectant que des domaines limités du spectre[3], il est possible d'ignorer certaines bandes du spectres pour l'étude du continuum, et nous avons fait le choix de corriger les deux composantes séparément.

De même que pour le continuum de l'extinction atmosphérique, on utilise les étoiles standards observés pendant une nuit pour déterminer un spectre moyen de correction tellurique par nuit.

[3]vrai sauf pour la raie H_2O au delà de 8900Å

Dans ce chapitre, je me propose d'étudier l'approche utilisée pour déterminer cette extinction tellurique moyenne.

9.3.1 Formalisme

Si l'on ajoute la composante tellurique à l'équation (9.26) du chapitre précédent, on obtient :

$$\log \widetilde{S}_i(\lambda) = \underbrace{\log \overline{S}_i(\lambda) + \log C(\lambda) - 0.4 \times z_i \times K(\lambda)}_{\text{pseudo continuum du spectre observé}} - 0.4 \times z_i^{\rho} \times K_{\oplus}(\lambda) \tag{9.8}$$

où $\log \overline{S}_i(\lambda) + \log C(\lambda) - 0.4 \times z_i \times K(\lambda)$ se comporte comme un pseudo continuum du spectre observé car les composantes telluriques se situent dans des domaines de longueurs d'ondes très localisés.

On peut isoler le terme tellurique en divisant le spectre observé par son pseudo continuum :

$$\frac{\log \widetilde{S}_i(\lambda)}{\text{pseudo continuum}} = -0.4 \times z_i^{\rho} \times K_{\oplus}(\lambda) \tag{9.9}$$

L'équation (9.9) montre que l'amplitude des raies telluriques est proportionnelle au facteur z^{ρ} et d'autre part que l'on peut lier cette amplitude au rapport du flux de l'étoile observée sur son pseudo continuum.

9.3.2 Facteur de saturation ρ

En prenant le logarithme de l'équation (9.9), on obtient une relation linéaire qui permet d'isoler le facteur de saturation ρ :

$$\log \left(-2.5 \times \frac{\log \widetilde{S}_i(\lambda)}{\text{pseudo continuum}} \right) = \log \left(K_{\oplus}(\lambda) \right) + \rho \times \log(z_i) \tag{9.10}$$

Une absorption optiquement mince correspond à $\rho = 1$ (l'atténuation est proportionnelle à la masse d'air). En revanche, les raies telluriques saturées comme les raies Fraunhofer A et B, ont une largeur équivalente qui croît proportionnellement à la racine de la masse d'air, c'est à dire $\rho = 0.5$. Selon des observations effectuées par (Wade and Horne 1988) en 1988, pour des masses d'air allant de 1 à 2, il s'avère que la valeur de ρ pour les raies Fraunhofer est plutôt de l'ordre de 0.6.

La même approche que celle de Wade a été utilisée à partir des données de SNfactory pour déterminer la valeur du paramètre ρ. À partir de toutes les étoiles standards d'une même nuit d'observation, on procède à un ajustement linéaire du logarithme de l'aire sous une raie en fonction du logarithme de la masse d'air, selon l'équation (9.10). Le résultat obtenu confirme les chiffres de la littérature et sont mis en évidence dans la figure 9.4 pour la nuit 06_014.

Bien qu'il soit possible de faire cet ajustement pour chaque nuit d'observation, afin de rendre la chaîne de production plus robuste, il a été choisi, de fixer le coefficient ρ à 0.58 pour les raies saturées O_2 et d'imposer $\rho = 1$ pour les autres raies.

9.3.3 Mise en œuvre de la correction

Dans ce paragraphe, nous présenterons l'évolution naturelle de la réflexion sur la correction des raies telluriques au cours du temps dans la collaboration SNfactory (La première méthode datant de l'année 2006).

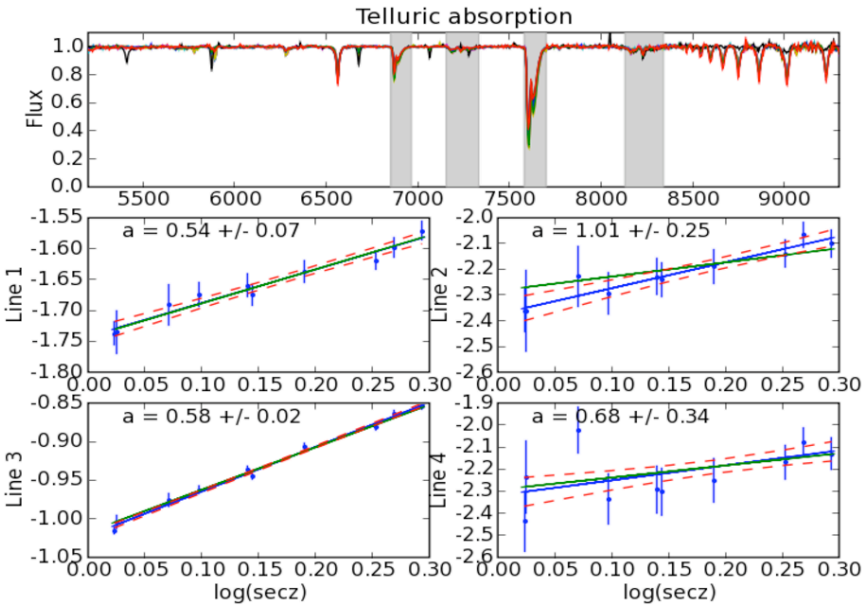


FIG. 9.4: Facteur de saturation tellurique des quatre raies principales pour la nuit 06_014. Les raies 1 et 3 (O_2) sont saturées ($\rho = 0.58$) et les raies 2 et 4 dont optiquement mince ($\rho = 1$).

Ajustement standard

Selon l'équation (9.8), l'amplitude des raies telluriques est proportionnelle à z^ρ. La première méthode utilisée pour la correction des raies tellurique consistait à utiliser toutes les observations des étoiles standards de la nuit, de les corriger du facteur de masse d'air et du facteur de saturation, puis d'utiliser chaque spectre obtenu pour estimer un modèle moyen (à masse d'air 1) de correction tellurique pour chaque nuit. Le modèle résultant de cette méthode pour la nuit 06_014 peut être vu sur la figure 9.5.

Le modèle de correction obtenu est ainsi appliqué sur les spectres de la nuit, après multiplication par le facteur de masse d'air (voir figure 9.6). On peut remarquer sur cette figure, outre le fait que les quatre raies principale sont corrigées au niveau du bruit du spectre, il y avait encore à l'époque de l'utilisation de cette méthode (mi 2006) des problèmes d'extraction particulièrement apparents au-delà de 9000Å.

Cette méthode n'est cependant efficace que sur les raies intenses et couvrant une bande de longueur d'onde étroite, c'est à dire aux quatre raies telluriques principales présentées dans le graphe 9.6. En outre, le masque optique utilisé (en 2006 et encore aujourd'hui) n'est pas assez étendu dans le rouge pour pouvoir encadrer complètement la dernière raie H_2O qui est très étendue et qui interdit d'utiliser les données au delà de 8900Å.

Modèle KPNO

Pour remédier aux limitations de la méthode précédente et en particulier traiter la raie H_2O ($9000 - 10000$Å), il a été choisi d'utiliser un patron de raies telluriques haute résolution et échantillonné à la résolution du spectrographe SNIFS. L'extinction des raies telluriques haute résolution est celle de (Wallace and Livingston 2003) du *Kitt Peak National Observatory* (*cf.* figure 9.7).

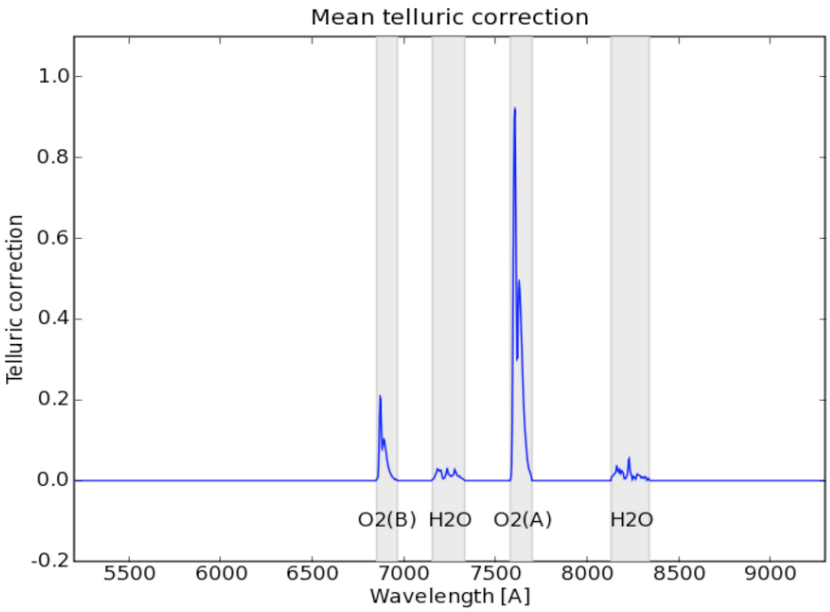


FIG. 9.5: Correction tellurique moyenne calculée pour la nuit 06_014 à partir de la méthode d'ajustement des spectres d'étoiles standards de la nuit (*cf.* figure 9.4).

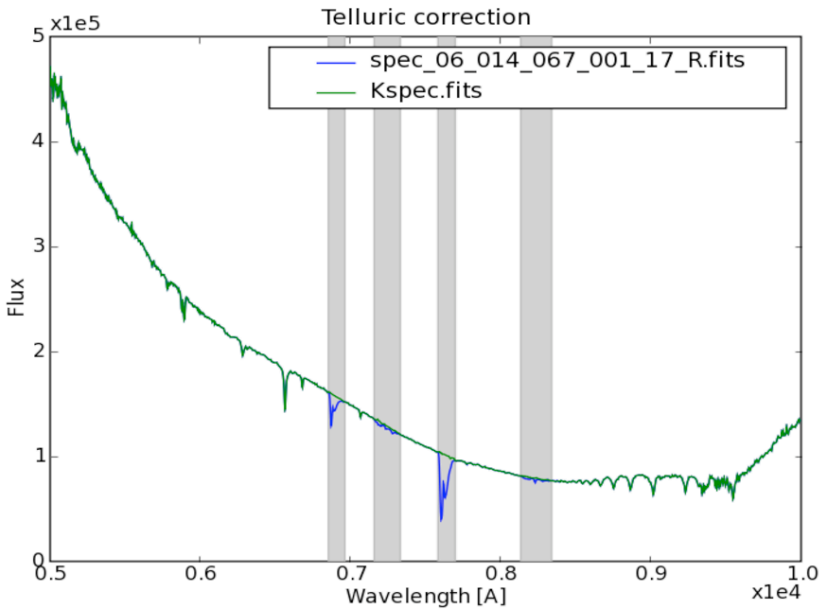


FIG. 9.6: Spectre d'une étoile standard de la nuit 06_014 corrigé des raies telluriques principales (les plus intenses).

Une fois le spectre *KPNO* ramené à la résolution et à l'échantillonnage SNIFS, on le sépare

en trois composantes distinctes :

$$K_{\mathrm{KPNO}}(\lambda) = K_{\mathrm{O_2}}(\lambda) + K_{\mathrm{H_2O\ weak}}(\lambda) + K_{\mathrm{H_2O\ strong}}(\lambda) \tag{9.11}$$

Une extinction qui contient les raies saturées (essentiellement O_2), une extinction qui contient l'ensemble des raies non saturées et enfin une extinction ne contenant que la dernière raie $H_2O(8916 - 9929$ Å) que l'on souhaite traiter séparément pour des raisons pratiques évoquées dans la méthode précédente.

Pour chacun de ces spectres, on ajuste l'intensité sur chacune des étoiles de la nuit. On fait ensuite la moyenne des intensités par spectres pour obtenir une correction tellurique moyenne de la nuit (voir figure 9.8).

Si l'on répète cette méthode pour chaque nuit d'observation, dans la mesure où il y a suffisamment d'étoiles standards, il est possible de faire une moyenne des intensités telluriques ajustées sur l'ensemble des nuits (*cf.* figure 9.9).

On remarque ainsi que l'intensité des raies n'est pas fixe dans les différentes nuits photométriques. En revanche, il est intéressant de noter que la fluctuation des intensités pour les

TAB. 9.1: Principaux domaines de longueur d'onde de l'absorption moléculaire dans l'atmosphère déterminés à partir des observations faites au Keat Peak National Observatory (AZ) par (Wallace and Livingston 2003).

dénomination	début du domaine [Å]	fin du domaine [Å]
H_2O	5880.5	5959.6
O_2	6270.2	6331.7
H_2O	6466.5	6522.2
O_2	6862.1	6964.6
H_2O	6979.3	7067.2
H_2O	7143.3	7398.2
O_2	7585.8	7703.0
H_2O	7887.6	8045.8
H_2O	8083.9	8420.8
H_2O	8916.0	9929.8

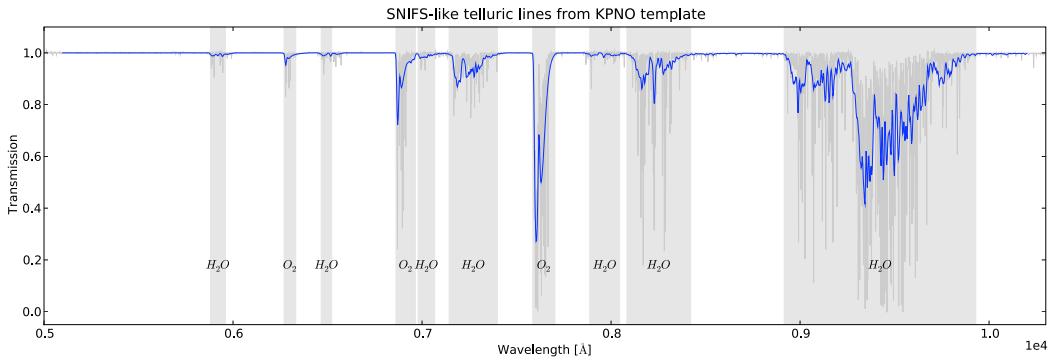


FIG. 9.7: Principales raies telluriques (voir table 9.1) à la résolution SNIFS (en bleu) obtenues à partir du spectre haute résolution (en gris) observé au Keat Peak National Observatory (AZ) (Wallace and Livingston 2003).

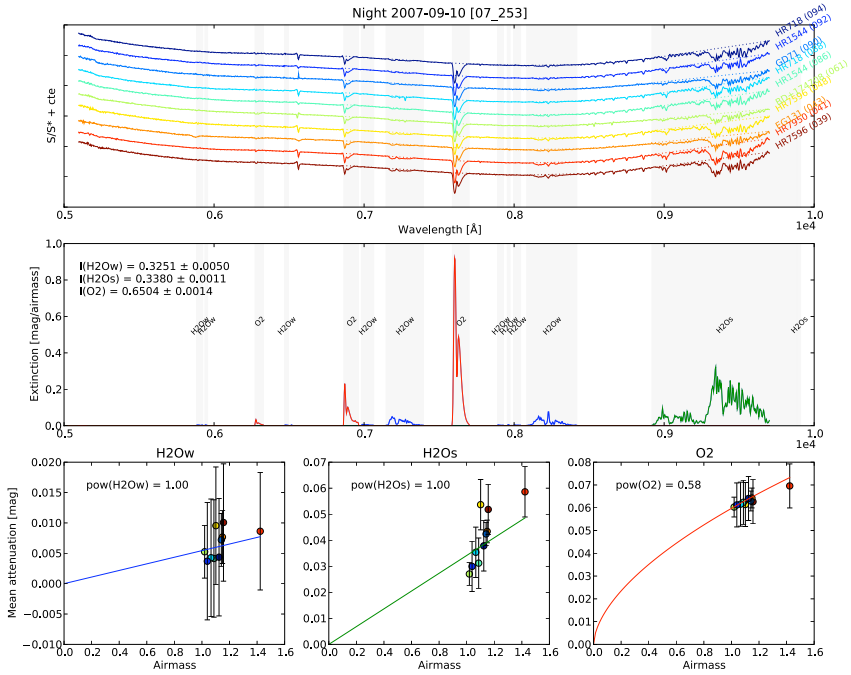


FIG. 9.8: Ajustement des spectres telluriques KPNO pour la nuit 07_253.

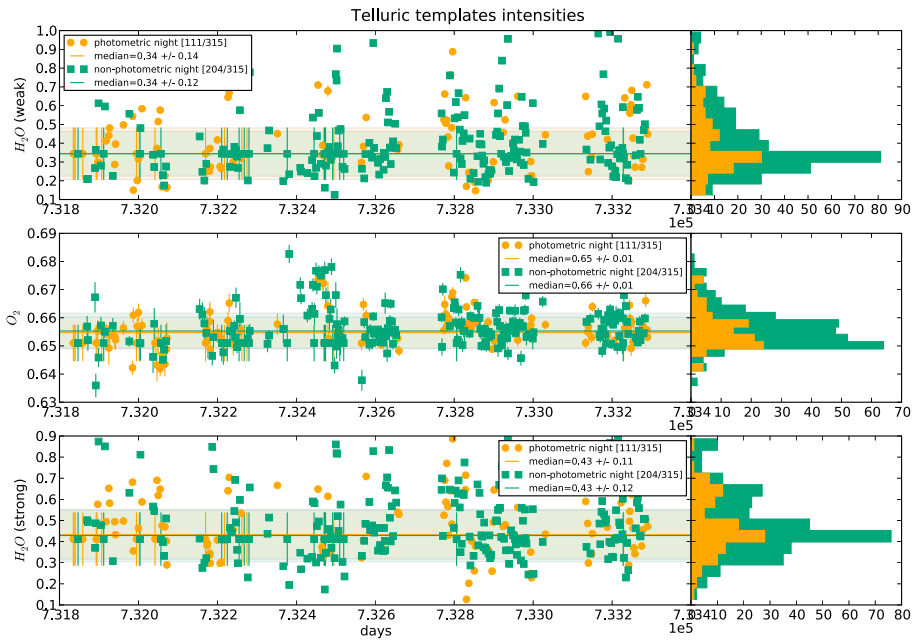


FIG. 9.9: Intensité moyenne des raies telluriques entre 2005 et 2008.

raies saturés (O_2) est beaucoup plus petite que pour les raies non saturées (H_2O). En effet, si il y a saturation, comme pour les raies d'oxygène on est moins sensible aux petites variations de

la quantité d'O_2. En outre, la quantité d'O_2 varie beaucoup moins que celle de H_2O dans une couche d'atmosphère donnée. En ce qui concerne le cas particulier de la dernière raie H_2O, tant que le masque optique ne sera pas prolongé (ce qui sera effectué dans une production ultérieure) il sera difficile de définir correctement le continuum sous la raie, et donc l'ajustement n'aura pas la précision espérée.

En attendant l'extension du masque optique, qui permettrait d'inclure correctement la dernière raie de H_2O, et ainsi d'avoir une correction tellurique complète sur l'ensemble du domaine spectral, le traitement actuel des raies telluriques permet de réduire de manière acceptable les raies non désirées au niveau du bruit statistique du spectre. La précision actuelle de la correction est de l'ordre du bruit des spectres et donc suffisante pour l'analyse spectrale, notamment pour les différentes études sur les indicateurs spectraux (*cf.* § 13).

9.4 Paramétrisation des données

9.4.1 Diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh affectant fortement les faibles longueurs d'ondes, une évaluation précise est nécessaire si l'on souhaite corriger des observations au sol des effets atmosphérique entre 3000 et 5000Å. Je me propose de résumer dans ce paragraphe la méthode semi-empirique utilisée pour déterminer la composante Rayleigh de l'extinction atmosphérique au cours des observations effectuées par SNfactory.

La profondeur optique Rayleigh $\tau(\lambda, h_0)$ à l'altitude h_0 est définit comme :

$$\tau(\lambda, h_0) = \int_{h_0}^{\infty} \sigma(\lambda) N(h) \mathrm{d}h, \tag{9.12}$$

où $N(h)$ est la densité moléculaire à l'altitude h et $\sigma(\lambda)$ la section efficace des molécules en question.

Pour faire l'intégration sur la colonne d'air, on utilise l'équation des gaz parfait :

$$\int_{h_0}^{\infty} N(h) dh = N_s \frac{T_s}{P_s} \int_{h_0}^{\infty} \frac{P(h)}{T(h)} \mathrm{d}h, \tag{9.13}$$

où $P(h)$ et $T(h)$ représentent la pression et la température à l'altitude h, et N_s, T_s et P_s sont les valeurs correspondantes pour les conditions atmosphériques standards.

Ainsi, selon la loi de Pascal[4], la densité de colonne pour une certaine composition à une pression de surface donnée est :

$$\int_{h_0}^{\infty} N(h) dh = \int_{P_{surf}}^{\infty} \frac{-\mathrm{d}P}{M_a g(h)} = \frac{P_{surf}}{M_a \overline{g}(h_0)}, \tag{9.14}$$

où M_a est la masse moléculaire de l'air et $\overline{g}$ une accélération de la gravité équivalente pour une altitude h_0 qui tient compte de la décroissance de g avec l'altitude. L'intégration numérique à l'aide de profils typiques d'atmosphères donne selon Bucholtz (1995) :

$$\frac{\overline{g}(h_0)}{g(h_0)} = 1 - 23 \times 10^{-4} \pm 10^{-4}. \tag{9.15}$$

[4] $P = Mgh$

En tenant compte de la vapeur d'eau, selon (Bréon 1998), la profondeur optique Rayleigh τ à une altitude h_0 est donnée par l'intégrale :

$$\tau(\lambda, h_0) = \int_{h_0}^{\infty} [\sigma_{da}(\lambda)N_{da}(h) + \sigma_{wv}(\lambda)N_{wv}(h)]\,\mathrm{d}h \tag{9.16}$$

$$= \sigma_{da}(\lambda)N_{da}^{col} + \sigma_{wv}(\lambda)N_{wv}^{col}, \tag{9.17}$$

où les indices da et wv tiennent place pour l'air sec (*dry air*) et la vapeur d'eau (*water vapor*), et N^{col} est la densité de colonne.

De la même manière, on obtient la relation pour la pression de surface suivante[5] :

$$P_{surf} = (N_{da}^{col}M_{da} + N_{wv}^{col}M_{wv})\overline{g}(h_0). \tag{9.18}$$

Dans l'équation (9.18), l'accélération de la gravité $\overline{g}(h_0)$ est utilisée pour l'air sec et la vapeur d'eau. Cela reste une approximation étant donnée que la vapeur d'eau est principalement localisée dans les couches basses de l'atmosphère. Cependant, cela ne reste qu'une approximation de second ordre en ce qui concerne la concentration en vapeur d'eau. À partir des équations (9.16) et (9.18), on obtient (à une bonne approximation) :

$$\tau(\lambda, h_0) = \frac{\sigma_{da}(\lambda)P_{surf}}{\overline{g}(h_0)M_{da}}\left[1 - N_{wv}^{col}M_{wv}\frac{\overline{g}(h_0)}{P_{surf}} \times \left(1 - \frac{\sigma_{wv}M_{da}}{\sigma_{da}M_{wv}}\right)\right] \tag{9.19}$$

Selon les valeurs trouvé dans la littérature (Sissenwine, Dubin and Wexler 1962), le rapport M_{da}/M_{wv} vaut 1.6078. Selon les valeurs de l'indice de réfraction (Edlén 1966), le rapport σ_{wv}/σ_{da} varie entre 0.76 et 0.74 dans un domaine de longueur d'onde allant de 0.4 à 0.8μm . Pour une pression de surface donnée, l'épaisseur optique Rayleigh augmente avec la concentration de vapeur d'eau. D'une atmosphère sèche ($0.5g.cm^{-2}$) à une atmosphère passablement humide ($5g.cm^{-2}$), le facteur de correction de l'équation (9.19) varie entre 10^{-4} et 10^{-3} ce qui est négligeable par rapport au niveau de précision requit dans cette étude. En tenant compte de cette approximation, l'atténuation Rayleigh peut donc s'écrire :

$$k_R(\lambda, P_{surf}, h_0) = \frac{2.5}{\log(10)}\frac{\sigma_{da}(\lambda)P_{surf}}{\overline{g}(h_0)M_{da}} \tag{9.20}$$

$$= 1.086 \times \frac{\sigma_{da}(\lambda)P_{surf}}{\overline{g}(h_0)M_{da}} \tag{9.21}$$

Dans (Bucholtz 1995) on exprime la section efficace totale de la diffusion Rayleigh de la manière suivante :

$$\sigma(\lambda) = \frac{24\pi^3\left(n_s^2 - 1\right)^2}{\lambda^4 N_s^2\left(n_s^2 + 2\right)^2}\left(\frac{6 + 3\rho_n}{6 - 7\rho_n}\right), \tag{9.22}$$

où n_s est l'indice de refraction de l'air en conditions standards à la longueur d'onde λ, N_s est la densité en conditions standards et ρ_n est le facteur de dépolarisation (terme qui compte pour l'anisotropie des molécules d'air et qui dépend de la longueur d'onde). L'air standard est défini comme 'air sec' contenant 0.03% de CO_2 par unité de volume à une pression standard de 760 mm de mercure et à une température standard de 15 ˚C (*cf.* (Penndorf 1957)). L'unité de la section efficace σ est typiquement donné en cm^2.

[5] Si la répartition dans l'atmosphère de l'eau suit celle de l'air

De l'équation (9.22), Sissenwine et al. (1962) et Bucholtz (1995) ont établit une liste de valeur pour la section efficace de la diffusion Rayleigh pour un domaine de longueur d'onde allant de $0.2\mu m$ à $1\mu m$. À partir de ces données, il a pu procéder à un ajustement des moindres carré qui lui a permis de déduire un modèle analytique de la section efficace :

$$\sigma = A\lambda^{-(B+C\lambda+D/\lambda)}, \tag{9.23}$$

où λ est la longueur d'onde en micromètres ; les constantes pour le domaine de longueur d'onde $0.2 - 0.5\mu$m et pour des longueurs d'onde supérieures à 0.5μm sont exposées dans la table 9.4.1.

D'autres évaluations numériques de la diffusion Rayleigh, notamment (Hansen and Travis 1974) et (Hayes and Latham 1975) dont les résultats sont très proches des précédents peuvent être vu sur la figure 9.10. On choisit la méthode exposé par Bucholtz car c'est celle qui est la plus précise. On remarque que cette méthode donne un résultat très similaire exposé par Hansen et Travis en 1974 et de la forme analytique $\lambda^{-4+\epsilon}$ que l'on retrouve souvent dans la littérature.

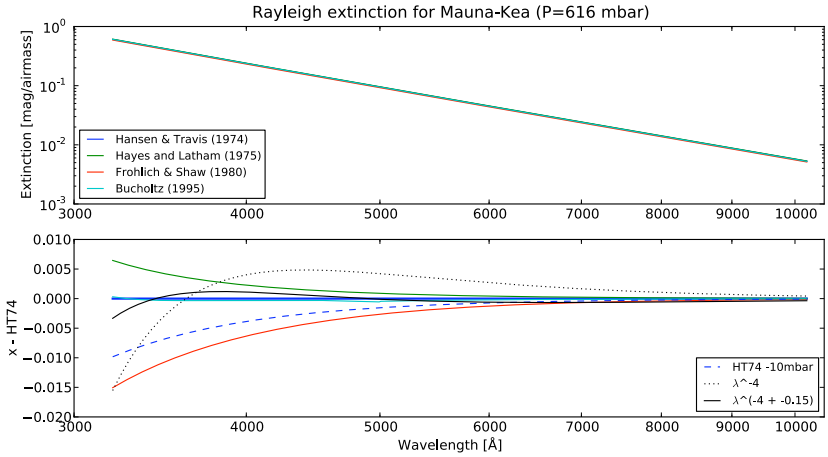


FIG. 9.10: Comparaisons de trois méthodes de calcul de l'atténuation Rayleigh par (Hansen and Travis 1974) (bleu), (Hayes and Latham 1975) (vert) et (Bucholtz 1995) (rouge).

On vient donc de montrer dans cette section que d'après les équations (9.21) et (9.23) l'atténuation Rayleigh à une altitude h_0 et à une longueur d'onde donnée ne dépend que de la pression de surface.

9.4.2 Diffusion des aérosols

À cause de leur diversité les particules d'aérosols ont une variété de taille importante. Cependant, les plus importantes dans le domaine étudié ($3000 - 10000$ Å) sont de taille comparable à la longueur d'onde diffusée. Ainsi, les plus petites particules diffusent mieux lorsque la longueur d'onde décroît. Selon (Young 1989), et en accord avec la théorie de Mie, la chromaticité de la diffusion des aérosols est inversement proportionnelle à la longueur d'onde.

Au début des années 1940, (Wempe 1947) fait une série de 45 mesures d'extinction atmosphérique en Europe centrale pour un domaine de longueur d'onde allant de 3800 à 6500 Å. À partir de ces mesure et de l'équation introduite par (Ångström 1929), il détermine un loi empirique d'extinction pour les aérosols qui prends la forme :

$$k_A(\lambda) = 2.5 \log \left(\exp^{K\lambda^{-\text{å}}} \right) \tag{9.24}$$

où K est une constante et å l'exposant d'Ångström.

L'exposant d'Ångström est inversement proportionnel à la taille des particules diffusantes. Selon (Reimann, Ossenkopf and Beyersdorfer 1992), la valeur de l'exposant varie ainsi entre 4 et -2 pour les observations astronomiques et selon la nature des aérosols en question. On ajustera ultérieurement les paramètres K et å pour la composante aérosol de l'extinction atmosphérique.

9.4.3 Absorption de l'ozone

La paramétrisation de l'absorption de l'ozone est assez simple puisque l'on utilise un patron commun de la transmission de l'ozone (*cf.* figure 9.2) pour les bandes Hartley & Huggins et Chappuis dont on ajustera simplement l'intensité :

$$k_O(\lambda) = I \times P_{O_3}(\lambda) \tag{9.25}$$

où $P_{O_3}(\lambda)$ représente le patron de l'ozone.

9.5 Approche multi-standard

Dans l'approche multi-standard, on utilise le modèle physique de l'extinction $K(\lambda) = k_R(\lambda) + k_A(\lambda) + k_O(\lambda)$, où $k_R(\lambda), k_A(\lambda)$ et $k_O(\lambda)$ représente les paramétrisations respectives détaillées dans les sections précédentes pour les extinctions Rayleigh, des aérosols et de l'ozone. Ainsi les paramètres à ajuster pour l'extinction sont å et K pour les aérosols et I pour l'ozone ($k_A(\lambda)$ dépendant uniquement de la pression de surface P_{surf}).

9.5.1 Traitement photométrique

L'approche multistandards en utilisant de l'ensemble des étoiles standards durant une nuit détermine simultanément l'extinction atmosphérique et la solution en flux de cette même nuit. Pour chaque étoile de la nuit, et à toute les longueurs d'onde, le rapport du flux de l'étoile observée sur son flux de référence peut être exprimé comme une fonction linéaire de la masse d'air où la solution en flux est l'ordonnée à l'origine, et le continuum de l'extinction est le coefficient directeur. Le principe peut se résumer à partir de l'équation suivante :

$$\log\left(\frac{\widehat{S}_i(\lambda)}{\overline{S}_i(\lambda)}\right) = \log C(\lambda) - 0.4 \times z_i \times K(\lambda), \text{ pour } i = 1...N \tag{9.26}$$

avec N le nombre d'étoile standards observées durant la nuit, $S_i(\lambda)$, le flux de l'étoile i, $C(\lambda)$ la solution en flux pour cette étoile, z_i la masse d'air au moment de la prise de données et $K(\lambda)$ le continuum de l'extinction. Pour résoudre les problèmes numériques, dans la première partie de l'analyse, le calcul de la solution en flux se fait à basse résolution spectrale (méta-tranches de longueur d'onde). Une fois le modèle d'extinction établie, on recalcule une solution en flux à haute résolution (sur l'ensemble du domaine spectral) à l'aide de ce modèle d'extinction et de l'ensemble des étoiles standards de la nuit.

Dans le cas ou la nuit est considérée comme photométrique (voir chapitre 8), le problème posé par l'équation (9.26) est non dégénéré, il est donc possible de résoudre le système de façon unique en minimisant le χ^2 suivant :

$$^{[p]}\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{std}} \frac{1}{\sigma_i^2}\left(\log C(\lambda) - 0.4 \times z_i \times K(\lambda) - \frac{\widehat{S}_i(\lambda)}{\overline{S}_i(\lambda)}\right)^2 \tag{9.27}$$

La minimisation est effectué simultanément sur l'ensemble des N étoiles standards de la nuit et à toutes les longueurs d'onde. On obtient alors une extinction atmosphérique à haute résolution (*cf.* figure 9.11) et une solution en flux « exacte » à basse résolution. La solution en flux à haute résolution (*cf.* figure 9.12) est ensuite recalculée à l'aide du modèle d'extinction et des des étoiles standards de la nuit.

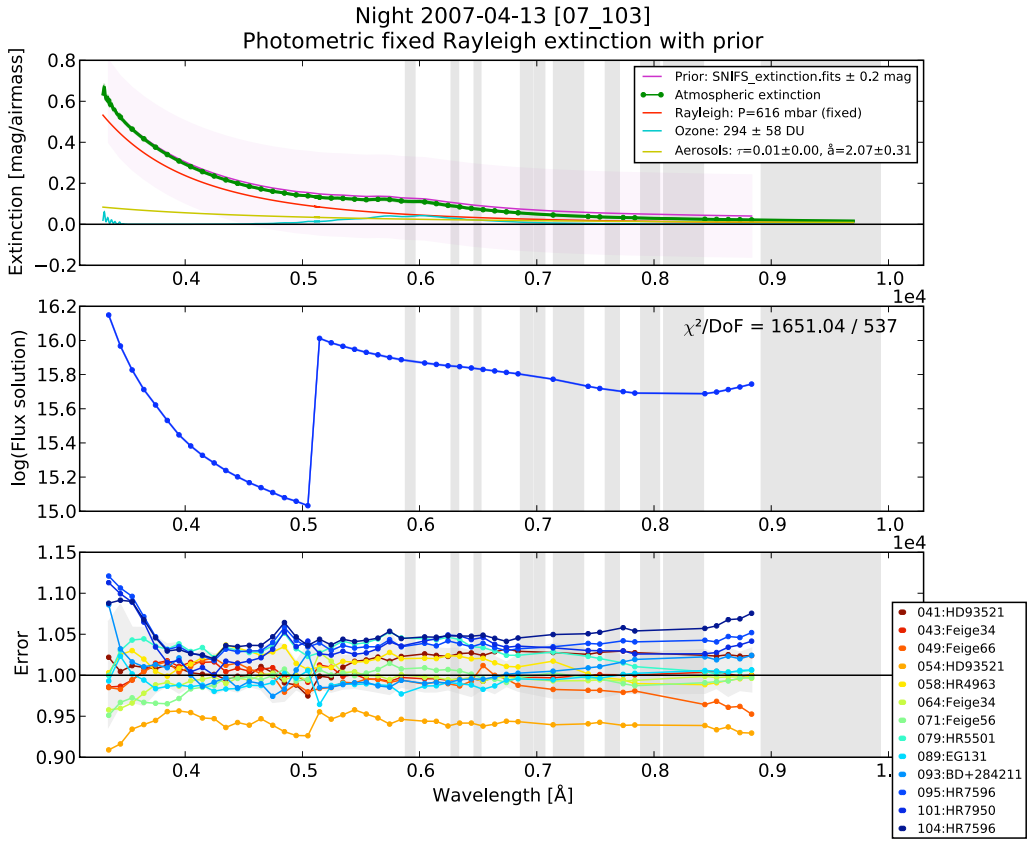


FIG. 9.11: Estimation multi-standard de la solution en flux et de l'extinction atmosphérique pour la nuit 07_103 dans la cas d'un traitement photométrique. Haut : continuum de l'extinction atmosphérique et ces différentes contributions physiques (Rayleigh en rouge, aérosols en jaune et ozone en bleu). Milieu : estimation de la solution en flux à faible résolution. Bas : erreur des différentes étoiles de la nuit vis à vis de l'estimation de la solution en flux. La minimisation est effectuée en supposant la nuit stable dans le temps, c'est à dire qu'on introduit aucun facteur d'atténuation $\widetilde{\alpha}$.

D'un point de vue observationnel, plus le nombre d'étoiles standards observées pendant la nuit sera grand, plus les contraintes sur les paramètres de l'extinction seront fortes[6]. De la même manière, plus la distribution des étoiles, en masse d'air sera importante, plus le bras de levier sera fort. Enfin, nous ajoutons des « priors » sur l'extinction $K(\lambda)$, l'intensité de l'ozone et les paramètres d'atténuation grise $\widetilde{\alpha}_i$ pour s'assurer que la solution ne diverge pas :

- extinction atmosphérique : $< K > \pm 0.2$ mag/airmass
- atténuation grise : $\widetilde{\alpha} \pm 50\%$
- intensité de l'ozone : 265 ± 100 dobsons

[6]En théorie il suffit de deux étoiles pour résoudre le problème

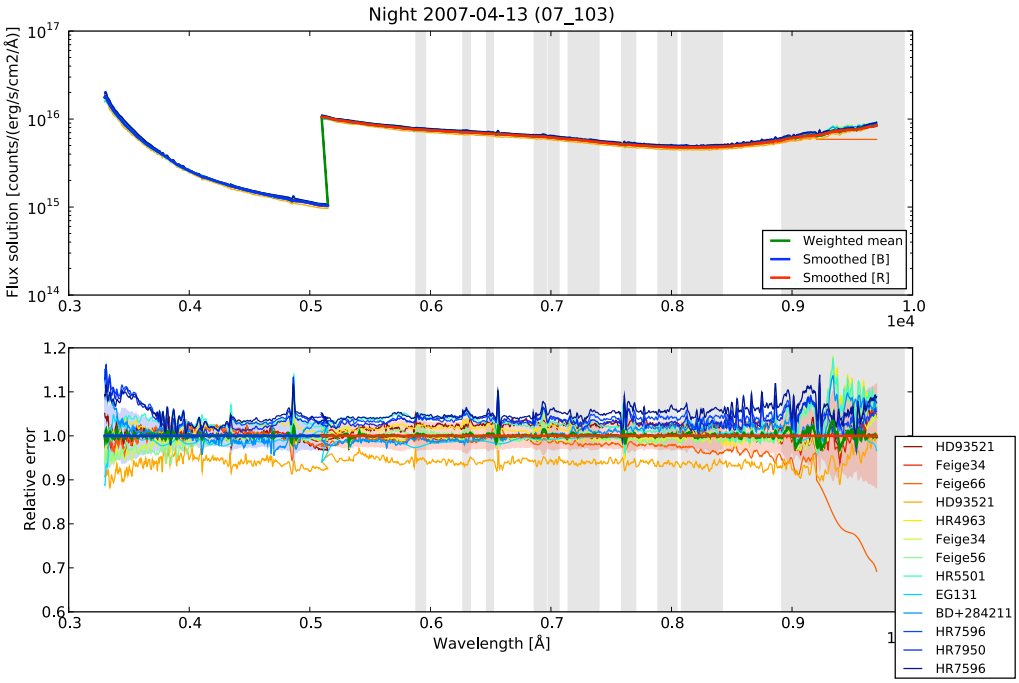


FIG. 9.12: Solution en flux à haute résolution dans le cadre d'un traitement photométrique de la nuit 07_103. La dispersion de l'erreur relative vient du fait que l'on n'applique pas de correction d'atténuation grise alors que la nuit est vraisemblablement non-photométrique.

9.5.2 Traitement non-photométrique

Dans le cas où la nuit n'est pas photométrique, on choisit d'introduire un facteur supplémentaire qui tient compte des fluctuations de l'extinction atmosphérique. Dans l'hypothèse grise discutée dans la section § 7.4.2 ce facteur $\widetilde{\alpha}$ est indépendant de la longueur d'onde. Ainsi, l'équation (9.26) devient pour les nuits non-photométriques :

$$\log\left(\frac{\widehat{S}_i(\lambda)}{\overline{S}_i(\lambda)}\right) = \log\left(\widetilde{\alpha_i}\right) + \log C(\lambda) - 0.4 \times z_i \times K(\lambda) \tag{9.28}$$

Dans ces conditions, le problème est dégénéré entre les paramètres $C(\lambda)$ et $\widetilde{\alpha}$. Pour y remédier, on impose arbitrairement la moyenne des $\widetilde{\alpha}$ à l'aide d'un terme complémentaire dans le χ^2 ($\sum_{i=1}^{N_{std}} \log\left(\widetilde{\alpha}_i\right)^2$) qui permettra d'assurer la convergence. Le χ^2 en nuit non-photométrique devient ainsi :

$$^{[n]}\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{std}} \frac{1}{\sigma_i^2}\left(\log\left(\widetilde{\alpha}_i \times C(\lambda)\right) - 0.4 \times z_i \times K(\lambda) - \frac{\widehat{S}_i(\lambda)}{\overline{S}_i(\lambda)}\right)^2 + \delta \times \sum_{i=1}^{N_{std}} \log\left(\widetilde{\alpha}_i\right)^2 \tag{9.29}$$

où δ est un hyper-paramètre, et où le deuxième membre de l'équation de minimisation est une contrainte arbitraire qui lève la dégénérescence entre $\widetilde{\alpha}$ et C. La moyenne réelle des $\widetilde{\alpha}$ sera déterminée ultérieurement dans le processus d'étalonnage à l'aide des rapports photométriques (*cf.* § 7.4.1).

Ainsi, pour des nuits non-photométrique l'estimation de la solution en flux est obtenue en résolvant l'équation (9.29). Cette solution n'est pas une solution absolue et sera corrigée plus tard à l'aide des mesures photométriques du multi-filtre.

Le résultat du traitement non-photométrique de la même nuit (07_103) que celle utilisée pour le traitement photométrique est présenté sur la figure 9.13 pour l'extinction atmosphérique et sur la figure 9.14 pour l'étalonnage en flux recalculé à haute résolution. On remarque ainsi que lors du traitement non-photométrique de la nuit, l'effet du paramètre d'atténuation sur chaque étoile tend à diminuer les erreurs. La valeur des corrections non-photométrique $\widetilde{\alpha}$ peuvent être analysés sur la figure 9.15 en fonction de la masse d'air, et sur la figure 9.16 en fonction du temps.

Enfin, un exemple de matrices de corrélation de l'ajustement multi-standard en nuits photométriques (08_267) et non-photométrique (07_253) est présenté sur la figure 9.17. On remarque, comme on s'y attendait pour les nuits non-photométrique, à une forte corrélation entre la solution en flux dans les méta-tranches et l'atténuation grise pour chaque étoile.

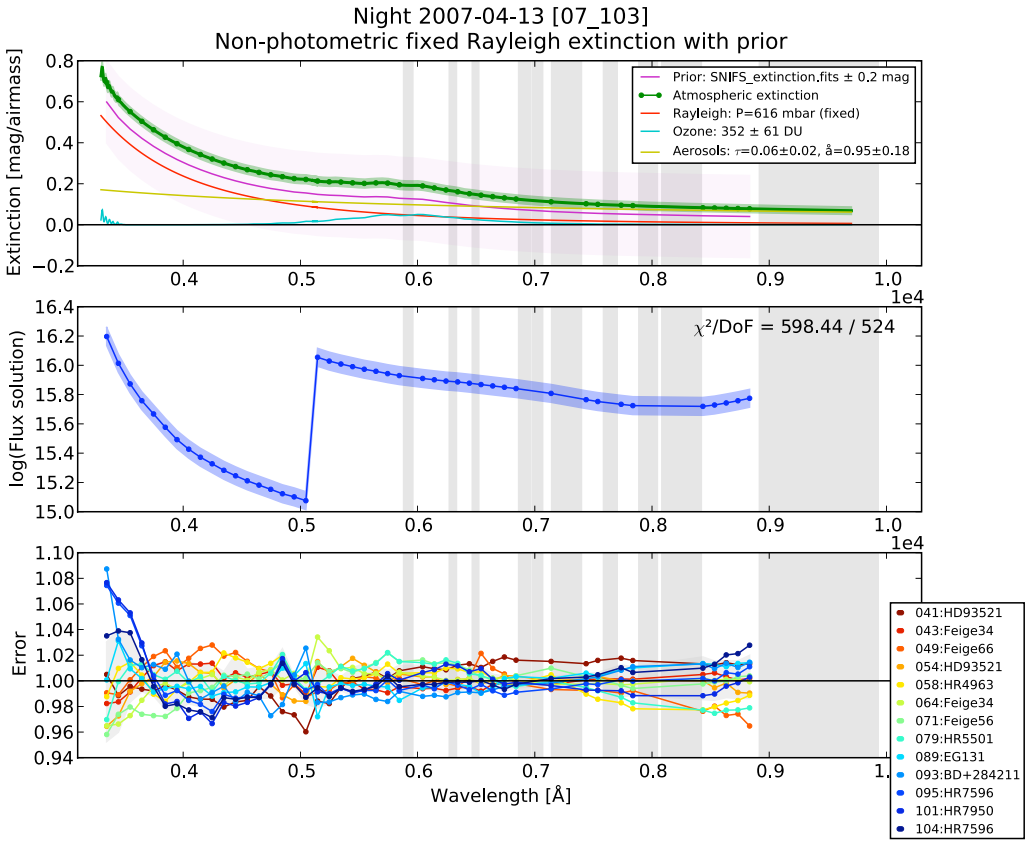


FIG. 9.13: Même chose que pour la figure 9.11 dans le cas d'un traitement non-photométrique de la nuit 07_103. On introduit ici un facteur d'atténuation $\widetilde{\alpha}$ par étoile qui permet de réduire la dispersion des erreurs à une valeur $< \pm 1\%$. La solution en flux est calculée ici à basse résolution (méta-tranches de longueur d'onde).

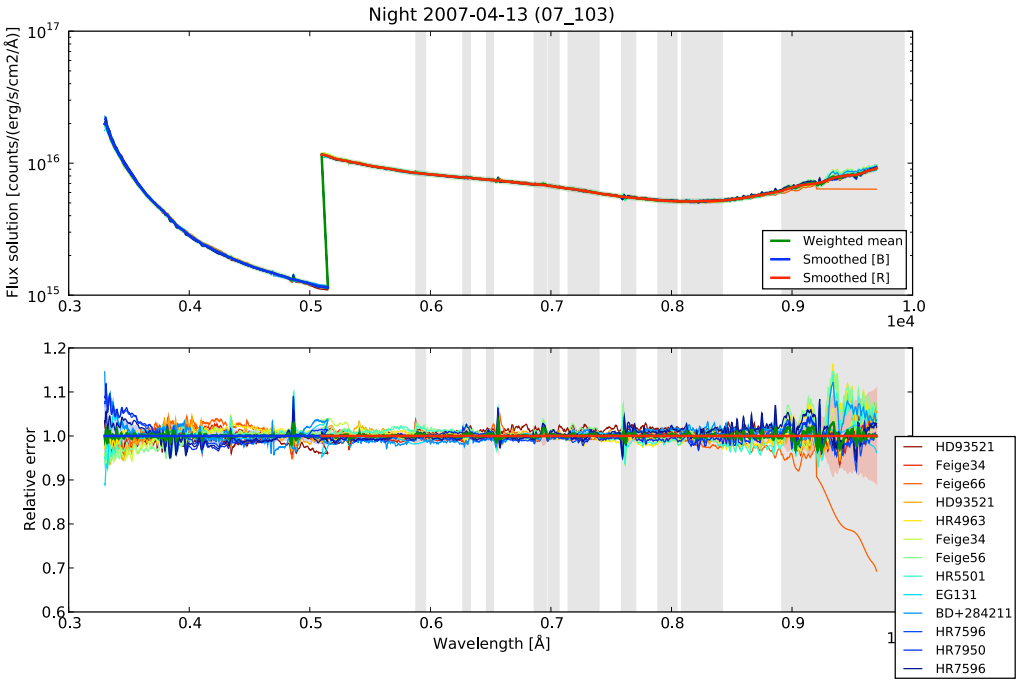


FIG. 9.14: Même chose que pour la figure 9.12 dans le cas d'un traitement non-photométrique de la nuit 07_103. Il est important de noter que la dispersion de l'erreur relative est bien réduite dans ce cas. La solution en flux est ici traité sans perte de résolution.

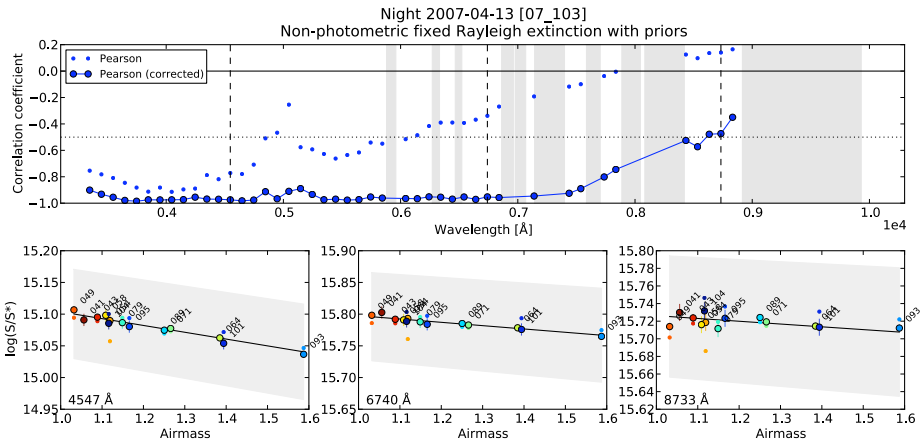


FIG. 9.15: Haut : chromaticité du coefficient de corrélation de Pearson entre les paramètres. Le coefficient de corrélation s'éloigne de -1 au fur et à mesure que l'extinction (la pente) devient faible. Bas : évolution en longueur d'onde du rapport du flux de l'étoile observée sur son flux de référence en fonction de la masse d'air pour la nuit 07_103. Chaque point correspondant à une étoile distincte est corrigé d'un facteur gris, $\widetilde{\alpha}$.

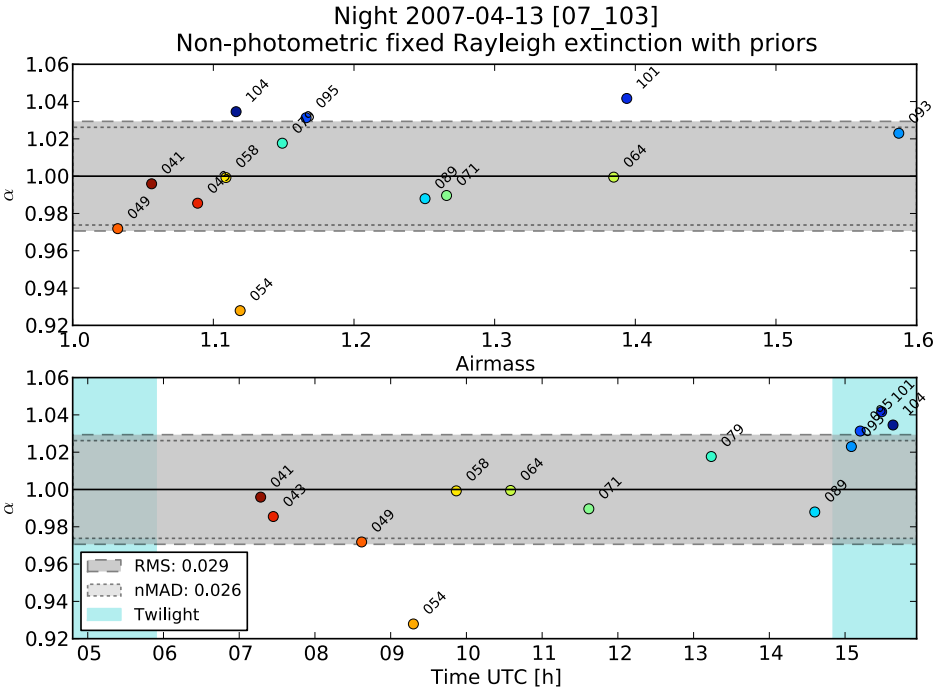
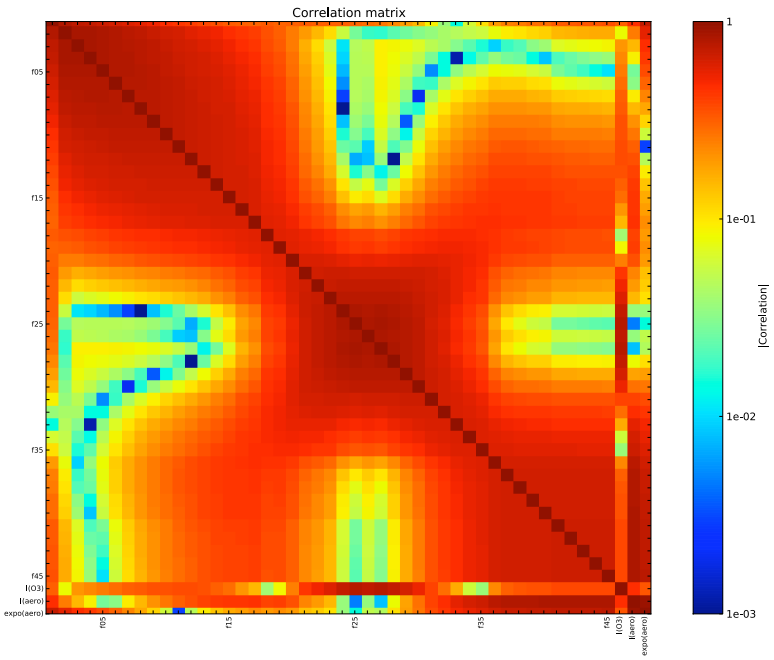


FIG. 9.16: Facteurs d'extinction grise $\widetilde{\alpha}$ en fonction du temps et de la masse d'air pour la nuit 07_103.

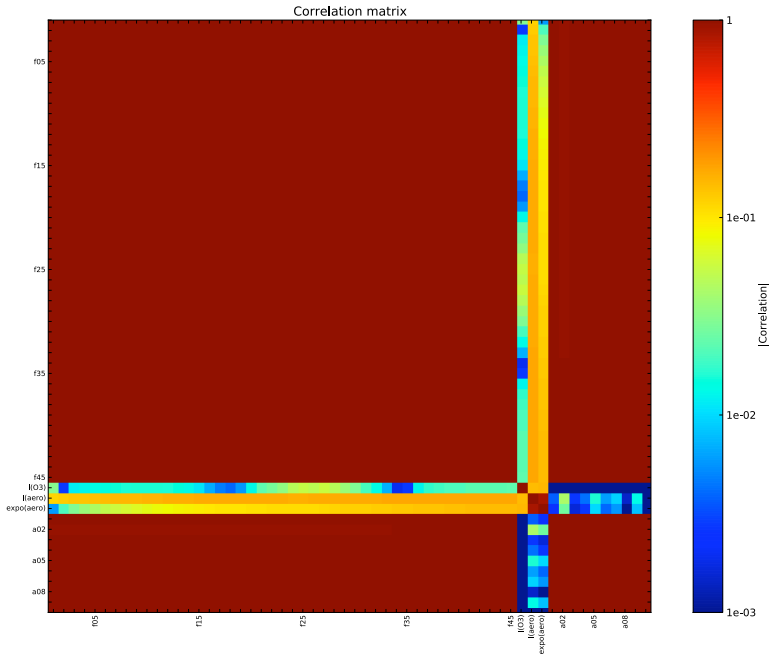
9.6 Conclusion

À partir de l'observation de plusieurs étoiles standards dans une même nuit et d'un modèle physique de l'extinction atmosphérique, nous avons montré qu'il est possible d'établir une courbe d'extinction atmosphérique et une solution en flux ajustées simultanément par nuit .

Enfin, la notion de photométricité a été intégrée à l'ajustement de l'extinction de manière à tenir compte de l'atténuation grise. Ainsi tout les cas de figures sont pris en compte dans la mesure ou il y a suffisamment d'étoiles standards observées pendant la nuit.



(a) nuit photométrique (08_267)



(b) nuit non-photométrique (07_253)

FIG. 9.17: Matrice de corrélation des paramètres de l'ajustement multi-standard pour les nuits (a) 08_267 (photométrique) et (b) 07_253 (non-photométrique). Chaque axe représente l'ensemble des paramètres : solution en flux basse résolution dans chaque méta-tranche de longueur d'onde (f), intensité de l'ozone ($I(O_3)$), intensité et puissance des aérosols ($I(aero)$, $expo(aero)$) et le facteur d'atténuation pour chaque étoile de la nuit (a) dans le cas non-photométrique.

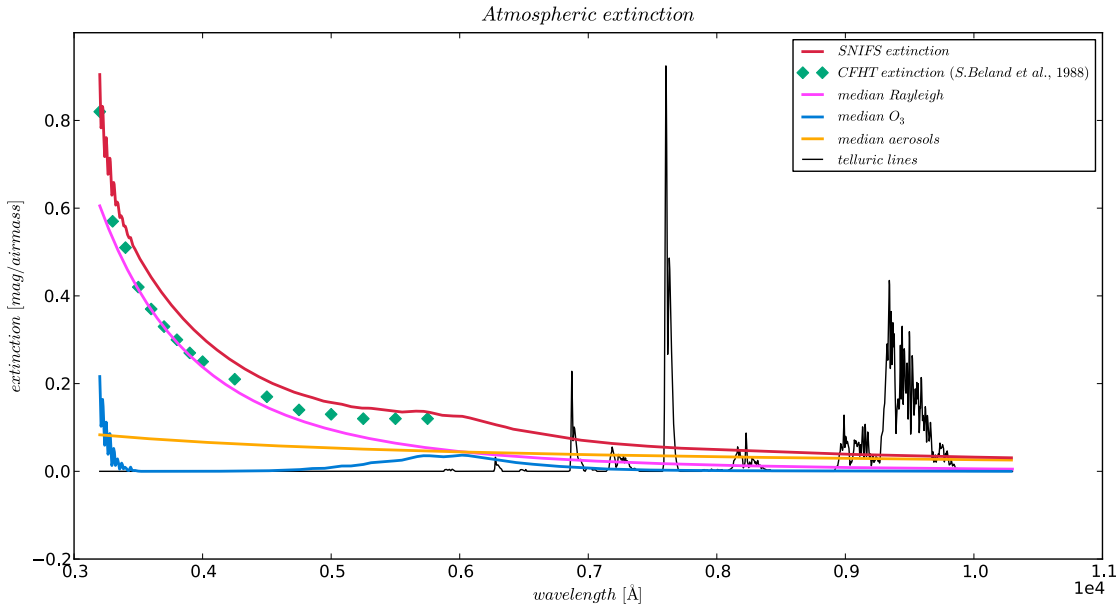


FIG. 9.18: Extinction atmosphérique moyenne SNIFS et ses différentes composantes. Les losanges bleus représentent la valeur de l'extinction atmosphérique publiée en 1988 dans le bulletin du CHFT (numéro 19).

TAB. 9.2: Constantes utilisées dans les formules analytiques de la section efficace de la diffusion Rayleigh.

	λ	
coefficients	$0.2 - 0.5\mu$m	$> 0.5\mu$m
A	3.01577×10^{-28}	4.01061×10^{-28}
B	3.55212	3.99668
C	1.35579	1.10298×10^{-3}
D	0.11563	2.71393×10^{-2}

Chapitre 10

Mise en œuvre de la chaîne d'étalonnage

10.1 Introduction

Trois étapes distinctes sont établies dans le processus d'étalonnage en flux des spectres provenant de SNIFS. Dans ce chapitre, je détaillerai l'aspect technique de chacune de ces étapes utilisées tout au long de la chaîne d'étalonnage en flux. Je mettrai l'accent sur la mise en œuvre pratique des algorithmes écris pour l'occasion.

10.2 Application de l'approche multi-standard

La première étape, venant tout de suite après l'extraction des spectres à partir des cubes SNIFS, consiste en l'application de l'approche multi-standard.

Ce procédé s'applique sur l'ensemble des étoiles standards observées. Pour chaque nuit, l'approche est appliquée deux fois de suite sur l'échantillon complet des étoiles standards. Le premier passage traitant la nuit comme photométrique et le second passage la traitant comme non-photométrique. Ainsi, pour chaque nuit, deux lots de solutions (extinction atmosphérique, spectre d'étalonnage en flux et correction tellurique par nuit) sont produits. Si pour une certaine nuit, on se trouve dans l'impossibilité d'utiliser l'approche multi-standard (une seule étoile standard, ...), l'extinction atmosphérique moyenne et la correction tellurique moyenne sont dupliquées, et la solution en flux est déduite d'une des étoiles standards.

D'un point de vue purement technique, l'approche multi-standard se déroule en trois phases successives. La première est la correction tellurique qui permet de s'affranchir des raies d'absorption telluriques dans les spectres. L'étape suivante utilise le modèle physique d'extinction décrit dans la section § 9.4 pour ajuster simultanément le continuum de l'extinction et une solution en flux basse résolution spectrale. Enfin la dernière étape consiste en l'ajustement de la solution en flux de la nuit[1] sur l'ensemble du domaine spectral en moyennant la solution en flux de chaque étoile de la nuit (reconstruite à partir de l'extinction atmosphérique calculée à la deuxième étape). L'ensemble de ces étapes a été programmé et incorporé dans une chaîne de production qui peut se résumer par le schéma de la figure 10.1.

Ce traitement utilisé actuellement dans la chaîne d'étalonnage en flux de SNfactory permet de fournir une table d'extinction atmosphérique par nuit (de 3000 à 10300$\AA$), un table de correction

[1] à un facteur gris près pour les nuits non photométriques

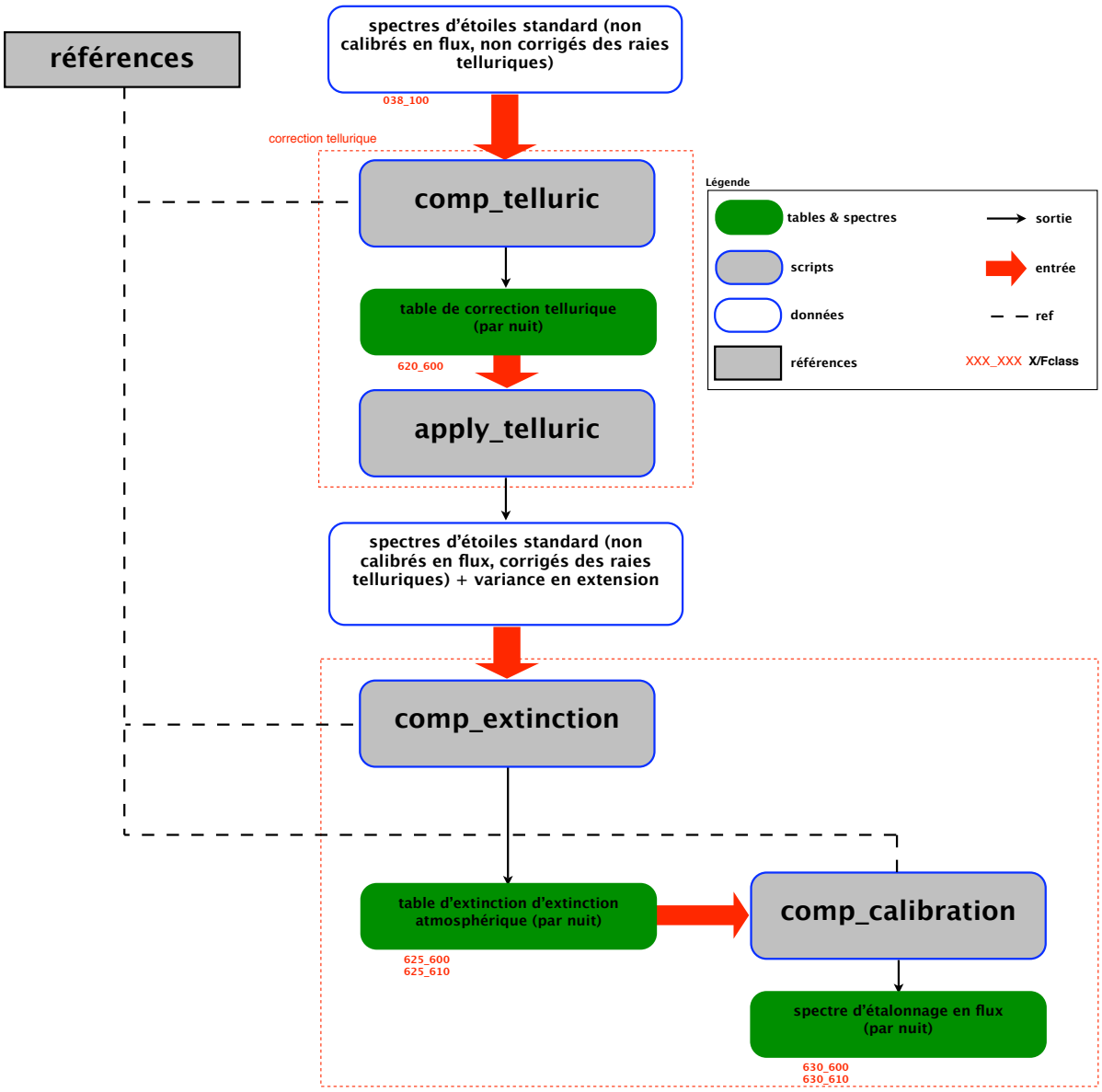


FIG. 10.1: Schéma de principe de l'approche multi-standard. Chaque boîte grise correspond à une étape de la calibration : *comp_telluric* calcule la correction tellurique moyenne de la nuit, *apply_telluric* applique cette même correction sur chaque spectre de la nuit, *comp_extinction* utilise le modèle physique précédemment évoqué pour ajuster le continuum de l'extinction atmosphérique et les composantes grises éventuelles, et enfin *comp_calibration* détermine la solution en flux moyenne de la nuit.

tellurique moyenne, ainsi que deux spectres de la solution en flux de la nuit pour les voies bleue et rouge (*cf.* figure 10.2) .

10.3 Ajustement des solutions multi-standard

À cette étape du processus, les traitements photométriques et non-photométriques sont toujours exécutés. C'est à dire que quelque soit la photométricité réelle de la nuit, il existe toujours

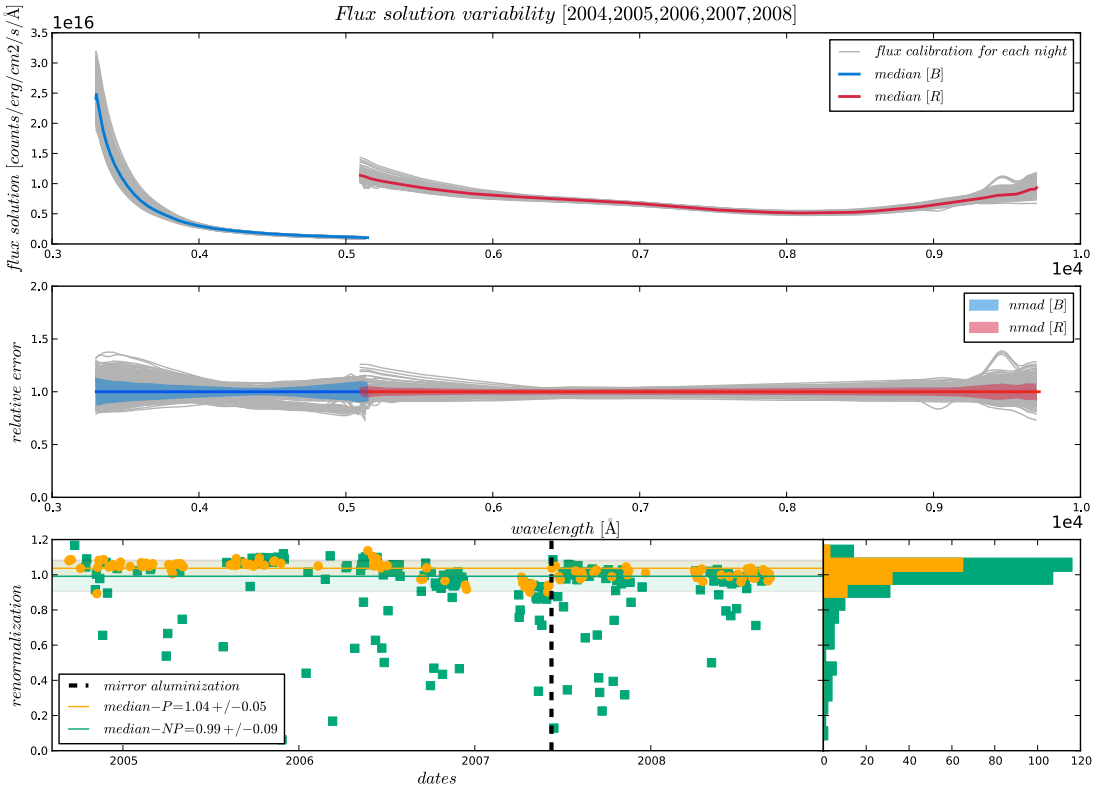


FIG. 10.2: Solution en flux par nuit pour les voies bleue et rouge (après renormalisation). Le graphe du haut présente l'ensemble des spectres d'étalonnage obtenus à l'aide de l'approche multi-standards entre 2004 et 2008. La figure centrale montre l'erreur relative de chaque spectre vis-à-vis de la médiane globale. Enfin la figure inférieure présente la renormalisation nécessaire à chaque spectre pour que leur moyenne en longueur d'onde soit égale à la moyenne en longueur d'onde de la solution en flux médiane. On remarque aisément qu'une grande partie des nuits non-photométriques ont un facteur de normalisation important.

deux lots de solutions à ce niveau.

La deuxième étape consiste, dans le cadre du traitement non-photométrique, en l'application des rapports du multi-filtre pour lever la dégénérescence entre la solution en flux et l'extinction grise introduite lors de l'analyse multi-standard. On obtient de cette manière les spectres (B et R) de la solution en flux absolu pour la nuit. Dans le cadre du traitement photométrique, la solution en flux pour la nuit obtenue lors de l'ajustement multi-standard reste inchangée. L'extinction atmosphérique effective par objet de la nuit est également calculée. Le schéma détaillé de cette étape est visible sur la figure 10.3. La figure 10.4 met en évidence la distribution des rapports du multi-filtre et leur réajustement global discuté dans les sections § 7.4.3.

En sortie de cette deuxième étape de la chaîne d'étalonnage, chaque nuit possède deux spectres de solution en flux absolu (B et R) et à chaque objet de la nuit est associé une extinction atmosphérique effective.

10.4 Application de la solution en flux

C'est à ce moment là de l'étalonnage en flux que l'on s'intéresse à la photométricité réelle de la nuit. En fonction de l'analyse photométrique réalisée à partir des données *SkyProbe*, on peut

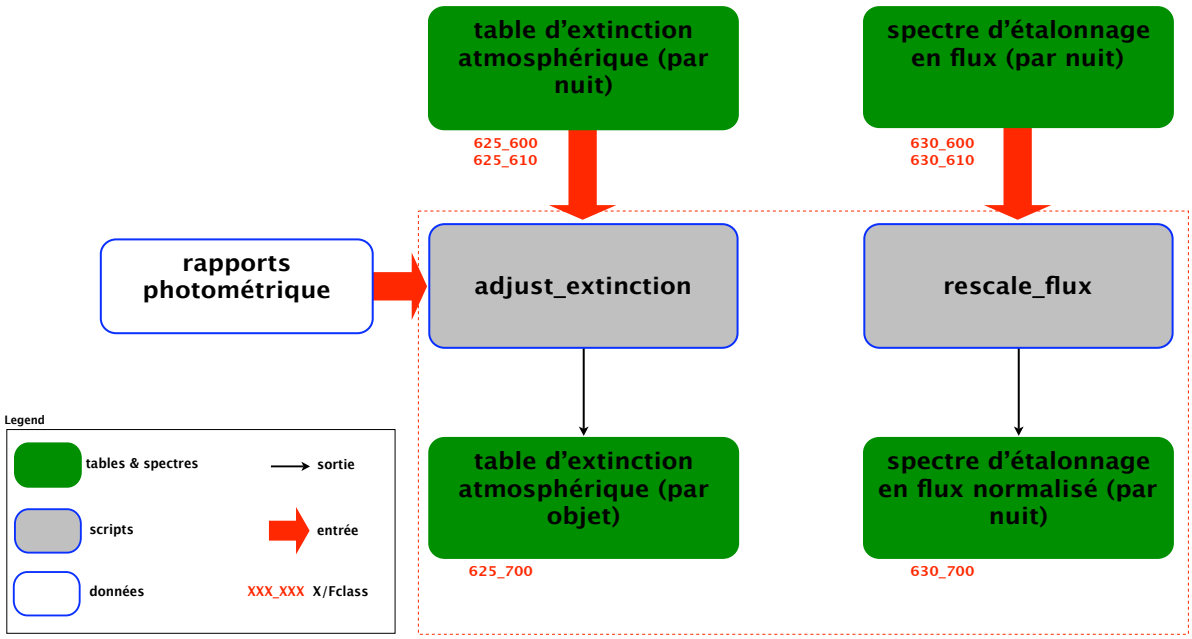


FIG. 10.3: Schéma de principe de la normalisation de la solution en flux. Chaque boîte grise correspond à une étape de la calibration : *adjust_extinction* calcule l'extinction atmosphérique effective de chaque objet de la nuit et *rescale_flux* lève la dégénérescence entre la solution en flux et l'extinction grise introduite lors de l'analyse multi-standard l'aide des rapports photométriques pour ajuster une solution en flux absolu par nuit.

choisir le lot de solutions que l'on désire pour nos objets à étalonner. Cette solution est commode, puisque si jamais la photométricité de la nuit change après une mise à jour, il suffit simplement de changer de lot de solutions utilisé. La dernière étape de l'étalonnage correspond simplement à l'application des équations (7.4) et (7.19) dans les cas photométriques ou non-photométriques respectivement à partir des données obtenues aux deux étapes précédentes pour des spectres corrigés des raies telluriques (*cf.* figure 10.5).

10.5 Schéma global d'étalonnage & conclusion

Le schéma global de l'étalonnage présenté dans la figure 10.6 résume les différentes étapes et cas particuliers qui ont cours lors de l'étalonnage des données SNfactory. Le processus d'étalonnage en flux tel qu'il vient d'être décrit, permet d'étalonner l'ensemble des objets suivis lors de la campagne d'observation SNfactory entre 2004 et aujourd'hui soit près de 16000 objets. La précision de ce processus d'étalonnage sera discutée dans le chapitre suivant.

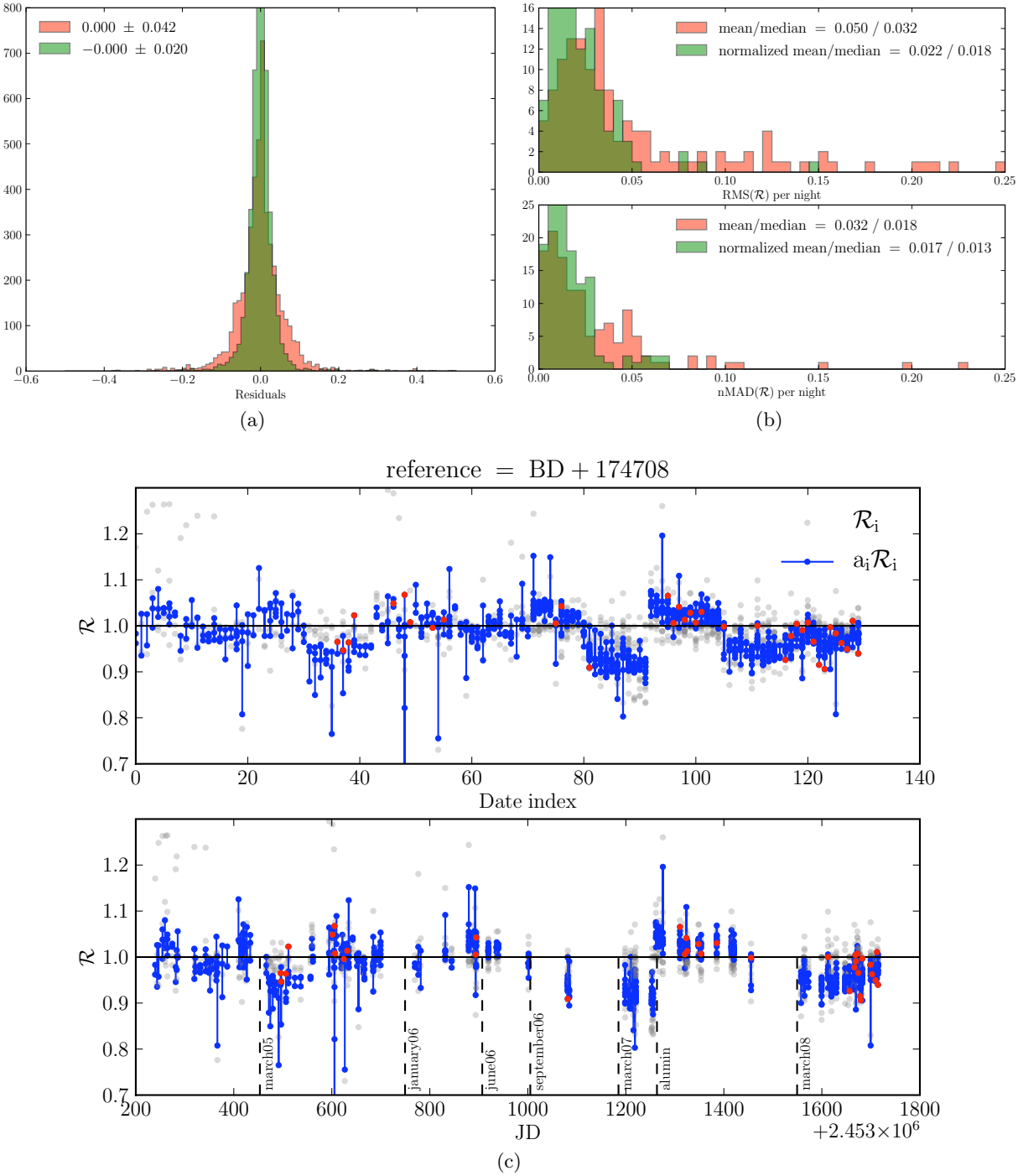


FIG. 10.4: La figure (a) présente les résidus de l'ajustement des MFR, non-normalisés ($M - y$) en rouge et normalisés ($M \cdot x - y$) en vert. La figure (b) montre la distribution du RMS et nMAD des rapports photométriques par nuit, avant et après la normalisation. La figure (c) est l'évolution temporelle de la normalisation des rapports photométriques (en bleue). Les points rouges sont les étoiles utilisées comme référence (normalisées à médiane = 1), et les pointillés représentent des évènements importants (*e.g.* intervention sur l'instrument, ...) dans l'historique de SNIFS. (Pereira 2008)

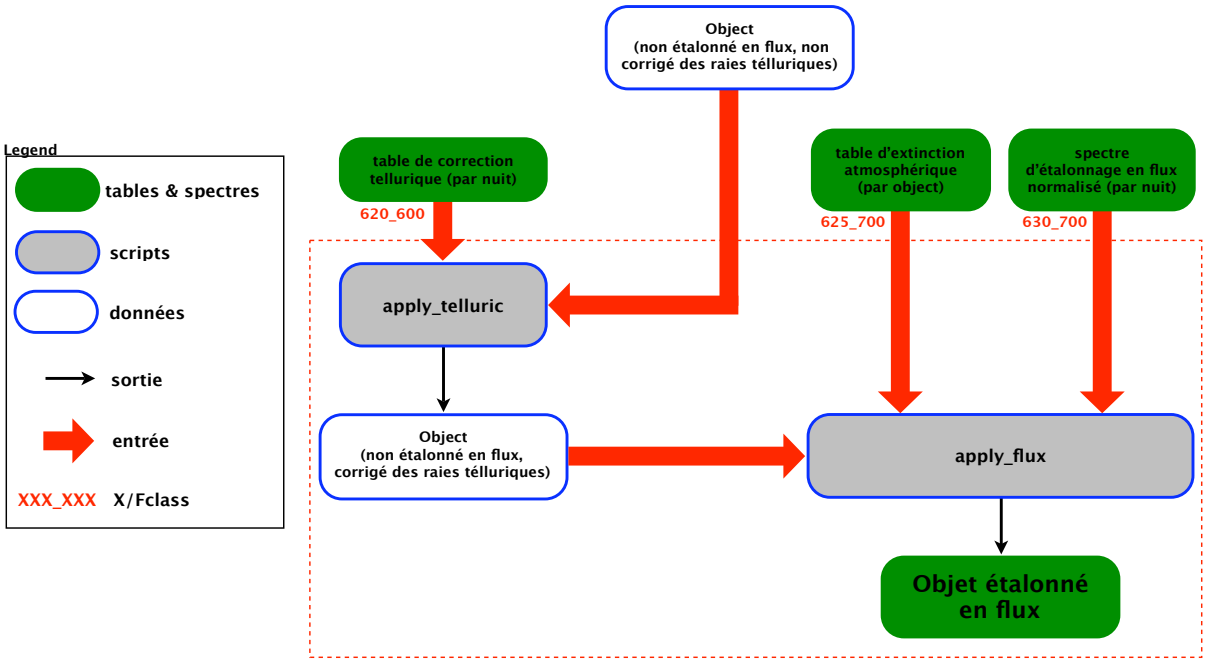


FIG. 10.5: Schéma de principe de l'application de la solution en flux. Chaque boîte grise correspond à une étape de la calibration : *apply_telluric* corrige les spectres de leur raies telluriques à l'aide de la correction calculée lors de l'approche multi-standard et *apply_flux* applique la solution en flux absolu et l'extinction atmosphérique par objet pour obtenir un objet étalonné en flux.

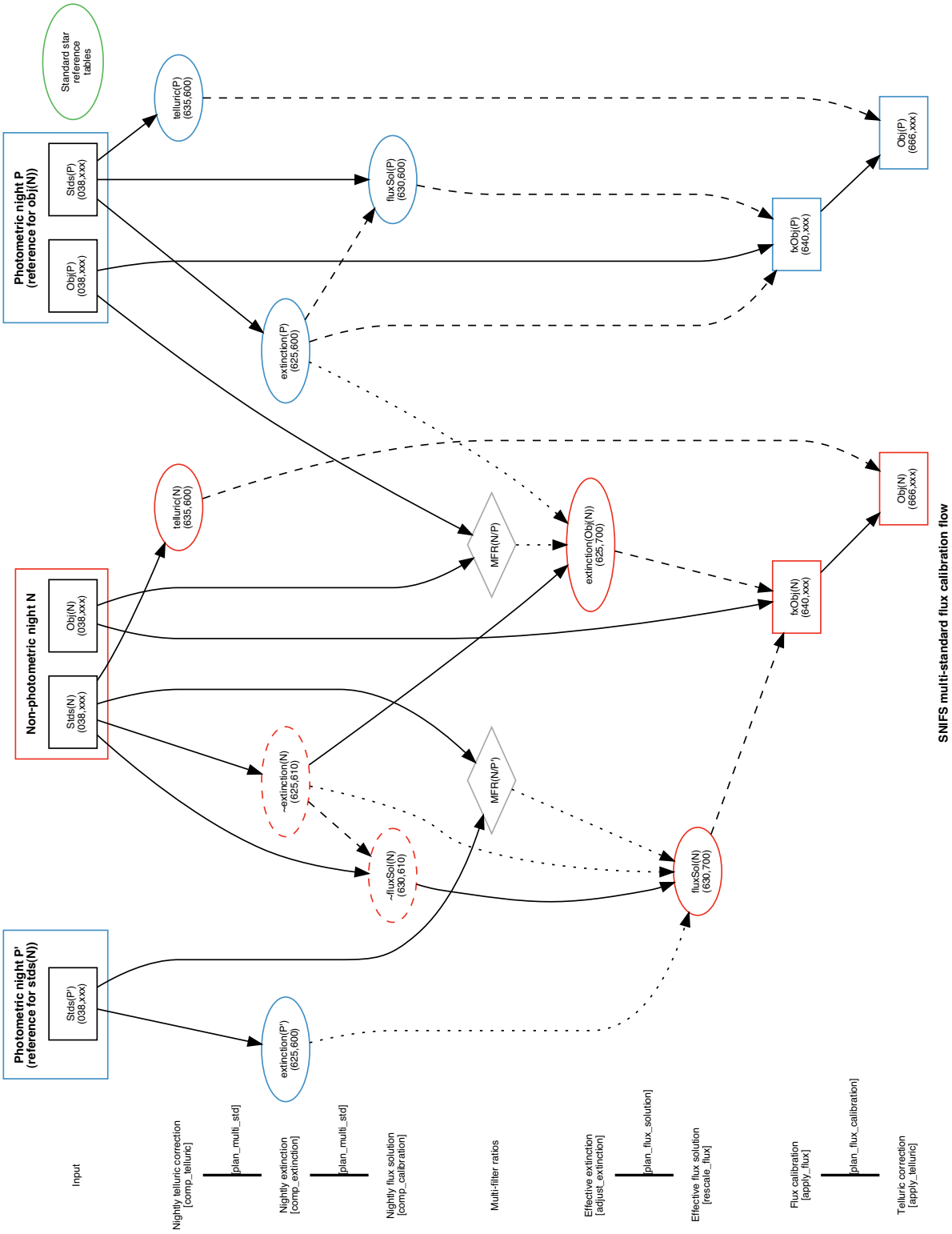


FIG. 10.6: Schéma globale de l'étalonnage des données SNfactory.

Chapitre 11

Résultats et précision

11.1 Introduction

Le travail qui a été effectué depuis trois ans a pour but d'étalonner les spectres des supernovæ et étoiles standards SNfactory au niveau du pourcent. Nous présentons dans ce chapitre l'ensemble des valeurs issu de la dernière production massive d'étalonnage en flux pour les étoiles standards (MASSACHUSETTS, fin octobre 2009). Nous discuterons également des résultats de l'ajustement multi-standard. Cette production utilise l'ensemble des travaux détaillés dans ce manuscrit, allant de l'extraction de source ponctuelle à l'étalonnage multi-standard en passant par le calcul de l'extinction atmosphérique. Nous discuterons également en fin de chapitre de la précision de l'étalonnage en flux des supernovæ.

11.2 Variabilité de l'extinction atmosphérique

11.2.1 Variabilité temporelle

Nous avons émis l'hypothèse dans la section § 7.4.2 que l'extinction atmosphérique peut varier entre deux nuits d'un facteur gris $\Delta T_{\mathrm{atm}}(\lambda)$. Les seuls paramètres susceptibles de varier au cours de la nuit (sur une période de quelques heures) sont les paramètres de la composante aérosol (Young 1974). Cependant une étude de la variation de la profondeur optique τ_A des aérosols à partir des données du *Mauna Loa Observatory*[1] (ou MLO) montre que les aérosols au cours de la nuit sont stables (*cf.* figure 11.1). En effet, cette figure montre une dispersion σ très faible ($\sigma \sim 0.01$) de la profondeur optique des aérosols durant de la nuit. De plus, on n'observe pas de décroissance significative des aérosols au cours du de la nuit (la moyenne du coefficient directeur moyen de la droite ajustée sur les données de chaque nuit est négligeable et de l'ordre de 0.02). Le schéma oscillatoire visible est un effet également négligeable.

L'ensemble des courbes d'extinction atmosphérique ajustées durant les nuits d'observation SNfactory à partir de l'approche multi-standard peut être vu en gris sur la figure 11.2. On peut voir sur cette figure une estimation de la variabilité de l'extinction de 0.02 mag/airmass (RMS) autour de sa médiane pour les quatre années d'observation (soient 315 nuits). Cette variabilité observée est réelle et significative aux petites longueurs d'onde où le modèle (Rayleigh) est fiable. Elle est par contre sujette à caution aux grandes longueurs d'onde où on verra que la paramétrisation ajustée est douteuse. Il n'a pas été noté de variabilité saisonnière particulière au

[1] Les données ont été recueillies à l'aide d'AERONET (*AErosols RObotique NETwork*). http://aeronet.gsfc.nasa.gov/new˙web/index.html

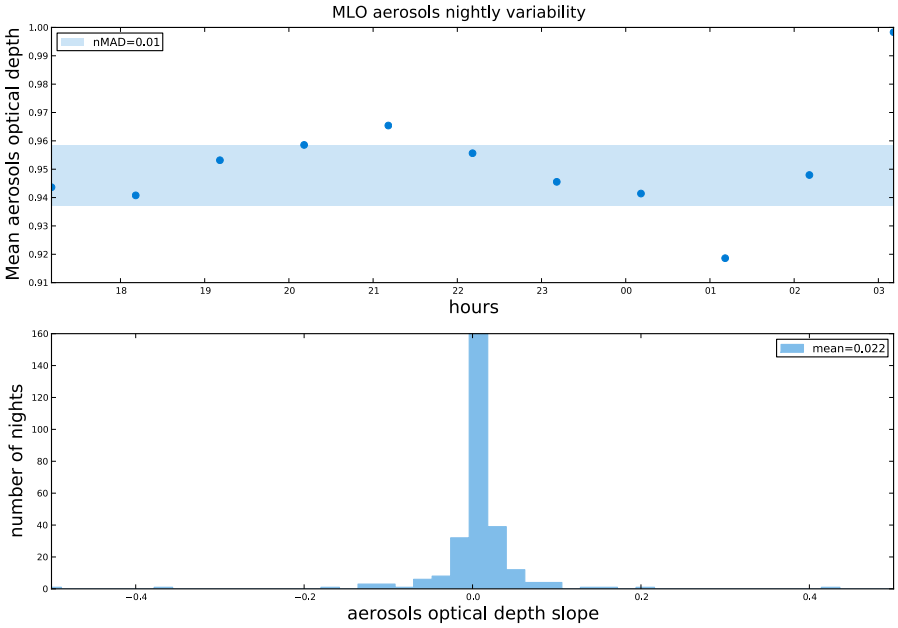


FIG. 11.1: Variabilité moyenne de la profondeur optique des aérosols au cours de la nuit. Haut : moyenne par heure de la profondeur optique fournie par AERONET sur l'ensemble des nuits d'observations communes à celles de SNfactory. Bas : distribution du coefficient directeur de l'ajustement linéaire sur les valeurs de la profondeur optique des aérosols par nuit.

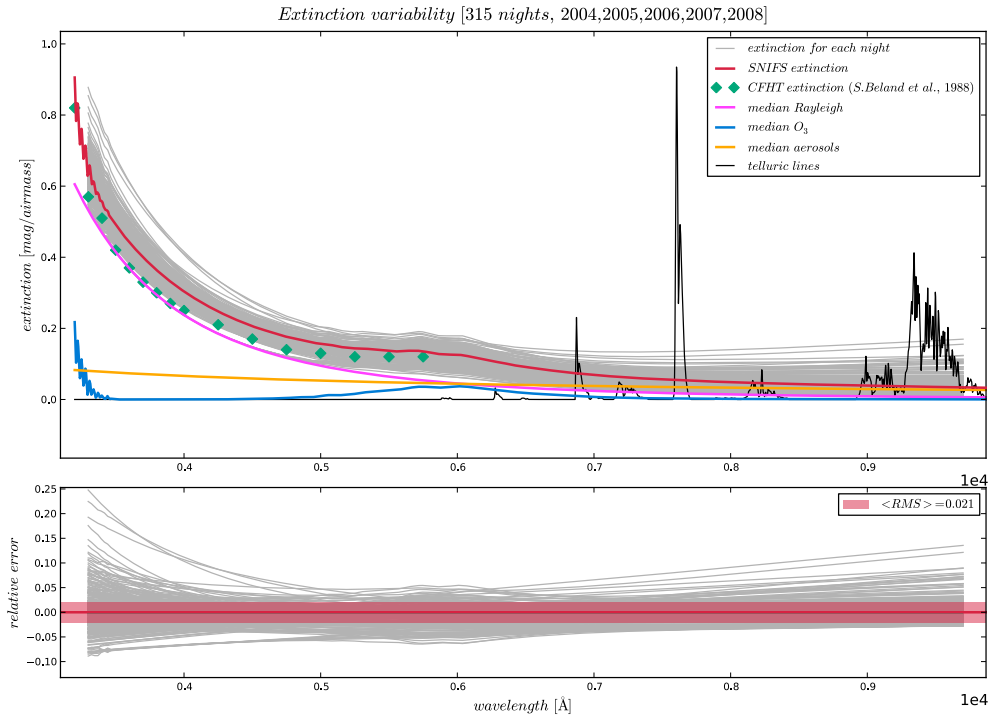


FIG. 11.2: Extinction atmosphérique moyenne calculée à partir de l'ensemble des données SNfactory de 2004 à 2008 (courbes grises). La courbe rouge est la somme des composantes physiques élémentaires (moyennées) qui constituent l'extinction atmosphérique : Diffusion Rayleigh (magenta), diffusion des aérosols (orange) et absorption de l'ozone (bleue). Les raies noires sont les raies telluriques moyennes.

cours de cette analyse. De plus, il est important de noter que le RMS calculé à partir de l'ensemble des extinctions est supérieur à l'erreur moyenne de mesure de l'extinction (0.01 mag/airmass). Un faible nombre de courbes d'extinction montrent une remontée aux grandes longueurs d'onde. Ceci est dû à un mauvais ajustement de la composante aérosols dont les paramètres sont mal contraints (pas assez d'étoiles, Δ de masse d'air trop petit, *etc*).

11.2.2 Variabilité spatiale

Nous sommes dépendants de *SkyProbe* pour évaluer la photométricité, mais cette sonde ne pointe pas nécessairement sur le même champ de vue (*cf.* chapitre 8) et on peut avoir de l'extinction grise due aux nuages non détecté par *SkyProbe*. C'est pourquoi il est indispensable de compléter les informations venant de *SkyProbe* avec le facteur d'atténuation $\widetilde{\alpha}$ déterminé dans l'analyse multi-standard non-photométrique.

Si on effectue cette comparaison sur l'ensemble des nuits d'observation de SNfactory où l'approche multi-standard à été appliquée, on peut vérifier que la dispersion de la distribution des $\widetilde{\alpha}$ par nuit est cohérente avec la photométricité établie à l'aide des données *SkyProbe*. La figure 11.3 montre que les nuits considérées comme photométriques (en jaune) par l'étude sur les données *SkyProbe* correspondent pour la plupart à une dispersion faible des $\widetilde{\alpha}$ par nuit. Comme on peut s'y attendre, il existe des nuits présentées comme photométriques par *SkyProbe* non confirmée par l'approche multi-standard. À l'inverse, il existe quelques nuits *a priori* stables vis-à-vis de la distribution des $\widetilde{\alpha}$ mais considérées comme non-photométriques (ce sont essentiellement des nuits dont le nombres de point de données *SkyProbe* est inférieur à la limite imposée).

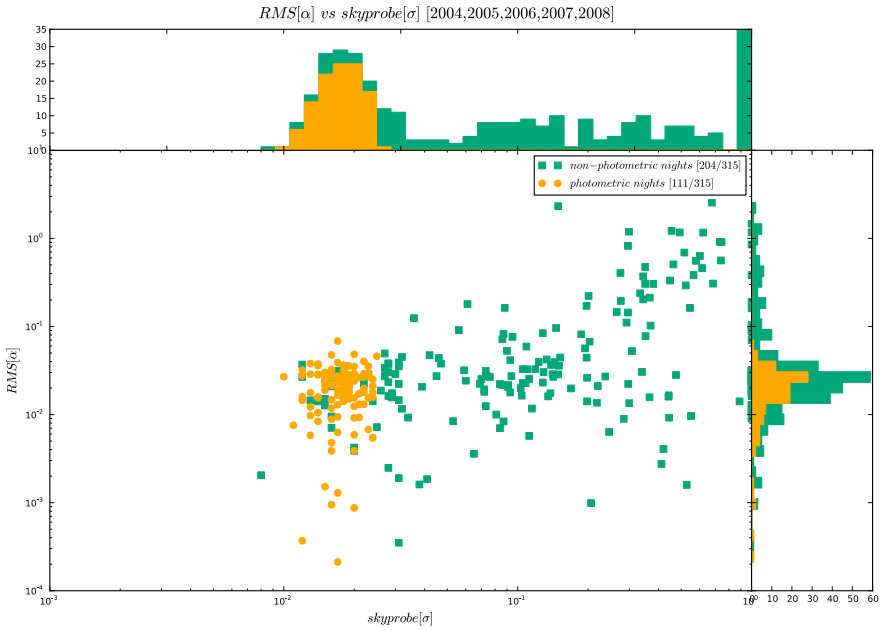


FIG. 11.3: Comparaison entre la déviation standard de l'atténuation *SkyProbe* et le RMS par nuit du facteur d'atténuation $\widetilde{\alpha}$. En jaune, les nuits considérées comme photométriques (limitées à 2.5% pour σ), en vert les nuits considérées comme non photométriques.

11.3 Comparaison aux données météorologiques

Le Mauna Loa, volcan voisin du Mauna Kea, est doté d'une station météorologique faisant partie du réseau américain *Earth System Research Laboratory* de la *National Oceanic and Atmospheric Administration* (NOAA). Tout au long de l'année une grande quantité d'observables météorologiques y sont mesurées, en particulier l'intensité de l'ozone, la profondeur optique des aérosols ainsi que l'exposant d'Ångström. À partir de ces données, il m'a été possible de comparer les mesures du *Mauna Loa Observatory*[2] et les paramètres calculés lors de l'ajustement des différentes composantes de l'extinction atmosphérique.

11.3.1 Intensité de l'ozone

Les données de l'intensité de l'ozone au Mauna Loa sont publiques, il est donc possible d'effectuer une comparaison de ces données avec les estimations de la contribution de l'ozone obtenue avec l'approche multi-standard. Cette comparaison est présentée sur la figure 11.4. D'après les données du MLO (en rouge), une variation saisonnière se dessine clairement (minimum en hiver, maximum à la fin du printemps). Nos résultats sont faiblement dispersés et compatibles avec ceux du MLO jusqu'à début 2006. La dispersion et l'erreur sur l'intensité de l'ozone sont plus grandes par la suite. Cet effet n'est pour le moment pas compris.

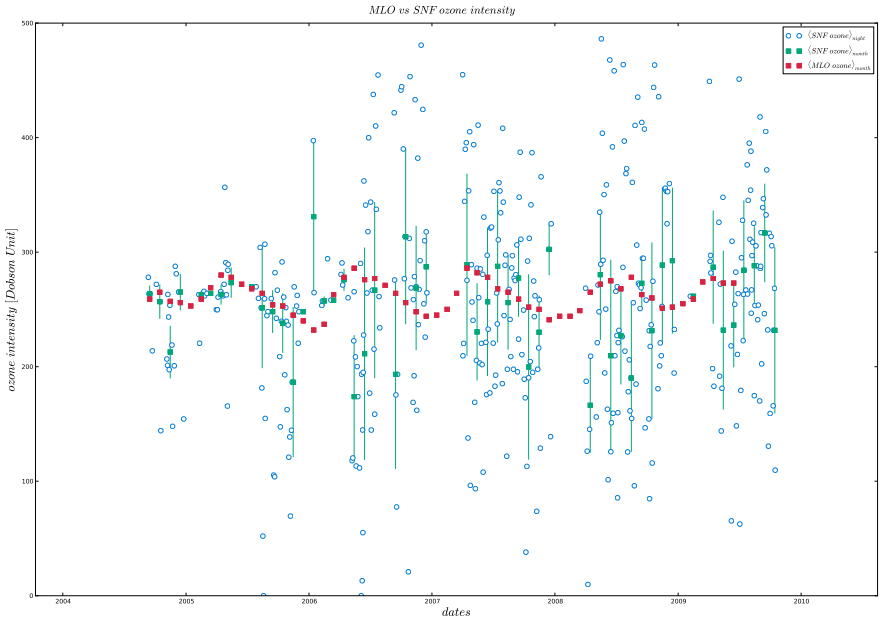


FIG. 11.4: Comparaison de l'intensité de l'ozone entre les paramètres de l'ajustement SNfactory et les données du *Mauna Loa Observatory*. Les point bleus représentent les valeurs ajustées de l'intensité de l'ozone pour chaque nuit d'observation. Les carrés verts sont la médiane mensuelle de la distribution journalière (les erreurs sont calculées comme la déviation absolue moyenne de la distribution des points pour chaque mois). Les points rouges montrent quant à eux la distribution mensuelles des mesures du MLO.

[2]recueillis à travers le réseau AERONET

11.3.2 Exposant d'Ångström et profondeur optique des aérosols

De la loi de Mie décrivant les aérosols, on en déduit l'exposant d'Ångström $\dot{a}$ et la profondeur optique τ_A à $1\mu m$ qui sont les observables usuelles de l'extinction atmosphérique due aux aérosols. Sur les figures 11.5 et 11.6 on fait la comparaison de ces observables pour les données SNfactory et les données du MLO calculées à partir des mesures de plusieurs nephelomètres donnant des valeur de la diffusion total de la lumière par les aérosols à plusieurs longueurs d'onde (450 nm, 550 nm et 700 nm).

L'exposant d'Ångström dérivés de l'ajustement multi-standard ne semble pas compatible (pas de corrélations apparentes) avec les mesures de ce même paramètre par le MLO (*cf.* figure 11.5). Les fluctuations importantes sont dues aux grandes erreurs de mesure sur ce paramètre[3]. De même, la comparaison de la profondeur optique n'est pas concluante et laisse supposer, soit que la profondeur optique des aérosols est sensiblement plus élevé au Mauna Kea qu'au Mauna Loa (ce qui semble peu probable pour une différence d'altitude de $\sim$ 1000m) soit que la composante des aérosols est surestimée pour compenser d'autres effets de l'ajustement.

En effet, si l'exposant d'Ångström å est faible (*i.e.* la chromaticité est négligeable), la composante des aérosols est dégénérée avec l'atténuation grise modélisée par le facteur α. D'autre part, comme les valeurs concernées sont relativement faibles, on peut avoir une dégénérescence avec la composante Rayleigh, dans le cas où $\dot{a} \simeq 4$. La fluctuation des aérosols visible dans les figures 11.5 et 11.6 mesurées par SNfactory provient probablement d'une combinaison d'imperfection de la paramétrisation et d'une trace de la dégénérescence entre extinction et extraction.

[3]les erreurs ne sont pas indiqués sur le graphe par souci de clarté

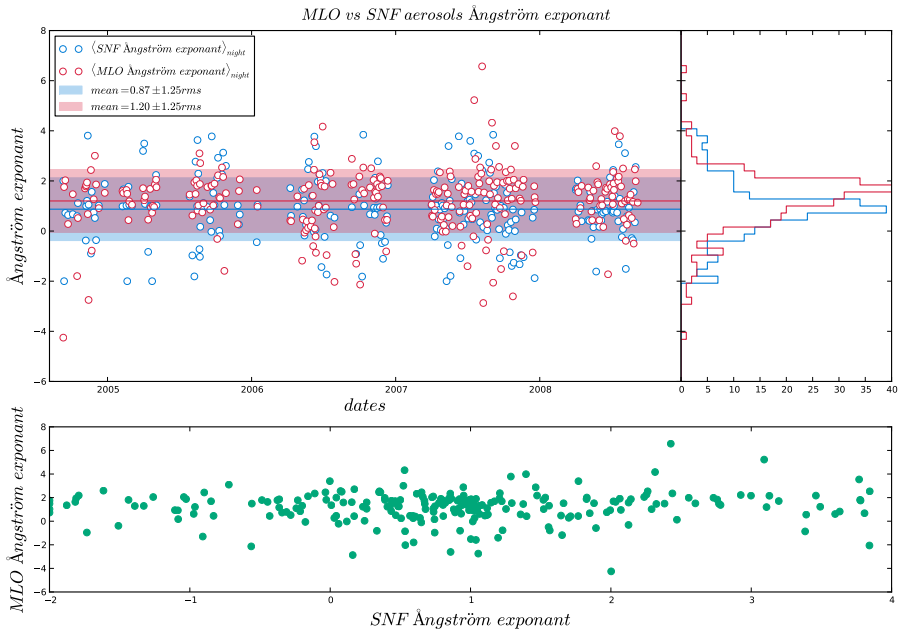


FIG. 11.5: Valeurs de l'exposant d'Ångström pour les données SNfactory et les données du *Mauna Loa Observatory*.

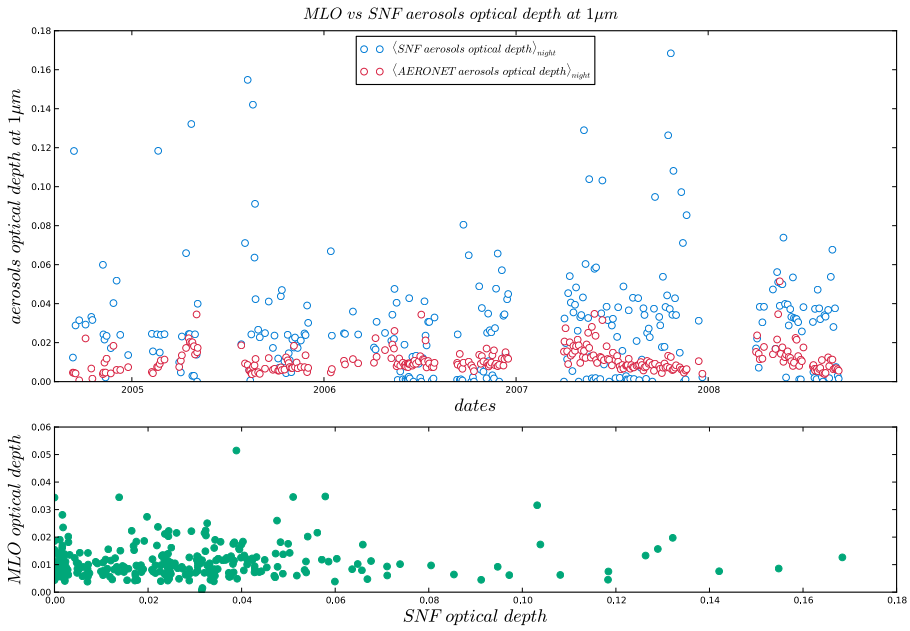


FIG. 11.6: Valeurs de la profondeur optique des aérosols pour les données SNfactory et les données du *Mauna Loa Observatory*.

11.3.3 Discussion sur la validité du modèle d'extinction

Au vu de ces résultats, il apparaît que nous n'ajustons pas les paramètres physiques correspondants aux paramètres météorologiques du *Mauna Loa Observatory* : Nous n'observons pas de corrélation entre nos paramètres ajustés et ceux dérivés au MLO. La variabilité et les erreurs déterminées pour la composante ozone doivent être confirmées. En laissant libre les paramètres aérosols comme nous l'avons fait, les erreurs résultants de notre analyse sont trop importantes. La courbe d'extinction moyenne que nous avons établie est cependant plus précise et plus complète que les résultats antérieurs et l'impact de l'erreur sur les aérosols n'est que de $\sim 2\%$. La variabilité observé aux petites longueurs d'onde s'appuie sur un modèle solide (Rayleigh) et est également fiable.

11.4 Précision de l'étalonnage des étoiles standard vis-à-vis de leur référence

La figure 11.8 montre un exemple d'étalonnage en flux final pour l'étoile standard GD71. Les spectres observés et étalonnés en flux (en gris), par la méthode détaillée au chapitre précédent, sont normalisés par la référence (en vert). Puis on mesure l'erreur statistique (dispersion autour de la moyenne) de la distribution des spectres et le décalage moyen de chaque étoile vis-à-vis de sa référence. Les erreurs associées à chaque étoile standard sont répertoriées dans la table 11.1 pour les nuits photométriques et non-photométriques, ainsi que pour l'ensemble des nuits. On note ainsi que la dispersion statistique moyenne de l'étalonnage absolu du flux de l'ensemble de nos étoiles standards poses longues est de l'ordre de 1.75% en nuit photométrique et 3.25% en nuit non-photométrique ou encore 2.5% sur l'ensemble des nuits. La différence de précision entre les nuits photométriques et non-photométriques peut s'expliquer par le nombre d'étapes

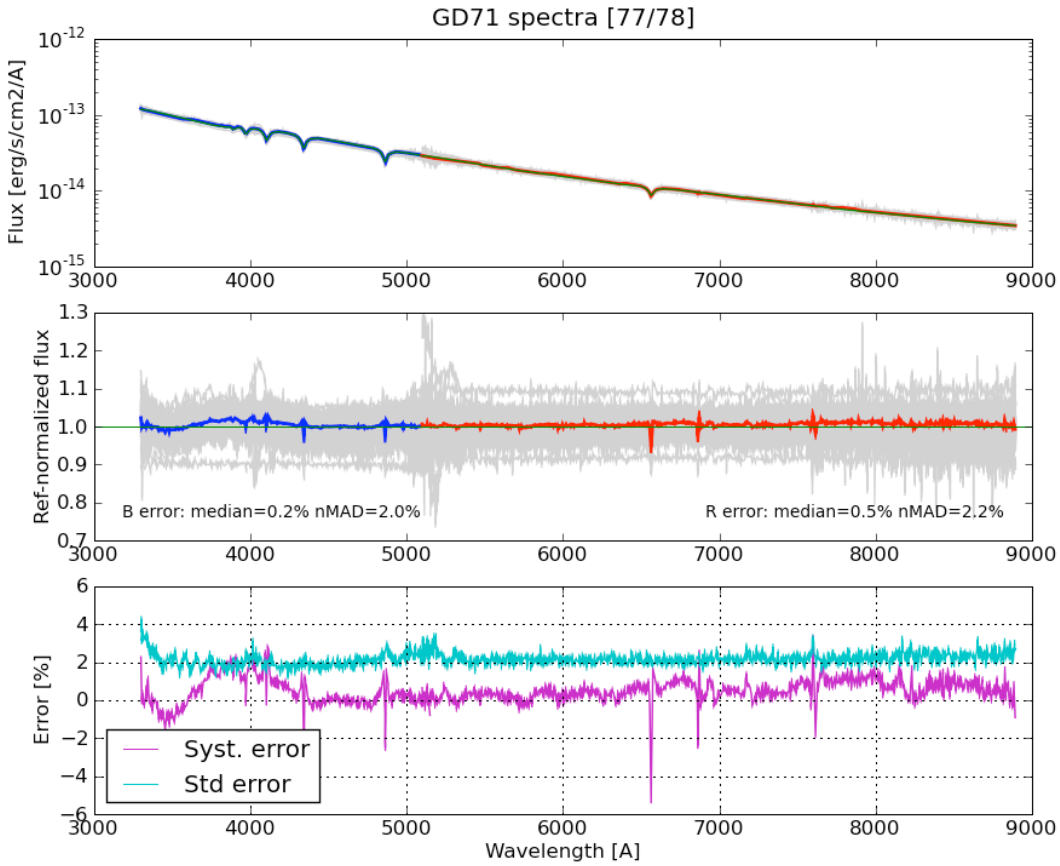


FIG. 11.7: Courbe d'étalonnage de l'étoile standard GD71. Superposition de l'ensemble des spectres de GD71 (en haut), erreur relative de chaque spectre vis-à-vis de la moyenne globale (au milieu), et chromaticité de l'erreur moyenne et de l'erreur sur le flux (en bas).

supplémentaires nécessaires pour étalonner une nuit non-photométrique par rapport à une nuit photométrique et par l'erreur intrinsèque des mesures des rapports du multi-filtre.

La cohérence des étoiles mesurées vis-à-vis de leur référence est une analyse importante. Dans notre cas, et en ce qui concerne cette production, la majorité des étoiles standards ont une erreur systématique par rapport à leur référence, inférieure ou de l'ordre du pourcent. Certaines étoiles par contre s'écartent sensiblement de leur mesures de référence, c'est le cas notamment de EG131. Il semble donc important, voire nécessaire de fabriquer un réseau de standards indépendantes de toutes références, c'est à dire d'avoir un étalonnage en flux auto-cohérent.

Ces résultats, bien qu'ils ne soient pas encore en dessous du pourcent, sont tout de même très encourageants. De plus, il reste encore probablement une certaine marge de manœuvre puisque certaine étapes de l'étalonnage en flux ne sont pas encore opérationnelles (*e.g.* le réajustement global du réseau de MFR) et que la propagation des erreurs n'est encore par mise en œuvre.

11.4.1 Contributions aux erreurs de l'étalonnage en flux

Ils paraît difficile, pour le moment de quantifier avec précision les différentes contributions aux erreurs de l'étalonnage en flux. Cependant, il est possible d'émettre certaines hypothèses quant à la nature de ces contributions :

- les non-linéarités du détecteur (que l'on sait exister) affectent non seulement les ailes du profil de dispersion croisée des spectres (le profil étant fixé dans le masque, l'effet est probablement atténué), mais peuvent également influer sur les ailes de la PSF spatiale.
- l'estimation du fond diffus (outre la non-linéarité du CCD) et l'extraction spectrale (CCD → cube).
- la photométrie de PSF, en particulier dans le cas d'un champ relativement petit introduit une (anti-)corrélation entre les estimations du fond de ciel et de la source ponctuelle.
- le critère de photométricité (l'utilisation actuelle d'un critère de pseudo-photométricité peut atténuer cette source d'erreur).
- l'étalonnage en flux, incluant l'extinction atmosphérique, la solution en flux et la forte corrélation entre ces deux termes.
- les tables de référence, dont la cohérence photométrique n'est pas garantie. À ce titre, on peut espérer que l'utilisation d'un "réseau de standards" améliore la précision. Dans le traitement actuel, l'introduction d'une erreur systématique et des termes gris (alphas) est censé atténuer le problème.

Tous ces effets étant largement corrélés, et pouvant éventuellement se compenser, il n'est pas suffisant de les estimer indépendamment les uns des autres.

11.5 Influence de l'étalonnage sur la précision des courbes de lumière

SNfactory utilise un ensemble d'étoiles standards spectro-photométriques pour son étalonnage. Ces étoiles sont observées un certain nombre de fois durant l'année, aussi bien en nuits photométriques qu'en nuits non-photométriques. Il est ainsi possible d'engendrer des courbes de lumières à partir d'une photométrie synthétique pour chacune d'entre elles, en utilisant les spectres étalonnés en flux. À partir de ces courbes de lumière, on peut estimer la précision photométrique de la chaîne d'étalonnage de SNIFS.

La figure 11.8 montre la courbe de lumière de GD71 à partir des nuits photométriques (en haut) et des nuits non-photométriques (en bas) dans les filtres B,V et R. L'erreur sur chaque bande est estimée à partir de la dispersion des points de mesure. L'ensemble des erreurs des courbes de lumière de chaque étoile standard, pour chaque filtre et pour les cas photométriques et non-photométriques est répertorié dans la table 11.1.

Les résultats issus de la table 11.2 montrent une dispersion des points de la courbes de lumière de l'ordre 1.7% en nuit photométrique et 3.5% en nuit non-photométrique. Ces résultats sont logiquement comparables aux valeurs de la précision l'étalonnage puisque le flux des étoiles standards est constant et que la 'courbe' de lumière est une droite. La précision sur les courbes de lumière est donc directement reliée à la qualité de l'étalonnage en flux.

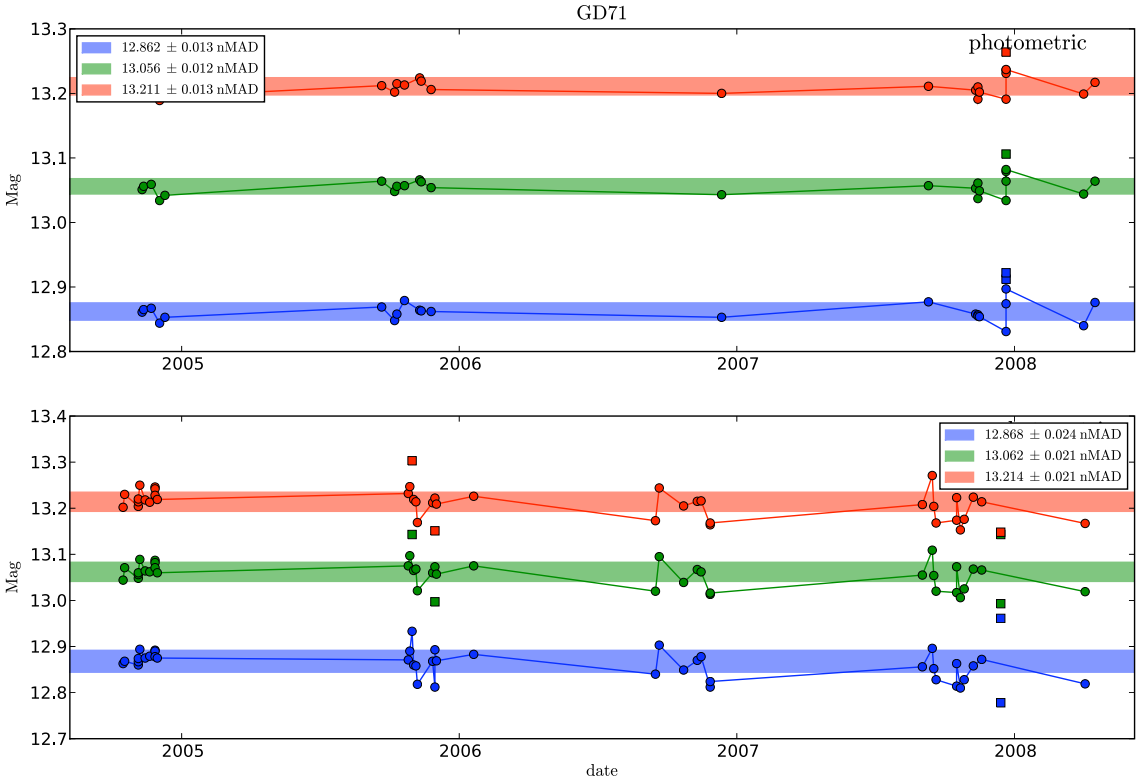


FIG. 11.8: Courbe de lumière de l'étoile standard GD71. Nuits photométriques (en haut), non-photométriques (en bas).

11.5.1 Discussion sur la précision de l'étalonnage des supernovæ

Les supernovæ étant des sources ponctuelles au même titre que les étoiles standards, elles sont étalonnées de la même manière, dans la mesure où il n'y a pas de fond structuré. En présence d'un hôte, des étapes supplémentaires sont nécessaires pour soustraire la galaxie, et elles entraînent un accroissement des erreurs de mesure. En outre, le flux des supernovæ étant plus faible, le rapport signal/bruit sera également plus faible, ce qui est une autre source de dégradation des mesures (divers composantes systématiques pouvant avoir une contribution plus significative : les supernovæ seront par exemple plus sensibles aux effets non linéaires du CCD, *etc*).

Comme pour les étoiles standards, la précision de l'étalonnage influera directement la mesure du flux des supernovæ et donc sur la qualité des courbes de lumières, mais la qualité de l'étalonnage en flux sera inférieure aux valeurs présentées dans ce chapitre pour les étoiles standards, soit de l'ordre de 5 à 6% (*cf.* table 12.2).

11.6 Conclusion

Pour chaque étoile standard, le flux absolu est mesuré avec une incertitude systématique de l'ordre de 2%. En outre, l'écart moyen aux mesures de référence a lui-même une dispersion typique inférieure au pourcent pour la grande majorité des étoiles, très probablement due aux incohérences internes des mesures de référence. Certaines étoiles qui s'écartent sensiblement de leur référence (plus de 2%), et il sera nécessaire d'établir notre propre réseaux interne de

références.

Bien que la précision ne soit pas encore inférieure du pourcent, ce résultat encourageant valide l'approche multi-standard puisque l'on gagne plus de 2% par rapport au schéma d'étalonnage précédent. De plus, une certaine marge de progrès est encore possible dans de nombreux domaines de la chaîne d'étalonnage et l'incertitude actuelle pourra être réduite.

TAB. 11.1: Précision [%] de l'étalonnage en flux des étoiles standards en nuits photométriques et non-photométriques.

	Phot				Non-phot				All			
Standards	#B	#R	B[%]	R[%]	#B	#R	B[%]	R[%]	#B	#R	B[%]	R[%]
BD+174708	44	40	0.60 ± 1.80	0.40 ± 1.70	85	85	1.80 ± 3.90	1.90 ± 3.70	129	125	1.10 ± 3.00	1.00 ± 2.90
BD+254655	17	17	-1.40 ± 1.80	-0.50 ± 1.60	31	31	-2.70 ± 2.20	-1.80 ± 2.40	48	48	-2.30 ± 2.40	-1.50 ± 1.90
BD+284211	12	12	-0.70 ± 2.30	-2.30 ± 1.40	37	37	-1.10 ± 2.60	-2.40 ± 2.10	49	49	-1.00 ± 2.50	-2.40 ± 1.80
BD+332642	15	15	0.90 ± 1.60	1.80 ± 1.50	22	22	2.10 ± 5.60	3.10 ± 6.40	37	37	1.40 ± 2.70	2.10 ± 2.80
BD+75325	5	5	0.00 ± 2.70	-1.90 ± 0.40	11	11	1.30 ± 2.70	0.80 ± 2.90	16	16	1.10 ± 2.60	0.50 ± 3.10
EG131	38	31	-1.70 ± 1.80	-1.60 ± 1.20	91	91	-2.00 ± 2.70	-1.20 ± 2.70	129	122	-1.90 ± 2.40	-1.40 ± 2.50
Feige110	14	24	0.30 ± 2.00	0.10 ± 1.30	18	19	2.10 ± 2.60	2.60 ± 2.90	32	43	1.10 ± 2.40	0.60 ± 2.00
Feige34	29	30	-0.20 ± 1.70	-0.60 ± 1.30	29	29	3.60 ± 6.00	4.10 ± 5.60	58	59	0.50 ± 3.50	-0.10 ± 3.10
Feige56	10	10	0.50 ± 1.80	0.40 ± 1.40	9	9	-3.20 ± 3.60	-3.60 ± 3.40	19	19	-0.50 ± 3.00	-0.30 ± 2.20
Feige66	4	4	2.20 ± 0.90	0.30 ± 1.10	5	5	3.60 ± 6.30	0.90 ± 7.00	9	9	2.40 ± 2.60	0.70 ± 3.50
G191B2B	9	9	0.50 ± 0.90	0.10 ± 1.20	26	26	0.00 ± 1.90	-0.00 ± 1.80	35	35	0.10 ± 1.80	0.00 ± 1.60
GD153	41	41	0.30 ± 1.60	1.20 ± 1.80	48	48	-0.50 ± 3.00	0.10 ± 3.20	89	89	-0.00 ± 2.20	0.80 ± 2.40
GD71	32	33	0.40 ± 1.60	0.60 ± 1.80	46	46	0.10 ± 2.50	0.40 ± 2.60	78	79	0.20 ± 2.00	0.50 ± 2.20
HZ21	28	28	-0.30 ± 2.80	-0.60 ± 2.70	12	12	-5.50 ± 9.60	-4.90 ± 9.60	40	40	-0.70 ± 3.60	-1.00 ± 3.70
HZ4	5	10	-3.70 ± 6.60	-0.20 ± 2.20	7	10	-2.30 ± 2.50	-1.00 ± 5.80	12	20	-2.80 ± 3.80	-0.80 ± 2.70
HZ44	8	8	0.10 ± 1.50	-0.60 ± 1.00	13	13	-4.30 ± 2.60	-3.90 ± 2.00	21	21	-2.30 ± 3.70	-2.00 ± 3.10
LTT1020	4	4	0.60 ± 0.50	0.40 ± 0.40	14	14	-1.00 ± 3.30	-0.60 ± 2.90	18	18	-0.30 ± 2.50	-0.20 ± 1.50
LTT2415	11	10	-0.40 ± 2.00	0.40 ± 0.90	20	20	2.60 ± 2.90	3.50 ± 2.30	31	30	1.10 ± 2.60	2.20 ± 2.60
LTT377	4	5	0.90 ± 1.80	1.40 ± 1.30	4	4	2.20 ± 0.80	2.50 ± 0.80	8	9	1.80 ± 1.40	1.80 ± 1.30
LTT9239	5	5	1.70 ± 1.70	1.40 ± 2.20	10	10	1.80 ± 3.30	1.70 ± 3.00	15	15	1.90 ± 3.00	1.50 ± 2.70
LTT9491	12	12	1.30 ± 2.70	1.00 ± 2.30	13	13	2.00 ± 2.50	1.10 ± 2.40	25	25	1.80 ± 2.70	1.10 ± 2.40
P041C	3	3	0.20 ± 0.70	0.80 ± 0.40	6	6	1.70 ± 2.60	3.00 ± 2.20	9	9	1.60 ± 2.90	2.40 ± 2.60
P177D	13	12	-1.10 ± 2.60	-0.10 ± 2.10	32	32	-0.00 ± 2.40	0.80 ± 2.20	45	44	-0.30 ± 2.50	0.50 ± 2.20
Total	363	368	– ± 1.92	– ± 1.61	589	593	– ± 3.26	– ± 3.24	952	961	– ± 2.63	– ± 2.49

TAB. 11.2: Précision [Mag] des courbes de lumières d'étoiles standards en nuits photométriques et non-photométriques pour les filtres B,V et R.

	Phot			Non-phot		
Standards	B_{SNf}	V_{SNf}	R_{SNf}	B_{SNf}	V_{SNf}	R_{SNf}
BD+174708	9.794 ± 0.018	9.351 ± 0.021	9.008 ± 0.019	9.778 ± 0.040	9.332 ± 0.036	8.992 ± 0.039
BD+254655	9.493 ± 0.015	9.707 ± 0.013	9.854 ± 0.018	9.509 ± 0.024	9.726 ± 0.024	9.868 ± 0.028
BD+284211	10.288 ± 0.020	10.567 ± 0.015	10.726 ± 0.013	10.293 ± 0.030	10.565 ± 0.018	10.729 ± 0.021
BD+332642	10.696 ± 0.018	10.804 ± 0.018	10.853 ± 0.015	10.684 ± 0.056	10.791 ± 0.066	10.840 ± 0.062
BD+75325	9.315 ± 0.033	9.581 ± 0.001	9.733 ± 0.006	9.301 ± 0.027	9.551 ± 0.028	9.705 ± 0.036
EG131	12.338 ± 0.014	12.258 ± 0.013	12.182 ± 0.013	12.339 ± 0.028	12.256 ± 0.031	12.177 ± 0.027
Feige110	11.620 ± 0.016	11.865 ± 0.019	12.003 ± 0.018	11.600 ± 0.025	11.836 ± 0.033	11.977 ± 0.033
Feige34	10.943 ± 0.015	11.205 ± 0.012	11.340 ± 0.015	10.902 ± 0.058	11.152 ± 0.062	11.290 ± 0.058
Feige56	10.951 ± 0.019	11.032 ± 0.009	11.063 ± 0.012	10.988 ± 0.039	11.073 ± 0.039	11.109 ± 0.040
Feige66	10.289 ± 0.006	10.524 ± 0.003	10.659 ± 0.011	10.270 ± 0.087	10.521 ± 0.070	10.654 ± 0.074
G191B2B	11.559 ± 0.004	11.809 ± 0.006	11.966 ± 0.006	11.565 ± 0.020	11.811 ± 0.016	11.969 ± 0.017
GD153	13.163 ± 0.013	13.370 ± 0.016	13.521 ± 0.016	13.168 ± 0.027	13.383 ± 0.033	13.534 ± 0.034
GD71	12.867 ± 0.013	13.057 ± 0.019	13.211 ± 0.018	12.870 ± 0.025	13.062 ± 0.025	13.213 ± 0.025
HZ21	14.470 ± 0.033	14.717 ± 0.028	14.862 ± 0.027	14.467 ± 0.176	14.715 ± 0.168	14.862 ± 0.170
HZ4	14.590 ± 0.043	14.501 ± 0.031	14.614 ± 0.028	14.580 ± 0.036	14.487 ± 0.050	14.592 ± 0.064
HZ44	11.471 ± 0.016	11.686 ± 0.010	11.840 ± 0.007	11.517 ± 0.030	11.721 ± 0.021	11.877 ± 0.022
LTT1020	11.922 ± 0.004	11.374 ± 0.007	10.972 ± 0.004	11.946 ± 0.033	11.382 ± 0.027	10.982 ± 0.034
LTT2415	12.504 ± 0.024	12.092 ± 0.012	11.779 ± 0.010	12.473 ± 0.036	12.063 ± 0.024	11.745 ± 0.025
LTT377	11.569 ± 0.021	11.099 ± 0.015	10.767 ± 0.016	11.558 ± 0.009	11.079 ± 0.007	10.748 ± 0.007
LTT9239	12.506 ± 0.013	11.912 ± 0.012	11.479 ± 0.024	12.507 ± 0.036	11.906 ± 0.034	11.476 ± 0.033
LTT9491	14.136 ± 0.025	14.071 ± 0.024	14.000 ± 0.019	14.127 ± 0.027	14.061 ± 0.022	13.992 ± 0.022
P041C	12.446 ± 0.007	11.869 ± 0.003	11.491 ± 0.009	12.431 ± 0.037	11.854 ± 0.032	11.476 ± 0.033
P177D	13.953 ± 0.025	13.345 ± 0.023	12.944 ± 0.024	13.944 ± 0.026	13.339 ± 0.024	12.936 ± 0.024
P177D	– ± 0.018	– ± 0.017	– ± 0.017	– ± 0.035	– ± 0.034	– ± 0.035

Quatrième partie

Résultats préliminaires

Chapitre 12

Photométrie synthétique, ajustement de courbes de lumière et diagramme de Hubble

12.1 Introduction

L'extraction de sources ponctuelles et l'étalonnage en flux ne sont pas une fin en soit. L'ensemble des efforts fournit sur les différentes chaînes de production d'étalonnage à pour unique but de produire des données scientifiques de grande qualité permettant d'apporter une précision significative pour l'analyse cosmologique. Dans ce chapitre, nous évoquerons les différents aspects de l'utilisation des spectres pour l'ajustement des courbes de lumière en vue de la construction d'un diagramme de Hubble proche.

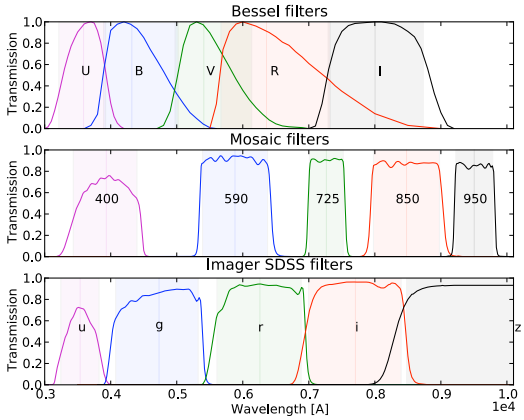
12.2 Courbes de lumière SNfactory

La spectro-photométrie permet de synthétiser des filtres arbitraires. On peut ainsi facilement comparer les résultats à ceux d'autres expériences.

12.2.1 Filtres SNfactory

Pour toutes les séries temporelles de spectres (*cf.* figure 13.3), les courbes de lumières synthétiques sont engendrées en intégrant dans les bandes de longueur d'onde appropriées le produit des filtres souhaités par le spectre dans le système au repos. La magnitude est exprimée dans le système photométrique de Vega, dont le spectre est convolué et intégré de la même manière pour être utilisée comme flux de référence. Les filtres SNfactory sont référencés dans la table associée la figure 12.1 (comparés aux filtres Bessel U,B,V,R,I).

Une fois les magnitudes calculées dans chaque bande et pour chaque spectre, elles sont traitées comme des fonctions du temps pour produire une courbe de lumière de SNe Ia. Plusieurs courbes de lumière SNfactory sont présentées sur la figure 12.2. Chacune des vignettes comprend 5 courbes de lumière dans différents filtres. Parmi les courbes présentées, seules les courbes de lumières pour les filtres B_{SNf}, V_{SNf} et R_{SNf} seront utilisées dans la suite, car le protocole d'ajustement (SALT) qui sera présenté dans le chapitre suivant ne gère pas correctement les bandes U_{SNf} et I_{SNf}. La spectroscopie se résume alors à de la photométrie, à cela près que



Filtre	Domaine de longueur d'onde
U_{SNf}	3450–3850 Å
B_{SNf}	3700–5200 Å
V_{SNf}	5200–6290 Å
R_{SNf}	6290–7600 Å
I_{SNf}	7300–8700 Å

FIG. 12.1: Comparaison des filtres SNfactory aux filtres Bessel U,B,V,R et I dans le système au repos.

l'intégration spectrale est exacte quelque soit le décalage spectrale (i n'y a pas de $\mathcal{K}$-correction liée à des filtres d'observation fixe).

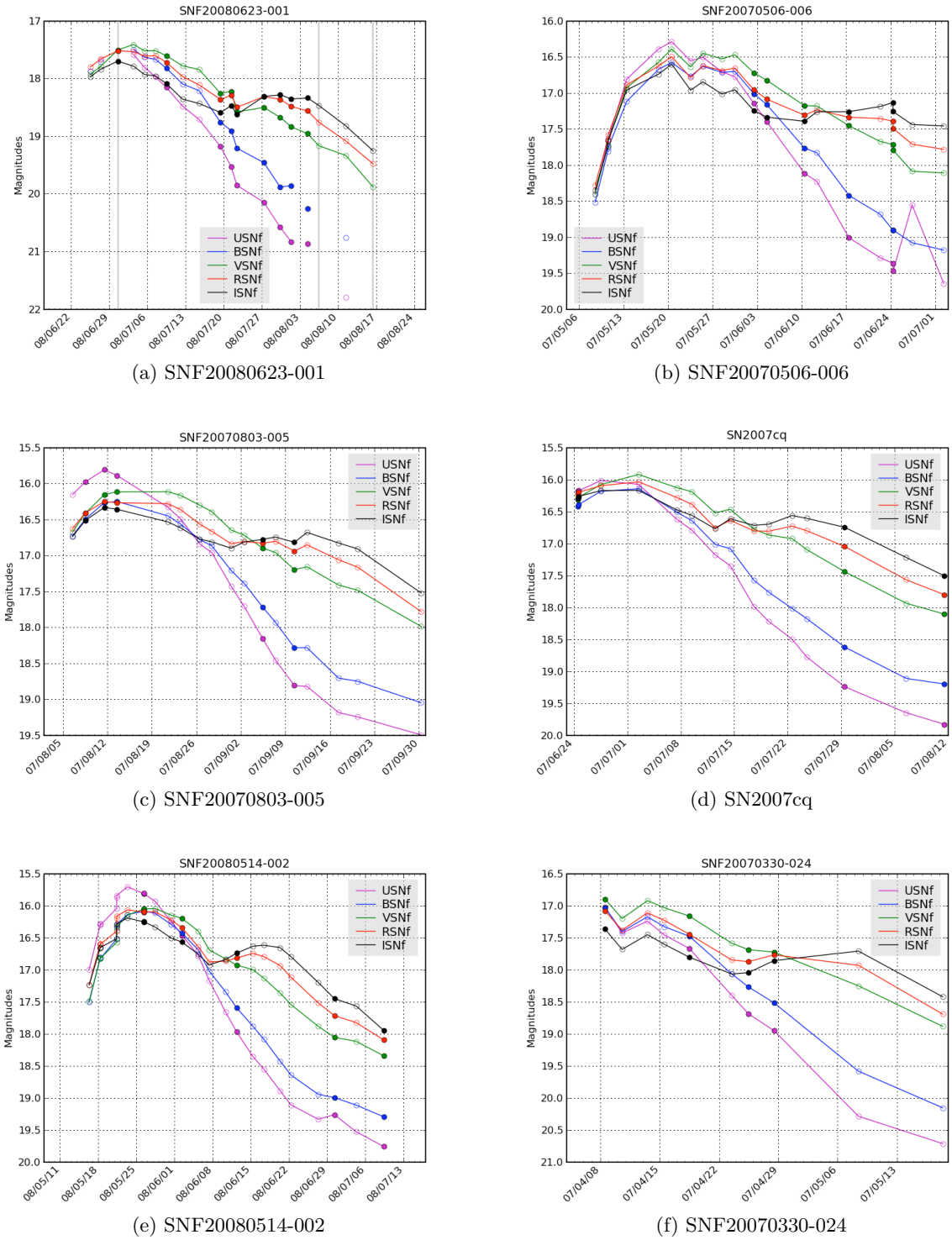
Le deuxième maximum en filtre R de luminosité (au bout de $\sim$ 30 jours), bien visible sur les différentes courbes de lumière de la figure 12.2, est directement relié à l'évolution de la ionisation des éléments ferreux dans les ejectæ de la supernova. Au fur et à mesure du refroidissement des gaz éjectés, les transitions Fe II vers Fe I prennent de plus en plus d'importance, et aboutissent (T$\sim$ 7000K) à une augmentation de l'émission R et I du fer (Kasen 2006).

12.3 SALT2

SALT (*Spectral Adaptive Lightcurve Template*) est un programme développé au Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Énergie (LPNHE) de Paris (Guy, Astier, Baumont, Hardin, Pain, Regnault, Basa, Carlberg, Conley, Fabbro, Fouchez, Hook, Howell, Perrett, Pritchet et al. 2007) qui permet d'ajuster les courbes de lumière de SNe Ia à partir d'une série temporelle de spectres. Son rôle majeur est de fournir une estimation de distance. La version la plus récente, SALT2, utilise une analyse en composantes principales (*Principal Component Analysis* ou PCA). Le modèle de SALT est entraîné sur des courbes de lumière de supernovæ aussi bien à faible qu'à grand décalage vers le rouge.

12.3.1 Introduction des erreurs

La chaîne d'étalonnage en flux n'incorpore pas un modèle de propagation d'erreurs complet entre chacune de ses étapes. Les erreurs des magnitudes synthétisées sont estimées à partir de la statistique du bruit de photon, et sont sous estimées (le chapitre précédent montre que la précision lors des nuits non-photométriques est de l'ordre de 2.5%). C'est pourquoi avant d'utiliser les données (ajustement SALT2), les erreurs de chaque point de la courbe de lumière sont réajustées, de manière que leur valeur médiane au travers de l'ensemble des filtres soit égal à 6 ou 7% magnitude (soit l'ordre de grandeur de la dispersion des écarts à la courbe SALT.



(a) SNF20080623-001

(b) SNF20070506-006

(c) SNF20070803-005

(d) SN2007cq

(e) SNF20080514-002

(f) SNF20070330-024

FIG. 12.2: Courbes de lumière pour six supernovæ SNfactory. Les filtres utilisés sont les filtres SNfactory référencés dans la table 12.1.

12.3.2 Ajustement des courbes de lumière

Le modèle de flux de SALT permet l'ajustement d'un paramètre caractérisant l'échelle temporelle x_1 et la couleur c avec des fonction M_1, M_2 et CL fixées. Il est donné par l'équation :

$$F_{\mathrm{SN}}(p,\lambda) = x_0 \times [M_0(p,\lambda) + x_1 M_1(p,\lambda) + \ldots] \times \exp\left[c\, CL(\lambda)\right] \tag{12.1}$$

La minimisation donnera la normalisation globale en flux x_0 (utilisée avec l'estimation de la phase pour obtenir la magnitude au maximum) et les deux paramètres de standardisation, x_1 et c, respectivement le *stretch* et la couleur, qui seront utilisés plus tard dans l'ajustement cosmologique.

Les paramètres résultants de l'ajustement SALT2 pour les 75 supernovæ, sont présentés dans la table 12.1, avec les résidus respectifs par filtre dans la table 12.2. Six exemples de courbes de lumière ajustées à partir de séries temporelles de supernovæ bien échantillonnées sont présentées dans la figure 12.3.

On peut conclure de ces données, que jusqu'à 20 magnitudes, les courbes de lumière sont de bonne qualité, et qu'aucun biais particulier n'est observé sur les résidus obtenus. La précision de mesure pour les supernovæ à faible luminosité est moins bonne à cause de la soustraction du fond galactique, et à divers effets systématiques. La déviation médiane absolue normalisée (*normalized Median Absolute Deviation* ou nMAD) globale pour les magnitudes inférieures à 20, tous filtres confondus, est de l'ordre de 6%. Cette valeur est du même ordre de grandeur que la dispersion sur chaque filtre.

12.4 Diagramme de Hubble spectro-photométrique proche

En utilisant l'ajustement des courbes de lumières spectroscopiques introduit dans la section précédente, il est maintenant possible de passer à l'étape suivante, et ainsi de produire le diagramme de Hubble proche.

Pour le moment, il ne s'agit pas de fournir une contrainte sur les paramètres cosmologiques, puisque il serait nécessaire d'associer à notre échantillon les supernovæ à grand décalage vers le rouge[1]. Nos intentions dans cette section sont plutôt de caractériser la qualité des données spectro-photométriques issues de SNIFS, par l'étude détaillée des résidus du diagramme de Hubble des SNe Ia de la collaboration. Comme nous l'avons vu dans la section § 11.4 du chapitre précédent, les mesures sur les étoiles standards confirment que nous contrôlons notre étalonnage en flux à un niveau meilleur que la dispersion intrinsèque de nos SNe Ia. Il est donc désormais possible de s'intéresser à l'analyse des résidus du diagramme de Hubble.

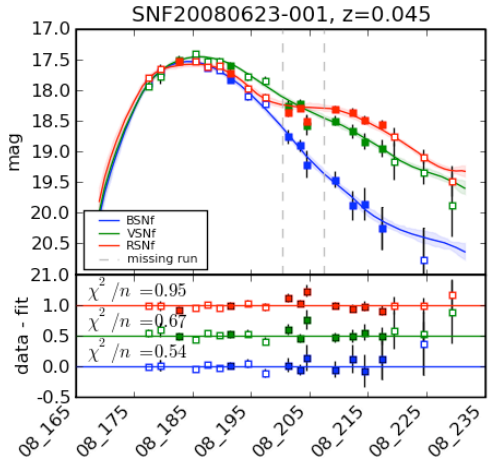
L'algorithme développé par SNLS est utilisé afin d'ajuster les courbes de lumières spectro-photométriques à un modèle cosmologique ΛCDM, avec $\Omega_{\mathrm{m}} = 0.24$ en utilisant l'équation :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{\left(\mathbf{V}^{\mathrm{T}}\mathbf{X}_i - M - 5\log_{10}(d_L(\theta,z)/10\ \mathrm{pc})\right)^2}{\mathbf{V}^{\mathrm{T}}\ \mathbf{C}(\mathbf{X}_i)\ \mathbf{V}} \tag{12.2}$$

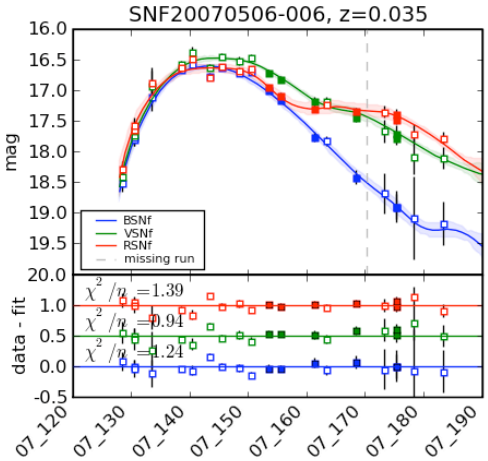
où,

$$\mathbf{X}_i = \begin{pmatrix} m_B^* \\ x_1 \\ c \end{pmatrix}, \quad \mathbf{V} = \begin{pmatrix} 1 \\ \alpha_x \\ -\beta \end{pmatrix},$$

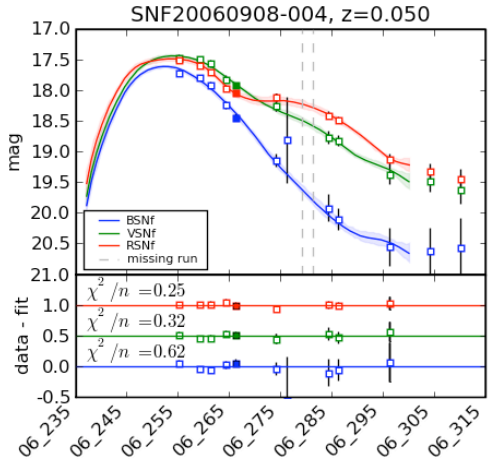
[1] ce qui implique un inter étalonnage précis entre les données SNfactory et les données SNLS, par exemple.



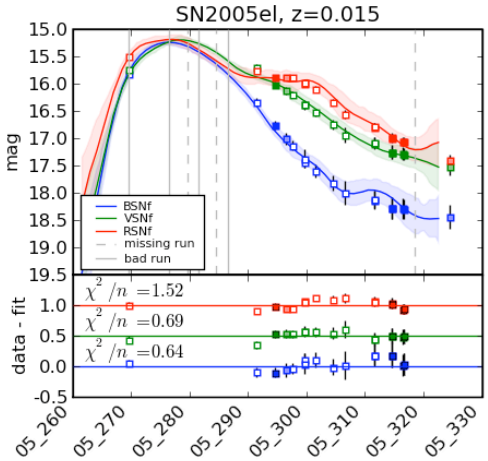
(a) SNF20080623-001



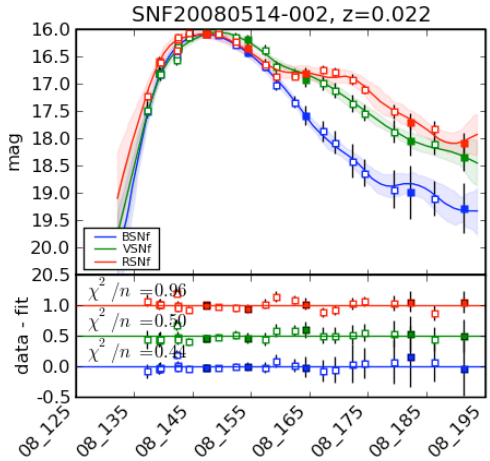
(b) SNF20070506-006



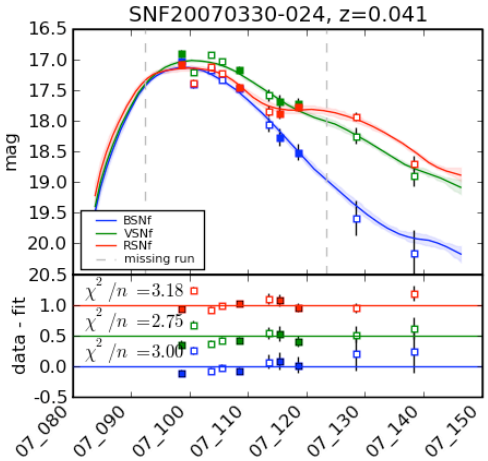
(c) SNF20060908-004



(d) SN2005el



(e) SNF20080514-002



(f) SNF20070330-024

FIG. 12.3: Courbes de lumière spectro-photométriques ajustées par SALT2 pour six supernovæ SNfactory.

TAB. 12.1: Paramètres de l'ajustement SALT2 pour 75 supernovæ courbes de lumières spectro-photométriques. La valeur présenté dans la colonne *Phase* représente la phase du premier spectres de la courbe de lumière.

Supernova	Redshift	# points	Phase	x_1	c
SN2004ef	0.0310	20	-3.94 ± 0.29	-1.581 ± 0.429	0.188 ± 0.029
SN2004gs	0.0274	15	1.03 ± 0.71	-2.721 ± 0.611	0.293 ± 0.052
SN2005M	0.0220	22	2.66 ± 0.71	1.071 ± 0.413	0.135 ± 0.030
SNF20050728-006	0.0591	8	-5.97 ± 0.36	0.102 ± 0.570	0.160 ± 0.036
SN2005di	0.0253	10	-11.05 ± 0.02	-0.259 ± 0.295	0.578 ± 0.043
SNF20050821-007	0.0595	5	-4.08 ± 0.53	0.671 ± 0.565	0.049 ± 0.036
SN2005el	0.0149	17	-7.08 ± 0.29	-2.151 ± 0.294	-0.145 ± 0.055
SN2005hc	0.0459	10	-1.07 ± 0.92	1.792 ± 0.716	0.023 ± 0.039
SNF20051113-000	0.0824	7	3.77 ± 0.96	0.039 ± 0.590	0.160 ± 0.033
SNF20060511-014	0.0476	16	0.96 ± 0.67	-1.345 ± 0.276	-0.006 ± 0.034
SNF20060521-008	0.0551	8	4.54 ± 0.04	-1.533 ± 0.400	0.191 ± 0.043
SNF20060526-003	0.0779	9	-4.75 ± 0.47	-0.411 ± 0.480	0.015 ± 0.026
SNF20060530-003	0.0568	16	4.01 ± 0.73	1.026 ± 0.327	-0.012 ± 0.023
SNF20060621-015	0.0553	13	-3.89 ± 0.48	0.288 ± 0.335	-0.058 ± 0.023
SNF20060621-012	0.0625	10	1.63 ± 0.13	0.037 ± 0.363	0.199 ± 0.027
SN2006dm	0.0220	7	-7.26 ± 0.30	-3.169 ± 0.660	0.024 ± 0.058
SNF20060908-004	0.0500	12	2.43 ± 0.76	0.421 ± 0.326	0.030 ± 0.026
SNF20060912-000	0.0733	7	1.78 ± 0.85	-0.254 ± 0.860	0.121 ± 0.029
SNF20060919-007	0.0702	2	0.84 ± 2.79	-1.162 ± 1.447	-0.012 ± 0.054
SNF20061021-003	0.0628	10	-3.92 ± 0.55	-0.373 ± 0.325	0.140 ± 0.025
SNF20061020-000	0.0391	11	-1.40 ± 0.56	-1.676 ± 0.302	0.100 ± 0.034
SNF20061011-005	0.0230	5	7.09 ± 1.45	0.364 ± 0.391	-0.068 ± 0.045
SNF20061111-002	0.0693	10	-6.99 ± 0.27	0.107 ± 0.343	0.121 ± 0.023
SNF20061108-004	0.0888	6	-0.74 ± 0.90	-0.764 ± 0.530	0.094 ± 0.027
SNF20070403-001	0.0804	18	-2.16 ± 0.34	-1.698 ± 0.251	0.030 ± 0.019
SN2007bd	0.0310	10	-3.00 ± 0.44	-1.496 ± 0.588	-0.021 ± 0.034
SNF20070424-003	0.0671	19	-7.29 ± 0.00	0.278 ± 0.164	0.042 ± 0.019
SNF20070427-001	0.0767	13	2.16 ± 0.20	0.409 ± 0.367	-0.171 ± 0.027
SNF20070429-000	0.0663	16	5.89 ± 0.59	-0.425 ± 0.163	-0.068 ± 0.026
SNF20070506-006	0.0348	20	-15.05 ± 0.19	1.142 ± 0.210	0.036 ± 0.024
SNF20070531-011	0.0357	13	14.08 ± 0.06	-0.823 ± 0.240	-0.447 ± 0.036
SN2007cq	0.0258	15	-5.87 ± 0.02	-1.141 ± 0.265	-0.031 ± 0.031
SNF20070630-006	0.0721	17	-8.66 ± 0.27	0.333 ± 0.202	0.015 ± 0.021
SNF20070701-005	0.0694	10	13.73 ± 0.36	5.000 ± 0.151	0.062 ± 0.063
SNF20070712-003	0.0739	17	-4.67 ± 0.34	-0.036 ± 0.280	-0.042 ± 0.021
SNF20070712-000	0.0300	12	3.29 ± 0.03	-0.767 ± 0.292	0.027 ± 0.031
SNF20070717-003	0.0860	18	-7.99 ± 0.20	-1.097 ± 0.299	0.055 ± 0.023
SNF20070725-001	0.0679	16	1.61 ± 0.60	0.526 ± 0.224	-0.086 ± 0.023
SNF20070727-016	0.0664	18	0.98 ± 0.60	0.009 ± 0.216	-0.054 ± 0.020
SNF20070802-000	0.0645	17	-6.26 ± 0.23	-0.060 ± 0.259	0.124 ± 0.020
SNF20070803-005	0.0314	17	-9.13 ± 0.21	0.747 ± 0.309	0.069 ± 0.030
SNF20070806-026	0.0451	15	1.55 ± 0.03	-2.311 ± 0.269	-0.058 ± 0.039
SNF20070810-004	0.0835	19	-7.75 ± 0.17	-0.370 ± 0.205	0.010 ± 0.018
SNF20070818-001	0.0753	14	-3.29 ± 0.52	-0.538 ± 0.536	0.094 ± 0.026
SNF20070817-003	0.0640	15	-3.18 ± 0.01	-1.101 ± 0.208	-0.022 ± 0.020
SNF20070912-000	0.1231	12	-4.78 ± 0.31	-0.635 ± 0.367	0.031 ± 0.020
SNF20071003-004	0.0768	8	-8.88 ± 0.21	-0.103 ± 0.266	-0.022 ± 0.026
SN2007kk	0.0410	13	-1.32 ± 0.43	-0.317 ± 0.301	0.061 ± 0.024
SNF20071015-000	0.0385	10	-1.66 ± 0.08	0.667 ± 0.495	0.505 ± 0.038
SN2007le	0.0067	8	-8.79 ± 0.25	-0.614 ± 0.435	0.354 ± 0.047
SNF20071021-000	0.0274	10	-12.08 ± 0.28	-1.148 ± 0.327	0.116 ± 0.034
SN2007qe	0.0239	5	-11.18 ± 0.31	-0.456 ± 0.571	0.088 ± 0.081
SNF20080323-009	0.0833	7	-0.34 ± 0.87	-0.294 ± 0.383	-0.006 ± 0.029
SNF20080510-001	0.0720	13	-7.67 ± 0.24	-0.297 ± 0.282	-0.024 ± 0.021
SNF20080510-005	0.0884	5	-6.42 ± 1.11	5.000 ± 0.261	0.256 ± 0.069
SNF20080512-010	0.0634	14	-3.09 ± 0.46	-2.793 ± 0.528	-0.011 ± 0.036
SNF20080512-008	0.0840	18	4.11 ± 0.67	0.549 ± 0.248	-0.028 ± 0.023
SNF20080514-002	0.0221	25	-10.09 ± 0.15	-2.055 ± 0.214	-0.074 ± 0.027
SNF20080516-000	0.0732	16	-1.41 ± 0.58	1.320 ± 0.315	0.006 ± 0.023
SNF20080516-022	0.0744	17	0.65 ± 0.55	-0.164 ± 0.204	-0.095 ± 0.020
SNF20080522-000	0.0453	23	-9.09 ± 0.20	0.977 ± 0.235	0.088 ± 0.023
SNF20080522-011	0.0379	17	-3.97 ± 0.46	1.458 ± 0.353	0.038 ± 0.026
SNF20080531-000	0.0366	13	-4.50 ± 0.35	-0.795 ± 0.347	0.024 ± 0.026
SNF20080610-000	0.0782	16	-4.21 ± 0.41	-0.178 ± 0.247	0.017 ± 0.019
SNF20080614-010	0.0745	18	-3.75 ± 0.07	-2.390 ± 0.297	0.028 ± 0.031
SNF20080612-003	0.0326	16	-3.16 ± 0.56	0.531 ± 0.298	0.027 ± 0.027
SNF20080623-001	0.0451	19	-7.20 ± 0.19	-0.256 ± 0.204	-0.022 ± 0.019
SNF20080626-002	0.0245	13	-2.85 ± 0.66	1.066 ± 0.402	0.008 ± 0.032
SNF20080714-008	0.0859	17	-5.19 ± 0.31	0.035 ± 0.235	0.146 ± 0.017
SN2008ec	0.0163	14	-7.36 ± 0.24	-1.735 ± 0.301	0.201 ± 0.036
SNF20080720-001	0.0205	16	-3.44 ± 0.48	0.546 ± 0.319	0.650 ± 0.029
SNF20080803-000	0.0568	14	-7.97 ± 0.22	0.130 ± 0.291	0.150 ± 0.024
SNF20080810-001	0.0428	12	-10.04 ± 0.20	-1.207 ± 0.284	0.049 ± 0.029
SNF20080815-017	0.0655	9	0.15 ± 0.78	-2.689 ± 0.476	0.052 ± 0.046
SNF20080822-005	0.0717	7	1.03 ± 0.93	0.545 ± 0.616	0.006 ± 0.030

TAB. 12.2: RMS et MAD normalisées (en magnitudes) des résidus pour 75 courbes de lumières spectro-photométrique SNfactory, ajustées par SALT2.

		B_{SNf}		V_{SNf}		R_{SNf}		All filters	
Supernova	Redshift	RMS	nMAD	RMS	nMAD	RMS	nMAD	RMS	nMAD
SN2004ef	0.0310	0.195	0.099	4.837	0.078	4.868	0.086	3.964	0.082
SN2004gs	0.0274	0.108	0.125	0.067	0.083	0.049	0.021	0.073	0.065
SN2005M	0.0220	0.066	0.020	0.023	0.026	0.052	0.052	0.053	0.035
SNF20050728-006	0.0591	0.029	0.028	0.079	0.061	0.058	0.084	0.062	0.044
SN2005di	0.0253	0.373	0.059	0.252	0.057	0.327	0.094	0.321	0.104
SNF20050821-007	0.0595	0.108	0.053	0.046	0.015	0.043	0.024	0.080	0.038
SN2005el	0.0149	0.094	0.106	0.062	0.063	0.067	0.080	0.078	0.072
SN2005hc	0.0459	0.054	0.071	0.051	0.057	0.061	0.057	0.056	0.057
SNF20051113-000	0.0824	0.039	0.062	0.045	0.046	0.062	0.035	0.055	0.046
SNF20060511-014	0.0476	0.076	0.051	0.070	0.094	0.101	0.098	0.086	0.078
SNF20060521-008	0.0551	0.047	0.052	0.038	0.030	0.062	0.062	0.057	0.071
SNF20060526-003	0.0779	0.339	0.074	0.109	0.074	0.054	0.057	0.234	0.088
SNF20060530-003	0.0568	0.753	0.061	0.400	0.101	0.410	0.056	0.541	0.070
SNF20060621-015	0.0553	0.173	0.068	0.143	0.032	0.146	0.065	0.155	0.047
SNF20060621-012	0.0625	0.305	0.128	0.156	0.078	0.197	0.233	0.237	0.128
SN2006dm	0.0220	0.068	0.038	0.063	0.074	0.065	0.066	0.070	0.075
SNF20060908-004	0.0500	0.172	0.095	0.041	0.070	0.027	0.019	0.111	0.064
SNF20060912-000	0.0733	0.091	0.123	0.020	0.015	0.068	0.025	0.083	0.046
SNF20060919-007	0.0702	0.025	0.036	0.019	0.028	0.006	0.009	0.027	0.009
SNF20061021-003	0.0628	0.053	0.023	0.324	0.060	0.895	0.035	0.590	0.060
SNF20061020-000	0.0391	2.593	0.026	0.097	0.052	0.301	0.128	1.516	0.097
SNF20061011-005	0.0230	0.078	0.076	0.074	0.033	0.142	0.094	0.105	0.097
SNF20061111-002	0.0693	0.228	0.173	0.635	0.099	0.554	0.173	0.507	0.136
SNF20061108-004	0.0888	3.059	0.254	0.064	0.074	0.038	0.044	1.743	0.075
SNF20070403-001	0.0804	0.355	0.073	0.136	0.097	0.052	0.041	0.228	0.075
SN2007bd	0.0310	0.059	0.056	0.040	0.037	0.077	0.064	0.066	0.049
SNF20070424-003	0.0671	1.311	0.168	0.087	0.066	0.067	0.035	0.770	0.068
SNF20070427-001	0.0767	0.078	0.057	1.702	0.059	3.122	0.061	1.946	0.055
SNF20070429-000	0.0663	3.311	0.273	0.101	0.104	0.083	0.088	2.118	0.119
SNF20070506-006	0.0348	0.068	0.050	0.099	0.106	0.086	0.067	0.086	0.081
SNF20070531-011	0.0357	1.600	0.423	0.199	0.159	0.279	0.250	0.965	0.260
SN2007cq	0.0258	0.062	0.044	0.058	0.079	0.049	0.058	0.060	0.062
SNF20070630-006	0.0721	0.105	0.065	0.058	0.032	0.045	0.038	0.080	0.041
SNF20070701-005	0.0694	1.119	0.069	0.279	0.093	0.687	0.327	0.853	0.141
SNF20070712-003	0.0739	0.173	0.064	0.071	0.035	0.040	0.035	0.126	0.061
SNF20070712-000	0.0300	0.076	0.097	0.049	0.050	0.051	0.059	0.061	0.057
SNF20070717-003	0.0860	0.435	0.109	0.126	0.086	0.150	0.072	0.283	0.084
SNF20070725-001	0.0679	0.065	0.089	0.051	0.046	0.062	0.072	0.061	0.067
SNF20070727-016	0.0664	0.055	0.066	0.060	0.041	0.055	0.035	0.057	0.052
SNF20070802-000	0.0645	2.350	0.064	0.144	0.044	0.097	0.050	1.363	0.053
SNF20070803-005	0.0314	0.069	0.063	0.054	0.041	0.045	0.061	0.058	0.059
SNF20070806-026	0.0451	0.279	0.047	0.049	0.038	0.090	0.090	0.183	0.059
SNF20070810-004	0.0835	0.252	0.131	0.098	0.039	0.049	0.049	0.165	0.070
SNF20070818-001	0.0753	1.840	0.061	0.066	0.034	0.063	0.065	1.010	0.061
SNF20070817-003	0.0640	0.150	0.115	0.079	0.059	0.099	0.096	0.131	0.090
SNF20070912-000	0.1231	0.059	0.062	0.084	0.082	0.056	0.056	0.075	0.075
SNF20071003-004	0.0768	0.058	0.040	0.052	0.039	0.034	0.041	0.054	0.051
SN2007kk	0.0410	0.099	0.150	0.062	0.054	0.064	0.064	0.076	0.062
SNF20071015-000	0.0385	0.060	0.072	0.048	0.067	0.056	0.043	0.072	0.072
SN2007le	0.0067	0.040	0.023	0.047	0.052	0.061	0.074	0.052	0.055
SNF20071021-000	0.0274	0.018	0.019	0.040	0.039	0.029	0.029	0.033	0.026
SN2007qe	0.0239	0.023	0.023	0.065	0.105	0.070	0.060	0.057	0.059
SNF20080323-009	0.0833	0.083	0.040	0.090	0.044	0.069	0.032	0.089	0.053
SNF20080510-001	0.0720	0.036	0.043	0.044	0.034	0.040	0.048	0.042	0.049
SNF20080510-005	0.0884	0.537	0.486	0.095	0.066	0.159	0.111	0.410	0.302
SNF20080512-010	0.0634	1.692	0.071	1.866	0.095	1.939	0.076	1.838	0.106
SNF20080512-008	0.0840	2.969	0.057	0.084	0.064	0.038	0.045	1.723	0.055
SNF20080514-002	0.0221	0.065	0.043	0.063	0.057	0.072	0.061	0.067	0.056
SNF20080516-000	0.0732	0.083	0.043	0.052	0.027	0.048	0.048	0.068	0.050
SNF20080516-022	0.0744	2.903	0.076	0.066	0.063	0.059	0.048	1.684	0.069
SNF20080522-000	0.0453	0.327	0.085	0.057	0.044	0.085	0.061	0.201	0.053
SNF20080522-011	0.0379	0.167	0.081	0.083	0.075	0.108	0.076	0.134	0.091
SNF20080531-000	0.0366	1.261	0.090	0.211	0.034	0.166	0.064	0.775	0.066
SNF20080610-000	0.0782	4.088	0.061	0.070	0.052	0.042	0.045	2.482	0.065
SNF20080614-010	0.0745	3.102	0.159	1.169	0.111	1.568	0.074	1.990	0.143
SNF20080612-003	0.0326	0.059	0.035	0.117	0.035	0.136	0.043	0.110	0.052
SNF20080623-001	0.0451	0.113	0.092	0.108	0.065	0.080	0.051	0.102	0.066
SNF20080626-002	0.0245	0.041	0.033	0.045	0.055	0.045	0.043	0.045	0.045
SNF20080714-008	0.0859	0.436	0.199	0.120	0.092	0.115	0.065	0.277	0.108
SN2008ec	0.0163	0.076	0.042	0.061	0.062	0.070	0.048	0.070	0.052
SNF20080720-001	0.0205	0.147	0.087	0.084	0.055	0.089	0.073	0.124	0.085
SNF20080803-000	0.0568	0.100	0.058	0.075	0.076	0.321	0.037	0.212	0.062
SNF20080810-001	0.0428	0.055	0.038	0.071	0.088	0.063	0.054	0.071	0.072
SNF20080815-017	0.0655	0.067	0.079	0.062	0.056	0.066	0.077	0.078	0.071
SNF20080822-005	0.0717	0.034	0.019	0.031	0.027	0.027	0.025	0.031	0.029
All supernovæ, mag < 20		0.100	0.064	0.070	0.057	0.067	0.059	0.105	0.065

$d_L(z)$ étant la distance de luminosité u décalage spectral z. Elle dépend du paramètres cosmologiques $\theta = (\Omega_m, \Omega_\Lambda, w, ...)$ et $\mathbf{C}(\mathbf{X}_i)$ est la matrice de covariance des paramètres $\mathbf{X}_i$, qui sont pris en compte dans l'erreur de m_B^*, à cause de la dispersion intrinsèque des SNe Ia et de la vitesse relative des objets proches. Les paramètres ajustés sont α_x, β (en $\mathbf{V}$) et M, respectivement le *stretch*, la couleur et la magnitude absolue. Une dispersion intrinsèque (σ_{int}) de la magnitude absolue des supernovæ est introduite dans la variance de m_B^*, de telle manière que $\chi^2/\text{dof} = 1$.

Le résultat et les résidus de l'ajustement du diagramme de Hubble sur les 75 supernovæ sont présentés sur la figure 12.4. Les résidus pour chaque supernova sont quant à eux dans la table 12.3. La dispersion des courbes de lumière autour de la normalisation SALT est de 10%. Cette dispersion est essentiellement due aux erreurs de mesure, avec une petite contribution des erreurs systématiques affectant les modèles spectraux inclus dans SALT. Au contraire, la dispersion dans le diagramme de Hubble combine les erreurs de mesure du flux, les erreurs sur l'estimation du décalage vers le rouge et la dispersion intrinsèque. Une sélection plus fine sur 58 supernovæ aboutit à une dispersion de 16.1% et à une dispersion intrinsèque de $\sim 10\%$.

Le diagramme de Hubble est le premier réalisé uniquement à partir de données spectro-photométriques. Il valide ainsi l'approche SNfactory pour l'observation des supernovæ proches, et ouvre la porte à d'autres études possibles (*e.g.* l'étude d'un diagramme de Hubble sans corrections $\mathcal{K}$ (Pereira 2008)). Les cercles bleus de la figure 12.4 représentent les magnitudes au maximum de luminosité non corrigées du filtre B_{SNf}, telles qu'elles sont mesurées par SALT2, sans standardisation de *stretch* ou de couleur (c'est à dire avec les paramètres α et β valant zéro). La table 12.3 détaille les résidus du diagramme de Hubble avant et après corrections. La réduction de la dispersion après standardisation, montre à quel point les SNe Ia sont de bonnes chandelles standards, et aussi la qualité de la standardisation de SALT2. Il faut tout de même noter que pour l'instant seul un tiers des SNe Ia de SNfactory est utilisée pour l'étude cosmologique, il sera donc possible dans un futur pas si lointain d'améliorer notablement la qualité du diagramme de Hubble proche.

La figure 12.4 présente avec plus de détails les résidus vis-à-vis de la ligne de Hubble. Le *Root Mean Square* (ou RMS) est calculé à l'aide de :

$$\text{RMS} = \frac{1}{N-3}\sum_i^N r_i^2 \pm \frac{1}{\sqrt{2(N-3)}} \tag{12.3}$$

où r_i représente chacun des N résidus par rapport à la ligne de Hubble, et où $N-3$ représente le nombre de degrés de liberté qui tient compte des 3 paramètres de l'ajustement, α, β et M.

12.5 Conclusion

Cette analyse a été réalisée à partir de données utilisant la toute dernière version de la chaîne d'étalonnage en flux. La nouvelle version du code intègre l'approche multi-standard présentée dans ce manuscrit. Cette production est encore en phase de test et soumise à de l'attrition dans plusieurs domaines. Dès lors, on peut s'attendre à un certain nombre d'amélioration dans les semaines qui viennent, qui devraient mener vers des résultats plus encourageant que ceux qui viennent d'être présentés dans ce chapitre.

L'analyse cosmologique préliminaire montre qu'en dépit de l'élaboration de filtres synthétiques et d'une approche expérimentale complexe, la spectro-photométrie aboutit à des résidus du diagramme de Hubble très voisins de ceux de la photométrie (*e.g.* $\sim 15\%$ pour SNLS).

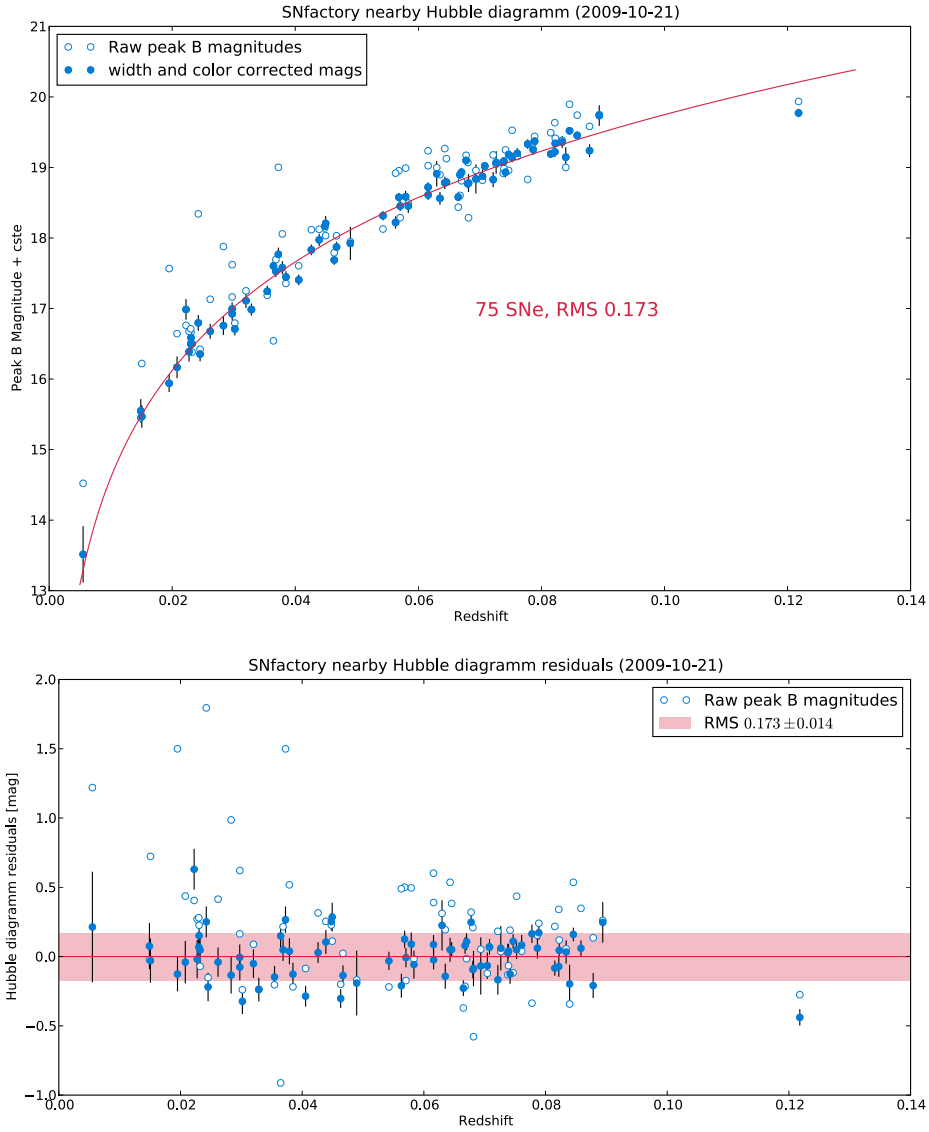


FIG. 12.4: (a) Diagramme de Hubble proche pour 75 supernovæ, derivé de l'ajustement spectro-photométrique des courbes de lumière par SALT2. La ligne rouge représente l'ajustement du modèle cosmologique ΛCDM avec Ω_M fixé. (b) Résidus au diagramme de Hubble.

Tab. 12.3: Résidus au diagramme de Hubble, avant et après correction par SALT2, pour les 75 supernovæ analysées. Les valeurs du décalage vers le rouge sont données dans le référentiel du CMB (et pas dans le référentiel héliocentrique, de même que pour SALT2).

		Hubble diagramm residuals	
Supernova	Redshift	Before	After
SN2004ef	0.0298	0.621 ± 0.094	-0.076 ± 0.094
SN2004gs	0.0283	0.986 ± 0.133	-0.134 ± 0.133
SN2005M	0.0230	0.280 ± 0.110	0.068 ± 0.110
SN2005di	0.0242	1.795 ± 0.112	0.250 ± 0.112
SN2005el	0.0149	-0.022 ± 0.166	0.075 ± 0.166
SN2005hc	0.0449	0.111 ± 0.104	0.285 ± 0.104
SN2006dm	0.0208	0.437 ± 0.153	-0.041 ± 0.153
SN2007bd	0.0320	0.088 ± 0.103	-0.051 ± 0.103
SN2007cq	0.0245	-0.151 ± 0.103	-0.220 ± 0.103
SN2007kk	0.0406	-0.086 ± 0.075	-0.286 ± 0.075
SN2007le	0.0055	1.220 ± 0.400	0.213 ± 0.400
SN2007qe	0.0227	0.270 ± 0.139	-0.018 ± 0.139
SN2008ec	0.0151	0.723 ± 0.159	-0.030 ± 0.159
SNF20050728-006	0.0579	0.496 ± 0.084	0.090 ± 0.084
SNF20050821-007	0.0584	-0.017 ± 0.101	-0.058 ± 0.101
SNF20051113-000	0.0822	0.340 ± 0.074	-0.072 ± 0.074
SNF20060511-014	0.0467	0.023 ± 0.073	-0.136 ± 0.073
SNF20060521-008	0.0563	0.489 ± 0.087	-0.211 ± 0.087
SNF20060526-003	0.0787	0.154 ± 0.075	0.060 ± 0.075
SNF20060530-003	0.0571	-0.173 ± 0.070	-0.008 ± 0.070
SNF20060621-012	0.0616	0.602 ± 0.069	0.086 ± 0.069
SNF20060621-015	0.0543	-0.219 ± 0.066	-0.031 ± 0.066
SNF20060908-004	0.0490	-0.169 ± 0.234	-0.191 ± 0.234
SNF20060912-000	0.0722	0.182 ± 0.107	-0.168 ± 0.107
SNF20060919-007	0.0694	0.053 ± 0.207	-0.068 ± 0.207
SNF20061011-005	0.0222	0.405 ± 0.148	0.630 ± 0.148
SNF20061020-000	0.0379	0.518 ± 0.094	0.038 ± 0.094
SNF20061021-003	0.0616	0.390 ± 0.069	-0.023 ± 0.069
SNF20061108-004	0.0878	0.135 ± 0.091	-0.209 ± 0.091
SNF20061111-002	0.0681	0.209 ± 0.062	-0.093 ± 0.062
SNF20070403-001	0.0815	0.217 ± 0.055	-0.084 ± 0.055
SNF20070424-003	0.0678	0.320 ± 0.054	0.248 ± 0.054
SNF20070427-001	0.0778	-0.337 ± 0.066	0.164 ± 0.066
SNF20070429-000	0.0670	-0.015 ± 0.060	0.107 ± 0.060
SNF20070506-006	0.0355	-0.204 ± 0.079	-0.147 ± 0.079
SNF20070531-011	0.0365	-0.912 ± 0.082	0.149 ± 0.082
SNF20070630-006	0.0708	0.066 ± 0.056	0.070 ± 0.056
SNF20070701-005	0.0682	-0.579 ± 0.127	-0.086 ± 0.127
SNF20070712-000	0.0297	0.164 ± 0.093	-0.006 ± 0.093
SNF20070712-003	0.0739	-0.066 ± 0.052	0.040 ± 0.052
SNF20070717-003	0.0858	0.348 ± 0.057	0.060 ± 0.057
SNF20070725-001	0.0668	-0.215 ± 0.060	0.080 ± 0.060
SNF20070727-016	0.0665	-0.371 ± 0.057	-0.229 ± 0.057
SNF20070802-000	0.0646	0.383 ± 0.054	0.051 ± 0.054
SNF20070803-005	0.0302	-0.239 ± 0.091	-0.323 ± 0.091
SNF20070806-026	0.0439	0.255 ± 0.086	0.105 ± 0.086
SNF20070810-004	0.0823	0.119 ± 0.048	0.045 ± 0.048
SNF20070817-003	0.0630	0.312 ± 0.181	0.225 ± 0.181
SNF20070818-001	0.0742	0.190 ± 0.071	-0.126 ± 0.071
SNF20070912-000	0.1218	-0.275 ± 0.059	-0.439 ± 0.059
SNF20071003-004	0.0761	0.039 ± 0.073	0.083 ± 0.073
SNF20071015-000	0.0373	1.499 ± 0.096	0.266 ± 0.096
SNF20071021-000	0.0262	0.414 ± 0.106	-0.040 ± 0.106
SNF20080323-009	0.0834	0.056 ± 0.084	0.033 ± 0.084
SNF20080510-001	0.0726	0.035 ± 0.160	0.060 ± 0.160
SNF20080510-005	0.0894	0.261 ± 0.146	0.247 ± 0.146
SNF20080512-008	0.0840	-0.343 ± 0.139	-0.198 ± 0.139
SNF20080512-010	0.0635	0.194 ± 0.091	-0.142 ± 0.091
SNF20080514-002	0.0231	0.226 ± 0.107	0.151 ± 0.107
SNF20080516-000	0.0738	-0.131 ± 0.066	0.026 ± 0.066
SNF20080516-022	0.0747	-0.117 ± 0.052	0.110 ± 0.052
SNF20080522-000	0.0463	-0.200 ± 0.068	-0.303 ± 0.068
SNF20080522-011	0.0385	-0.219 ± 0.082	-0.127 ± 0.082
SNF20080531-000	0.0369	0.215 ± 0.080	0.049 ± 0.080
SNF20080610-000	0.0789	0.240 ± 0.051	0.172 ± 0.051
SNF20080612-003	0.0329	-0.237 ± 0.085	-0.238 ± 0.085
SNF20080614-010	0.0752	0.435 ± 0.069	0.049 ± 0.069
SNF20080623-001	0.0448	0.228 ± 0.062	0.252 ± 0.062
SNF20080626-002	0.0232	-0.070 ± 0.115	0.047 ± 0.115
SNF20080714-008	0.0846	0.536 ± 0.049	0.160 ± 0.049
SNF20080720-001	0.0195	1.500 ± 0.124	-0.126 ± 0.124
SNF20080803-000	0.0568	0.501 ± 0.062	0.125 ± 0.062
SNF20080810-001	0.0426	0.315 ± 0.075	0.029 ± 0.075
SNF20080815-017	0.0643	0.536 ± 0.087	0.049 ± 0.087
SNF20080822-005	0.0704	-0.121 ± 0.096	-0.066 ± 0.096

Chapitre 13

Spectres, séries temporelles et indicateurs spectraux

13.1 Introduction

L'accès à l'ensemble du domaine en longueur d'onde est un avantage non négligeable dans le cas de l'étude physique des supernovæ, mais également dans le cadre d'une analyse détaillée des caractéristiques spectrales pour l'analyse cosmologique. Dans ce chapitre, nous présenterons les résultats relatifs au travail préliminaire effectué dans la collaboration sur l'étude des largeurs de raie et des rapports de flux, utilisé pour minimiser les résidus du diagramme de Hubble.

Les indicateurs traités dans la section suivante sont dit 'classiques' par opposition aux nouveaux indicateurs introduits dans la § 13.5. Ce travail est actuellement l'objet d'une thèse de la collaboration réalisée par N.Chotard à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Ainsi, dans ce chapitre nous proposons une approche alternative de standardisation utilisant les indicateurs spectraux à la place de la forme de la courbe de lumière. Les indicateurs tirent partie des principaux pics d'absorption dans les spectres

13.2 Spectres de SNe Ia

Les SNe Ia ayant une luminosité proche de la luminosité moyenne sont souvent nommées « Branch-normal ». La masse de ^{56}Ni produite pendant l'explosion est estimée à $0.6M_{\odot}$ pour de telles supernovæ (Hoeflich and Khokhlov 1996). La figure 13.2 montre les caractéristiques spectrale d'une SNe Ia typique à son maximum de luminosité.

Les spectres précoces de SNe Ia montrent des pics et vallées. Fortement élargis par les vitesses d'éjection de $\sim$ 10000 km/s de l'explosion, ces pics sont attribués à des raies d'éléments neutres de masse intermédiaire (O, Mg, Si, S, Ca) avec une contribution de pics métalliques (Fe, Co) spécialement dans l'UV. Au voisinage de luminosité, les caractéristiques spectrales les plus importantes sont Si II à 6355 Å et Ca II à 3934 et 3968 Å.

La contribution relative des éléments métalliques augmente rapidement lorsque la photosphère est éjectée. Au bout de deux semaines, le spectre est dominé par les raies de Fe II, qui domine dans les produits finales de l'explosion. Mais certaines raies d'éléments de masse intermédiaire sont toujours présentes (*e.g.* Si II, Ca II). Ensuite les modifications spectrales sont plus progressives, bien que les raies d'émission interdites du fer (et du Cobalt, autour de 5900Å) dominent dans la phase nébuleuse, à peu près un mois après le maximum de luminosité. La

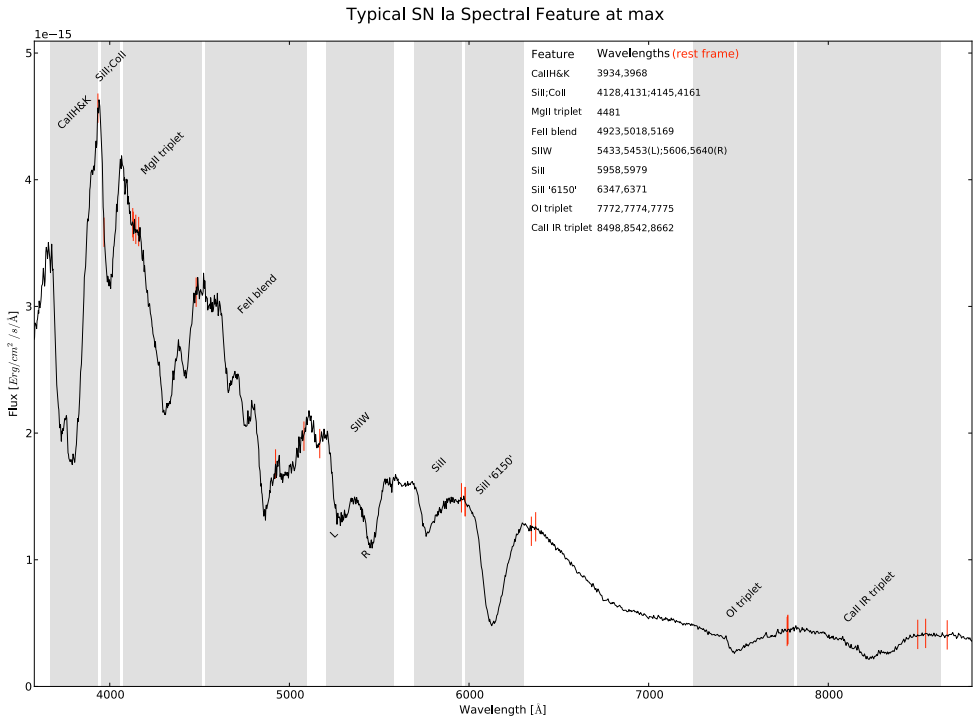


FIG. 13.1: Description des différentes raies atomique d'un spectre 'normal' de SN Ia au voisinage du maximum de luminosité.

queue tardive des SNe Ia provient de l'affaiblissement radioactif du ^{56}Co (initialement ^{56}Ni).

$$^{56}Ni \rightarrow^{56} Co \rightarrow^{56} Fe$$

13.3 Séries temporelles de SNe Ia

13.3.1 Sous-échantillon de SNe Ia

La suite de l'analyse présentera une sélection de 75 supernovæ dont les spectres ont été étalonnés durant la dernière production réalisée fin octobre 2009 (production *MASSACHUSETTS*). Ces étoiles sont choisies car elles possèdent plus de cinq points par courbe de lumière, qu'il a été possible de les extraire avec un fond linéaire et dont les supernovæ sont suffisamment éloignées de leur galaxie hôte pour ne pas avoir de fond structuré (elles ne nécessitent donc pas l'intervention de DDT évoqué précédemment). La figure 13.2 présente une vue synthétique des courbes de lumière SNfactory relatives aux 75 supernovæ en question pour le filtre synthétique B_{SNf}.

La figure 13.3 présente quelques exemples de séries temporelles de spectres étalonnés en flux. L'évolution des différentes raies est notable tout au long de la période de la supernova. Chacune des séries présentée ici sera utilisée par la suite pour l'analyse cosmologique. Le nombre de spectres moyen par série est de l'ordre de 15, et a tendance à augmenter pour les données prises en 2007 et 2008.

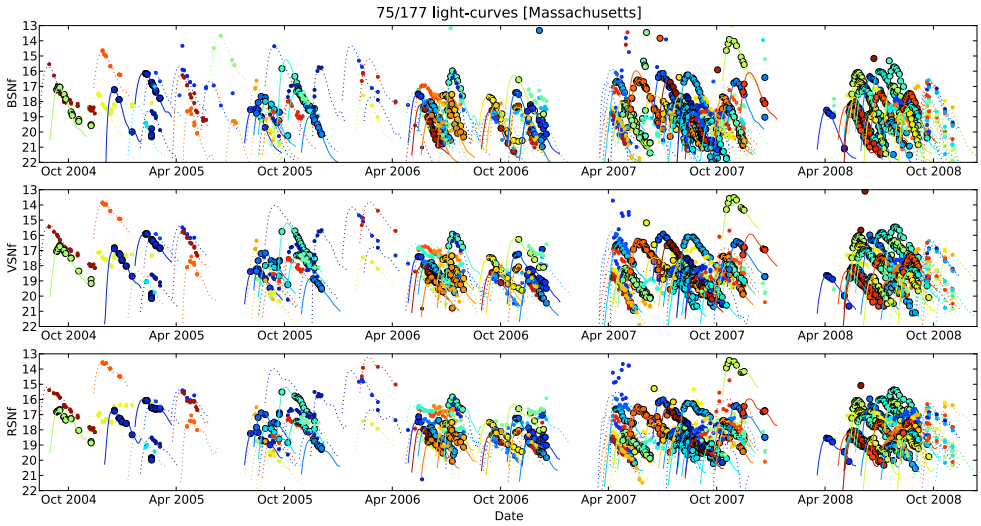


FIG. 13.2: Vu d'ensemble des courbes de lumières (filtre B) de SNfactory au cours du temps. La montée en puissance de l'efficacité des observations est notable.

La plupart des supernovæ (80%) ont des spectres avant le pic de luminosité, ce qui est un avantage certain pour l'ajustement des courbes de lumière ou pour l'étude des indicateurs spectraux au voisinage du maximum de luminosité.

13.4 Indicateurs classiques

Les spectres des SNe Ia sont élaborés dans différentes couches photosphériques (selon la profondeur associée au différents cas) et révèlent leur contenu. Les raies sont élargies par la distribution de vitesse et la rotation des SNe Ia. Les principaux éléments issus de la fusion des noyaux C et O apparaissent (Ca, Si, Fe, S). Les raies correspondantes (*cf.* figure 13.2) sont décalés vers le bleu et correspondent à des vitesses de ~ 10000 km/s.

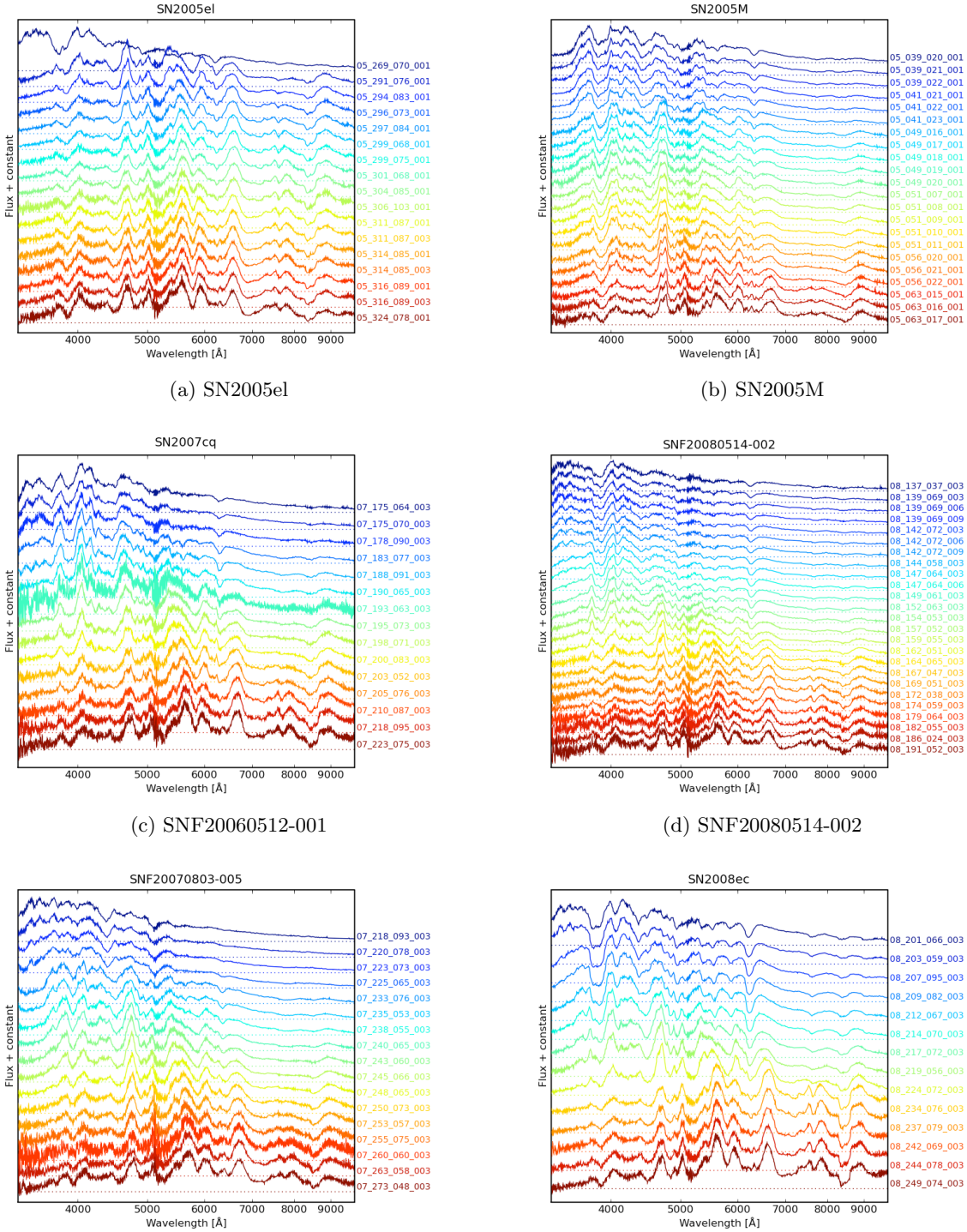
L'étude des indicateurs classiques présentée ici est effectué sur un échantillon de 58 supernovæ (au lieu des 75 présentées précédemment) car il est nécessaire d'avoir des spectres à ± 2.5 jours du maximum.

13.4.1 Principe & définitions

Les indicateurs spectraux définis dans la littérature (Nugent, Phillips, Baron, Branch and Hauschildt (1995) et Bongard, Baron, Smadja, Branch and Hauschildt (2006)) étudient principalement les régions de la zone du calcium ($3500-4000$Å) et de la zone du silicium ($4500-6500$Å) définie comme suit :

$$\mathcal{R}_{Ca} = \frac{F_{max_{3950}}}{F_{max_{3650}}} \qquad \mathcal{R}_{CaS} = \frac{\int_{3887}^{4012} F(\lambda)\, d\lambda}{\int_{3620}^{3716} F(\lambda)\, d\lambda}$$

$$\mathcal{R}_{SiS} = \frac{F_{max_{5600}}}{F_{max_{6300}}} \qquad \mathcal{R}_{SiSS} = \frac{\int_{5500}^{5700} F(\lambda)\, d\lambda}{\int_{6200}^{6450} F(\lambda)\, d\lambda}$$



(a) SN2005el

(b) SN2005M

(c) SNF20060512-001

(d) SNF20080514-002

(e) SNF20070803-005

(f) SNF20070330-024

FIG. 13.3: Séries temporelles pour six supernovæ SNfactory.

$$\mathcal{R}_{Si} = \frac{d_{blue}}{d_{red}} \tag{13.1}$$

où $\mathcal{R}_{Si}$ est le rapport de raies des deux lignes d'absorption du silicium.

La figure 13.4 expose la manière dont les raies de calcium et de silicium sont sélectionnées pour la supernova SNfactory SN2004ef.

Le principe est de sonder les éventuelles corrélations directes entre les différents indicateurs spectraux et les résidus du diagramme de Hubble. De cette manière, on peut standardiser les supernovæ à l'aide de ces corrélations au lieu d'utiliser les paramètres traditionnels de *strech* et de couleur issus de SALT2.

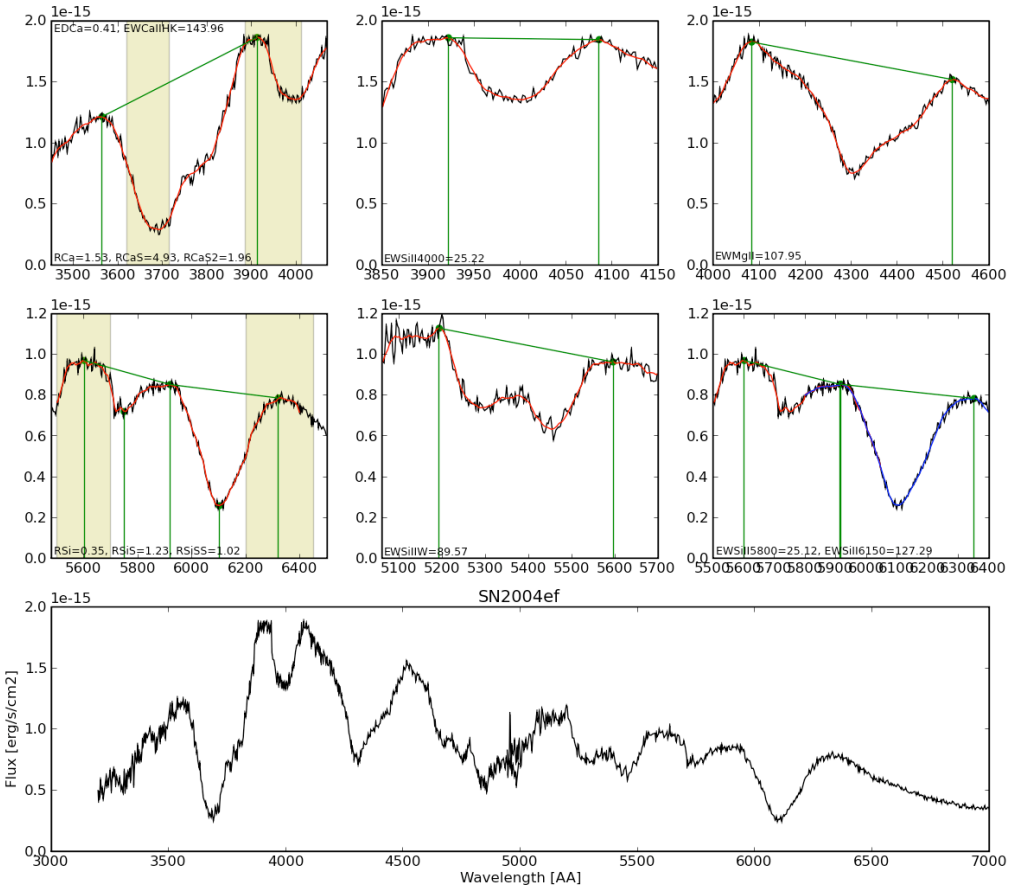


FIG. 13.4: Calcul des indicateurs spectraux (Calcium, Silicium & Magnésium) pour la supernova SN204ef. Un ajustement local du continuum est préalablement établi afin d'optimiser la définition des rapports spectraux des différentes raies.

13.4.2 Résultats & corrélations

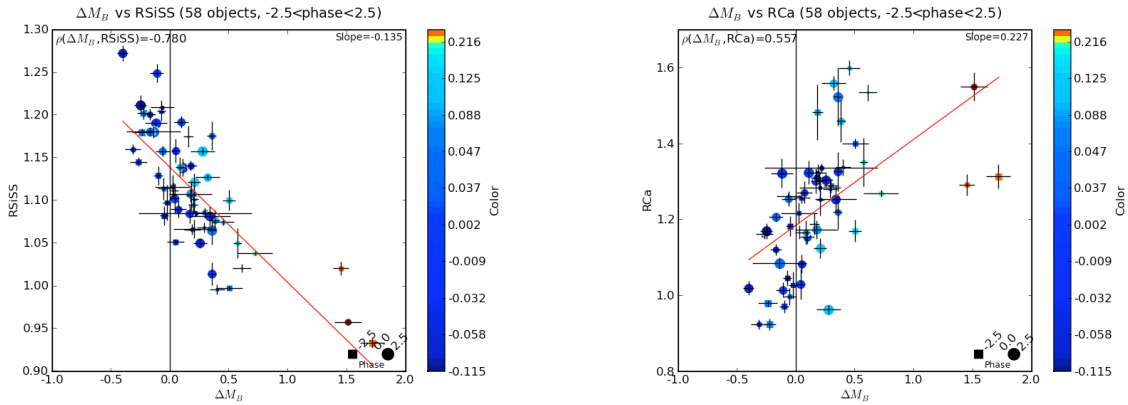
Les corrélations des indicateurs avec les paramètres des SNe Ia comme la luminosité (résidus au diagramme de Hubble, ΔM_B), le *stretch*, la couleur ou encore la luminosité corrigée de *stretch* et de couleur ($\Delta M_B corr$) donnent une bonne indication de la puissance de standardisation des indicateurs classiques.

La table 13.1 met en évidence les coefficients de corrélations linéaires entre les indicateurs classiques et les différents paramètres des SNe Ia.

TAB. 13.1: Coefficients de corrélations linéaires entre les indicateurs classiques et les différents paramètres des SNe Ia. Les coefficients de corrélations les plus prononcés sont mis en évidence (rouge).

Correlations	ΔM_B	x_1	c	$\Delta M_B corr$	phase
$\mathcal{R}_{Ca}$	0.557	-0.450	0.349	0.172	0.054
$\mathcal{R}_{CaS}$	0.276	0.014	0.304	-0.030	-0.062
$\mathcal{R}_{Si}$	0.281	-0.601	-0.047	0.018	-0.060
$\mathcal{R}_{SiS}$	-0.726	0.536	-0.487	-0.188	0.385
$\mathcal{R}_{SiSS}$	-0.780	0.574	-0.538	-0.176	0.267

La figure 13.5 illustre les corrélations les plus fortes de la table 13.1 soient $\mathcal{R}_{Ca}$ *vs.* ΔM_B et $\mathcal{R}_{SiSS}$ *vs.* ΔM_B. On note en particulier la décroissance de $\mathcal{R}_{SiSS}$ pour les luminosités croissantes alors qu'une interprétation « thermique » naïve prédirait l'inverse.



(a) $\mathcal{R}_{SiSS}$ *vs.* ΔM_B (b) $\mathcal{R}_{Ca}$ *vs.* ΔM_B

FIG. 13.5: Corrélations de (a) $\mathcal{R}_{SISS}$ et (b) $\mathcal{R}_{Ca}$ avec les résidus (ΔM$_B$) du diagramme de Hubble proche. L'ajustement est effectué en tenant compte des erreurs de mesure

Les corrections traditionnelles appliquées à la luminosité sont le *stretch* et la couleur, avec α et β ajustés pour minimiser les résidus au diagramme de Hubble. Les corrections spectrale peuvent s'appliquer de la même manière. Il est par exemple possible d'utiliser une combinaison de $\mathcal{R}_{SISS}$ et de la couleur pour obtenir un RMS des résidus de l'ordre de 16% (14% nMAD).

13.5 Rapports de flux généralisés

Dans cette section, nous présentons une nouvelle méthode de standardisation de la luminosité des SNe Ia introduite par Bailey et al. (2009). Pour cette analyse, de même que pour les

indicateurs classiques nous utiliserons l'échantillon de 58 supernovæ pour faire une recherche des rapports de flux corrélés à la luminosité des SNe Ia. Après avoir développé la méthode sur un échantillon d'entraînement, les résultats sont vérifiés sur un échantillon de validation et également par comparaison aux résultats publiés. Plusieurs rapports de flux à la luminosité maximale présentent donc des corrélations avec la luminosité plus fortes que celle du *stretch*, de la couleur, ou des indicateurs classiques. En particulier, $\mathcal{R}_{642/443} = F(642nm)/F(443nm)$ a un coefficient de corrélation de 0.95 avec la magnitude absolue des SNe Ia. Cette méthode est résumée sur la figure 13.6.

En utilisant ce rapport de flux comme facteur de correction, on obtient un diagramme de Hubble avec une dispersion standard des résidus de 0.125 ± 0.011 magnitude, alors que l'ajustement de *stretch* et de couleur effectué par SALT2 sur le même échantillon de 58 supernovæ donne une dispersion standard de 0.161 ± 0.015 mag sur les résidus du diagramme de Hubble proche. Le rapport $\mathcal{R}$ est un facteur de correction effectif à la fois pour le rougissement extrinsèque due à la poussière et pour les variations intrinsèques de SNe Ia. Lorsque cet indicateur est associé aux mesures de couleur, les rapports de flux spectraux peuvent standardiser la magnitude de SNe Ia au niveau de 0.12 magnitude. La figure 13.7 présente le diagramme de Hubble ajusté sur les magnitudes standardisées par le rapport de flux $\mathcal{R}_{642/443}$.

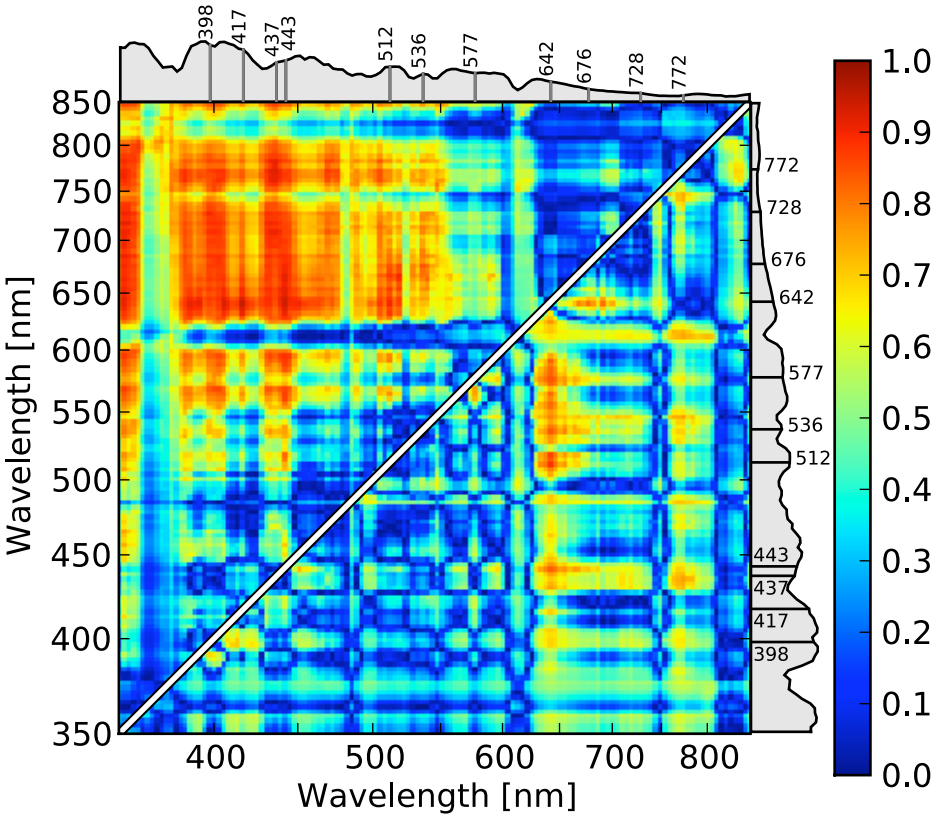


FIG. 13.6: Corrélations de Pearson absolu du rapport de flux $\mathcal{R}_{y/x} = F_y/F_x$ avec les magnitudes absolues des SNe Ia. Le triangle supérieur montre les corrélations avec les magnitudes non corrigées. Le triangle inférieur montre les corrélations du rapport $\mathcal{R}^c$ corrigé de couleur avec les magnitudes absolues corrigées de couleur. Un spectre de supernova moyen est inclus sur chaque axe pour référence.

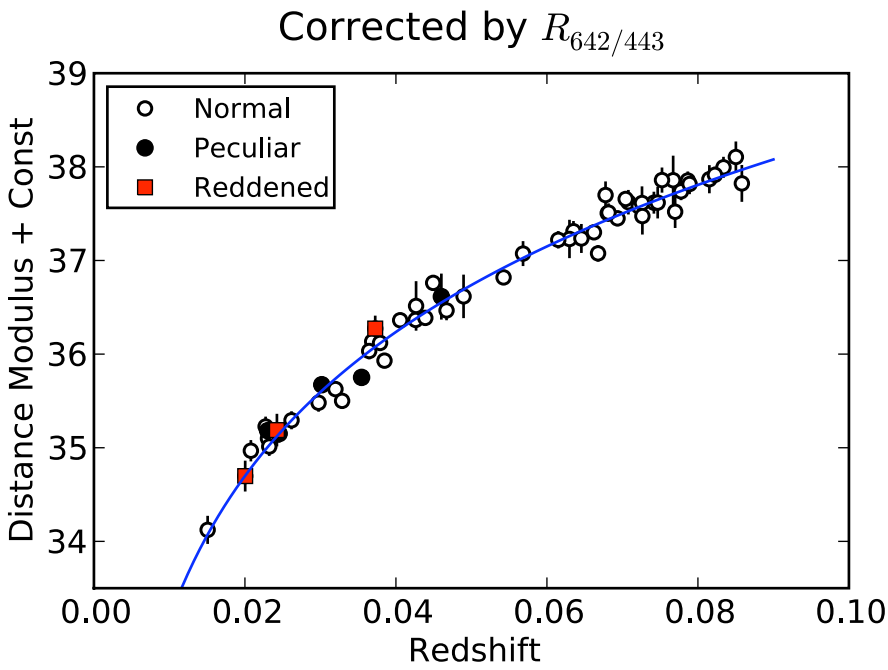


FIG. 13.7: Diagramme de Hubble proche corrigé à l'aide du rapport de flux $\mathcal{R}_{642/443}$.

13.6 Conclusion

Les indicateurs spectraux classiques sont corrélés à la luminosité absolue des supernovæ. $\mathcal{R}_{SISS}$ s'avère être un bon compétiteur de $x1$ (*stretch*) pour la standardisation de la luminosité.

La deuxième partie de ce chapitre présente la première métrique spectrale publiée qui améliore de manière robuste les méthodes standards de normalisation basées sur la forme de la courbe de lumière et la couleur. Cette méthode produit à ce jour la dispersion des résidus au diagramme de Hubble la plus faible.

Conclusion & perspectives

Durant ces trois dernières années, nous avons travaillé au développement de l'ensemble des étapes de la chaîne d'extraction 3D et de la chaîne d'étalonnage en flux de SNfactory.

Un modèle complet de fonction d'étalement de point analytique a été mis au point. Il modélise les effets des turbulences atmosphériques sur les images astronomiques combinés à des effets instrumentaux. Un travail détaillé a aboutit à une paramétrisation dont la forme est uniquement décrite par deux paramètres ajustés en fonction des observations. Cette fonction a permis d'extraire des cubes de données (x,y,λ) décrivant les observations de 3000 à 10000 Å. La première partie du manuscrit se termine par une estimation de l'erreur systématique d'extraction de l'ordre de $0.3 \pm 0.6\%$ dans la voie rouge à $0.2 \pm 0.7\%$ dans la voie bleue. Cette erreur a une faible dépendance chromatique, et sera absorbée en grande partie par le terme d'atténuation grise lors de l'étalonnage en flux.

La seconde partie de ma thèse a été consacrée à l'analyse et à la modélisation des composantes physiques de l'extinction atmosphérique. Nous avons, pu mettre en place une méthode multi-standard permettant d'estimer l'extinction atmosphérique pour chaque nuit. Elle est essentiellement composée des diffusions Rayleigh et aérosols et de l'absorption de l'ozone pour la partie continue ainsi que de l'oxygène et de l'eau pour la partie discrète (raies telluriques). L'extinction atmosphérique au Mauna Kea varie d'approximativement 2% par rapport à sa moyenne. La méthode multi-standard a également permis d'ajuster simultanément une solution en flux moyen pour la nuit ainsi qu'une estimation moyenne de l'atténuation pour chaque cible.

La photométricité de la nuit a été contrôlée à partir des données du moniteur atmosphérique du CFHT, *SkyProbe*. Nous avons arbitrairement sélectionné, après analyse et traitement des données *SkyProbe* une limite de photométricité de 2.5% de dispersion sur la distribution de la transparence de l'atmosphère au cours de la nuit. Après comparaison de cette analyse avec les facteurs d'atténuation obtenus dans l'étude spectroscopique de l'extinction, nous avons établi une liste de nuits photométriques pour l'expérience SNfactory ($\sim$ 30% des nuits).

Le travail final de cette thèse a été la réorganisation de la chaîne d'étalonnage en flux à partir de l'approche multi-standard. Les spectres d'étalonnage calculés au cours de l'ajustement n'étant pas absolus dans les nuits non-photométriques, il a été nécessaire d'introduire les rapports du multi-filtre de la voie photométrique établis par R.Pereira dans le schéma de l'étalonnage globale des nuits non-photométriques. Nous avons été en mesure d'étalonner ainsi l'ensemble des objets astrophysiques observé par SNfactory soit 186 séries temporelles de SNe Ia et plus de 3000 étoiles standards. La précision finale à ce jour de l'étalonnage absolu résultant du travail présenté et des efforts de l'ensemble de la collaboration est de $\sim$ 1.75% en nuit photométrique et $\sim$ 3.25% en nuit non-photométrique. Deux points restent cependant à améliorer dans le cadre de l'effort d'étalonnage :

- compréhension et chromaticité de la PSF
- affinement des contributions de l'extinction au niveau de 1 à 2%

Il se pourrait que la précision soit encore améliorée par ces analyses complémentaires, mais

il semble que l'étalonnage de sources plus faibles (supernovæ ou étoiles) nécessite un effort spécifique, pas encore entrepris.

En conclusion de ce manuscrit nous avons présenté les premiers résultats scientifiques de la collaboration qui mettent en évidence la qualité de nos données par l'analyse des nouveaux indicateurs spectraux permettant d'atteindre une précision de l'ordre de 10% sur les résidus du diagramme de Hubble de nos données calibrées en flux.

À l'heure actuelle, seuls les spectres au maximum de luminosité sont analysés. L'étude des données en cours devrait permettre une meilleure compréhension des supernovæ et une contrainte améliorée pour les paramètres cosmologiques grâce aux supernovæ proches.

Cinquième partie

Appendice

Annexe A

Effets des turbulences atmosphériques sur un front d'onde

Cette annexe a pour but de faire le lien entre les effets d'un système turbulent sur un front d'onde électromagnétique et la structure de l'image dans le plan focale d'un télescope (fonction d'étalement de point).

Les turbulences atmosphériques étant un phénomène chaotique, elles sont décrites par des modèles probabilistes. Cette annexe décrit les turbulences, et ses effets sur l'indice de réfraction, dont les fluctuations sont responsables de la perturbation de la propagation du front d'ondes à travers l'atmosphère. De nombreux ouvrages font l'état des propriétés des turbulences atmosphériques, nous résumons ici ici résultats relatifs à la propagation d'un front d'onde dans un milieu perturbé (*cf.* Tatarskii and Zavorotnyi (1985) et Roddier (1989)).

A.1 Fluctuations de température, d'humidité et de l'indice de réfraction

A.1.1 Température et humidité

Température et humidité sont toutes les deux fonctions de l'altitude dans l'atmosphère. Les turbulences les mélangeant, cela crée des hétérogénéités de température et d'humidité à des échelles comparables à la taille des perturbations. Il a été montré à la fin des années 1940 que dans un fluide turbulent, l'ajout d'un additif qui est passif et conservatif[1] ne modifie pas la loi de Kolmogorov. Cette remarque s'applique, avec une bonne approximation, au mélange de l'air et de la vapeur d'eau ou encore au mélange d'air chaud et d'air froid. Les échelles internes et externes des perturbations varient, en principe, de l_0 à L_0, l'échelle interne étant reliée à la diffusion moléculaire. Le spectre de puissance $\Phi_T(\kappa)$ des fluctuations de température et le spectre de puissance $\Phi_C(\kappa)$ des fluctuations d'humidité sont dans ce contexte décrits par :

$$\Phi_T(\kappa) \propto \kappa^{-\frac{5}{3}}, \Phi_C(\kappa) \propto \kappa^{-\frac{5}{3}} \tag{A.1}$$

Si l'on passe à un système à 3 dimensions, tel que $\Phi(\boldsymbol{\kappa}) = \Phi(\kappa_x, \kappa_y, \kappa_z)$, alors dans un cas isotrope on a :

$$\Phi(\kappa) = 4\pi\kappa^2\Phi(\boldsymbol{\kappa}) \tag{A.2}$$

[1] *i.e.* qui n'affecte pas la dynamique des turbulences et ne disparaît pas par réaction chimique

et ainsi,

$$\Phi_T(\boldsymbol{\kappa}) \propto \kappa^{-\frac{11}{3}}, \Phi_C(\boldsymbol{\kappa}) \propto \kappa^{-\frac{11}{3}} \tag{A.3}$$

La covariance des fluctuations de température $\Theta = T - \langle T \rangle$ s'écrit :

$$B_T(\boldsymbol{\rho}) = \langle \Theta(\boldsymbol{r})\Theta(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{\rho}) \rangle \tag{A.4}$$

qui est une transformée de Fourier à 3 dimensions de $\Phi_T(\boldsymbol{\kappa})$ définie comme suit,

$$B_T(\boldsymbol{\rho}) = \int \Phi_T(\boldsymbol{\kappa}) \exp(i\boldsymbol{\kappa}\cdot\boldsymbol{\rho}) \mathrm{d}\boldsymbol{\kappa} \tag{A.5}$$

Cependant, elle ne peut pas être dérivée de (A.3) puisque l'intégrale (A.5) va diverger à l'origine (où l'équation (A.3) n'est pas valide). Selon (Tatarskii and Zavorotnyi 1985), il est commode de considérer la fonction de structure,

$$D_T(\boldsymbol{\rho}) = \langle |\Theta(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{\rho}) - \Theta(\boldsymbol{r})|^2 \rangle \tag{A.6}$$

reliée à la covariance par :

$$D_T(\boldsymbol{\rho}) = 2\left[B_T(0) - B_T(\boldsymbol{\rho})\right] \tag{A.7}$$

qui reste fini tant que $|\mathbf{1}\rho|$ est fini. De la même manière que pour l'équation (4.1), une expression de $D_T(\boldsymbol{\rho})$, valide dans le domaine étudié, peut facilement être dérivé par un raisonnement dimensionnel, en supposant que la fonction de structure ne dépende que de $|\boldsymbol{\rho}| = \rho$, de ϵ_0 taux de production d'énergie turbulente et de η_0 taux de production des fluctuations de température (taux de dissipation moléculaire). Ainsi, $D_T(\boldsymbol{\rho})$ est proportionnel à :

$$D_T(\boldsymbol{\rho}) \propto \eta_0 \epsilon_0^{-\frac{1}{3}} \rho^{\frac{2}{3}} \tag{A.8}$$

qui est traditionnellement écrit :

$$D_T(\boldsymbol{\rho}) = C_T^2 \rho^{\frac{2}{3}} \tag{A.9}$$

définissant C_T^2 comme la constante de structure des fluctuations de température. À partir d'une telle définition, (Tatarskii and Zavorotnyi 1985) ont montré que l'équation (A.3) devient :

$$\Phi_T(\boldsymbol{\kappa}) = \frac{\Gamma(\frac{8}{3})\sin(\pi/3)}{4\ pi^2} C_T^2 \kappa^{-\frac{11}{3}} \tag{A.10}$$

Une expression similaire peut être dérivée pour les fluctuations d'humidité $c = C - \langle C \rangle$.

A.1.2 Indice de réfraction N

L'indice de réfraction N de l'air est une fonction $N(T, C)$ de la température T et de la concentration C de vapeur d'eau. Ses fluctuations $n = N - \langle N \rangle$ sont donc données par :

$$n = \frac{\partial N}{\partial \mathbb{T}}\Theta + \frac{\partial N}{\partial C} c = \mathbb{A}\Theta + \mathbb{B}c \tag{A.11}$$

avec pour variance :

$$\langle n^2 \rangle = \mathbb{A}^2 \langle \Theta^2 \rangle + 2\mathbb{A}\mathbb{B}\langle \Theta c \rangle + \mathbb{B}^2 \langle c^2 \rangle \tag{A.12}$$

Selon Roddier (1981), en ce qui concerne la propagation du front d'onde dans le domaine optique, le dernier terme est toujours négligeable. Le second terme, quant à lui est un facteur de correction qui est également négligeable dans la majorité des cas des observations astronomiques.

Une expression pour le coefficient $\mathbb{A}$ peut être dérivée de la relation de Gladstone[2]. En assumant qu'on est à l'équilibre de pression, on a :

$$\mathbb{A} = 80 \times 10^{-6}\mathbb{P}/\mathbb{T}^2 \tag{A.13}$$

où la pression de l'air $\mathbb{P}$ est exprimée en millibars et la température $\mathbb{T}$ en Kelvin. Comme $n \simeq \mathbb{A}\Theta$ est également une fonction de structure de n, elle suit donc la loi d'Obukhov (Obukhov 1949) :

$$D_N(\boldsymbol{\rho}) = C_N^2 \rho^{\frac{2}{3}} \tag{A.14}$$

où C_N est la constante de structure de l'indice de réfraction. Elle est reliée à la constante de structure de la température par :

$$C_N = \mathbb{A} C_{\mathbb{T}} \tag{A.15}$$

De la même manière, le spectre de puissance des fluctuations de l'indice de réfraction est donné par :

$$\Phi_N(\boldsymbol{\kappa}) = 0.033 C_N^2 \kappa^{-\frac{11}{3}} \tag{A.16}$$

Le paramètre C_N^2 exprime la contribution des turbulences à la propagation optique. La mesure de cette dépendance est le but de nombreuses études qui sont résumées dans le paragraphe suivant.

A.2 Dépendance de C_N^2 avec l'altitude et le temps

Les sources de la dégradation d'une images peuvent être grossièrement séparées en quatre origines distinctes : les turbulences associées au télescope et au dôme, les turbulences de la couche d'air au niveau de la surface associée à la convection venant du sol, les turbulences des couches atmosphériques perturbées par la topographie du site et enfin les turbulences dans la tropopause et au delà.

Les turbulences dans le dôme et le télescope proviennent des gradients de température et peuvent ainsi être évitées. Les turbulences dues au gradient de vitesse à l'interface entre l'air du dôme au repos et l'air agité par le vent à l'extérieur ne peuvent pas être évitées et sont la source majeure de la dégradation de l'image. Cependant, les fluctuations de l'indice de réfraction sont entièrement dues au gradient de température, elles peuvent ainsi être considérablement diminuées en égalisant les températures à l'extérieur et à l'intérieur.

Les turbulences dans la couche d'air au niveau du sol et leur évolution sont bien connues des astronomes. Cette couche turbulente s'étend sur quelques dizaines de mètres au dessus du sol, et de nombreuses expériences depuis la fin des années 60 ont permis d'établir des estimations de C_N^2. Les mesure récentes utilisent la méthode SCIDAR (*SCIntillation Detection And Ranging*). Elle permet de caractériser l'état de la turbulence atmosphérique au-dessus d'un site et de mesurer la direction et la vitesse du vent en altitude (jusqu'à environ 25 km d'altitude). Les rayons lumineux issus d'une étoile sont diffractés par les couches atmosphériques turbulentes pour donner une

[2]la relation de Gladstone est une loi empirique qui relie l'indice de réfraction n d'un gaz à sa masse volumique : $n - 1 = cste \times \rho$

fonction d'irradiance caractéristique de la turbulence le long du trajet optique. Si l'on observe une étoile double, l'irradiance au niveau de la pupille du télescope sera la somme de deux fonctions identiques décalées d'une distance $d = h \times \theta$, ou h est l'altitude de la couche turbulente, et θ l'angle de séparation des deux étoiles. L'auto-corrélation de la fonction d'irradiance fournit donc deux pics symétriques dont la distance permet d'identifier la hauteur de la couche turbulente. L'intensité du pic permet de déterminer le coefficient C_N^2 qui caractérise l'intensité de cette turbulence (voie le schéma de principe sue la figure A.1). Le profile C_N^2 obtenu par Francois Roddier en 1990 au Mauna Kea peut être vu sur la figure A.2.

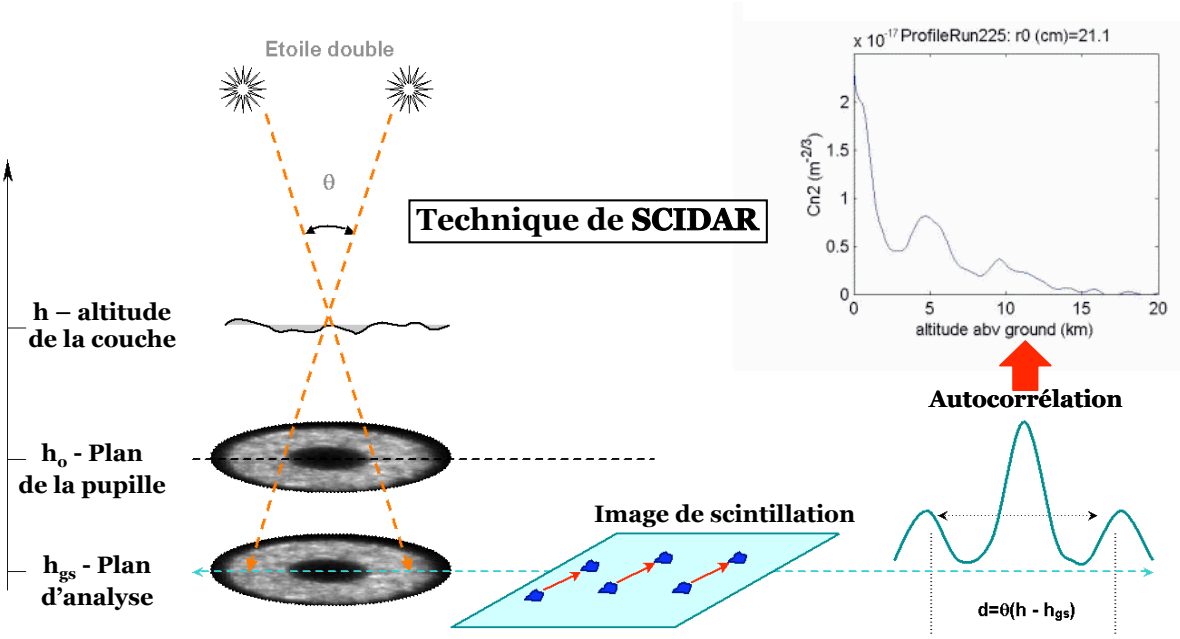


FIG. A.1: Principe de fonctionnement du SCIDAR (T. SADIBEKOVA, 2007).

A.3 Propriétés statistiques d'un système complexe perturbé

Parce que l'atmosphère détermine la limitation des télescopes optiques, les astronomes s'intéressèrent à la propagation d'un front d'onde à travers des turbulences. (Chernov 1960) et (Tatarskii 1961) sont les premiers à introduire la loi de Kolmogorov dans leurs théories au début des années 60[3]. Ils rendent disponible le premier traitement complet du problème de propagation d'une onde dans un système turbulent. Les théories modernes incluent également les effets de fluctuations fortes, et de diffusions multiples.

Ils considèrent une onde plane monochromatique, à une longueur d'onde λ, se propageant verticalement d'une étoile au zénith vers un observateur au sol. Chaque point de l'atmosphère sera décrit par un vecteur $\boldsymbol{x}$ de cordonnées horizontales, et par une hauteur h au dessus du sol. L'onde scalaire aux coordonnées $(\boldsymbol{x}, h)$ sera décrite par son amplitude complexe :

$$\Psi_h(\boldsymbol{x}) = |\Psi_h(\boldsymbol{x})| \exp\left[i\varphi_h(\boldsymbol{x})\right] \tag{A.17}$$

À chaque altitude h, la phase $\varphi_h(\boldsymbol{x})$ fera référence à sa valeur moyenne, de telle sorte que, quelque

[3]les publications originales, en russe, datent respectivement de 1955 et 1956

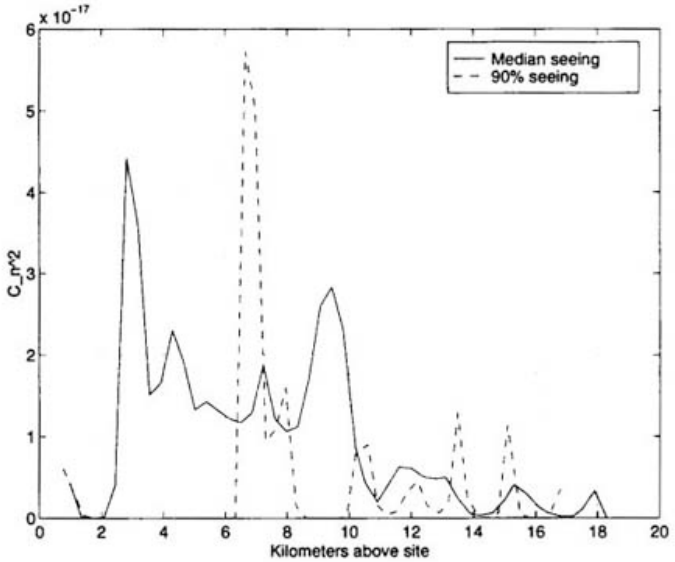


FIG. A.2: Profile C_N^2 en fonction de l'altitude au Mauna Kea effectué par la méthode SCIDAR (F.Roddier et al. (1990 SPIE Vol 1236 485)).

soit h, $\langle \varphi_h(\boldsymbol{x}) \rangle = 0$. De plus, l'amplitude complexe non perturbée, en dehors de l'atmosphère, sera normalisée à l'infini, $\Psi_\infty(\boldsymbol{x})$. On considère que les propriétés de l'atmosphère ne dépendent que de la hauteur h et qu'elle n'est pas absorbante.

A.3.1 Sortie d'une couche turbulente mince

En supposant que l'atmoshère terrestre est homogène et au repos partout sauf à l'intérieur d'une fine couche entre l'altitude h et $h + \delta h$. L'épaisseur de la couche d'air en question, est choisie de manière à être grande par rapport à l'échelle de corrélation des hétérogénéités mais suffisamment petite pour que les effets de la diffraction soient négligeables sur la distance δh. Comme, à l'entrée de la couche d'air, $\Psi_{h+\Delta h}(\boldsymbol{x}) = 1$, à la sortie,

$$\Psi_h(\boldsymbol{x}) = \exp\left[i\varphi_h(\boldsymbol{x})\right] \tag{A.18}$$

où $\varphi(\boldsymbol{x})$ est le décalage de phase introduit par les fluctuations d'indice n($\boldsymbol{x}$,h) à l'intérieur de la couche d'air :

$$\varphi(\boldsymbol{x}) = k \int_h^{h+\Delta h} \mathrm{n}(\boldsymbol{x}, h) \cdot \mathrm{d}z \tag{A.19}$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde.

Le moment d'ordre 2 du champs complexe $\Psi_h(\boldsymbol{x})$ à la sortie de la couche d'air correspond à la fonction de cohérence :

$$B_h(\boldsymbol{\xi}) = \langle \Psi_h(\boldsymbol{x}) \Psi_h^\star(\boldsymbol{x} + \boldsymbol{\xi}) \rangle \tag{A.20}$$

Donc, en utilisant l'équation (A.18), on obtient :

$$B_h(\boldsymbol{\xi}) = \langle \exp i \left[\varphi(\boldsymbol{x}) - \varphi(\boldsymbol{x} + \boldsymbol{\xi})\right] \rangle \tag{A.21}$$

Comme $\varphi(\boldsymbol{x})$ est la somme d'un grand nombre de variables indépendantes (équation (A.19)), il a une statistique gaussienne. L'expression entre crochets dans l'équation (A.21) est donc également gaussienne. Comme $B_h(\boldsymbol{\xi})$ est sa fonction caractéristique (transformée de Fourier de la fonction de densité de probabilité), elle est égale à :

$$B_h(\boldsymbol{\xi}) = \exp\left(-\frac{1}{2}\langle|\varphi(\boldsymbol{x}) - \varphi(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{\xi})|^2\rangle\right) \tag{A.22}$$

ou, en introduisant la fonction de structure (horizontale) à deux dimensions $D_\varphi(\boldsymbol{\xi})$ de la phase $\varphi(\boldsymbol{x})$,

$$B_h(\boldsymbol{\xi}) = \exp\left(-\frac{1}{2}D_\varphi(\boldsymbol{\xi})\right) \tag{A.23}$$

Il faut maintenant relier $D_\varphi(\boldsymbol{\xi})$ à la statistique des fluctuations d'indice. Soit $B_\varphi(\boldsymbol{\xi})$ la covariance de $\varphi(\boldsymbol{x})$, telle que :

$$B_\varphi(\boldsymbol{\xi}) = \langle\varphi(\boldsymbol{x})\varphi(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{\xi})\rangle \tag{A.24}$$

En utilisant l'équation (A.19), cela mène à :

$$B_\varphi(\boldsymbol{\xi}) = k^2\int_h^{h+\delta h}\mathrm{d}z\int_h^{h+\delta h}\langle n(\boldsymbol{x},z)n(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{\xi},z')\rangle\mathrm{d}z' \tag{A.25}$$

En introduisant $\zeta = z'-z$ et la covariance tridimensionnelle $B_N(\boldsymbol{\xi},\zeta)$ des fluctuations de l'indice, on a :

$$B_\varphi(\boldsymbol{\xi}) = k^2\int_h^{h+\delta h}\mathrm{d}z\int_{h-z}^{h+\delta h-z}B_N(\boldsymbol{\xi},\zeta)\mathrm{d}\zeta \tag{A.26}$$

Comme, par hypothèse, δh est bien plus grand que l'échelle de corrélation des fluctuations de l'indice de réfraction, l'intégration sur ζ peut se faire de $-\infty$ à $+\infty$:

$$B_\varphi(\boldsymbol{\xi}) = k^2\delta h\int B_N(\boldsymbol{\xi},\zeta)\mathrm{d}\zeta \tag{A.27}$$

La fonction de structure de phase est reliée à sa covariance par :

$$D_\varphi(\boldsymbol{\xi}) = 2\left[B_\varphi(\mathbf{0}) - B_\varphi(\boldsymbol{\xi})\right] \tag{A.28}$$

En tenant compte de l'équation (A.26),

$$\begin{aligned} D_\varphi(\boldsymbol{\xi}) &= 2k^2\delta h\int\left[B_N(\mathbf{0},\boldsymbol{\zeta}) - B_N(\boldsymbol{\xi},\boldsymbol{\zeta})\right]\mathrm{d}\zeta & \text{(A.29)}\\ &= k^2\delta h\int\left[D_N(\boldsymbol{\xi},\boldsymbol{\zeta}) - D_N(\mathbf{0},\boldsymbol{\zeta})\right]\mathrm{d}\zeta & \text{(A.30)}\end{aligned}$$

où,

$$D_N(\boldsymbol{\xi},\zeta) = 2\left[B_N(\mathbf{0},0) - B_N(\boldsymbol{\xi},\zeta)\right] \tag{A.31}$$

est la fonction de structure de l'indice de réfraction. Selon la loi d'Obukhov introduite précédemment (voir équation (A.14)) :

$$D_N(\boldsymbol{\xi},\zeta) = C_N^2(\xi^2+\zeta^2)^{\frac{2}{3}} \tag{A.32}$$

où $\xi = |\boldsymbol{\xi}|$ et donc d'après l'équation (A.29),

$$D_\varphi(\boldsymbol{\xi}) = k^2 C_N^2 \delta h \int \left[(\xi^2 + \zeta^2)^{\frac{2}{3}} - \zeta \right] \mathrm{d}\zeta \tag{A.33}$$

soit après intégration,

$$D_\varphi(\boldsymbol{\xi}) = 2.91 k^2 C_N^2 \delta h \xi^{\frac{5}{3}} \tag{A.34}$$

En utilisant l'équation précédente dans l'équation (A.23), cela donne le moment de second ordre du champ complexe $\Psi_0(\boldsymbol{x})$ à la sortie de la couche d'air,

$$B_h(\boldsymbol{\xi}) = \exp\left[-\frac{1}{2} \left(2.91 k^2 C_N^2 \delta h \xi^{\frac{5}{3}} \right) \right] \tag{A.35}$$

Le champ complexe $\Psi_0(\boldsymbol{x})$ au niveau du sol est le champ diffracté par la couche d'air turbulente. Comme les longueurs d'onde optiques sont plus petites que l'échelle des perturbations du front d'onde, l'approximation de Fresnel peut être utilisée et ainsi :

$$\Psi_0(\boldsymbol{x}) = \Psi_h(\boldsymbol{x}) \otimes \frac{1}{i\lambda h} \exp\left(i\pi \frac{\boldsymbol{x}^2}{\lambda h} \right) \tag{A.36}$$

où le symbole $\otimes$ est la convolution a deux dimensions vis-à-vis de la variable $\boldsymbol{x}$. Une propriété importante est que la fonction de cohérence $B_h(\boldsymbol{\xi})$ est invariante par la diffraction de Fresnel. En effet, la fonction de cohérence $B_0(\boldsymbol{\xi})$ au niveau du sol est :

$$\begin{aligned} B_0(\boldsymbol{\xi}) &= \langle \Psi_0(\boldsymbol{x}) \Psi_0^\star(\boldsymbol{x} + \boldsymbol{\xi}) \rangle & \text{(A.37)} \\ &= \langle \Psi_h(\boldsymbol{x}) \Psi_h^\star(\boldsymbol{x} + \boldsymbol{\xi}) \rangle \otimes \frac{1}{i\lambda h} \exp\left(i\pi \frac{\boldsymbol{x}^2}{\lambda h} \right) \otimes -\frac{1}{i\lambda h} \exp\left(-i\pi \frac{\boldsymbol{x}^2}{\lambda h} \right) & \text{(A.38)} \end{aligned}$$

On peut montrer, en prenant la transformée de Fourier,

$$\frac{1}{i\lambda h} \exp\left(i\pi \frac{\boldsymbol{x}^2}{\lambda h} \right) \otimes -\frac{1}{i\lambda h} \exp\left(-i\pi \frac{\boldsymbol{x}^2}{\lambda h} \right) = \delta(\boldsymbol{x}) \tag{A.39}$$

où $\delta(\boldsymbol{x})$ est la fonction de Dirac. Ainsi,

$$B_0(\boldsymbol{\xi}) = B_h(\boldsymbol{\xi}) \tag{A.40}$$

Soit, d'après l'équation (A.23),

$$B_0(\boldsymbol{\xi}) = \exp\left(\frac{1}{2} D_\varphi(\boldsymbol{\xi}) \right) \tag{A.41}$$

Pour des couches d'air de haute altitude, le champ complexe $\Psi_0(\boldsymbol{x})$ au niveau du sol va fluctuer en amplitude et en phase. Ainsi, dans l'équation précédente, D_φ ne doit pas être vu comme la fonction de structure de la phase au niveau du sol. Cependant, la correction reste très petite dans le cas d'observations astronomiques. Prendre D_φ comme fonction de structure de la phase au niveau du sol est appelé l'approximation de champ proche.

A.3.2 Systèmes à couches minces multiples

Si l'on suppose que les turbulences sont localisées dans un nombre de couches d'air fines entre les altitudes h_j et $h_j + \delta h_j$, l'amplitude complexe Ψ_{h_j} à la sortie de la couche d'air j est reliée à l'amplitude complexe $\Psi_{h_j+\Delta h_j}$ à l'entrée par :

$$\Psi_{h_j}(\boldsymbol{x}) = \Psi_{h_j+\delta h_j}(\boldsymbol{x}) \times \exp\left[i\varphi_j(\boldsymbol{x})\right] \tag{A.42}$$

où $\Psi_{h_j}(\boldsymbol{x})$ est la fluctuation de phase introduite par la couche d'air turbulente j. Puisque φ_j est statistiquement indépendant de $\Psi_{h_j+\delta h_j}$, la cohérence à la sortie de la couche d'air est reliée à la cohérence à l'entrée par :

$$\langle \Psi_{h_j}(\boldsymbol{x})\Psi^\star_{h_j}(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{\xi})\rangle = \langle \Psi_{h_j+\delta h_j}(\boldsymbol{x})\Psi^\star_{h_j+\delta h_j}(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{\xi})\rangle \times \langle \exp\left(i\left[\varphi_j(\boldsymbol{x}) - \varphi_j(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{\xi})\right]\right)\rangle \tag{A.43}$$

À partir des équations (A.21) et (A.35), on obtient,

$$\langle \exp\left(i\left[\varphi_j(\boldsymbol{x}) - \varphi_j(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{\xi})\right]\right)\rangle = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(2.91k^2C_N^2(h_j)\delta h_j\xi^{\frac{5}{3}}\right)\right] \tag{A.44}$$

À travers chaque couche d'air, la fonction de cohérence est multiplié par l'expression (A.44). Entre chaque couche, elle reste non affectée. Sa valeur au niveau du sol est donc :

$$B_0(\boldsymbol{\xi}) = \prod_j \exp\left[-\frac{1}{2}\left(2.91k^2C_N^2(h_j)\delta h_j\xi^{\frac{5}{3}}\right)\right] \tag{A.45}$$

$$= \exp\left[-\frac{1}{2}\left(2.91k^2\xi^{\frac{5}{3}}\sum_j C_N^2(h_j)\delta h_j\right)\right] \tag{A.46}$$

qui se généralise facilement, pour une distribution continue de turbulences, en :

$$B_0(\boldsymbol{\xi}) = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(2.91k^2\xi^{\frac{5}{3}}\int C_N^2(h)\mathrm{dh}\right)\right] \tag{A.47}$$

l'intégrale étant étendue à toute l'atmosphère terrestre.

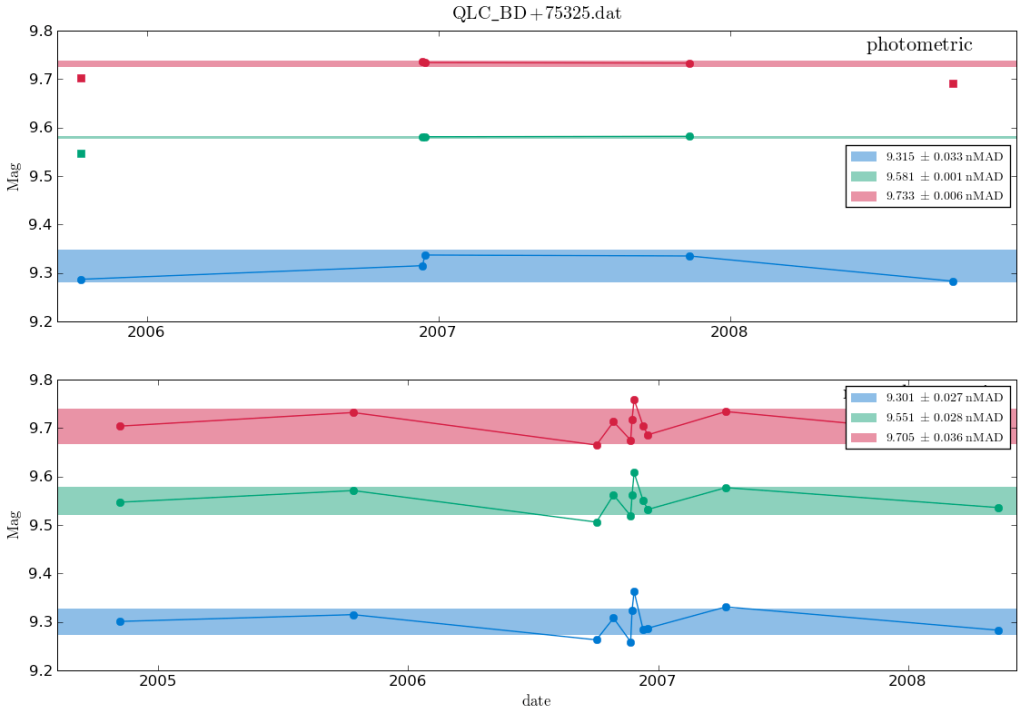
Lorsque l'on observe à une distance angulaire γ du zénith, l'épaisseur δh de chaque couche d'air est multipliée par $(\cos\gamma)^{-1}$ et la fonction de cohérence $B_0(\boldsymbol{\xi})$ sur l'ouverture du télescope s'écrit donc :

$$B_0(\boldsymbol{\xi}) = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(2.91k^2(\cos\gamma)^{-1}\xi^{\frac{5}{3}}\int C_N^2(h)\mathrm{dh}\right)\right] \tag{A.48}$$

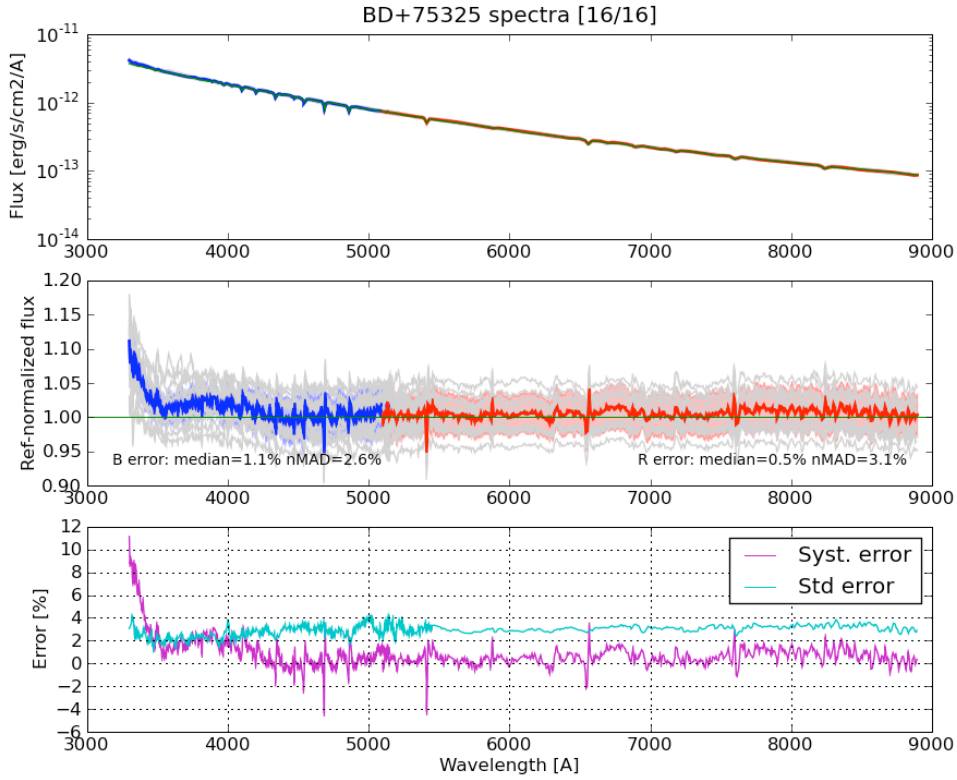
Les propriétés des images à exposition longue sont entièrement déterminées par la fonction de cohérence du champs complexe Ψ_0. C'est pourquoi l'expression (A.48) a une importance fondamentale et peut être considérée comme une bonne approximation pour décrire le *seeing* astronomique.

Annexe B

Étoiles standards SNfactory

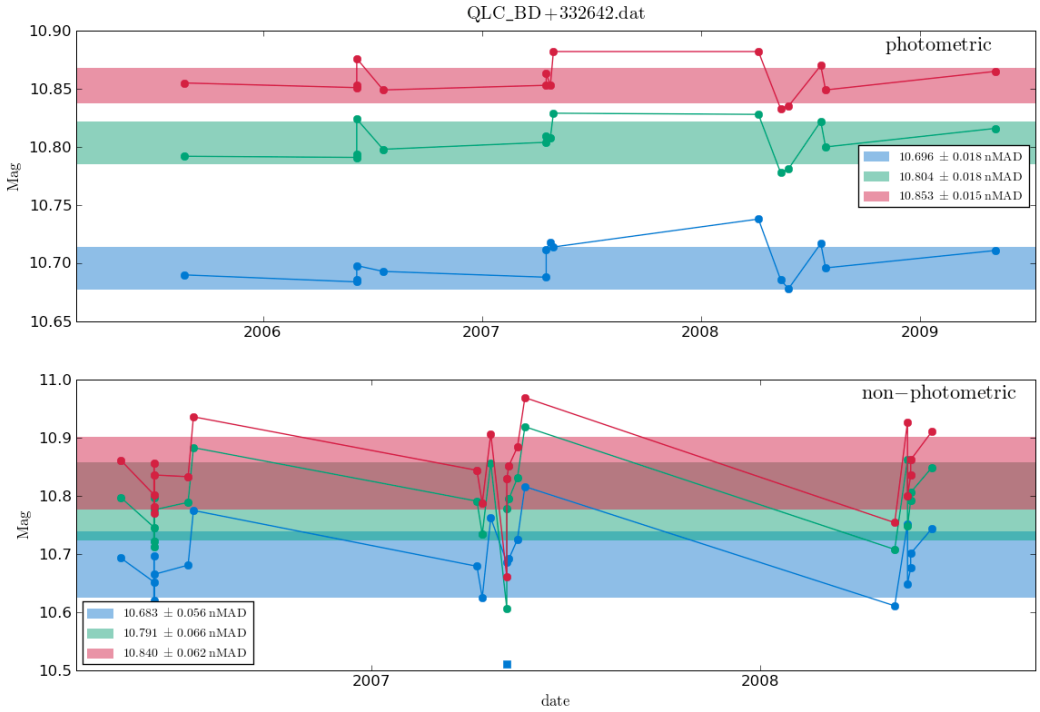


(a)

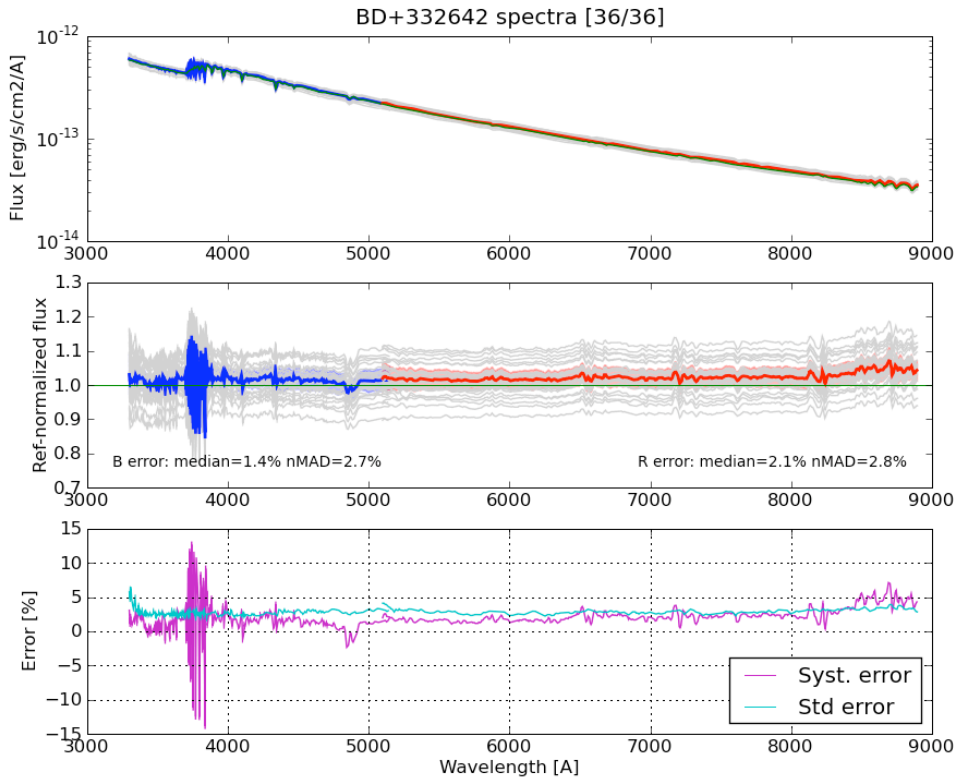


(b)

FIG. B.1: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard BD+75325.

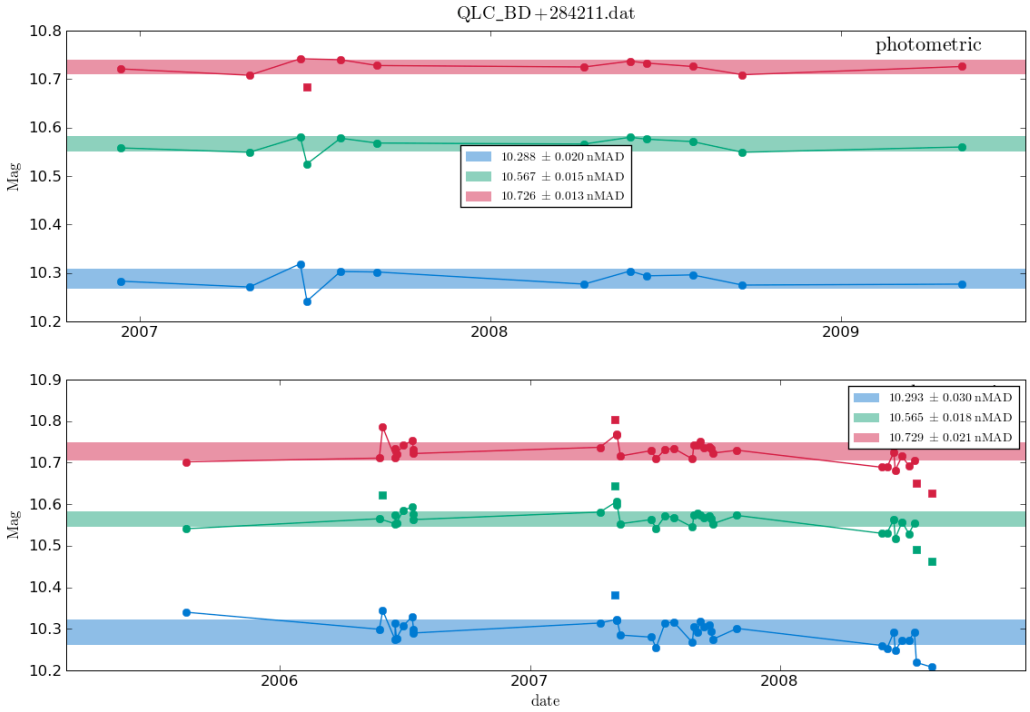


(a)

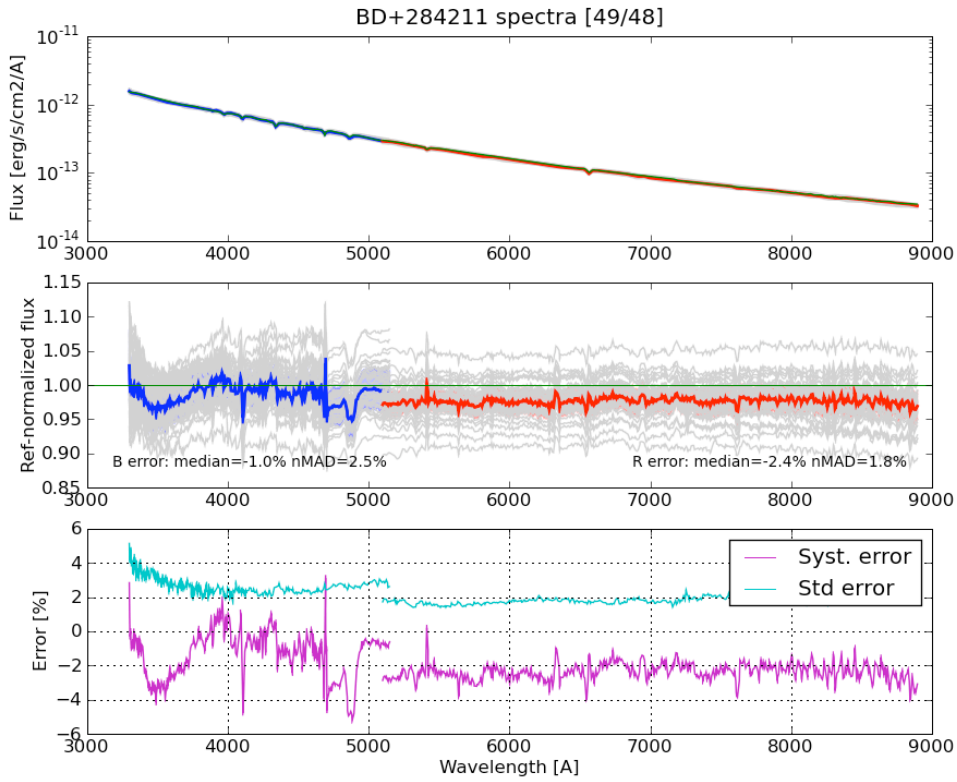


(b)

FIG. B.2: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard BD+332642.

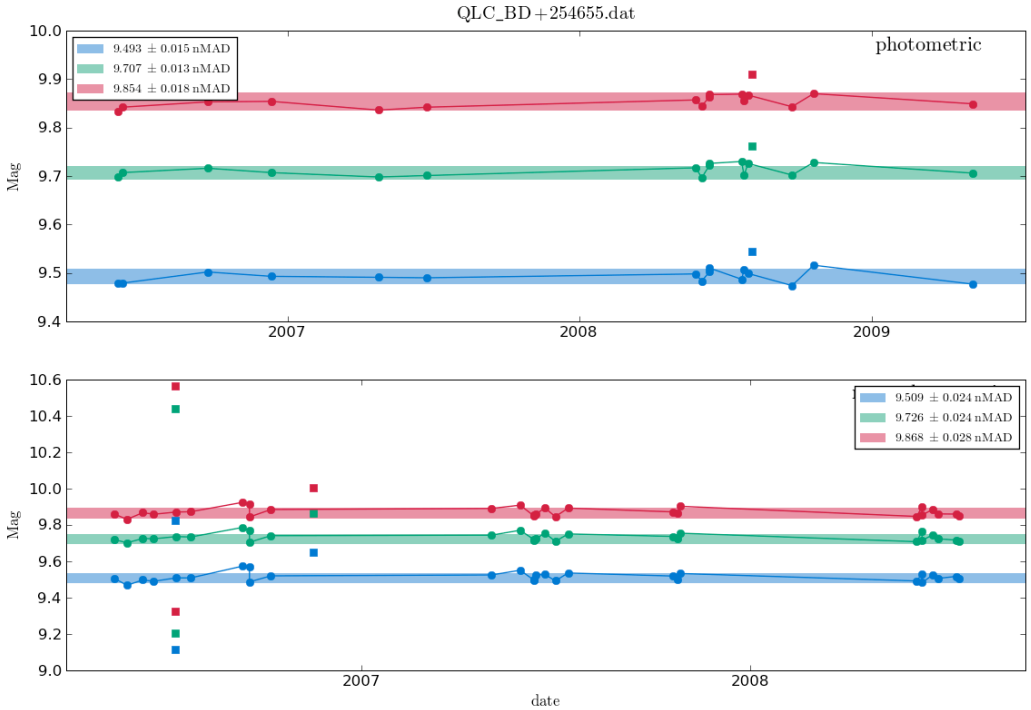


(a)

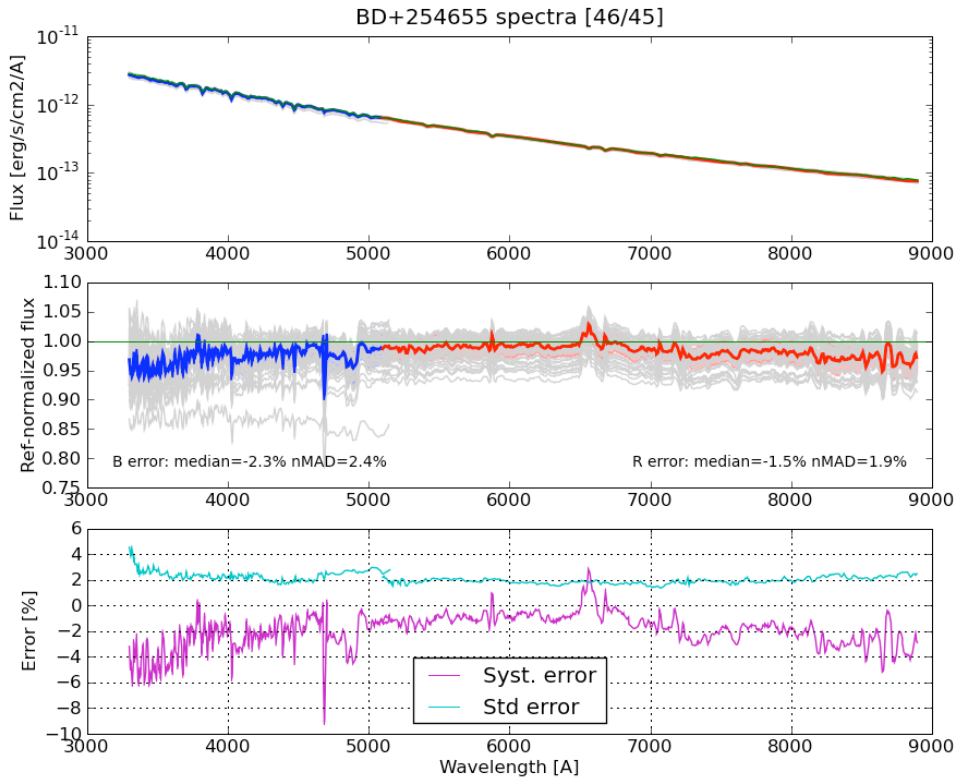


(b)

FIG. B.3: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard BD+284211.

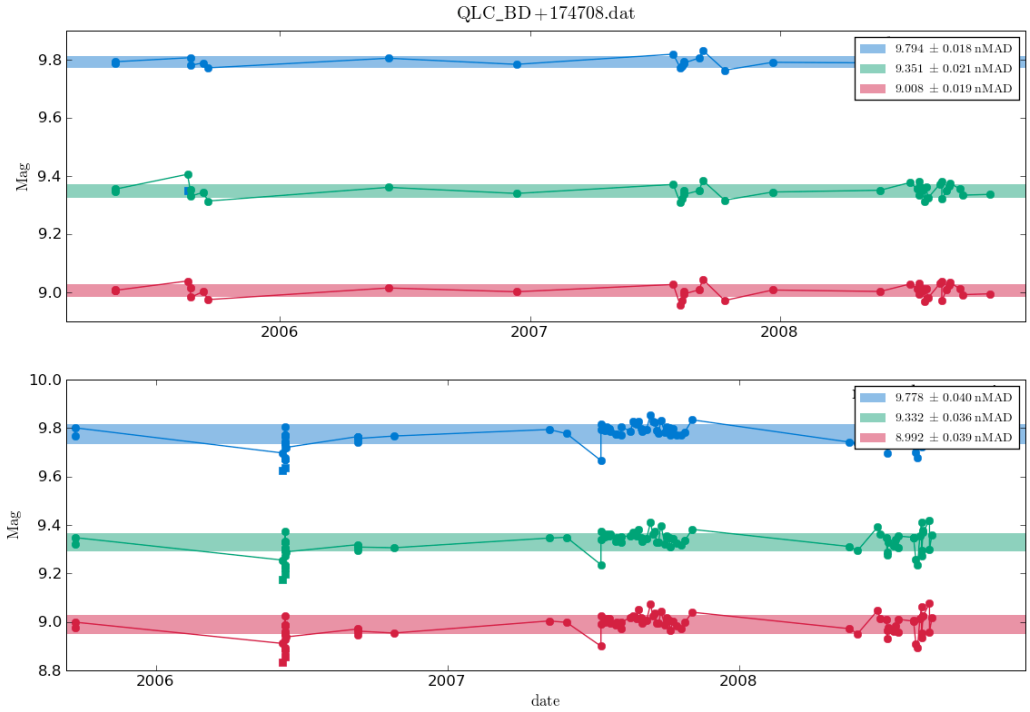


(a)

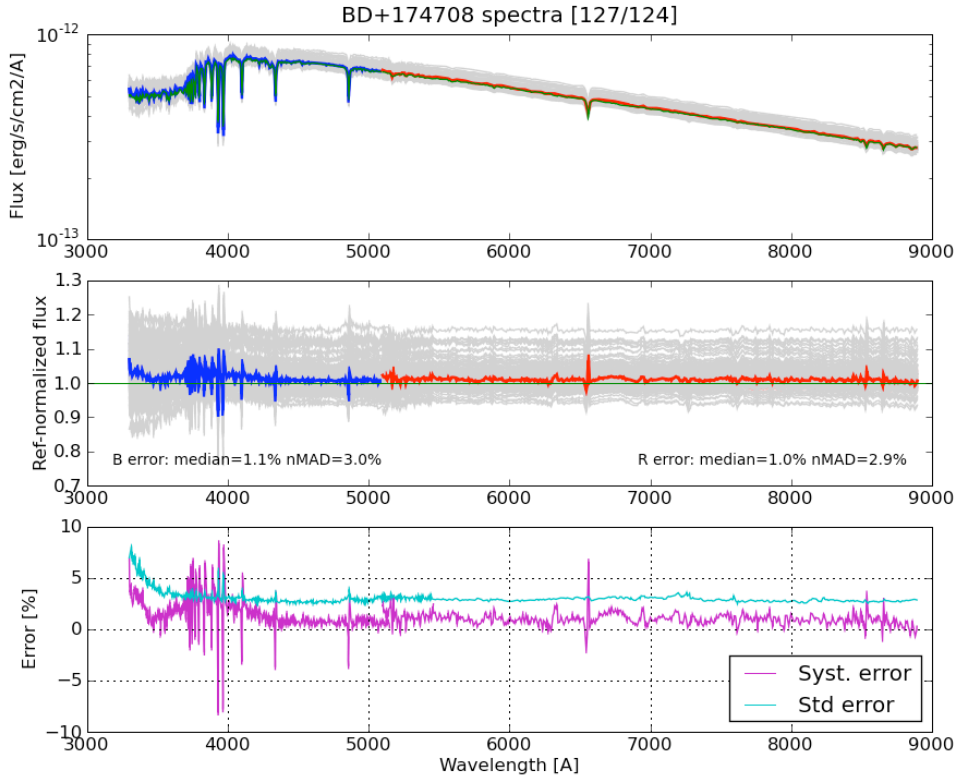


(b)

FIG. B.4: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard BD+254655.

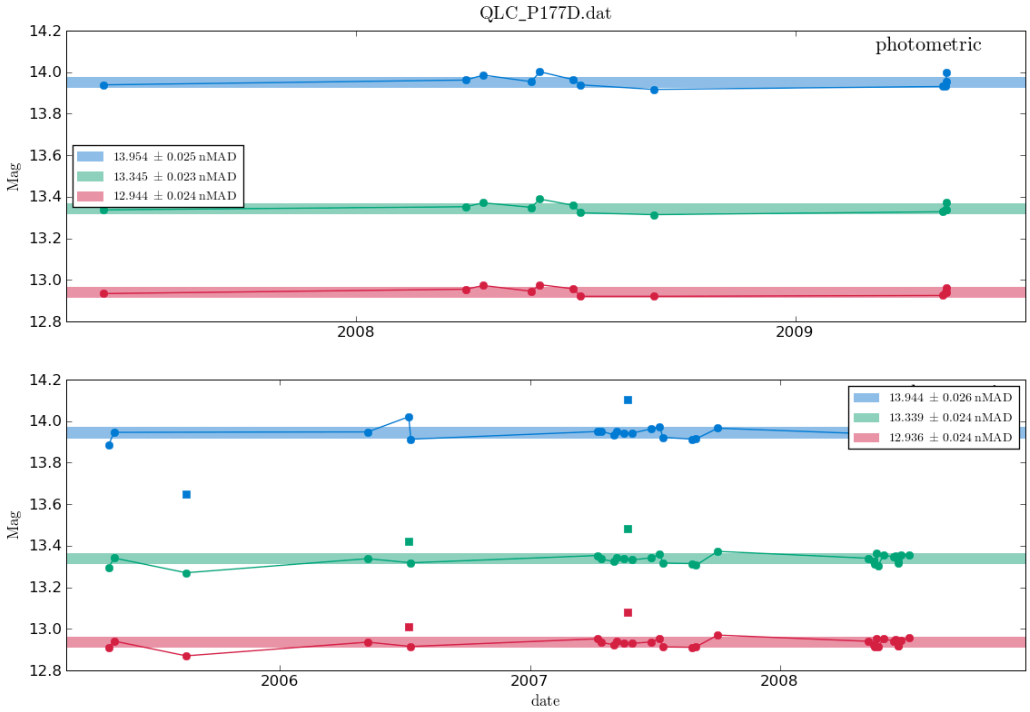


(a)

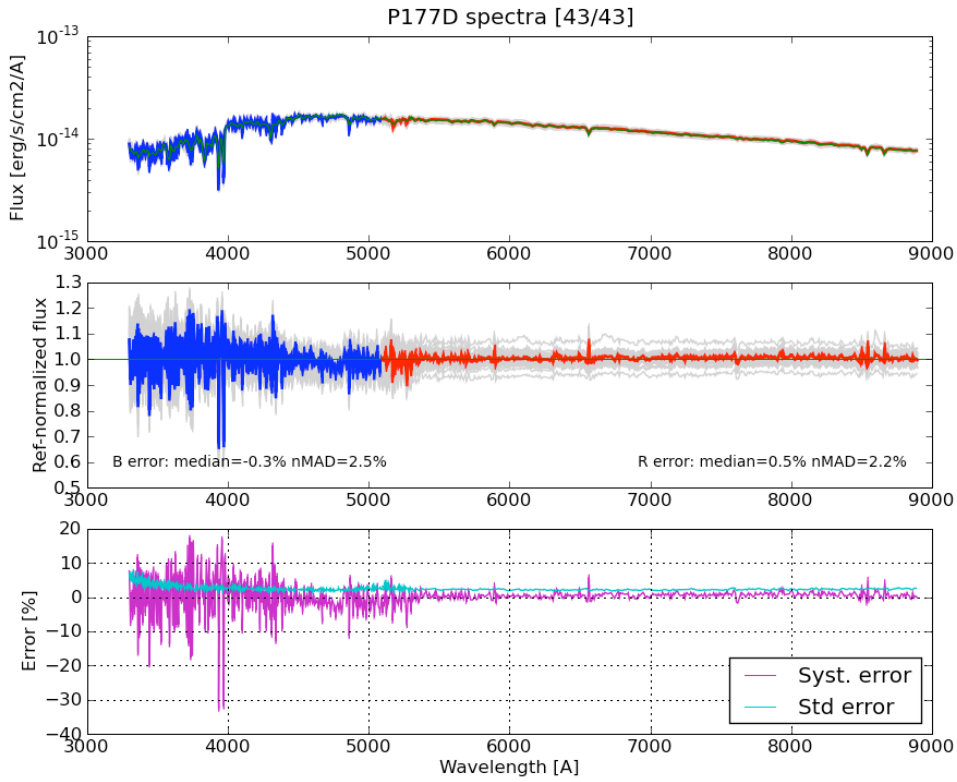


(b)

FIG. B.5: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard BD+174708.

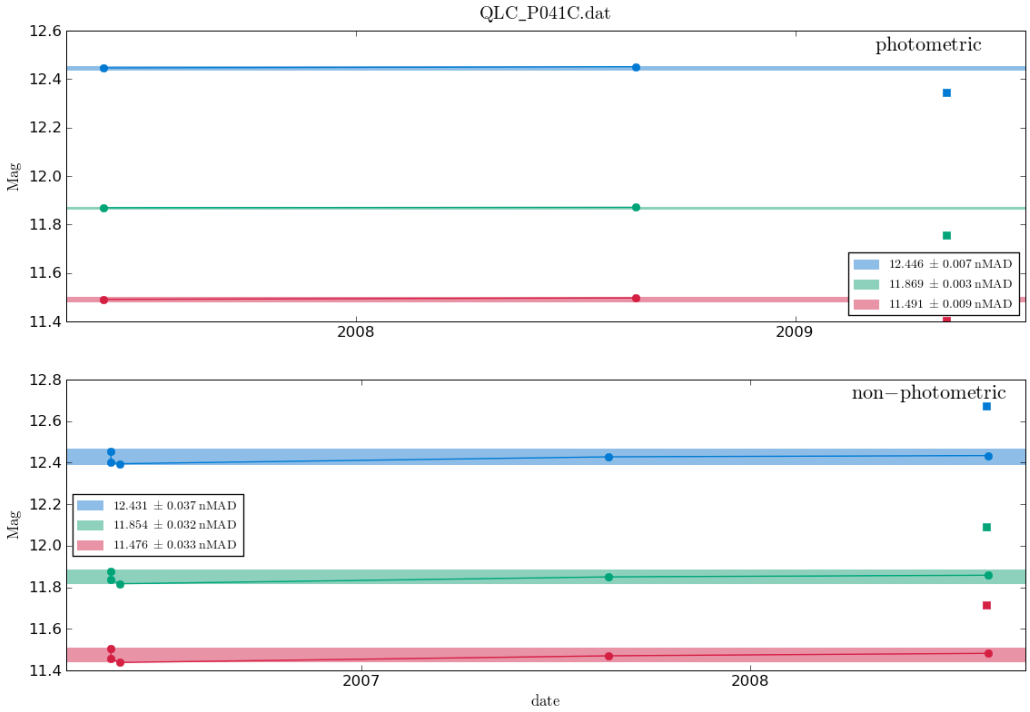


(a)

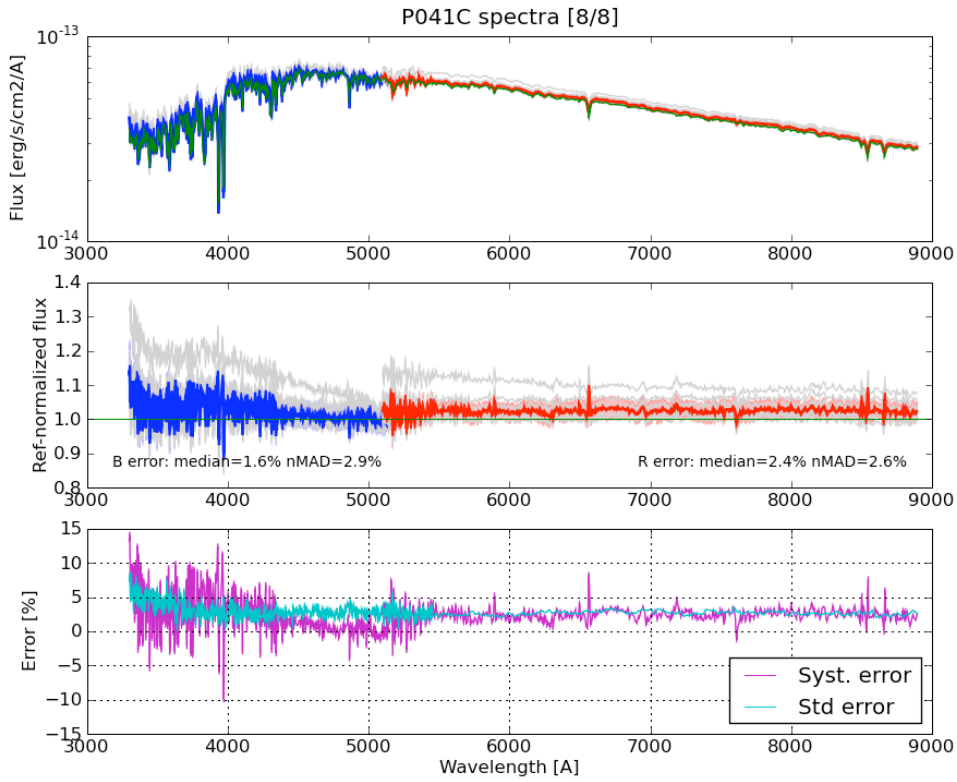


(b)

FIG. B.6: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard P177D.

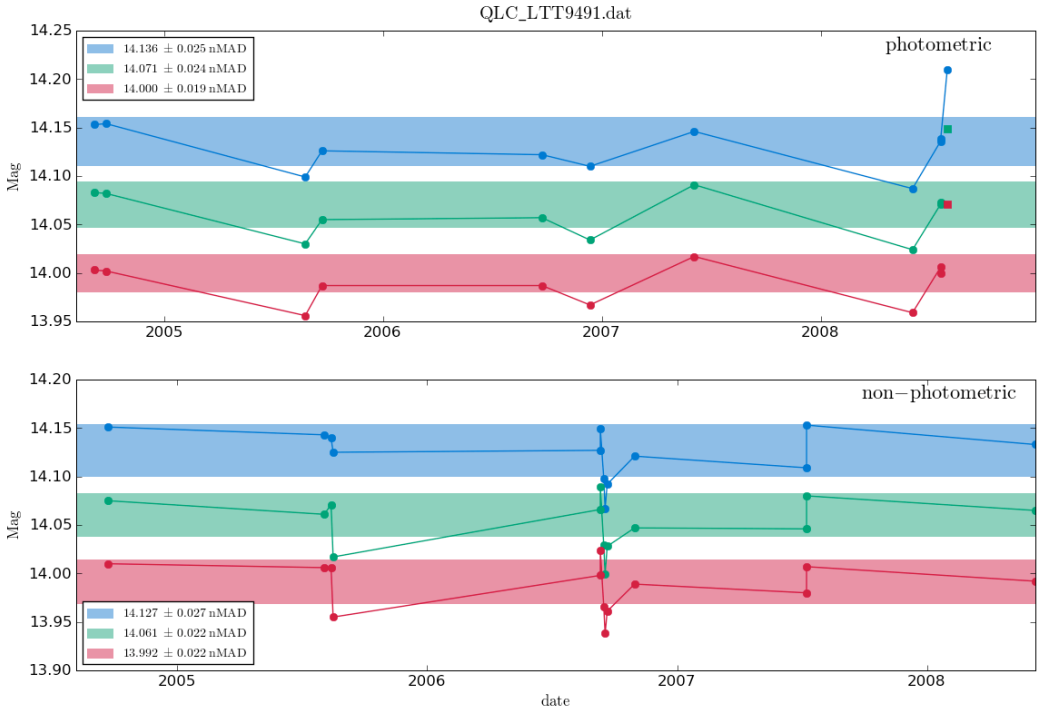


(a)

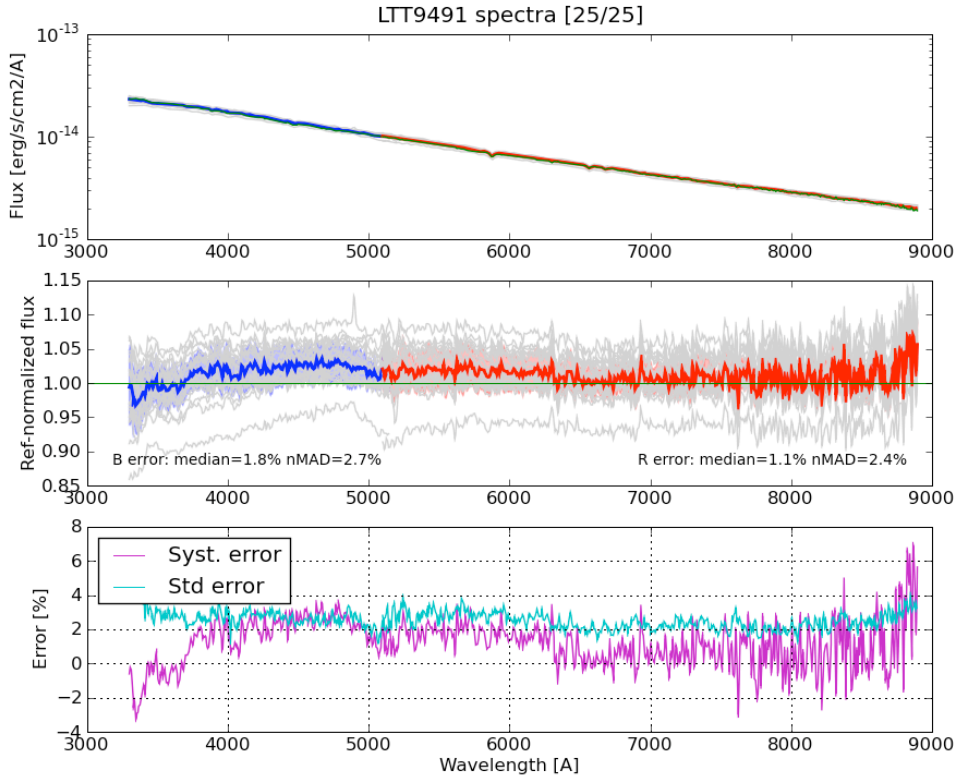


(b)

FIG. B.7: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard P041C.

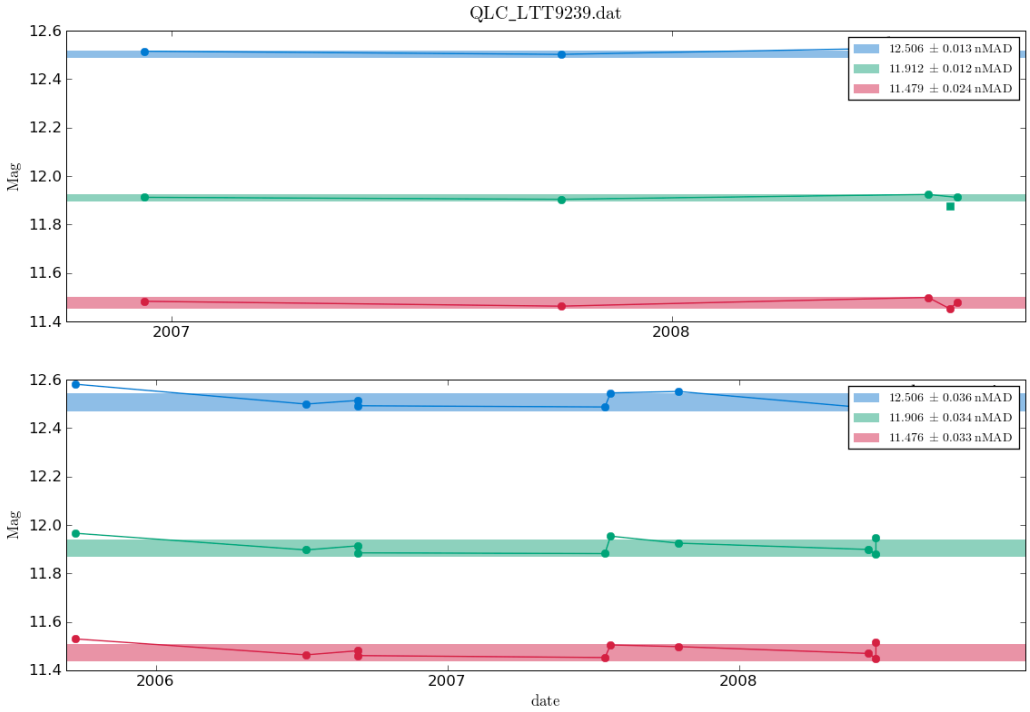


(a)

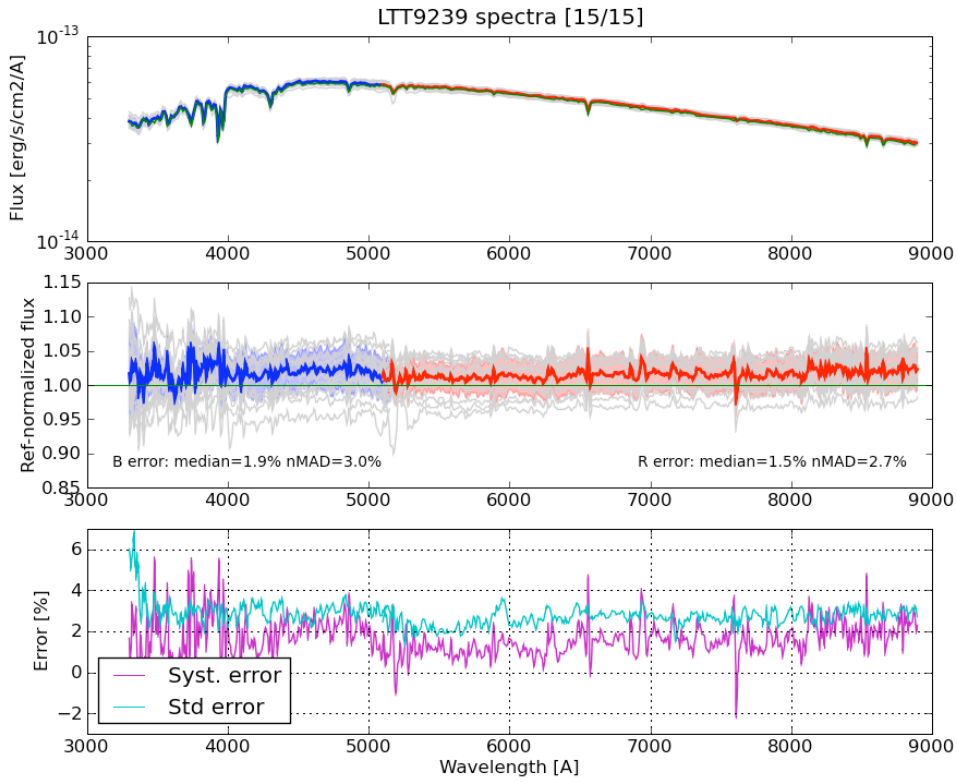


(b)

FIG. B.8: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard LTT9491.

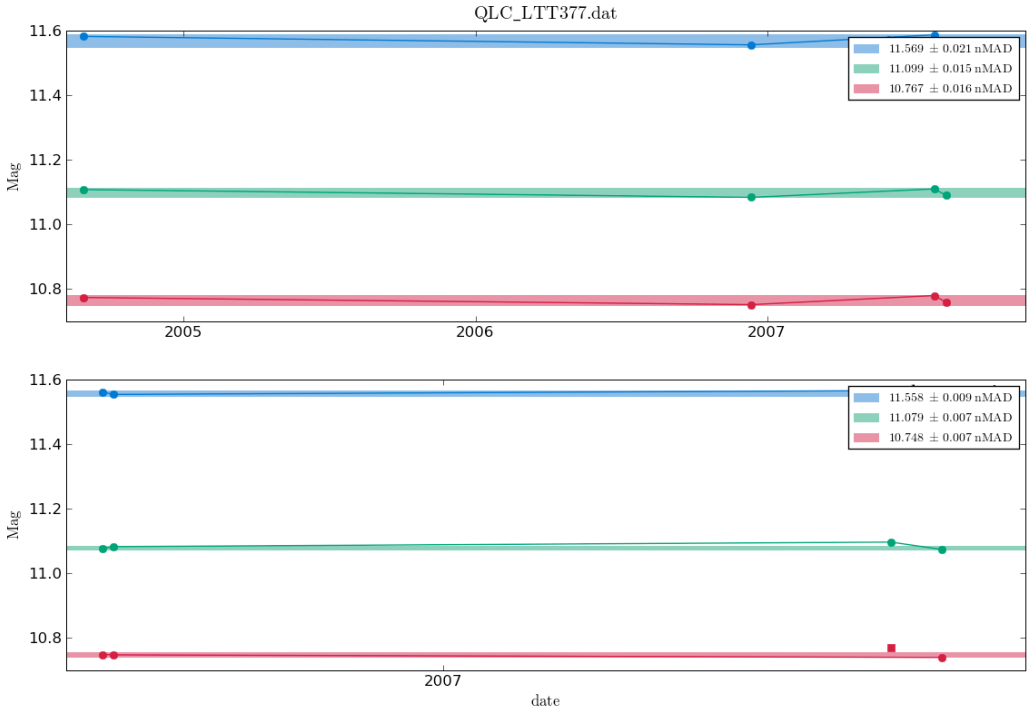


(a)

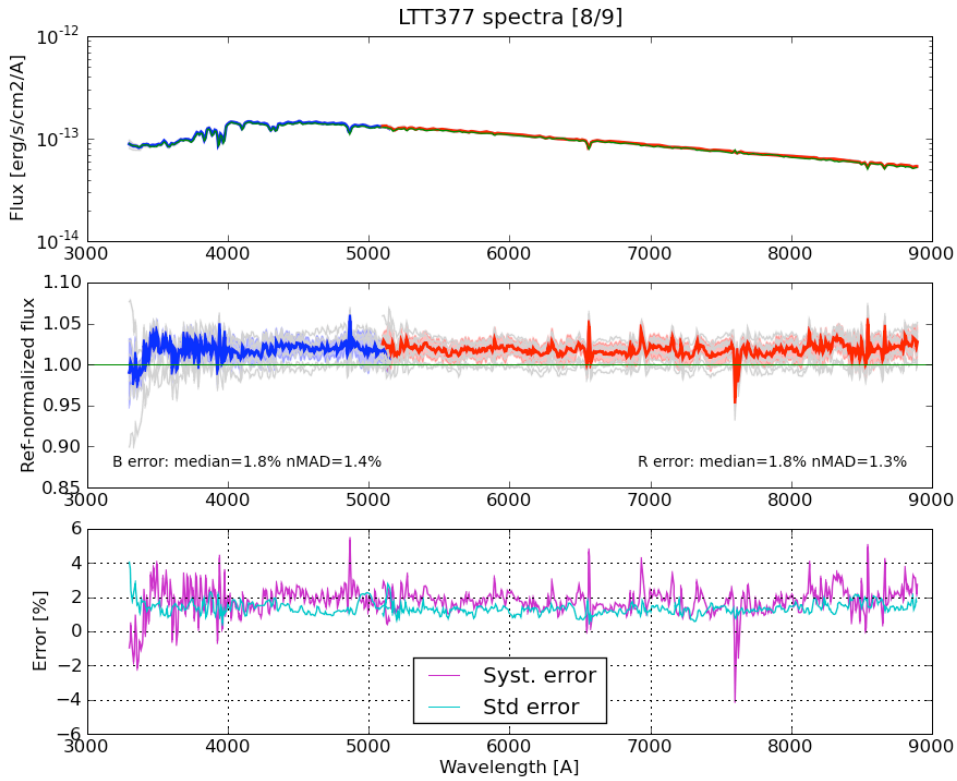


(b)

FIG. B.9: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard LTT9239.

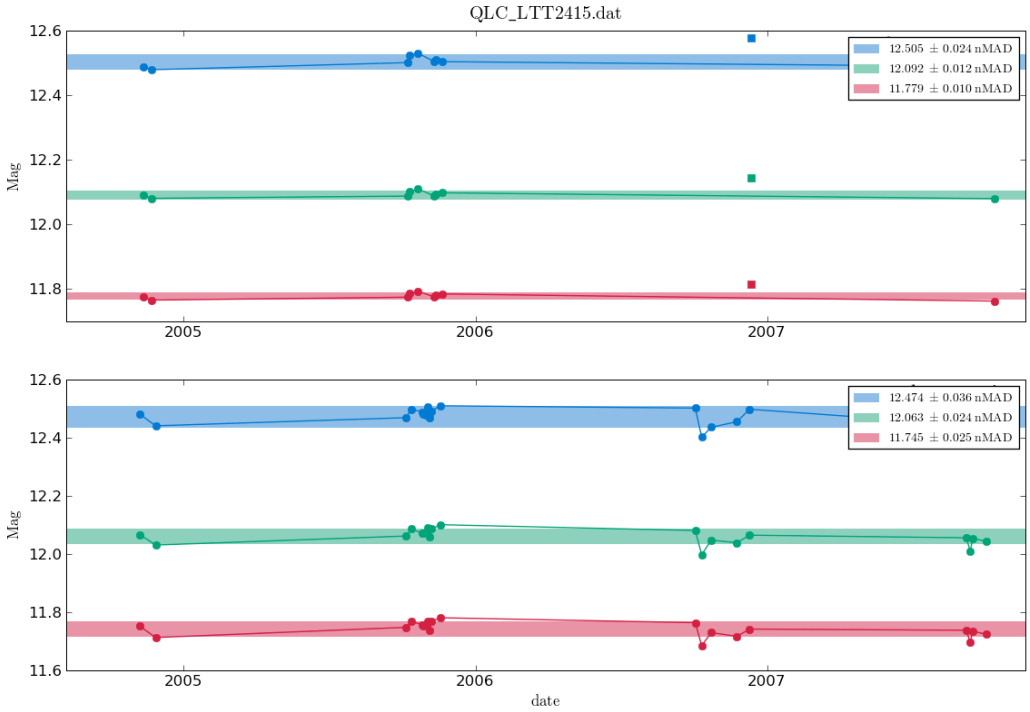


(a)

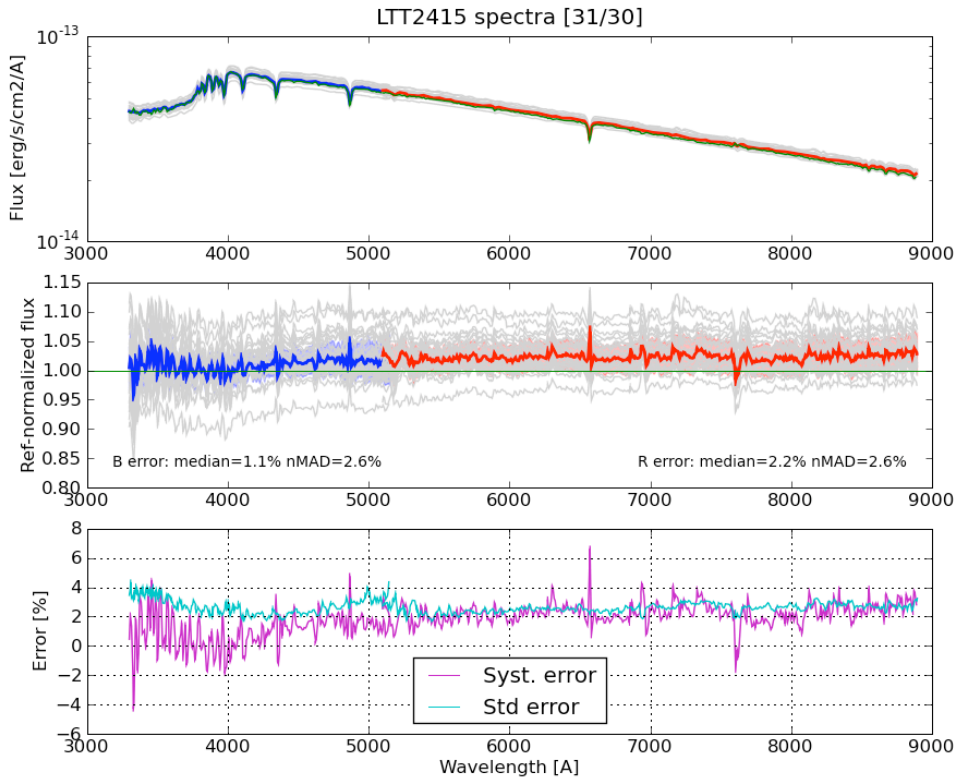


(b)

FIG. B.10: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard LTT377.

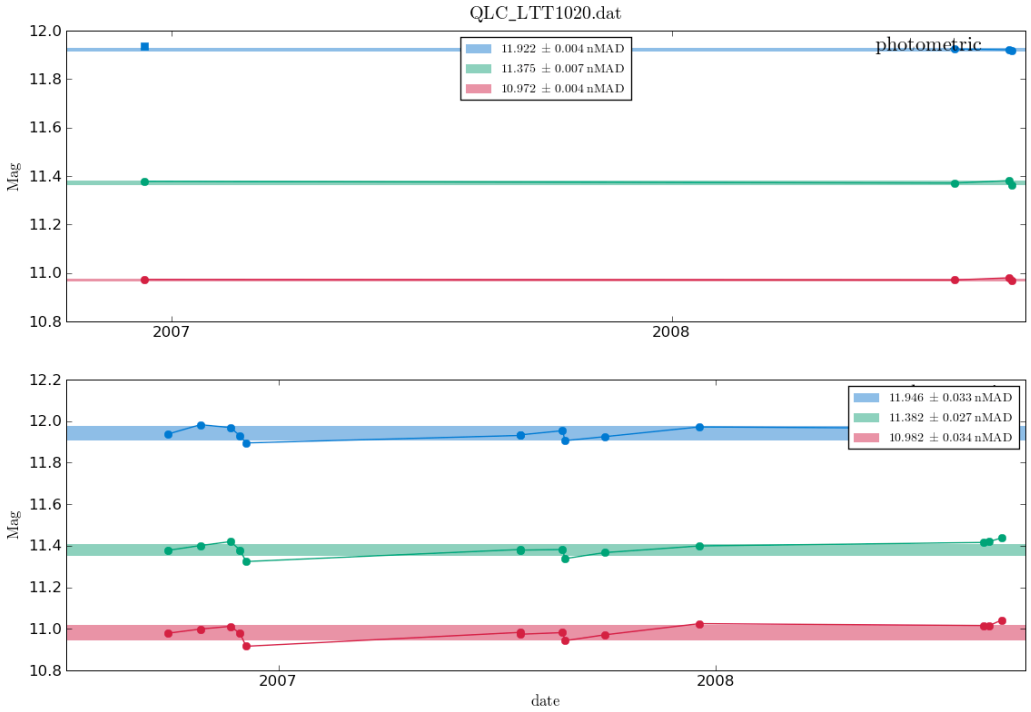


(a)

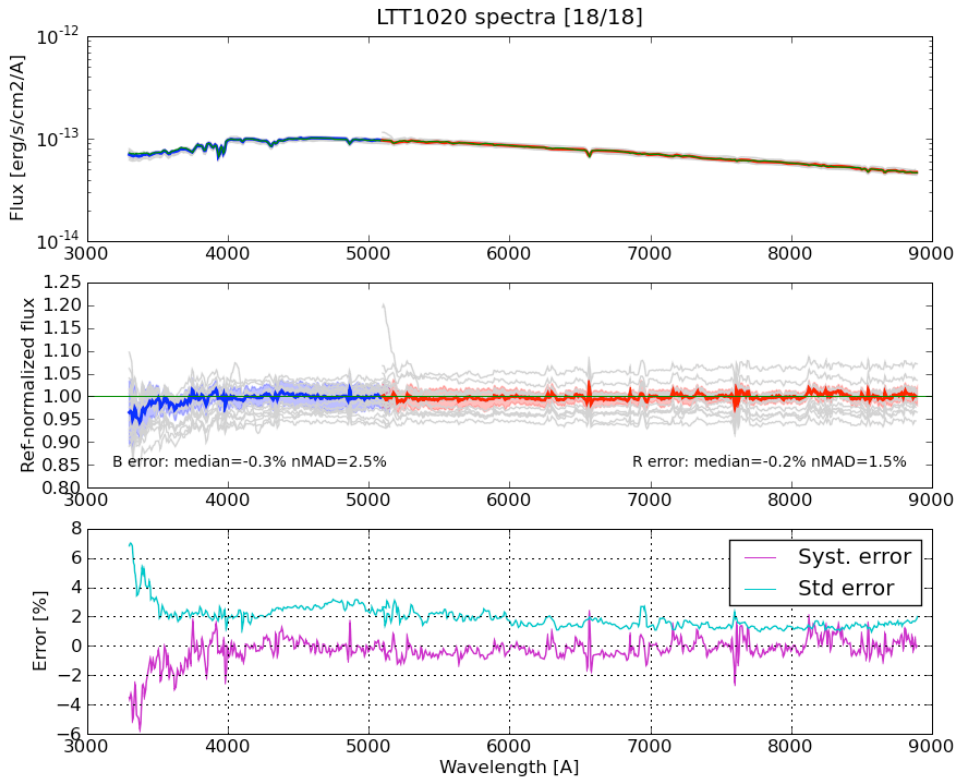


(b)

FIG. B.11: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard LTT2415.

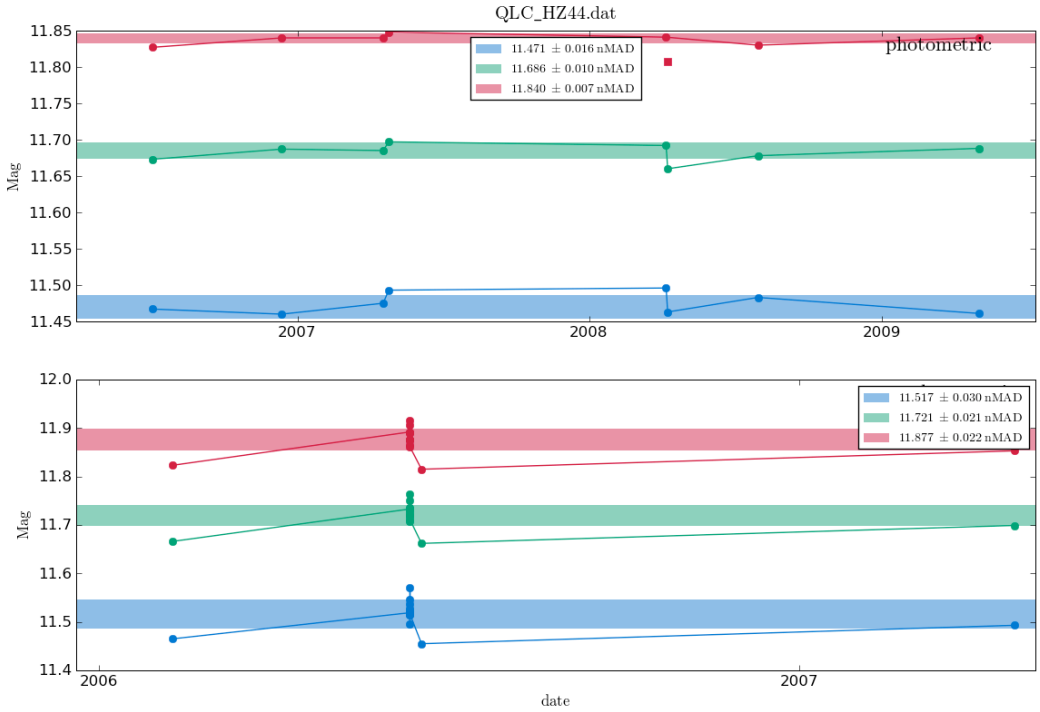


(a)

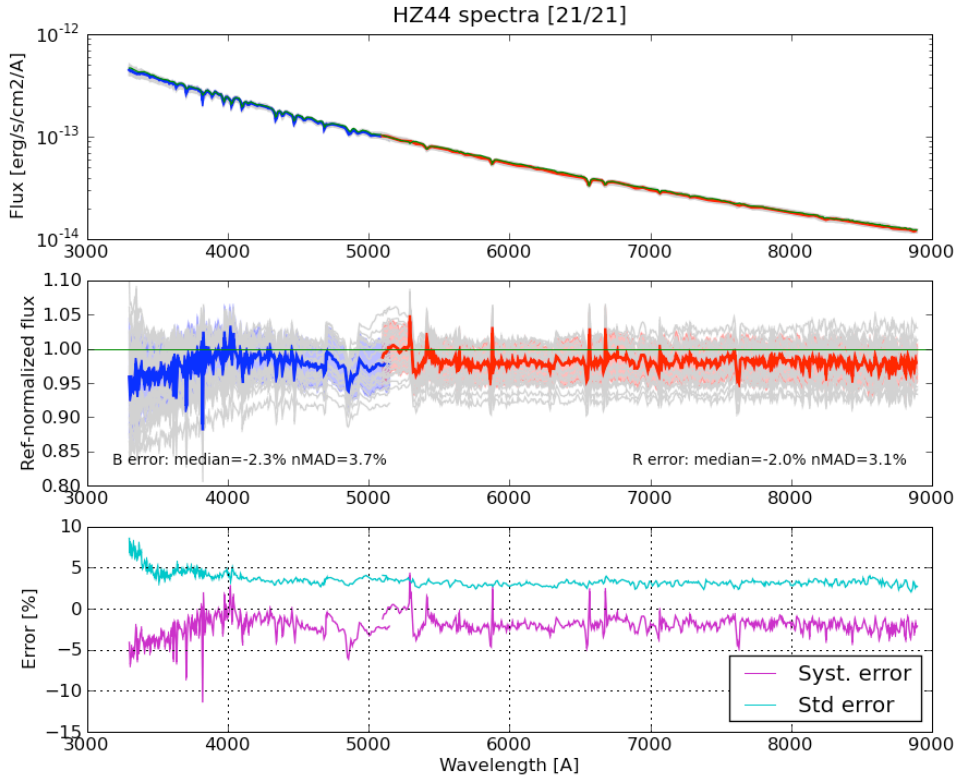


(b)

FIG. B.12: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard LTT1020.

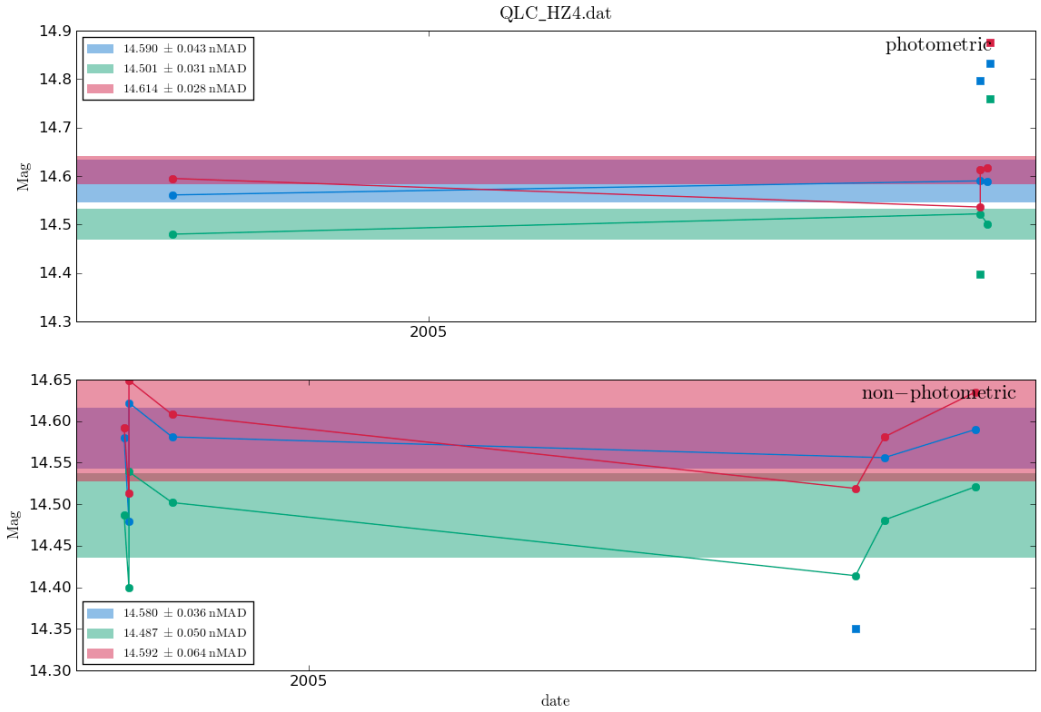


(a)

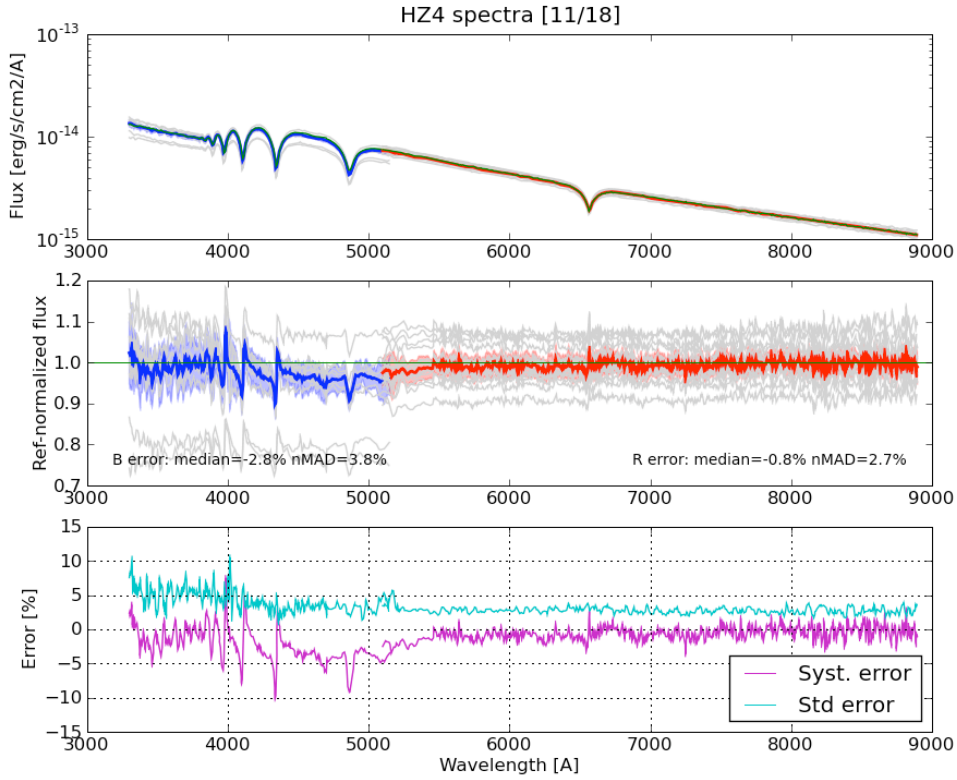


(b)

FIG. B.13: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard HZ44.

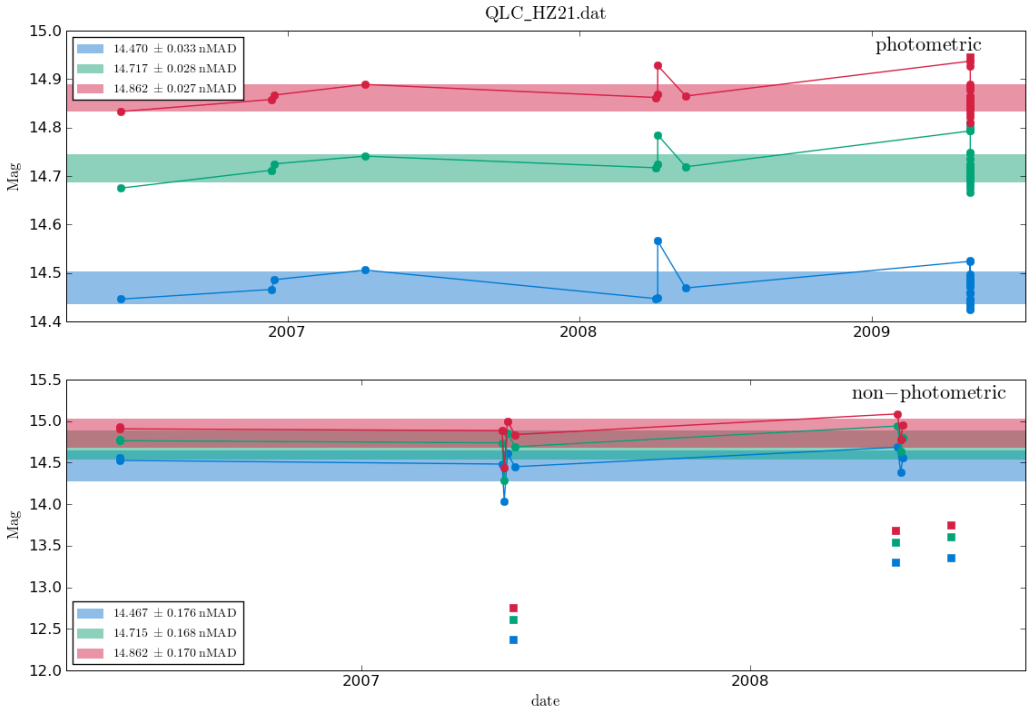


(a)

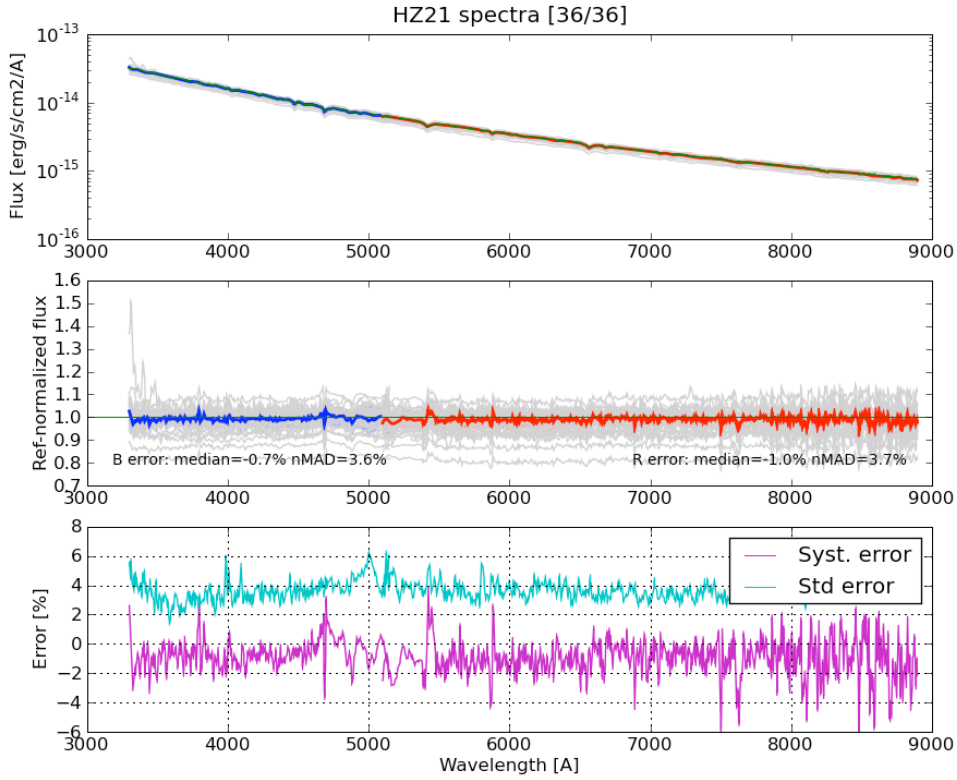


(b)

FIG. B.14: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard HZ4.

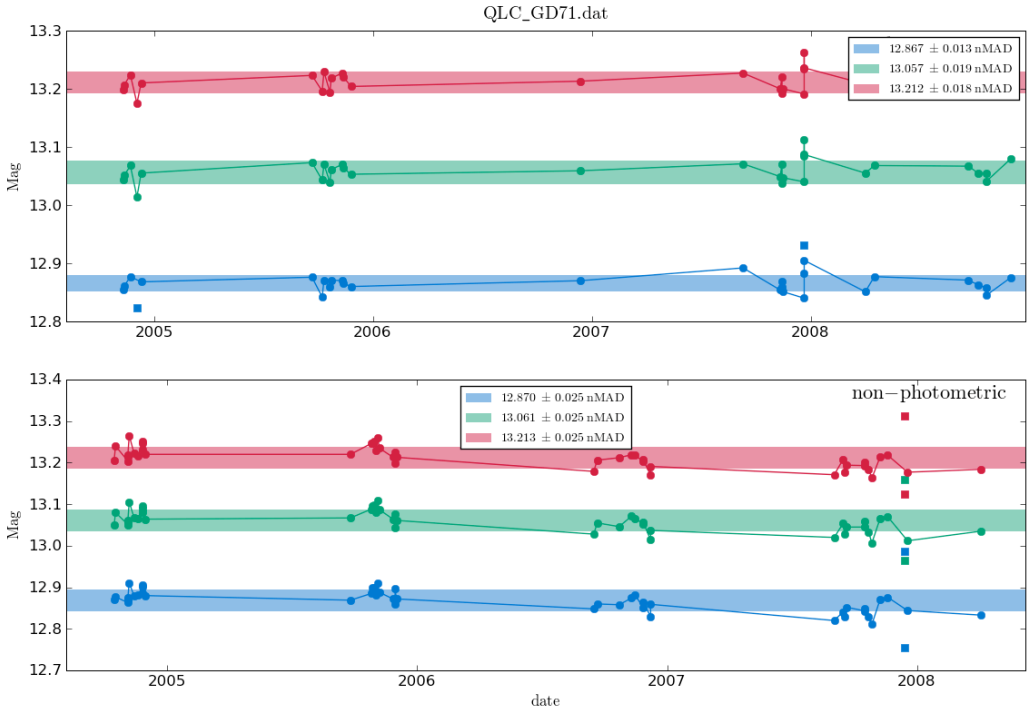


(a)

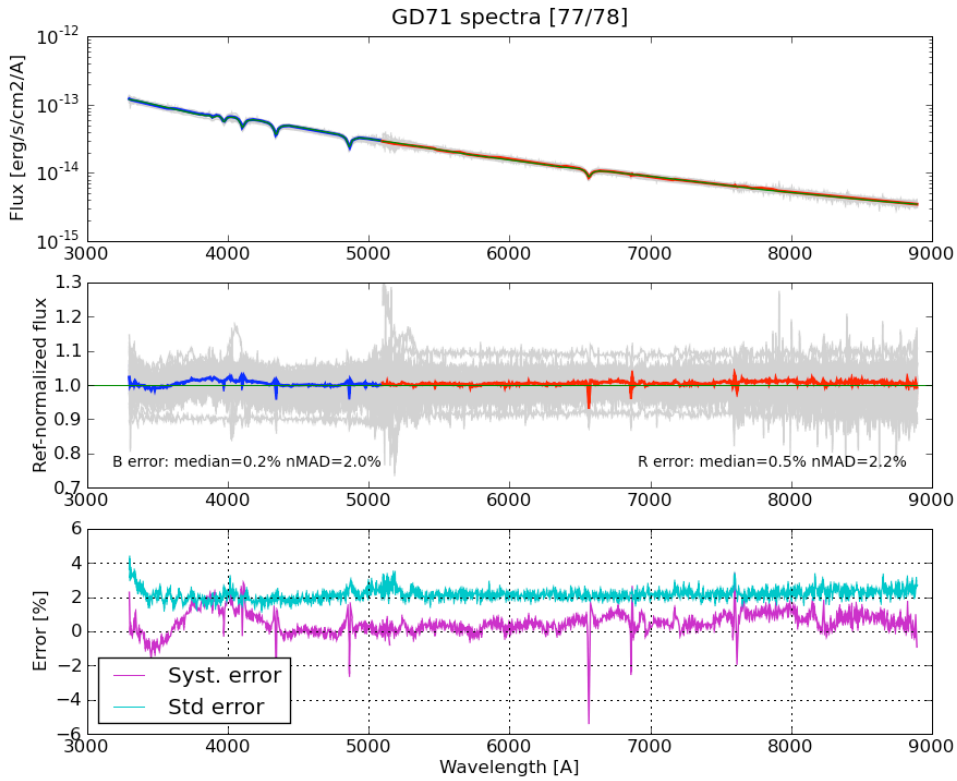


(b)

FIG. B.15: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard HZ21.



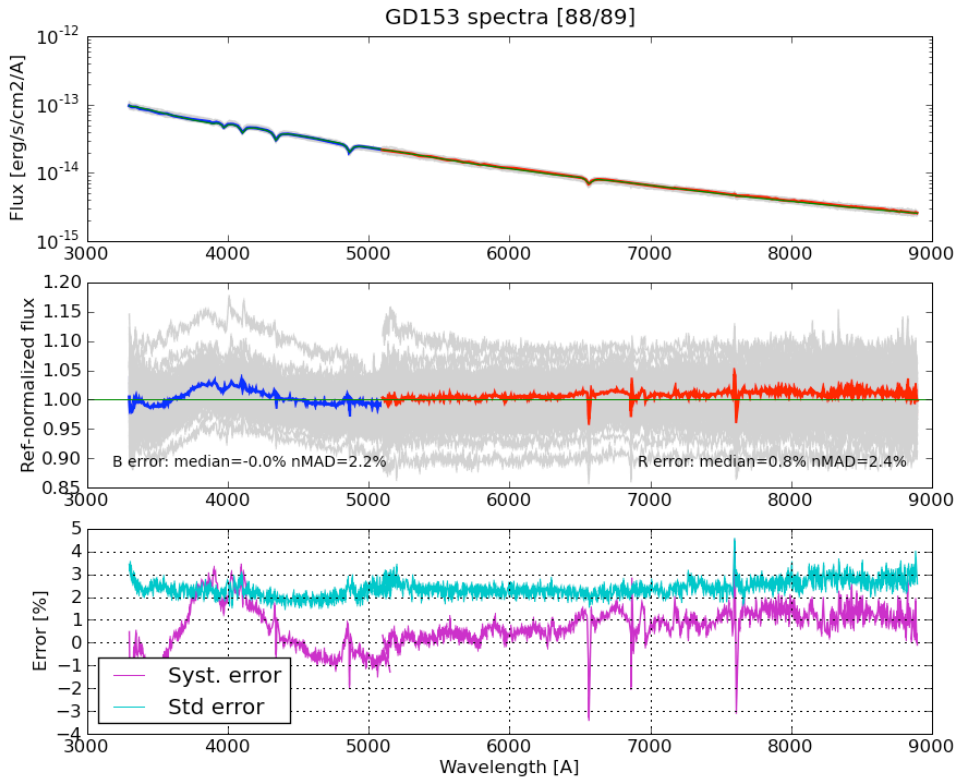
(a)



(b)

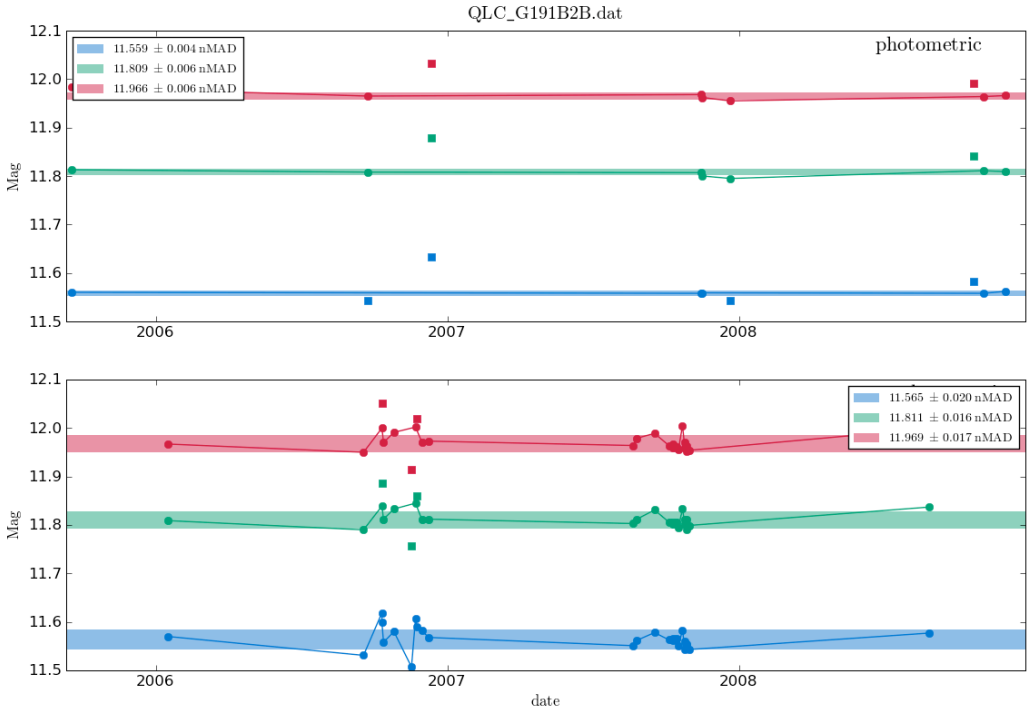
FIG. B.16: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard GD71.

(a)

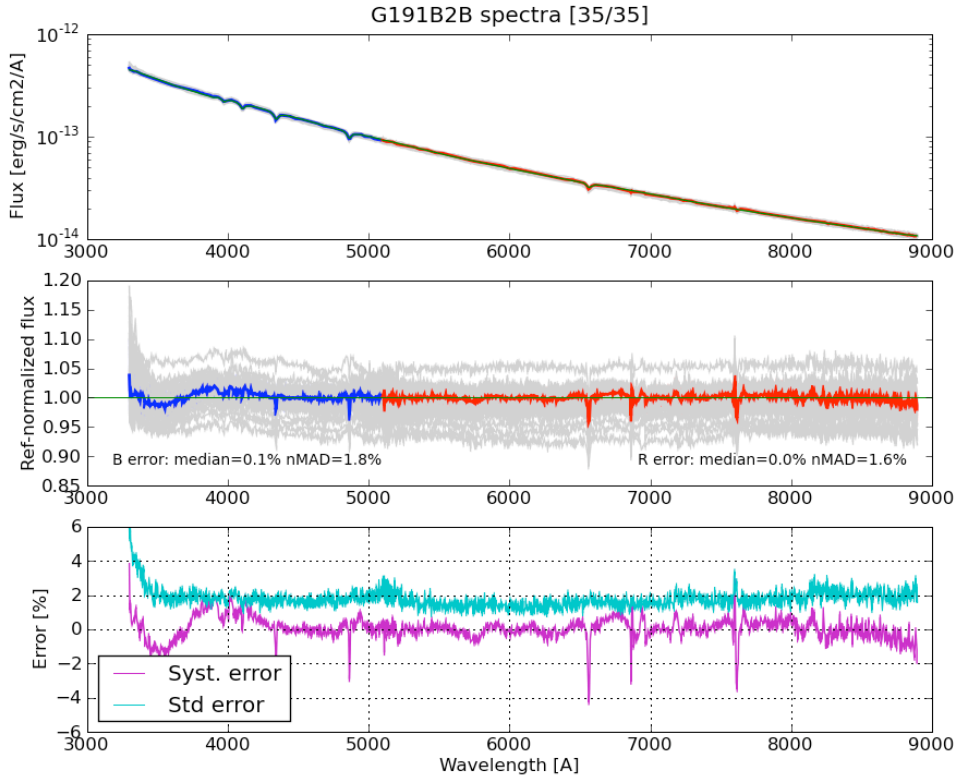


(b)

FIG. B.17: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard GD153.



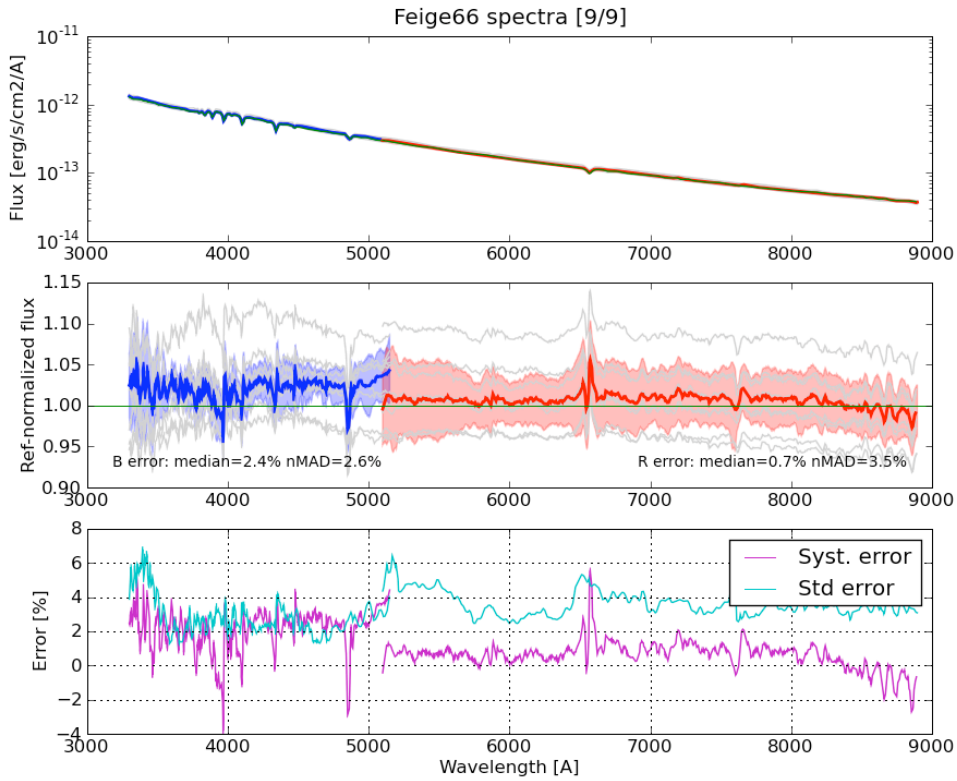
(a)



(b)

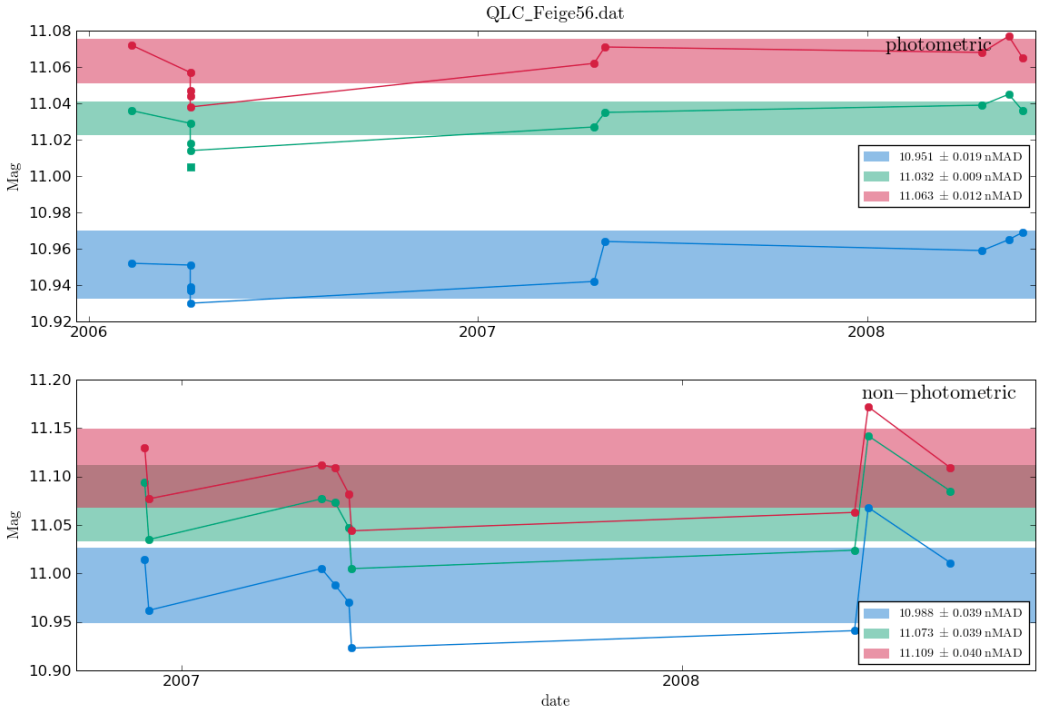
FIG. B.18: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard G191B2B.

(a)

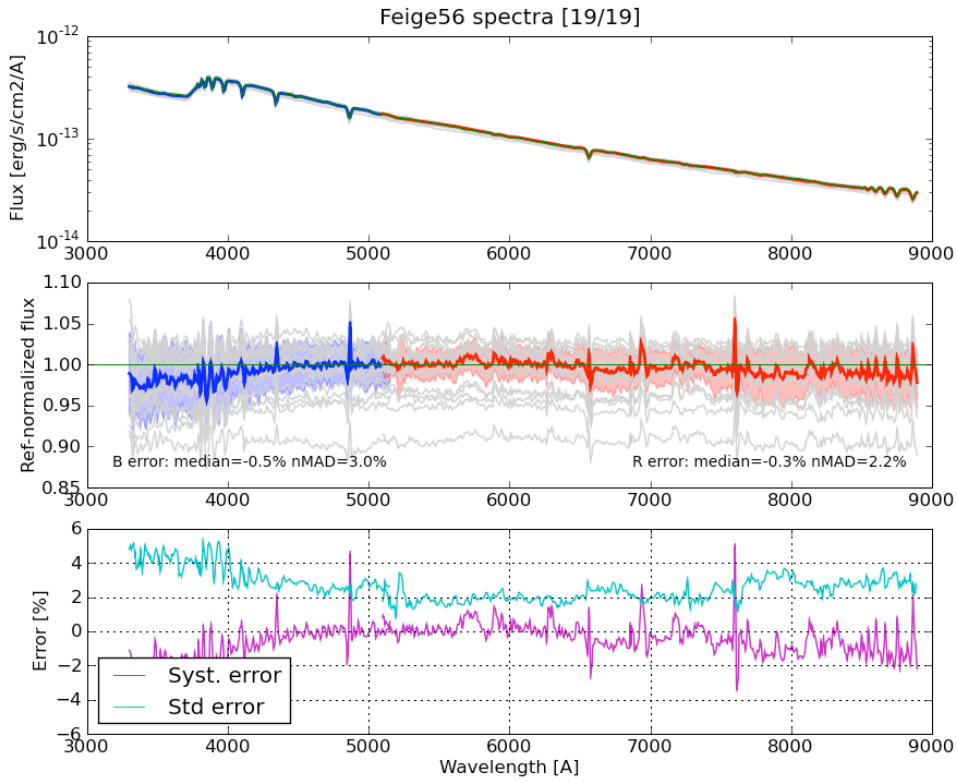


(b)

FIG. B.19: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard Feige66.

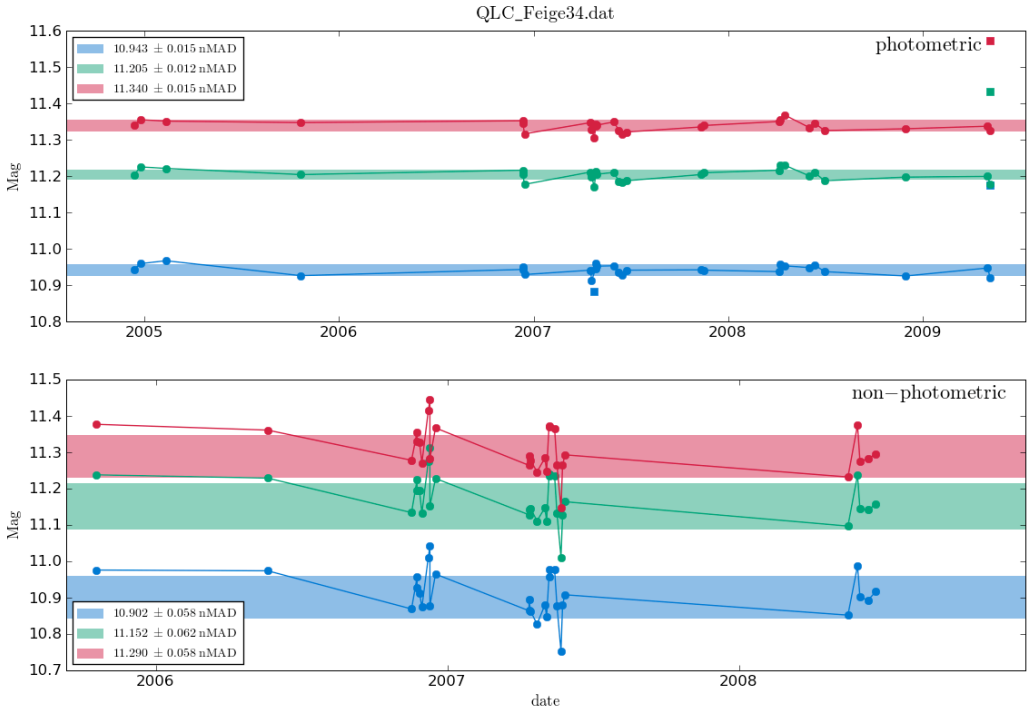


(a)

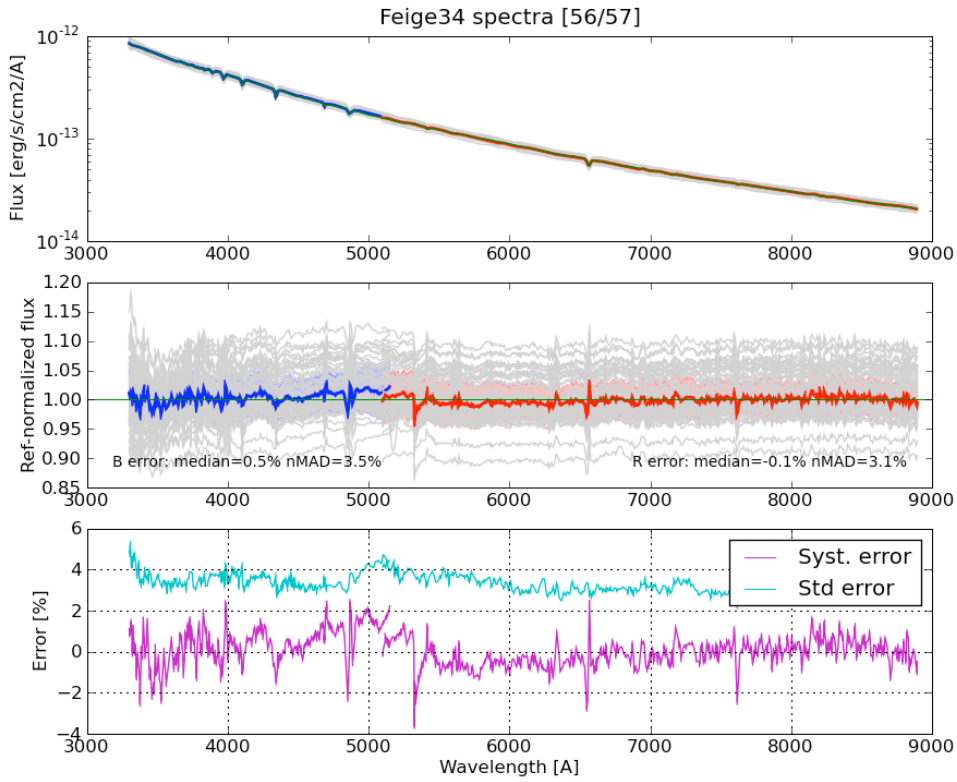


(b)

FIG. B.20: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard Feige56.

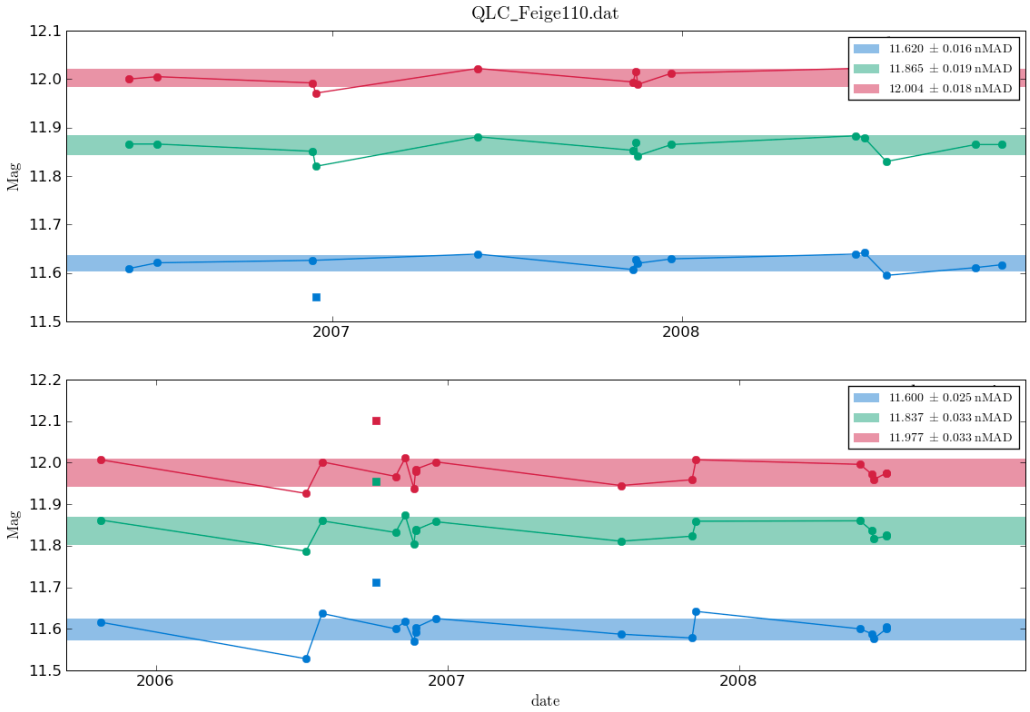


(a)

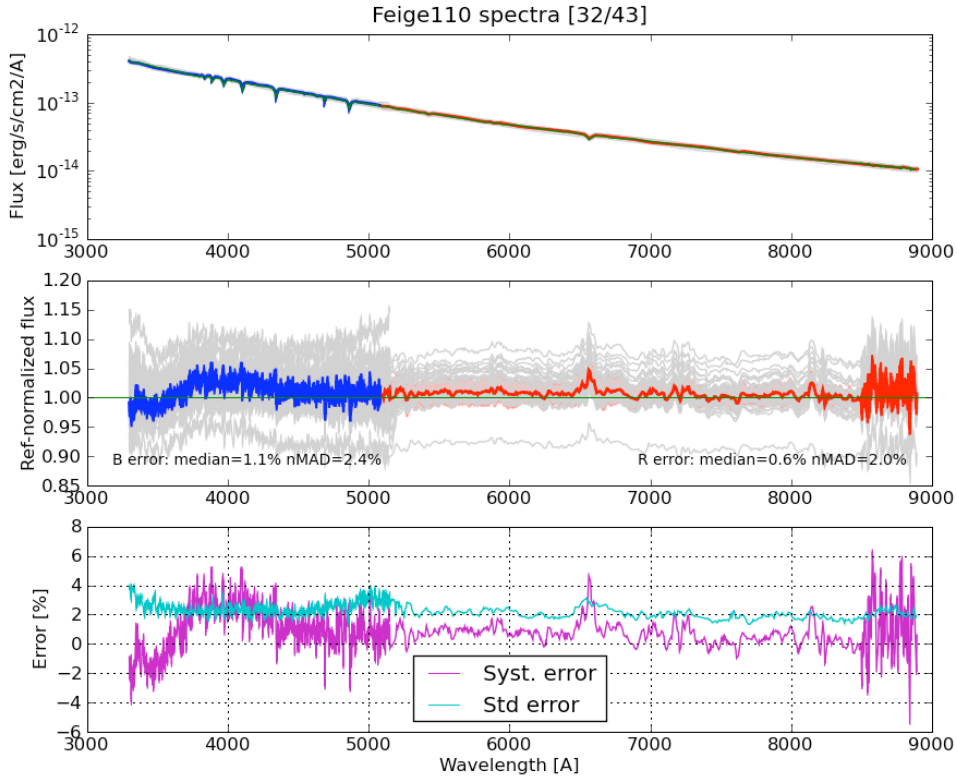


(b)

FIG. B.21: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard Feige34.

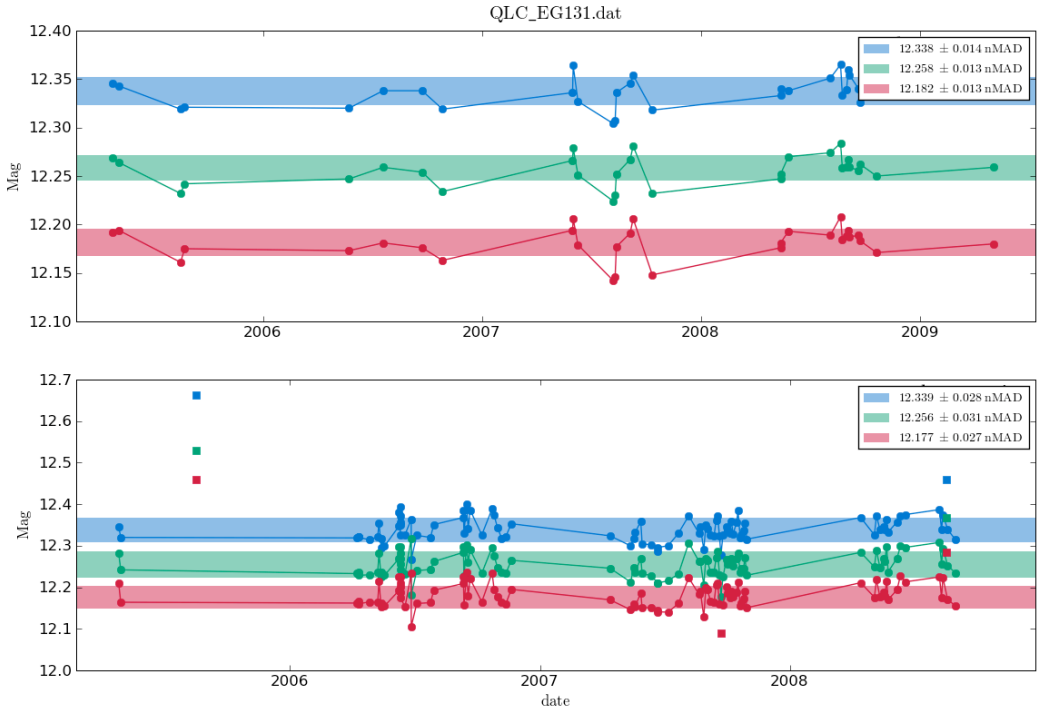


(a)

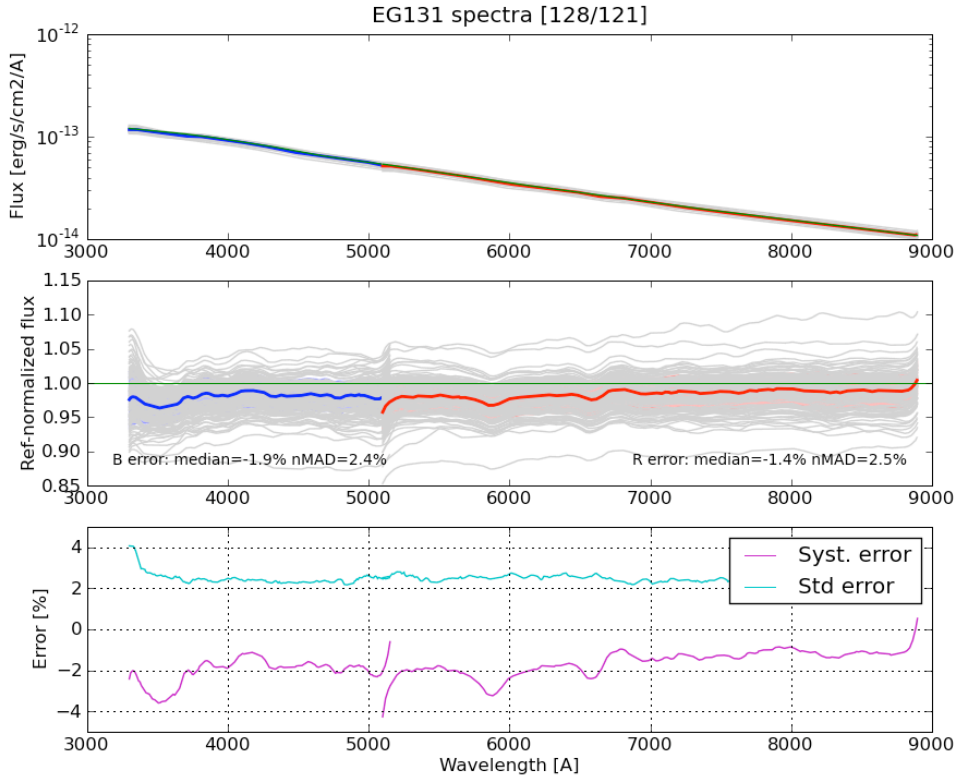


(b)

FIG. B.22: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard Feige110.



(a)



(b)

FIG. B.23: Courbe de lumière (a) et étalonnage (b) de l'étoile standard EG131.

Références

Ångström, A. *On the atmospheric transmission of sun radiation and on dust in the air.* Geografiska Annaler, 11, 156–166 (**1929**).

Adelman-McCarthy, J. K., M. A. Agüeros, S. S. Allam, C. Allende Prieto, K. S. J. Anderson, S. F. Anderson, J. Annis, N. A. Bahcall, C. A. L. Bailer-Jones, I. K. Baldry, J. C. Barentine, B. A. Bassett, A. C. Becker, T. C. Beers, E. F. Bell et al. *The Sixth Data Release of the Sloan Digital Sky Survey.* ApJS, 175, 297–313 (**2008**).

Aldering, G., G. Adam, P. Antilogus, P. Astier, R. Bacon, S. Bongard, C. Bonnaud, Y. Copin, D. Hardin, F. Henault, D. A. Howell, J.-P. Lemonnier, J.-M. Levy, S. C. Loken, P. E. Nugent et al. *Overview of the Nearby Supernova Factory.* In J. A. Tyson and S. Wolff, eds., *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries. Proceedings of the SPIE.*, vol. 4836 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, 61–72 (**2002**).

Bacon, D. J., A. R. Refregier and R. S. Ellis. *Detection of weak gravitational lensing by large-scale structure.* MNRAS, 318, 625–640 (**2000**).

Bacon, R., G. Adam, A. Baranne, G. Courtes, D. Dubet, J. P. Dubois, E. Emsellem, P. Ferruit, Y. Georgelin, G. Monnet, E. Pecontal, A. Rousset and F. Say. *3D spectrography at high spatial resolution. I. Concept and realization of the integral field spectrograph TIGER.* A&AS, 113, 347–+ (**1995**).

Bailey, S., C. Aragon, R. Romano, R. C. Thomas, B. A. Weaver and D. Wong. *How to Find More Supernovae with Less Work : Object Classification Techniques for Difference Imaging.* ApJ, 665, 1246–1253 (**2007**).

Bailey, S., G. Aldering, P. Antilogus, C. Aragon, C. Baltay, S. Bongard, C. Buton, M. Childress, N. Chotard, Y. Copin, E. Gangler, S. Loken, P. Nugent, R. Pain, E. Pecontal et al. *Using spectral flux ratios to standardize SN Ia luminosities.* A&A, 500, L17–L20 (**2009**).

Bergé, J., F. Pacaud, A. Réfrégier, R. Massey, M. Pierre, A. Amara, M. Birkinshaw, S. Paulin-Henriksson, G. P. Smith and J. Willis. *Combined analysis of weak lensing and X-ray blind surveys.* MNRAS, 385, 695–707 (**2008**).

Blanc, N. *Extraction d'étoile standard pour l'étalonnage en flux de l'instrument SNIFS dans l'expérience Nearby Supernova Factory.* Ph.D. thesis, Université Claude Bernard - Lyon 1 (**2006**).

Bongard, S., E. Baron, G. Smadja, D. Branch and P. H. Hauschildt. *Type Ia Supernova Spectral Line Ratios as Luminosity Indicators.* ApJ, 647, 513–524 (**2006**).

Bréon, F.-M. *Comment on Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere.* Appl. Opt., 37, 428–429 (**1998**).

Bucholtz, A. *Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere.* Appl. Opt., 34, 2765–+ (**1995**).

Burles, S., K. M. Nollett and M. S. Turner. *Big Bang Nucleosynthesis Predictions for Precision Cosmology.* ApJ, 552, L1–L5 (**2001**).

Cappellaro, E., R. Evans and M. Turatto. *A new determination of supernova rates and a comparison with indicators for galactic star formation.* A&A, 351, 459–466 (**1999**).

Chandrasekhar, S. *The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs.* ApJ, 74, 81–+ (**1931**).

Chernov, R. A., L. A. ; Silverman. *Wave Propagation in a Random Medium.* McGraw-Hill, New York (**1960**).

Colless, M., B. A. Peterson, C. Jackson, J. A. Peacock, S. Cole, P. Norberg, I. K. Baldry, C. M. Baugh, J. Bland-Hawthorn, T. Bridges, R. Cannon, C. Collins, W. Couch, N. Cross, G. Dalton et al. *The 2dF Galaxy Redshift Survey : Final Data Release.* ArXiv Astrophysics e-prints (**2003**).

Copin, Y. *Dynamique des galaxies de type précoce : Observations 3D et modélisations.* Ph.D. thesis, ENS Lyon (**2000**).

Cuillandre, J.-C., E. A. Magnier, S. Isani, D. Sabin, W. Knight, S. Kras and K. Lai. *CFHT's SkyProbe : a real-time sky-transparency monitor.* In P. J. Quinn, ed., *Observatory Operations to Optimize Scientific Return III. Edited by Quinn, Peter J. Proceedings of the SPIE, Volume 4844, pp. 501-507 (2002).*, vol. 4844 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, 501–507 (**2002**).

Edlén, B. *The Refractive Index of Air.* Metrologia, 2, 71–80 (**1966**).

Einstein, A. *Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie.* Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin), Seite 142-152., 142–152 (**1917**).

Everett, M. E. and S. B. Howell. *A Technique for Ultrahigh-Precision CCD Photometry.* PASP, 113, 1428–1435 (**2001**).

Filippenko, A. V. *The importance of atmospheric differential refraction in spectrophotometry.* PASP, 94, 715–721 (**1982**).

Filippenko, A. V. *Optical Spectra of Supernovae.* ARA&A, 35, 309–355 (**1997**).

Fixsen, D. J., E. S. Cheng, J. M. Gales, J. C. Mather, R. A. Shafer and E. L. Wright. *The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE FIRAS Data Set.* ApJ, 473, 576–+ (**1996**).

Fried, D. L. *Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures.* Journal of the Optical Society of America (1917-1983), 56, 1372–+ (**1966**).

Frieman, J., M. Turner and D. Huterer. *Dark Energy and the Accelerating Universe.* ArXiv e-prints, 803 (**2008**).

Gilles, S. *Spectrophotométrie des supernovæ de type Ia : extraction des données de SNIFS et premiers résultats.* Ph.D. thesis, Université Paris Diderot - Paris VII (**2006**).

Goldhaber, G., D. E. Groom, A. Kim, G. Aldering, P. Astier, A. Conley, S. E. Deustua, R. Ellis, S. Fabbro, A. S. Fruchter, A. Goobar, I. Hook, M. Irwin, M. Kim, R. A. Knop et al. *Timescale Stretch Parameterization of Type Ia Supernova B-Band Light Curves.* ApJ, 558, 359–368 (**2001**).

Guth, A. H. *Inflationary universe : A possible solution to the horizon and flatness problems.* Phys. Rev. D, 23, 347–356 (**1981**).

Guy, J., P. Astier, S. Nobili, N. Regnault and R. Pain. *SALT : a spectral adaptive light curve template for type Ia supernovae.* A&A, 443, 781–791 (**2005**).

Guy, J., P. Astier, S. Baumont, D. Hardin, R. Pain, N. Regnault, S. Basa, R. G. Carlberg, A. Conley, S. Fabbro, D. Fouchez, I. M. Hook, D. A. Howell, K. Perrett, C. J. Pritchet et al. *SALT2 : using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators*. A&A, 466, 11–21 (**2007**).

Hamuy, M., M. M. Phillips, N. B. Suntzeff, R. A. Schommer, J. Maza and R. Aviles. *The Absolute Luminosities of the Calan/Tololo Type IA Supernovae*. AJ, 112, 2391–+ (**1996**).

Hansen, J. E. and L. D. Travis. *Light scattering in planetary atmospheres*. Space Science Reviews, 16, 527–610 (**1974**).

Hayes, D. S. and D. W. Latham. *A rediscussion of the atmospheric extinction and the absolute spectral-energy distribution of VEGA*. ApJ, 197, 593–601 (**1975**).

Hinshaw, G., J. L. Weiland, R. S. Hill, N. Odegard, D. Larson, C. L. Bennett, J. Dunkley, B. Gold, M. R. Greason, N. Jarosik, E. Komatsu, M. R. Nolta, L. Page, D. N. Spergel, E. Wollack et al. *Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Data Processing, Sky Maps, and Basic Results*. ArXiv e-prints, 803 (**2008**).

Hoeflich, P. and A. Khokhlov. *Explosion Models for Type IA Supernovae : A Comparison with Observed Light Curves, Distances, H 0, and Q 0*. ApJ, 457, 500–+ (**1996**).

Hoekstra, H., Y. Mellier, L. van Waerbeke, E. Semboloni, L. Fu, M. J. Hudson, L. C. Parker, I. Tereno and K. Benabed. *First Cosmic Shear Results from the Canada-France-Hawaii Telescope Wide Synoptic Legacy Survey*. ApJ, 647, 116–127 (**2006**).

Horne, K. *An optimal extraction algorithm for CCD spectroscopy*. PASP, 98, 609–617 (**1986**).

Hubble, E. *A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae*. Proceedings of the National Academy of Science, 15, 168–173 (**1929**).

Ivezic, Z., M. Juric, R. Lupton, S. Tabachnik and T. Quinn. *Minor Planet Observations [645 Apache Point–Sloan Digital Sky Survey]*. Minor Planet Circulars, 6142, 6–+ (**2007**).

Jackson, J. D. *Classical Electrodynamics* (**1962**).

Jones, W. C., P. A. R. Ade, J. J. Bock, J. R. Bond, J. Borrill, A. Boscaleri, P. Cabella, C. R. Contaldi, B. P. Crill, P. de Bernardis, G. De Gasperis, A. de Oliveira-Costa, G. De Troia, G. di Stefano, E. Hivon et al. *A Measurement of the Angular Power Spectrum of the CMB Temperature Anisotropy from the 2003 Flight of BOOMERANG*. ApJ, 647, 823–832 (**2006**).

Kasen, D. *Secondary Maximum in the Near-Infrared Light Curves of Type Ia Supernovae*. ApJ, 649, 939–953 (**2006**).

King, I. *Effective extinction values in wide-band photometry*. AJ, 57, 253–+ (**1952**).

King, I. R. *The Profile of a Star Image*. PASP, 83, 199–+ (**1971**).

Kissler-Patig, M., Y. Copin, P. Ferruit, A. Pécontal-Rousset and M. M. Roth. *The Euro3D data format : A common FITS data format for integral field spectrographs*. Astronomische Nachrichten, 325, 159–162 (**2004**).

Kolmogorov, A. *The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds' Numbers*. Akademiia Nauk SSSR Doklady, 30, 301–305 (**1941**).

Kowalski, M., D. Rubin, G. Aldering, R. J. Agostinho, A. Amadon, R. Amanullah, C. Balland, K. Barbary, G. Blanc, P. J. Challis, A. Conley, N. V. Connolly, R. Covarrubias, K. S. Dawson, S. E. Deustua et al. *Improved Cosmological Constraints from New, Old and Combined Supernova Datasets*. ArXiv e-prints, 804 (**2008**).

Lantz, B., G. Aldering, P. Antilogus, C. Bonnaud, L. Capoani, A. Castera, Y. Copin, D. Dubet, E. Gangler, F. Henault, J.-P. Lemonnier, R. Pain, A. Pecontal, E. Pecontal and G. Smadja. *SNIFS : a wideband integral field spectrograph with microlens arrays.* In L. Mazuray, P. J. Rogers and R. Wartmann, eds., *Optical Design and Engineering. Proceedings of the SPIE.*, vol. 5249 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, 146–155 (**2004**).

Linder, E. V. *Importance of supernovae at $z < 0.1$ for probing dark energy.* Phys. Rev. D, 74(10), 103518–+ (**2006**).

Minkowski, R. *Spectra of Supernovae.* PASP, 53, 224–+ (**1941**).

Moffat, A. F. J. *A Theoretical Investigation of Focal Stellar Images in the Photographic Emulsion and Application to Photographic Photometry.* A&A, 3, 455–+ (**1969**).

Nolta, M. R., J. Dunkley, R. S. Hill, G. Hinshaw, E. Komatsu, D. Larson, L. Page, D. N. Spergel, C. L. Bennett, B. Gold, N. Jarosik, N. Odegard, J. L. Weiland, E. Wollack, M. Halpern et al. *Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Angular Power Spectra.* ArXiv e-prints, 803 (**2008**).

Nugent, P., M. Phillips, E. Baron, D. Branch and P. Hauschildt. *Evidence for a Spectroscopic Sequence among Type 1a Supernovae.* ApJ, 455, L147+ (**1995**).

Obukhov, A. *Structure of the temperature field in a turbulent flow.* Izv. Akad. Nauk. S.S.S.R, Ser. Geograf. Geofiz., 13(58) (**1949**).

Penndorf, R. *Tables of the Refractive Index for standard Air and the Rayleigh Scattering Coefficient for the Spectral Region between 0.2 and 20.0 mgr and Their Application to Atmospheric Optics.* Journal of the Optical Society of America (1917-1983), 47, 176–+ (**1957**).

Penzias, A. A. and R. W. Wilson. *A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s.* ApJ, 142, 419–421 (**1965**).

Pereira, R. *Nearby Supernova Factory : Étalonnage des données de SNIFS et courbes de lumière spectrophotométriques de supernovae de type Ia.* Ph.D. thesis, Université Paris 7 (**2008**).

Perlmutter, S., G. Aldering, S. Deustua, S. Fabbro, G. Goldhaber, D. E. Groom, A. G. Kim, M. Y. Kim, R. A. Knop, P. Nugent, C. R. Pennypacker, M. della Valle, R. S. Ellis, R. G. McMahon, N. Walton et al. *Cosmology From Type IA Supernovae : Measurements, Calibration Techniques, and Implications.* In *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 29 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1351–+ (**1997**a).

Perlmutter, S., S. Gabi, G. Goldhaber, A. Goobar, D. E. Groom, I. M. Hook, A. G. Kim, M. Y. Kim, J. C. Lee, R. Pain, C. R. Pennypacker, I. A. Small, R. S. Ellis, R. G. McMahon, B. J. Boyle et al. *Measurements of the Cosmological Parameters Omega and Lambda from the First Seven Supernovae at $Z \geq 0.35$.* ApJ, 483, 565–+ (**1997**b).

Perlmutter, S., G. Aldering, G. Goldhaber, R. A. Knop, P. Nugent, P. G. Castro, S. Deustua, S. Fabbro, A. Goobar, D. E. Groom, I. M. Hook, A. G. Kim, M. Y. Kim, J. C. Lee, N. J. Nunes et al. *Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae.* ApJ, 517, 565–586 (**1999**).

Phillips, M. M. *The absolute magnitudes of Type IA supernovae.* ApJ, 413, L105–L108 (**1993**).

Rabinowitz, D., C. Baltay, W. Emmet, T. Hurteau, J. Snyder, P. Andrews, N. Ellman, N. Morgan, A. Bauer, J. Musser, M. Gebhard, G. Adams, G. Djorgovski, A. Mahabal, M. Graham et al. *The Palomar-QUEST large-area CCD camera.* In *Bulletin of the Ame-*

rican Astronomical Society, vol. 35 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1262–+ (**2003**).

Racine, R. *The Telescope Point Spread Function*. PASP, 108, 699–+ (**1996**).

Readhead, A. C. S., B. S. Mason, C. R. Contaldi, T. J. Pearson, J. R. Bond, S. T. Myers, S. Padin, J. L. Sievers, J. K. Cartwright, M. C. Shepherd, D. Pogosyan, S. Prunet, P. Altamirano, R. Bustos, L. Bronfman et al. *Extended Mosaic Observations with the Cosmic Background Imager*. ApJ, 609, 498–512 (**2004**).

Reichardt, C. L., P. A. R. Ade, J. J. Bock, J. R. Bond, J. A. Brevik, C. R. Contaldi, M. D. Daub, J. T. Dempsey, J. H. Goldstein, W. L. Holzapfel, C. L. Kuo, A. E. Lange, M. Lueker, M. Newcomb, J. B. Peterson et al. *High resolution CMB power spectrum from the complete ACBAR data set*. ArXiv e-prints, 801 (**2008**).

Reimann, H.-G., V. Ossenkopf and S. Beyersdorfer. *Atmospheric extinction and meteorological conditions - A long time photometric study*. A&A, 265, 360–369 (**1992**).

Riess, A. G., A. V. Filippenko, P. Challis, A. Clocchiatti, A. Diercks, P. M. Garnavich, R. L. Gilliland, C. J. Hogan, S. Jha, R. P. Kirshner, B. Leibundgut, M. M. Phillips, D. Reiss, B. P. Schmidt, R. A. Schommer et al. *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*. AJ, 116, 1009–1038 (**1998**).

Riess, A. G., L. Macri, S. Casertano, M. Sosey, H. Lampeitl, H. C. Ferguson, A. V. Filippenko, S. W. Jha, W. Li, R. Chornock and D. Sarkar. *A Redetermination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope from a Differential Distance Ladder*. ApJ, 699, 539–563 (**2009**).

Roddier, F. *The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy*. In E. Wolf, ed., *Progress in optics. Volume 19. Amsterdam, North-Holland Publishing Co., 1981, p. 281-376.*, vol. 19, 281–376 (**1981**).

Roddier, F. *Optical Propagation and Image Formation Through the Turbulent Atmosphere*. In D. M. Alloin and J.-M. Mariotti, eds., *NATO ASIC Proc. 274 : Diffraction-Limited Imaging with Very Large Telescopes*, 33–+ (**1989**).

Roepke, F. K. *Thermonuclear Supernovae*. ArXiv e-prints, 804 (**2008**).

Schubert, G. and R. L. Walterscheid. *Earth*, 239–+ (**2000**).

Shamir, L. and R. J. Nemiroff. *All-Sky Relative Opacity Mapping Using Nighttime Panoramic Images*. PASP, 117, 972–977 (**2005**).

Sissenwine, N., M. Dubin and H. Wexler. *The U. S. Standard Atmosphere, 1962*. J. Geophys. Res., 67, 3627–+ (**1962**).

Slipher, V. M. *The radial velocity of additional globular star clusters (abstract)*. Popular Astronomy, 32, 622–+ (**1924**).

Smoot, G. F., C. L. Bennett, A. Kogut, E. L. Wright, J. Aymon, N. W. Boggess, E. S. Cheng, G. de Amici, S. Gulkis, M. G. Hauser, G. Hinshaw, P. D. Jackson, M. Janssen, E. Kaita, T. Kelsall et al. *Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps*. ApJ, 396, L1–L5 (**1992**).

Steinbring, E., J.-C. Cuillandre and E. Magnier. *Mauna Kea Sky Transparency from CFHT SkyProbe Data*. PASP, 121, 295–302 (**2009**).

Stubbs, C. W., F. W. High, M. R. George, K. L. DeRose, S. Blondin, J. L. Tonry, K. C. Chambers, B. R. Granett, D. L. Burke and R. C. Smith. *Toward More Precise Survey Photometry for PanSTARRS and LSST : Measuring Directly the Optical Transmission Spectrum of the Atmosphere*. PASP, 119, 1163–1178 (**2007**).

Tatarskii, V. I. *Wave Propagation in a Turbulent Medium*. McGraw-Hill, New York (**1961**).

Tatarskii, V. I. and V. U. Zavorotnyi. *Wave propagation in random media with fluctuating turbulent parameters*. Journal of the Optical Society of America A, 2, 2069–2076 (**1985**).

Tokovinin, A. *From Differential Image Motion to Seeing*. PASP, 114, 1156–1166 (**2002**).

Trujillo, I., J. A. L. Aguerri, J. Cepa and C. M. Gutiérrez. *The effects of seeing on Sérsic profiles - II. The Moffat PSF*. MNRAS, 328, 977–985 (**2001**).

Turatto, M. *Classification of Supernovae*. In K. Weiler, ed., *Supernovae and Gamma-Ray Bursters*, vol. 598 of *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, 21–36 (**2003**).

Wade, R. A. and K. Horne. *The radial velocity curve and peculiar TiO distribution of the red secondary star in Z Chamaeleontis*. ApJ, 324, 411–430 (**1988**).

Wallace, L. and W. Livingston. *An atlas of the solar spectrum in the infrared from 1850 to 9000 cm-1 (1.1 to 5.4 micrometer)* (**2003**).

Wempe, J. *Die Wellenlängenabhängigkeit der atmosphärischen Extinktion*. Astronomische Nachrichten, 275, 1–+ (**1947**).

Young, A. T. *Observational techniques and data reduction*. In *Astrophysics. Part A : Optical and Infrared*, 123–192 (**1974**).

Young, A. T. *Extinction and Transformation*. In E. F. Milone, ed., *Infrared Extinction and Standardization*, vol. 341 of *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, 6–+ (**1989**).

Résumé

Il y a près d'une décennie, l'utilisation des supernovae de type Ia comme indicateurs de distances a permis de découvrir l'expansion accélérée de l'univers. Les expériences de seconde génération ont augmenté de manière significative la taille et la qualité des échantillons à grand décalage vers le rouge. Cependant, l'échantillon de référence des supernovae à faible décalage vers le rouge, nécessaire à la cosmologie restait très restreint. *The Nearby Supernova Factory* a mesuré, à l'aide d'un instrument spectro-photométrique dédié (*the Supernova Integral Field Sepctrograph*), près de 200 nouvelles supernovae de type Ia.

Ma thèse de doctorat a été effectuée à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon et au *Lawrence Berkeley National Laboratory* dans le cadre du projet international *the Nearby Supernova Factory* et a pour but l'étalonnage spectro-photométrique du spectrographe à champ intégral.

Afin d'atteindre la précision souhaitée, une attention particulière a été apportée à plusieurs aspects majeurs de la procédure d'étalonnage, incluant : la détermination de la réponse impulsionnelle de l'instrument en vue de l'extraction 3D de sources ponctuelles, l'estimation de la qualité photométrique d'une nuit, l'obtention de l'extinction atmosphérique par nuit sur un domaine de longueur d'onde étendu, sa modélisation en terme de composantes physiques et sa variabilité au cours d'une nuit donnée. Une chaîne d'étalonnage multi-standard a été mis en œuvre utilisant approximativement 4000 observations spectro-photométriques d'étoiles standards.

J'exposerai également à la fin de ce manuscrit les résultats scientifiques préliminaires de la collaboration SNfactory.

Abstract

Ten years ago, type Ia supernovae used as distances indicators led to the discovery of the accelerating expansion of the universe. Today, a second generation of surveys has significantly increased the high-redshift type Ia supernovae sample. The low-redshift sample was however still limiting the cosmological analysis using SNe. In this framework, the Nearby Supernova Factory has followed 200 nearby type Ia supernovae using the dedicated Supernovae Integral Field Spectrograph with spectro-photometric capacities.

My PhD thesis has been carried out at the *Institut de Physique Nucléaire de Lyon* and at the Lawrence Berkeley National Laboratory in the framework of the international cosmological project SNfactory.

In order to reach the design spectrophotometric accuracy, attention has been focused on several key aspects of the calibration procedure, including : determination of a dedicated point spread function for 3D point source extraction, estimating the nightly photometric quality, derivation of the nightly sky extinction over the extended optical domain, its modeling in terms of physical components and its variability within a given night. A full multi-standards calibration pipeline has been implemented using approximately 4000 observations of spectrophotometric standard stars taken throughout the night over nearly 500 individual nights.

Preliminary scientific results of the whole SNfactory collaboration will be presented at the end of this thesis.