HAL
open science

Spectroscopie des supernovæ à grand décalage vers le rouge

Grégory Sainton

To cite this version:

Grégory Sainton. Spectroscopie des supernovæ à grand décalage vers le rouge. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2004. Français. NNT : . tel-00106153

HAL Id: tel-00106153

https://theses.hal.science/tel-00106153v1

Submitted on 13 Oct 2006

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.

UCBL 131-2004 LPNHE 2004-10

THÈSE

présentée

devant l'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD - LYON 1

pour l'obtention

du DIPLOME DE DOCTORAT

(arrêté du 25 avril 2002)

SPÉCIALITÉ : physique des particules

présentée et soutenue publiquement le

21 septembre 2004

par

Grégory Sainton

Spectroscopie des supernovæ à grand décalage vers le rouge

Jury :	MMme	Jean-Eudes	Augustin	Président de jury
		Jim	Bartlett	Rapporteur
		Hélène	Courtois	Examinatrice
		Reynald	Pain	Directeur de thèse
		Patrick	Petitjean	Rapporteur
		Gérard	Smadja	Examinateur

A Claire,

Remerciements

Le thésard en physique : de la catégorie des *homo sapiens sapiens linux LaTeX C++* le thésard en physique se différencie du reste de son groupe à la fois par son teint particulièrement pâle, signe d'une désaffection totale ou partielle d'activité en présence de lumière naturelle et son comportement. En effet il niche généralement au sein d'un laboratoire et se cache nerveusement derrière d'innombrables piles d'articles, de thèses, d'ouvrages pour le moins cryptiques, qu'il prétendra avoir lu mais aussi derrière un écran d'ordinateur avec qui il communique dans une langue fort étrange que les meilleurs linguistes peinent encore à décrypter. Il partage astucieusement sa vie entre sa thèse et ... sa thèse, objectif qui lui permet de profiter avantageusement de la niche écologique qu'il aura intégré pour une période de 3 ans. Il existe quelques moyens pour entrer en communication avec le thésard : proposez lui du café et il deviendra communicatif, il vous parlera de sa thèse, de son directeur, de son misérable salaire, de son futur sans avenir. Bref, il dévoilera une partie de sa condition dont seuls ses congénères thésards se soucient habituellement. Parfois pour lui faire visiter le monde extérieur, on l'envoie en "conférences" ou en "workshop", lieu où il pourra librement parler de sa passion (en dehors des nombreuses invitations à des dîners, le mercredi) pour son travail dans la langue de Shakespeare avec d'autres personnes de la même espèce.

Bon, chacun aura compris que cette vision caricaturale du thésard ne peut être réelle que durant les derniers mois de rédaction de son manuscrit (que ses parents arboreront fièrement auprès des amis de la famille). Ce que le thésard que je suis ne dit pas, c'est qu'il a eu la chance formidable de visiter de magnifiques contrées, de rencontrer des gens très intéressants, faisant de sa thèse une période extrêmement enrichissante. Je ne voudrais pas paraître provocant en parlant entre autres des très nombreux mois passés aux États-Unis, entre Berkeley et Hawaii. Alors finalement, nager avec les dauphins et les tortues avant une journée de travail ne justifie t-il pas quelques mois d'intense travail dans des conditions pseudo-monastiques ? Et comme dit la chanson, "il me semble que la misère est toujours moins terrible au soleil".

Et si effectivement, la volonté et l'envie sont deux conditions indispensables pour effectuer une thèse, rien n'aurait pu arriver sans Jean-Eudes Augustin qui m'a accueilli dans son laboratoire et Reynald Pain pour avoir accepté la responsabilité de ma thèse.

Cette envie d'arpenter pour un temps les chemins escarpés de la recherche, je la dois entre autres à Hélène Courtois qui m'a encadré pendant un stage de maîtrise à l'observatoire de Lyon et à Pierre Antilogus, responsable de mon stage de DEA et soutien scientifique indispensable au cours de ces années de thèse. Chacun m'a donné cette envie de poursuivre l'aventure. Veuillez recevoir tous les deux, toute ma gratitude.

"Elle fut longue la route, mais je l'ai faite la route" et finalement j'ai réussi à croiser pas mal de gens à commencer par les membres de ma collaboration, du laboratoire qui ont contribué peu ou prou à mon éveil sur le microcosme de la recherche. Je vous remercie. Je salue en particulier Sébastien Fabbro et Sté-

phane Basa mais aussi Sophie Trincaz (merci pour ta machine à laver). Je salue aussi mes compagnons de galère, vous autres thésards du laboratoire avec qui j'ai partagé de bons moments, soit au laboratoire (oui, rappelez vous l'histoire de la niche écologique), soit à l'extérieur (à attendre le dernier métro, non, à l'escalade entre autre). Saïd, si tu me regardes, colocataire d'un temps, formidable ! Delphine, je te remercie d'avoir relu complètement cette thèse pour traquer les fautes d'ortaugrafe. Merci aussi à tout le personnel non-chercheur du laboratoire, indispensable à la vie du LPNHE et en particulier Madjid.

Tous mes remerciements à Jim Bartlett et Patrick Petitjean d'avoir accepté la responsabilité de rapporteurs, de correcteurs et qui contribuent, de fait, grandement à l'amélioration de ce manuscrit.
Je suis reconnaissant envers Gérard Smadja et Hélène Courtois (oui, encore elle) d'avoir accepté d'être examinateurs du jury et Jean-Eudes Augustin de bien vouloir présider ce jury de soutenance.

Malgré ce qu'on peut penser à la lecture de ce qui précède, des études (menées par d'autres thésards) ont montré que souvent le thésard a une famille, voire des amis et ceux-ci sont la bride d'humanité qui lui permet de garder la tête hors de la doc. d'IRAF, de PAW.

Ah, mes amis, croyiez-vous que j'allais vous oublier ? ! Vous êtes ceux qui m'ont vu devenir ce que je suis aujourd'hui. Votre amitié a contribué à ce lent façonnage et y contribuera encore, j'espère. Merci en particulier à Stéphane, Grégory, Manu, Nathalie, Sabine et Arnaud, amis de la première heure. Je salue aussi mes amis de DEA, Carole, Laurent, Nicolas et Olivier. Et mes amis plus récents, notamment Julien avec qui j'ai partagé tant de bons moments en trois ans et ce n'est que le début ! Amitiés aussi à Roulia. Et toi aussi mon précieux de Poprad, je te remercie ! Bises aussi à Fred. Amitiés aussi à Guillaume, Laurent, Stéphane (un autre).

Et là, disons tout de suite que je ne pourrais pas faire des remerciements sans citer Jacques Brel et Georges Brassens qui ont égayé mon quotidien.

Ma plus profonde gratitude va à mes parents qui parfois inquiets de mes choix, m'ont toujours soutenu dans mes entreprises, même celle qui viendra après ma thèse :
- Papa, maman, 'faut qu'on parle !
- Qu'est-ce qu'il y a mon fils, tu as l'air bizarre, tu te drogues ?
- Non, c'est pire, je pars à Paris faire une thèse de physique.
- Une thèse de physique ?
- Oui, sur la spectro des supernovae à grand redshift.
- Chéri, qu'a-t-on raté dans son éducation, il ne parle même plus français ?
- ...

En tout cas, merci de votre confiance.

Claire, toi qui m'accompagne, je ne pourrai jamais te remercier suffisamment en quelques lignes et encore moins dans une thèse de physique.

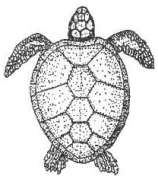

Table des matières

Remerciements **i**

Constantes et paramètres usuels **1**

Introduction générale **3**

I Les supernovæ, aspects fondamentaux, découverte et suivi **5**

1 Les supernovæ **7**
1.1 Classification issue des observations . . . 7
1.1.1 De la naissance à la mort d'une étoile . . . 7
1.1.2 Classification observationnelle des supernovæ . . . 10
1.1.2.1 Remarque sur le profil des raies . . . 10
1.1.2.2 La zoologie . . . 10
1.2 Les supernovæ gravitationnelles . . . 12
1.2.1 Généralités . . . 13
1.2.2 Un peu de nucléosynthèse . . . 16
1.2.3 Les événements particuliers . . . 16
1.3 Les supernovæ thermonucléaires : SNIa . . . 18
1.3.1 Introduction . . . 18
1.3.2 Que sait-on des supernovæ de type Ia ? . . . 18
1.3.2.1 Classification et considérations spectroscopiques . . . 18
1.3.2.2 Considérations photométriques : les courbes de lumière . . . 19
1.3.3 Où trouve t-on des supernovæ de type Ia ? . . . 20
1.3.4 Les SNIa particulières . . . 23
1.3.5 Modèles de SNIa : incertitudes sur les origines . . . 25
1.4 Attraits cosmologiques des supernovæ . . . 27
1.4.1 Le modèle standard en quelques mots . . . 27
1.4.2 Distance de luminosité et magnitudes . . . 28
1.4.2.1 Distance de luminosité . . . 28
1.4.2.2 Les inévitables magnitudes . . . 29
1.4.3 La standardisation des supernovæ de type Ia . . . 30
1.4.4 Le diagramme de Hubble . . . 30
1.4.5 Brève revue de cosmologie . . . 31
Références du chapitre . . . 32

2 Les campagnes 2001 à 2003 **37**
2.1 Les campagnes de recherche du SCP avec ESI . . . 37
2.1.1 Contexte scientifique . . . 37
2.1.2 Méthode classique de recherche des supernovæ . . . 38
2.1.3 Les déroulements des campagnes et les résultats du SCP . . . 41
2.1.4 Campagne 2001 . . . 41
2.1.5 Campagne 2002 . . . 41
2.2 Campagne d'étude détaillée des spectres . . . 42
2.2.1 Contexte scientifique . . . 42
2.2.2 La recherche des candidats . . . 42
2.2.3 Spectroscopie détaillée avec ESI . . . 42
2.3 SuperNova Legacy Survey . . . 43
2.3.1 Contexte scientifique . . . 43
2.3.2 Recherche des supernovæ avec la caméra MegaCam . . . 43
2.3.2.1 Le télescope Canada-France-Hawaii . . . 43
2.3.2.2 La caméra MegaCam . . . 44
2.3.2.3 Méthode innovante : la recherche glissante . . . 45
2.3.3 Statut de l'expérience après un an de fonctionnement . . . 46
Références du chapitre . . . 47

II Observation et réduction des spectres **49**

3 Principe de réduction des données spectrales **51**
3.1 Note sur les logiciels de réduction de données spectrales . . . 51
3.2 Pré-traitement des images CCD . . . 52
3.2.1 Niveau de base . . . 52
3.2.2 Correction d'*offset* . . . 52
3.2.3 Courant d'obscurité . . . 52
3.2.4 Correction de courant plat haute-fréquence . . . 52
3.3 Élimination des impacts de rayons cosmiques . . . 53
3.4 Extraction des spectres . . . 54
3.4.1 Détériorations des spectres . . . 55
3.4.1.1 Mauvais alignement de la fente . . . 55
3.4.1.2 Effet dû au *seeing* . . . 55
3.4.1.3 Réfraction atmosphérique . . . 55
3.4.1.4 Les courbures spécifiques en mode *échelle* . . . 56
3.4.2 Extraction optimisée des spectres . . . 57
3.4.2.1 Principe de base . . . 57
3.4.2.2 Cas des spectres très distordus . . . 59
3.4.2.3 Et si l'objet est très faible ? . . . 59
3.5 L'étalonnage en longueur d'onde . . . 60
3.5.1 Etalonnage à une dimension . . . 60
3.5.2 Etalonnage à deux dimensions . . . 61
3.6 Le plus d'ESI : la recombinaison des spectres . . . 62
3.7 Correction d'extinction atmosphérique . . . 63
3.8 Etalonnage en flux . . . 64
3.8.1 Marche à suivre . . . 64

3.8.2 Etalonnage absolu ou relatif ? . . . 65
3.9 Corrections complémentaires . . . 65
3.9.1 Suppression des raies telluriques . . . 65
3.9.2 L'absorption de notre galaxie . . . 68
Références du chapitre . . . 68

4 Reduction des données Keck/ESI et VLT/FORS1 71
4.1 Introduction . . . 71
4.2 Description du spectrographe ESI . . . 71
4.2.1 Les télescopes Keck . . . 71
4.2.2 Le spectrographe ESI . . . 73
4.3 Les campagnes 2001 et 2002 avec Keck . . . 75
4.3.1 Détections photométriques . . . 75
4.3.2 Déroulement des observations spectrométriques . . . 76
4.3.2.1 Campagne du printemps 2001 . . . 76
4.3.2.2 Campagne du printemps 2002 . . . 76
4.4 La spectroscopie du SNLS avec VLT-FORS1 . . . 78
4.4.1 Les télescopes VLT . . . 78
4.4.2 Le spectrographe FORS1 . . . 79
4.4.3 Réglages du spectrographe pour réaliser les observations . . . 83
4.4.4 Le temps d'exposition typique . . . 84
4.4.5 Schéma observationnel . . . 85
4.4.6 Les conditions d'observation . . . 86
4.5 Résultats d'identification des spectres FORS1 pour le SNLS . . . 87
Références du chapitre . . . 88

III Analyse détaillée des spectres VLT 91

5 Principe d'identification 93
5.1 Les différents objets variables . . . 93
5.2 Contraintes sur le décalage vers le rouge . . . 93
5.2.1 Le principe . . . 93
5.2.2 Comment faire cette mesure sans spectre de galaxie ? . . . 94
5.3 L'identification des spectres de supernovæ de type Ia . . . 95
5.3.1 Reconnaître une SNIa normale . . . 95
5.3.2 Comment reconnaître une SNIa particulière ? . . . 96
5.4 Identification automatisée : $\mathcal{SN}$-fit . . . 97
5.4.1 Principe général . . . 98
5.4.2 L'algorithme dans ses grandes lignes . . . 99
5.4.3 Les particularités à gérer . . . 99
5.4.4 Robustification des ajustements : résidus normalisés . . . 100
5.4.5 La base de données de spectres . . . 101
5.4.5.1 Les spectres de supernovæ . . . 101
5.4.5.2 Les spectres de galaxie . . . 101
5.4.5.3 Formatage des fichiers FITS . . . 101
5.4.6 Expression de la fraction de galaxie . . . 103
5.5 L'interface graphique . . . 104

5.6 Fonctionnement général du programme . . . 107
5.6.1 Réglages des contraintes . . . 107
5.6.2 Si vous n'avez pas de spectre d'erreur . . . 108
5.6.3 Analyse des résultats . . . 109
5.7 Conclusion . . . 109
Références du chapitre . . . 109

6 Quelques spectres caractéristiques de VLT-FORS1 111
6.1 Stratégie d'analyse . . . 112
6.2 Les quelques spectres en question . . . 113
6.2.1 La seule SNIc identifiée : sn2003hb/R4D4-7 . . . 113
6.2.2 Une supernova de type Ia sur-lumineuse : sn2003ha/R4D4-14 . . . 115
6.2.3 La SNIa la plus lointaine du SNLS : R6D4-9 . . . 117
6.2.4 Un cas typique : R7D4-7 . . . 123
6.2.5 Un exemple difficile : R9D1-03A . . . 125
6.2.6 Un bel exemple à grand z : R11D2-21A . . . 127
6.3 Les résultats d'identification de l'échantillon de spectres . . . 128
6.4 Remarques générales sur les observations . . . 129
6.5 Évaluation de quelques performances de $\mathcal{SN}$-fit . . . 130
6.5.1 Ajustement du décalage vers le rouge . . . 130
6.5.2 Ajustement de l'âge de la supernova . . . 131
6.5.3 Quelques remarques sur l'ajustement de la fraction de galaxie . . . 132
6.5.4 Conclusion partielle . . . 135
6.6 Quelques conclusions intéressantes sur l'échantillon de spectres . . . 135
6.6.1 Le taux de supernovæ de type Ia particulières à grand z . . . 135
6.6.2 Répartition par type morphologique des galaxies hôtes . . . 135
6.7 Conclusion et perspectives . . . 136
Références du chapitre . . . 136

7 Mesure de vitesses et recherche d'évolution 137
Introduction . . . 137
7.1 Le profil P-Cygni . . . 137
7.2 La mesure des vitesses . . . 138
7.2.1 Le choix des candidats . . . 138
7.2.2 Les résultats des mesures . . . 138
7.3 Comparaison avec des spectres proches . . . 140
7.4 Conclusion . . . 140
Références du chapitre . . . 142

IV Annexes 145

A Les spectres ESI du SCP 147
A.1 Généralités . . . 147
A.2 La réduction des spectres . . . 147
A.3 L'identification des spectres . . . 147

B Les spectres ESI à haute résolution **155**
B.1 Généralités 155
B.2 La réduction des spectres 155
B.3 L'identification des spectres 155
B.3.1 sn2001kg - Shalimar 155
B.3.2 sn2001kh - Déjavu 155
B.3.3 sn2001kf - Lily 156

C Les commandes essentielles pour réduire avec Iraf et Midas **159**
Références 159

D Resommation, lissage & Co. **161**
D.1 Resommation 161
D.2 Lissage 162

Résumé de la thèse **166**

Abstract **166**

Table des figures

1.1 Diagramme de Hertzsprung-Russel . . . 9
1.2 Profil P-Cygni . . . 11
1.3 Classification des supernovæ selon les spectres . . . 11
1.4 Les quatres grandes variétés de supernovæ . . . 12
1.5 Les quatres grandes variétés de supernovæ, plusieurs mois après le maximum . . . 13
1.6 Les courbes de lumière des supernovæ . . . 14
1.7 Structure en couches des étoiles massives. . . . 15
1.8 Abondances des éléments issus de la mort des étoiles . . . 16
1.9 Spectre de sn1998bw, une SNIa particulière . . . 17
1.10 Spectre de la SN1994d autour du maximum de luminosité. . . . 19
1.11 Spectre de la SN1994d 76 jours après le maximum de luminosité. . . . 20
1.12 Exemple de courbe de lumière de SN1998bu en optique et proche infra-rouge . . . 21
1.13 Dispersion des courbes de lumière . . . 22
1.14 Comparaison de spectres de SNIa particuliers . . . 23
1.15 Spectres de la SNIa SN2002ic . . . 24
1.16 Système binaire en accrétion . . . 25
1.17 Courbes de lumière corrigées du facteur d'étirement . . . 31
1.18 Diagramme de Hubble des SNIa du SCP et du HZSNS . . . 32

2.1 Contours de confiance dans le plan (Ω_M,Ω_Λ) et proposition de résultats avec Keck . . . 38
2.2 Stratégie classique de recherche des SNIa . . . 39
2.3 Le choix du filtre d'observation photométrique . . . 39
2.4 Exemple de soustraction . . . 41
2.5 Contours de confiance après 5 ans de prise de données SNLS et 200 SNIa très proches . 44
2.6 Les 40 CCDs de MegaCam . . . 45
2.7 Position des champs observé par MegaCam . . . 46
2.8 Exemple de suivi et de découverte pour l'objet SN2003ha . . . 47

3.1 Illustration de l'algorithme de rejet des cosmiques par la méthode du laplacien . . . 54
3.2 Evolution du seeing en fonction de la longueur d'onde . . . 56
3.3 Détériorations subies par les spectres . . . 57
3.4 Courbures des spectres ESI . . . 57
3.5 Extraction optimisée du signal . . . 58
3.6 Identification des raies d'émission d'une lampe CuNeAr . . . 60
3.7 Exemple de relation de dispersion avec la lampe CuNeAr du VLT . . . 61
3.8 Exemple de spectre avant correction de la fonction de Blaze . . . 62
3.9 Exemple de réseau blazé . . . 63
3.10 Fonction de continuum corrigée des recouvrements d'ordre . . . 64
3.11 Courbes d'extinction atmosphérique en fonction de la longueur d'onde . . . 65

3.12 Spectre d'une étoile standard utilisé pour construire la fonction de sensibilité 66
3.13 Exemple de courbe de sensibilité 66
3.14 Problème du positionnement de l'objet dans la fente 67
3.15 Exemple de profil d'absorptions telluriques 67
3.16 Cartes des poussières interstellaires en IR lointain de notre Galaxie 68
3.17 Loi d'extinction galactique en fonction de la longueur d'onde 69

4.1 Les jumeaux Keck, Hawaii et le miroir 72
4.2 Le spectrographe ESI 74
4.3 Courbe d'efficacité quantique de ESI 74
4.4 Exemple de spectrogramme d'ESI 76
4.5 Les télescope VLT 79
4.6 Schéma optique du VLT-Antu 81
4.7 Schéma du spectrographe FORS 82
4.8 Courbe d'efficacité quantique du CCD de VLT-FORS1 83
4.9 Exemple de spectrogramme brut obtenu avec le spectrographe FORS1 84
4.10 Magnitude AB des SNIa au max en fonction de z 85
4.11 Exemple de *finding chart* 87

5.1 Détermination du décalage vers le rouge avec les raies d'émission de la galaxie hôte . . . 95
5.2 Exemple de spectre de ciel 96
5.3 Comparaison entre une SNIa particulière et une SNIc 97
5.4 Distribution des âges des spectres de la base de spectres 103
5.5 Spectres de galaxies de la base de spectres 104
5.6 Panel principal de l'interface graphique de $\mathcal{SN}$-fit 105
5.7 Exemple de représentation de spectres issue de $\mathcal{SN}$-fit 106
5.8 Exemple de représentation du résidu normalisé et son histogramme associé 107
5.9 Exemple de représentation de χ^2 en fonction du décalage vers le rouge 108

6.1 Spectres extraits de sn2003hb et de sa galaxie hôte 113
6.2 Comparaison des résidus d'ajustement de sn2003hb 114
6.3 Courbe de lumière préliminaire de sn2003hb dans la bande R 115
6.4 Meilleur ajustement de sn2003hb et spectre observé soustrait de la contribution galactique 115
6.5 Spectres extraits de sn2003ha et de sa galaxie hôte 116
6.6 Comparaison des résidus d'ajustements pour différents types de SN 117
6.7 Meilleur ajustement de sn2003ha et spectre observé soustrait de la contribution galactique 117
6.8 Courbe de lumière préliminaire de sn2003ha dans la bande R 118
6.9 Comparaison de sn2003ha avec d'autres SNIa de même âge 118
6.10 Spectre extrait de R6D4-9 119
6.11 Comparaison des résidus d'ajustement du spectre de R6D4-9 pour différents types de SN 120
6.12 Distribution en décalage vers le rouge de R6D4-9 120
6.13 Meilleur ajustement de R6D4-9 et spectre observé soustrait de la contribution galactique 121
6.14 Courbe de lumière préliminaire de R6D4-9 dans la bande R 121
6.15 Modèles de spectres de métallicité différentes 122
6.16 Spectre extrait de R7D1-2 123
6.17 Histogramme de distribution du décalage vers le rouge parmi les solutions 124
6.18 Meilleur ajustement de R7D4-7 et spectre observé soustrait de la contribution galactique 124
6.19 Spectres extraits de R9D1-03A et de sa galaxie hôte 125
6.20 Spectre de R9D1-03A avec le meilleur modèle ajusté 126

6.21 Spectre extrait de R11D2-21A 127
6.22 Comparaison des résidus normalisés des deux meilleures solutions SNIa de l'ajustement du spectre de R11D2-21A 128
6.23 Meilleur ajustement de R11D2-21A et spectre observé soustrait de la contribution galactique 128
6.24 Distribution du seeing pour chacun des spectres 129
6.25 Distribution de la magnitude en i' des candidats analysés 130
6.26 Distribution de la distance d'association en seconde d'arc et distance d'association en kiloparsec en fonction du décalage spectral 131
6.27 Décalage vers le rouge de la galaxie *vs* Décalage ajusté par $\mathcal{SN}$-fit 132
6.28 Distribution de l'écart entre le décalage mesuré par les raies galactiques et celui ajusté par $\mathcal{SN}$-fit 133
6.29 Comparaison de l'âge ajusté avec l'âge obtenu sur la courbe de lumière 133
6.30 Distribution de l'écart entre l'âge ajusté par la courbe de lumière et celui ajusté par $\mathcal{SN}$-fit 134

7.1 Illustration d'un profil P-Cygni 138
7.2 Exemple d'ajustement de profil de vitesse 139
7.3 Exemple de raie de calcium H&K polluée par une autre élément 140
7.4 Vitesse d'expansion du CaH&K en fonction de l'âge 141

A.1 Spectre de sn2001gk dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte 149
A.2 Spectre de sn2001gm dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte 149
A.3 Spectre de sn2001gn dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte 150
A.4 Spectre de sn2001gt dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte 150
A.5 Spectre de sn2001gv dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte 151
A.6 Spectre de sn2001gw dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte 151
A.7 Spectre de sn2001gx dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte 152
A.8 Spectre de sn2001ha dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte 152
A.9 Spectre de sn2001hd dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte 153
A.10 Spectre de sn2001he dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte 153
A.11 Spectre de sn2002fl dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte 154
A.12 Spectre de C02-008 dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte 154

B.1 Spectre de sn2001kg 156
B.2 Spectre de sn2001kh 156
B.3 Spectre de sn2001kh 157

Liste des tableaux

1.1 La diversité des SNIb/c et des SNII en quelques chiffres 18
1.2 Comparaison des magnitudes absolues des SNIb/c et SNII 18
1.3 Le taux de supernovæ local 22
1.4 Mesure des taux de supernovæ à différents décalages vers le rouge 22

2.1 Liste des coupures pour la détection photométrique 40
2.2 Observation photométrique avec la caméra CFHT12k 42
2.3 Observation spectrométrique haute résolution avec Keck-ESI 43
2.4 Type des candidats spectrés 47

4.1 Les principales caractéristiques de Keck II 72
4.2 Les instruments des télescopes Keck I et II 72
4.3 Distribution des longueurs d'onde du mode échelle de ESI 75
4.4 Caractéristiques du CCD de la caméra du spectrographe ESI 75
4.5 Informations photométriques concernant la détection des candidats spectrés par ESI . . . 77
4.6 Résultats d'identification des spectres des campagnes de printemps 2001 et 2002 avec Keck-ESI 78
4.7 Principales caractéristiques du VLT-Antu 80
4.8 Les instruments optiques du VLT 80
4.9 Tableau récapitulatif des grismes du spectrographe FORS1 83
4.10 Caractéristiques du CCD de la caméra du spectrographe FORS1 83
4.11 Temps d'exposition en fonction du décalage vers le rouge pour S/B=3 et S/N=5 85
4.12 Résume des observations 86
4.13 Liste de tous les candidats du VLT identifiés en temps réel avec $\mathcal{SN}$-fit 89

5.1 Principaux ions présents dans les spectres de galaxie 94
5.2 Principaux indices spectraux d'identification d'une SN au delà de $z = 0.5$ 98
5.3 Base de données de spectres de supernovæ 102

6.1 Conditions d'observations des candidats du VLT 111
6.2 Classification de sn2003hb par type de SN 114
6.3 Classification de sn2003ha par type de SN 116
6.4 Classification de R6D4-9 par type de SN 119
6.5 Classification de R7D4-7 par type de SN 123
6.6 Classification de R9D1-03A par type de SN 125
6.7 Classification de R9D1-03A par type de SN sans utiliser la galaxie hôte 126
6.8 Classification de R9D1-03A par type de SN sans utiliser la galaxie hôte 126
6.9 Classification de R11D2-21A par type de SN 127
6.10 Résumé des résultats d'identification avec $\mathcal{SN}$-fit 129

6.11 Comparaison des fractions de galaxie ajustée 134
6.12 Répartition des candidats par type morphologique des hôtes 135

7.1 Mesure des vitesses de la raie Ca H&K 139

A.1 Résultats d'identification des spectres des campagnes de printemps 2002 et 2003 avec Keck-ESI 148

C.1 Résumé des commandes IRAF et MIDAS de réduction spectrale en mode longue fente . 159
C.2 Résumé des commandes IRAF de réduction spectrale en mode échelle 160

Constantes et paramètres usuels

Quelques constantes de physique

$G = 6.673 \cdot 10^{-11}$ m$^3 \cdot$ kg$^{-1} \cdot$ s^{-2} , la constante de Newton de la gravitation ;
$k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}$ J $\cdot$ K^{-1} , la constante de Boltzmann ;
$\hbar = h/2\pi = 1.05 \cdot 10^{-34}$ J $\cdot$ s ; h étant la constante de Planck ;
$c = 2.99792458 \cdot 10^8$ m $\cdot$ s^{-1} , la vitesse de la lumière dans le vide ;
$m_e = 9.1 \cdot 10^{-31}$ kg , la masse de l'électron ;
$m_p = 1.672 \cdot 10^{-27}$ kg , la masse du proton ;
$\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-29}$ m^2 , la section efficace de diffusion Thomson ;
$\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ W $\cdot$ m$^{-2} \cdot$ K^{-4} , la constante de Stefan.

Unités utilisées en astrophysique

1 pc $= 3.085678 \cdot 10^{16}$ m est l'unité de distance, le parsec ;
1 M$_\odot = 1.989 \cdot 10^{30}$ kg est la masse du Soleil ;
1 L$_\odot = 3.826 \cdot 10^{26}$ W est la luminosité du Soleil ;
1 R$_\odot = 6.96 \cdot 10^8$ m est le rayon du Soleil ;
1 erg $= 10^{-7}$J est l'unité d'énergie en CGS ;
1 Å $= 10^{-10}$m .

Cosmologie

On utilise le modèle cosmologique « standard » de Friedmann, avec les valeurs suivantes pour les différents paramètres à l'époque actuelle (indice o) :

$H_o = 100 \cdot h = 71$ km $\cdot$ s$^{-1} \cdot$ Mpc^{-1} est la constante de Hubble ;
$\rho_{c_o} = 3H_o^2/(8\pi G) = 8.437 \cdot 10^{-27}$ kg $\cdot$ m$^{-3} = 2.775 \cdot 10^{11}\, h^2$ M$_\odot \cdot$ Mpc^{-3} est la densité critique ;
$\Omega_{M_o} = 0.3$ est la densité de matière de l'Univers (en unité de densité critique) ;
$\Omega_{\Lambda_o} = 0.7$ est la densité d'énergie « noire » (en unité de densité critique) ;
$\Omega_o = \Omega_{M_o} + \Omega_{\Lambda_o} = 1$ est la densité totale.

Différents « Univers »

SCDM $\Longrightarrow (\Omega_{M_o} = 1, \Omega_{\Lambda_o} = 0)$ (Einstein-De Sitter)
ΛCDM $\Longrightarrow (\Omega_{M_o} = 0.3, \Omega_{\Lambda_o} = 0.7)$

Divers

1 deg$^2 = 4\ \sin^2(\pi/360)$ sr $\sim (2\pi/360)^2$ sr (à 10^{-5} près)
4π sr $\simeq 129\,600/\pi$ deg$^2 \simeq 41\,253$ deg^2

Introduction générale

Le but fondamental de la cosmologie observationnelle est la compréhension de l'histoire de l'univers dans sa globalité. Conceptuellement l'un des moyens le plus simple pour mesurer des distances, dans la boite à outils des cosmologistes, reste l'étude de l'atténuation de la lumière de chandelles standard en fonction du décalage vers le rouge. Un exemple classique de ce type d'objets est celui des céphéides dont la relation période-luminosité, une fois calibrée, permet la mesure de distance jusqu'à une dizaine de mégaparsecs. Les céphéides sont donc parfaitement adaptées à l'étude d'un univers proche mais leur faible luminosité ne permet pas leur utilisation pour la mesure de paramètres cosmologiques dont l'influence est "palpable" à de grandes distances. C'est ainsi qu'au cours de la dernière décennie, les supernovæ de type Ia se sont révélées être les meilleurs indicateurs de distances pour des décalages vers le rouge important.

En effet, les supernovæ de type Ia, explosions d'une telle ampleur qu'elles sont aussi brillantes qu'une galaxie toute entière, ont un processus explosif remarquablement homogène. Le scénario le plus couramment accepté est celui d'une naine blanche accrétant la matière de son compagnon dans un système binaire jusqu'à atteindre la masse critique de Chandrasekhar provoquant une rupture d'équilibre, un effondrement puis une explosion.

Cette relative homogénéïté dans le processus d'explosion laisse penser que les SNIa sont de bons candidats pour être des chandelles standard permettant des mesures des paramètres cosmologiques à grande échelle. Des collaborations internationales comme le Supernova Cosmology Project (SCP) et la High Z SuperNova Search Team ont réalisé les premières études intensives de supernovæ de type Ia dans le but de mesurer les paramètres cosmologiques. Ils ont ainsi mis en évidence que la dispersion au maximum des courbes de lumière était d'environ 40%, mais que cette magnitude au maximum était corrélée au temps de décroissante de la courbe de lumière. Ils ont ainsi établi de manière indépendante des lois empiriques permettant de ramener la dispersion de ces courbes de lumière à moins de 15%, standardisant ainsi les supernovæ de type Ia. C'est à partir de la recherche et de la standardisation de plusieurs dizaines de supernovæ de type Ia que ces deux équipes ont mis en évidence l'accélération de l'expansion de l'univers. Comme la géométrie de l'univers est reliée à son contenu par les équations de Friedmann, il a été possible de contraindre le contenu de l'univers et notamment de prédire l'existence d'une composante répulsive responsable de cette accélération.

L'analyse standard d'un objet stellaire se partage entre la photométrie qui étudie l'évolution de la luminosité de l'objet en fonction du temps (construction de la courbe de lumière) et la spectrométrie qui permet d'identifier l'objet d'après sa composition spectrale et de déterminer sa distance d'après le décalage des raies spectrales. Ce travail de thèse porte essentiellement sur la spectroscopie des supernovæ de type Ia.

L'analyse spectrale de supernovæ proches a permis de mettre au point des critères d'identification. Par exemple, on reverra que les SNIa ne contiennent pas d'hydrogène et sont les seules à contenir une importante fraction de masse de silicium. Mais toute la difficulté réside dans la recherche de critère d'identification des spectres lorsque les décalages vers le rouge sont très importants ($z \sim 1$) et/ou lorsque

la qualité des spectres rend difficile la reconnaissance des raies.

Cette thèse s'inscrit d'une part dans le cadre de la collaboration SCP avec une participation aux campagnes de découverte de SNIa à très grand décalage vers le rouge, du printemps 2002 et d'autre part dans le cadre de la nouvelle expérience SNLS (SuperNova Legacy Survey), dont le but est la découverte et le suivi de plusieurs centaines de supernovæ de type Ia en 5 ans. Pour cette dernière expérience, on attend une dizaine de SNIa par lunaison dont les décalages en longueur d'onde attendus vont de $z = 0.3$ à $z = 0.9$. Ces supernovæ devraient permettre une estimation de l'indice polytropique $w = \frac{P}{\rho}$ de l'équation d'état de cette composante répulsive avec une erreur d'environ 10%. Seule l'observation de supernovæ distantes permet de différentier les modèles dont les divergences sont plus importantes à grand décalage vers le rouge.

Ce mémoire est scindé en trois parties et sept chapitres.

Le chapitre 1 dresse les principales caractéristiques des supernovæ d'après les caractéristiques observationnelles puis détaille brièvement les mécanismes d'explosion dont on pense qu'ils régissent ces phénomènes. On se concentre essentiellement sur les SNIa. On met en évidence la diversité de ces astres et la manière dont on s'en affranchi pour faire des mesures de distances de luminosité nécessaire pour faire une estimation des paramètres cosmologiques. La fugacité des explosions de supernovæ est l'essentiel de la difficulté pour les découvrir.

Ensuite, on décrit les projets scientifiques dans lesquels ce travail de thèse s'inscrit, à savoir les observations à très grands décalages vers le rouge de SNIa pour le SCP avec le spectrographe Keck-ESI et la mise en place de toute la chaîne d'identification des spectres pour le SNLS acquis avec le spectrographe FORS monté sur le VLT. On décrit aussi le schéma observationnel habituellement utilisé pour spectrer des supernovæ .

Dans le chapitre suivant, la réduction des données spectrales est décrite pour les instruments de type longue fente et échellette. En effet, j'explique de manière détaillée comment passer d'un spectrogramme en deux dimensions à un spectre à une dimension étalonné en flux et en longueur d'onde.

Suite à la réduction, on est en mesure d'identifier l'objet d'après son spectre et confirmer, dans notre cas, s'il s'agit d'une SNIa ou non. Dans le chapitre 4, un peu plus technique, on décrit les spectrographes ESI monté sur Keck et FORS1 monté sur le VLT. Dans le chapitre suivant, on détaille les principales caractéristiques spectrales permettant d'identifier une SNIa. Étant donné le nombre important de spectres attendus dans le cadre de l'expérience SNLS, j'ai implémenté un programme d'identification automatisé utilisable en temps réel pour une caractérisation quasi immédiate des spectres. Ce chapitre présente la méthode statistique utilisée pour comparer les spectres observés à une base de spectres de supernovæ et de galaxies.

Ce lot de supernovæ de type Ia permet, pour la première fois, de comparer avec une assez bonne statistique, des spectres à grand décalage vers le rouge avec des spectres de SNIa proches. Cette comparaison est essentielle pour mettre en évidence une "évolution" des SNIa en fonction du décalage vers le rouge, si elle existe, indispensable pour ajouter des contraintes aux modèles de cosmologie actuellement utilisés. Ainsi, le chapitre 6 présente t-il les détails de l'identification d'un lot de spectres du SNLS. Le dernier chapitre dresse une comparaison des quelques vitesses d'expansion entre des SNIa locales et les meilleurs objets de notre échantillon d'objets lointains afin de mettre en évidence une possible évolution en fonction du décalage vers le rouge.

Première partie

Les supernovæ, aspects fondamentaux, découverte et suivi

Chapitre 1

Les supernovæ

Introduction

Les supernovæ sont des *explosions stellaires* de très grande ampleur au cours desquelles une fraction importante de la masse de l'étoile est projetée dans l'espace. Ces phénomènes, classifiés comme *variables cataclysmiques*, peuvent émettre une luminosité comparable aux galaxies dans lesquelles elles apparaissent. La première supernova observée (et attestée) est datée de l'an 185. Une dizaine d'objets seulement a été répertoriée au cours de l'histoire et certains revêtent une importance particulière, comme la supernova SN1604[1], qui semble être la dernière supernova à avoir explosé dans notre Galaxie. La fugacité des phénomènes (une centaine de jours) rend la découverte difficile. Il faudra attendre les années 1930 pour que des études systématiques des supernovæ soient entreprises par Baade et Zwicky (Zwicky 1938). Jusqu'à la fin des années 1970, il n'y aura pas encore de lots de données importants et homogènes pour faire des études systématiques. Toutefois, ces quelques observations avaient déjà prouvé qu'il existait plusieurs types de supernovæ. La variété de ces explosions tient essentiellement aux caractéristiques du progéniteur.

La première section de ce chapitre rappelle la classification des supernovæ, après avoir brièvement abordé les grandes lignes de l'évolution stellaire. On ira plus loin dans la classification des SNIa dans le chapitre dédié à l'étude détaillée de leurs spectres.

Ensuite, on dresse successivement les portraits des supernovæ à caractère gravitationnel (supernovæ de type Ib, Ic et II, notamment) et les supernovæ thermonucléaires, celles de type Ia qui tiennent une très grande place dans cette présentation. Il est à noter que ce chapitre n'a pas pour objectif de présenter les supernovæ de type Ia de manière exhaustive, mais plutôt de pointer les limites actuelles de la compréhension de ces astres. Comme il sera vu par la suite, les supernovæ de type Ia (SNIa) présentent une remarquable homogénéité dans leur processus explosif, faisant d'elles des *chandelles standard*, astres dont on peut établir une luminosité absolue, indispensables pour effectuer des mesures cosmologiques.

La dernière section sera donc consacrée à l'utilisation de ces objets pour faire de la cosmologie.

1.1 Classification issue des observations

1.1.1 De la naissance à la mort d'une étoile

Avant de se lancer dans la zoologie des supernovæ, il est bon de rappeler l'origine de ces astres. Pour cela, on va énoncer les grandes lignes de l'évolution stellaire tout en nous concentrant sur les scénarios

[1] Pour mémoire, on utilise une nomenclature normalisée où tous les noms des supernovæ commencent par *SN* suivi de leur année de découverte puis d'une lettre désignant l'ordre de découverte au cours de l'année (eg. la troisième supernova répertoriée en 2004 est nommée SN2004C)

qui favorisent l'émergence des supernovæ.
L'évolution des étoiles est généralement représentée sur un diagramme de Hertzsprung-Russel (diagramme HR) qui représente la luminosité absolue des objets en fonction de leur température de surface ou, ce qui revient au même, de leur couleur [2]. Au cours de la vie d'une étoile, la luminosité et la température évoluent. Ces variations, reportées sur le diagramme HR, forment une trajectoire, caractéristique des propriétés de l'étoile. Un exemple de diagramme HR est donné dans la figure (Fig. 1.1).

Dans certaines régions denses des galaxies, il existe des sur-densités[3] provoquant un effondrement de la matière voisine (dont les trois quarts sont de l'hydrogène et le quart restant, de l'hélium dont 2% d'autres éléments lourds.). Ces régions sont appelées *protoétoiles* et, à mesure que le mélange gazeux s'y accumule, la pression et la température du cœur augmentent à tel point que les protons sont obligés de fusionner entre eux. C'est le début de la production de l'énergie nucléaire de la protoétoile, qui commence à rejoindre la séquence principale du diagramme HR. Ce cycle de production d'énergie est appelé cycle PP (proton-proton). *Une étoile est née*.

Cette jeune étoile brûle l'hydrogène en hélium. Sa luminosité est reliée à sa température de surface T_S et son rayon (R) par la loi de Stephan : $L = 4\pi\sigma R^2 T_S^4$ où $\sigma = 5.67.10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$ est la constante de Stephan. L'étoile, en équilibre stable[4], évolue dans la séquence principale à mesure que l'hydrogène qui la constitue est brûlé pour créer de l'hélium. Toute évolution au delà de cette séquence dépend de la masse initiale de l'étoile. On distingue deux grands scénarios :

si **la masse de l'étoile est supérieure à 8 masses solaires**, la combustion de l'hydrogène du cœur ne dure que quelques millions d'années. Cette étoile est chaude et très lumineuse (de 10^4 à 10^6 $L_\odot$). Une fois l'hydrogène du cœur consumé, celui-ci se contracte puisqu'il ne produit plus assez d'énergie pour compenser la gravitation. Les couches externes d'hydrogène se compriment à leur tour et commencent leur cycle de combustion. L'étoile, suffisamment chaude, brûle son hélium central pour former du carbone, de l'azote, de l'oxygène, du néon, du silicium et enfin du fer, élément le plus stable. Ces réactions font partie du cycle CNO décrit par Bethe (1940). Elles sont décrites par un déplacement horizontal sur le diagramme HR, c'est la *branche horizontale* du diagramme. Ainsi, vers la fin de sa vie, l'étoile a une structure en couches (en "pelures d'oignon") constituées de matériel dont la masse atomique croit au fur et à mesure qu'on avance vers le coeur. On estime que la température du cœur a atteint plusieurs milliards de degrés et la densité est proche de la densité nucléaire ($10^{14} g.cm^{-3}$).

au contraire, si **la masse initiale de l'étoile est inférieure à 8 masses solaires**, du fait d'une pression et d'une température moindre, les réactions de combustion sont beaucoup plus lentes. Celle de l'hydrogène, en particulier, qui peut durer plusieurs milliards d'années. Lorsque l'hydrogène est épuisé, il se produit les mêmes phénomènes de contraction que précédemment. Il y a également production d'hélium qui s'ajoute à la masse du cœur qui, à ce stade, est *dégénéré*[5]. La pression devient alors quasi indépendante de la température ce qui signifie que les mécanismes habituels qui régulent l'équilibre des étoiles sont brisés et les réactions thermonucléaires, très sensibles à la température, peuvent s'emballer (on parle de "flash"). Au fur et à mesure que l'hydrogène brûle en couche, les couches externes se dilatent conduisant à une diminution de la température de surface de l'étoile, il y a rougissement et augmentation de la luminosité. Le point se déplace le long de la branche des *géantes rouges*. Au bout d'un milliard d'années, la température du cœur est suffisamment importante pour que s'initient les réactions de fusion de l'hélium produisant du carbone et de l'oxygène. On a des flashs d'hélium entraînant la dilatation du cœur rompant la dégénérescence. De la même manière que dans le cas précédent, l'étoile parcourt la branche

[2]En première approximation, le spectre des étoiles est bien décrit par un spectre de corps noir dont la température est la température de surface T_S. Ainsi, si m_{λ_1} et m_{λ_2} désignent les magnitudes d'une étoile, mesurées dans deux bandes spectrales différentes, alors la différence de magnitude $m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2}$ est une fonction de la température

[3]Elles résultent de la propagation d'ondes de densité dans la galaxie et des collisions entre les nuages moléculaires denses.

[4]Cela signifie simplement que la pression interne compense la gravitation.

[5]On peut trouver des rappels sur la dégénérescence dans le Chapitre VI de Diu et al. (1989).

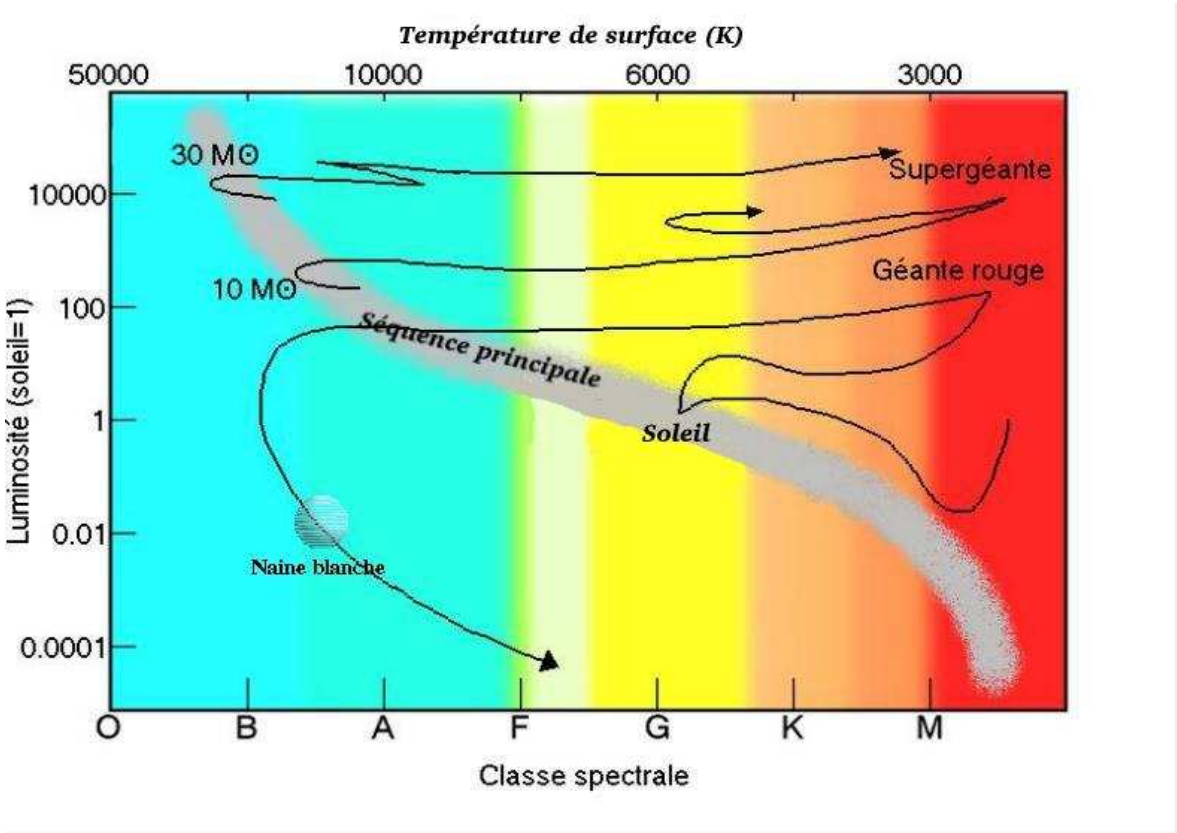

FIG. 1.1 – *Diagramme de Hertzsprung-Russel. Il représente la luminosité absolue en fonction de la température des étoiles. Lorsqu'une étoile évolue, son point sur le diagramme HR se déplace. Les étoiles jeunes, brûlant leur hydrogène, se répartissent sur la séquence principale en fonction de leur masse initiale. Les étoiles de masses les plus importantes sont déjà très avancées sur la séquence. Les étoiles sont d'autant plus bleues que leur température est importante. Pour exemple, la trajectoire d'une étoile ayant les caractéristiques du soleil est tracée. On constate que lorsque cet astre aura consumé tout son hydrogène, il va quitter la séquence principale, c'est le début du cycle CNO. La phase de combustion de l'hélium correspond à un déplacement horizontal et donc un accroissement de la température. Enfin, lorsque la combustion de l'hélium ne produit plus assez d'énergie pour initier la fusion du carbone, l'étoile se refroidit et devient une naine blanche. C'est le même devenir de toutes les étoiles de moins de 8 masses solaires.*

horizontale du diagramme HR sur une période d'environ une centaine de millions d'années. La température diminue alors que la luminosité augmente. En effet, les photons émis par l'étoile deviennent de plus en plus durs (c'est à dire déplacés dans l'U.V.), et à un certain point, ils ionisent l'éjecta d'hydrogène, ce qui a pour effet de le rendre visible, sous la forme de ce que l'on appelle une nébuleuse planétaire.
Enfin, lorsque l'ensemble de l'hélium est consommé, le cœur de carbone et d'oxygène se contracte à nouveau sous le poids de la gravitation. La combustion se fait dans une coquille désormais inerte, autour de ce cœur. Comme la température interne est insuffisante pour que s'initient les réactions de fusion du carbone, ces couches externes finissent simplement de se consumer et lorsque la masse d'hydrogène atteint un certain seuil évalué à environ $10^{-4} M_{\odot}$, l'étoile amorce son refroidissement. A ce stade, ces étoiles composées uniquement de carbone et d'oxygène dont la masse est inférieure à la masse de Chandrasekhar ($1.44 M_{\odot}$) se refroidissent par rayonnement et terminent leur vie par la formation d'une *naine blanche*. *Une étoile est morte*.

On verra dans la suite que ces naines blanches sont les progéniteurs favoris pour expliquer les supernovæ de type Ia.

1.1.2 Classification observationnelle des supernovæ

La classification des supernovæ est essentiellement réalisée en utilisant les caractéristiques spectrales de celles-ci. On utilise aussi les propriétés photométriques pour distinguer des sous-classes de phénomènes.

Lorsqu'on regarde une série temporelle de spectres, c'est à dire une suite de spectres observés à différents moments de l'explosion des supernovæ, on constate que cette série peut être scindée en deux catégories : Si les spectres sont obtenus peu après le début du phénomène, le milieu encore opaque au rayonnement et les raies observées apparaissent en absorption. On parle de *phase photosphérique*. En revanche, si les spectres sont acquis plusieurs semaines après le maximum de luminosité, les raies apparaissent alors en émission puisque le milieu est plus transparent, les photons peuvent alors s'échapper. Les spectres sont dits en *phase nébulaire*. Ce sont principalement les spectres de la première phase qui permettent la différentiation entre les types.

1.1.2.1 Remarque sur le profil des raies

Quand la supernova explose, la matière est éjectée à grande vitesse. Cette matière s'appelle l'*éjecta*. Durant cette phase, les caractéristiques spectrales évoluent rapidement. Dans un premier temps, l'enveloppe en expansion rapide est opaque au rayonnement : c'est la phase photosphérique. On observe sur le spectre, de larges bandes en absorption, caractéristiques d'un milieu thermiquement agité. La plupart de ces raies présentent un profil P-Cygni dû à l'expansion rapide de la photosphère (Fig. 1.2)

1.1.2.2 La zoologie

Les supernovæ se différencient en plusieurs variétés. Pour une revue exhaustive sur la spectroscopie de supernovæ, on se reportera à (Filippenko 1997). Les deux classes principales, comme on peut le voir dans la figure (Fig. 1.3), sont les types I et II, établies par Minkowski (1941), selon la présence ou pas d'hydrogène dans le spectre.

Pour le reste de la classification, il faut faire appel à la courbe de lumière des objets.
Les *courbes de lumière* décrivent l'évolution temporelle de la luminosité des objets étudiés.

- Les **SNIIP** présentent une période pendant laquelle la luminosité reste à peu près constante. Et la courbe de lumière forme un "plateau" à cet endroit.

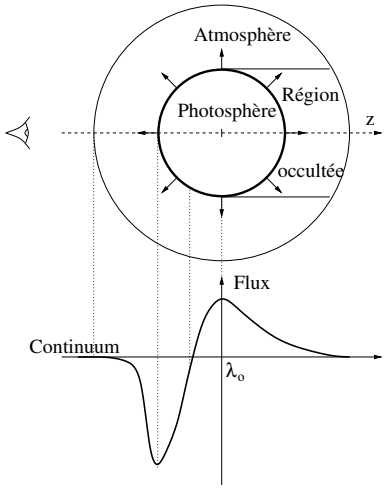

FIG. 1.2 – *Figure représentant un profil P-Cygni de raies formées au sein d'une photosphère en expansion. Celle-ci absorbe les photons émis par le cœur et les reémet isotropiquement en se désexcitant. La zone située entre le cœur de l'objet et l'observateur produit une raie d'absorption décalée vers le bleu, du fait de la vitesse d'éjection dans cette zone, dirigée vers l'observateur. Loin de la ligne de visée, la matière n'est vue qu'en émission, elle est responsable de la raie centrée sur la longueur d'onde* λ_0*, mais peut être décalée vers le rouge si la zone occultée par le corps est négligeable ou non.*

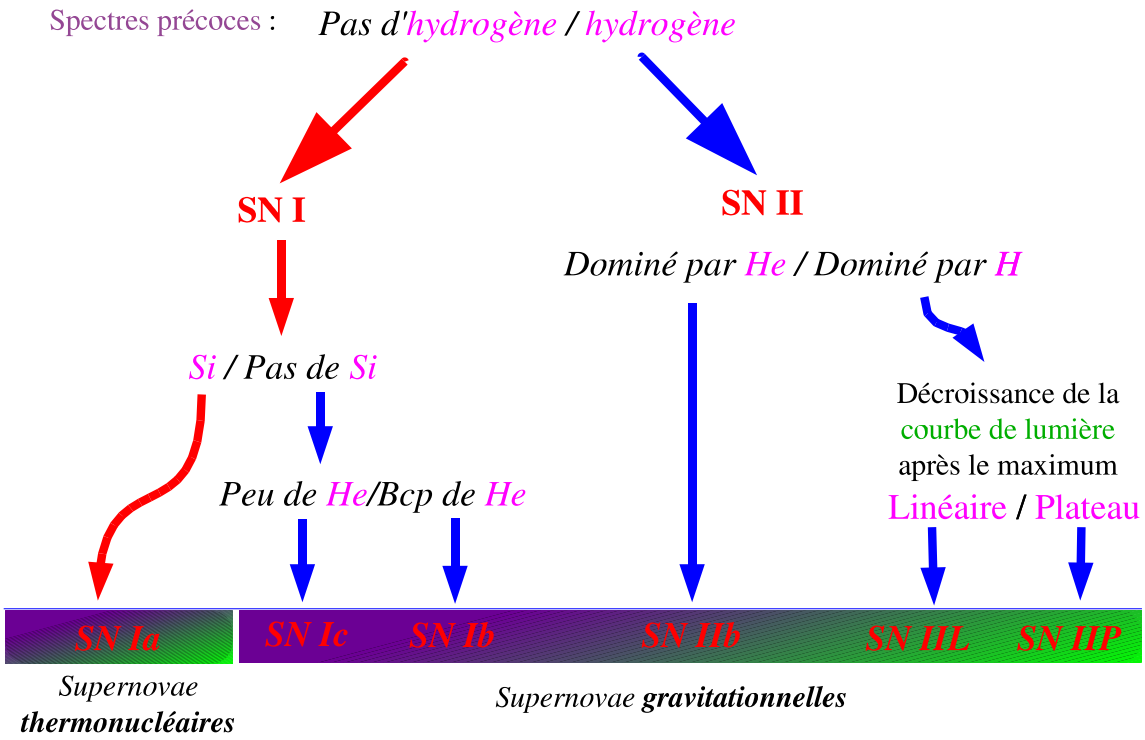

FIG. 1.3 – *Classification des supernovæ selon les éléments présents dans les spectres de la phase photosphérique. Le chemin complètement à gauche indique le moyen de reconnaitre sans ambiguïté les spectres de supernovæ de type Ia.*

– La magnitude des **SNIIL** décroît linéairement avec le temps, après le maximum.

D'après la figure (Fig. 1.6), on remarque que les SNIa constituent la variété de supernovæ la plus brillante. Après explosion, les SNIa atteignent leur maximum de luminosité en une quinzaine de jours. On constate en outre que les SNIb sont généralement moins lumineuses que les SNIa malgré les similitudes de forme de leur courbe de lumière. En effet, après avoir atteint leur maximum, les SNIb décroissent plus

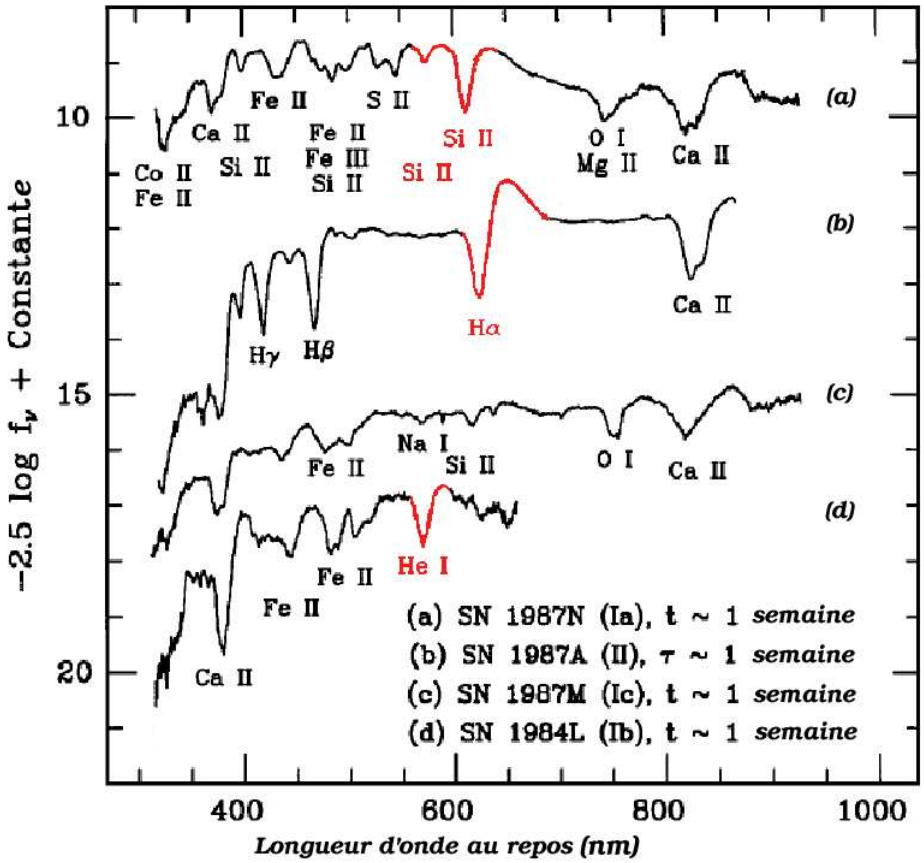

FIG. 1.4 – *Spectres optiques de supernovæ en phase photosphérique (une semaine après le maximum de luminosité). t et τ représentent respectivement le temps observé après le maximum dans la bande B et le temps après l'effondrement du cœur. D'après (Filippenko 1997).*

rapidement que les SNIa. Quant aux SNIc, si la plupart d'entre elles ont la même courbe de lumière que les Ib, d'autres ont une décroissance plus faible et bien plus proche de la courbe de lumière des SNIa. Cette catégorie de Ic est appelée *hypernova*.

Les supernovæ de type II sont moins lumineuses que les SNIa, comme l'illustre la figure (Fig. 1.6). On constate une différence d'environ 2.5 magnitudes. Ensuite, la comparaison de forme de ces courbes de lumière, permet de distinguer les II-P des II-L.

A la lecture de ce qui précède, la diversité des supernovæ semble désormais établie. Il faut maintenant relier les diverses caractéristiques observationnelles aux processus physiques mis en jeu dans les deux grandes catégories de spectres. Les différences spectrales sont le reflet de la nature du progéniteur pour chacun des types de supernovæ. C'est ainsi que dans la suite, on explique ce que sont les supernovæ gravitationnelles puis les supernovæ thermonucléaires, les supernovæ de type Ia.

1.2 Les supernovæ gravitationnelles

Le scénario habituellement évoqué pour expliquer les supernovæ II est celui de l'effondrement gravitationel d'une étoile de masse supérieure à 8 $M_\odot$ (eg. Woosley & Weaver (1986)). En ce qui concerne les supernovæ de type Ib/c, malgré la classification, elles ont un mécanisme d'explosion bien plus proche

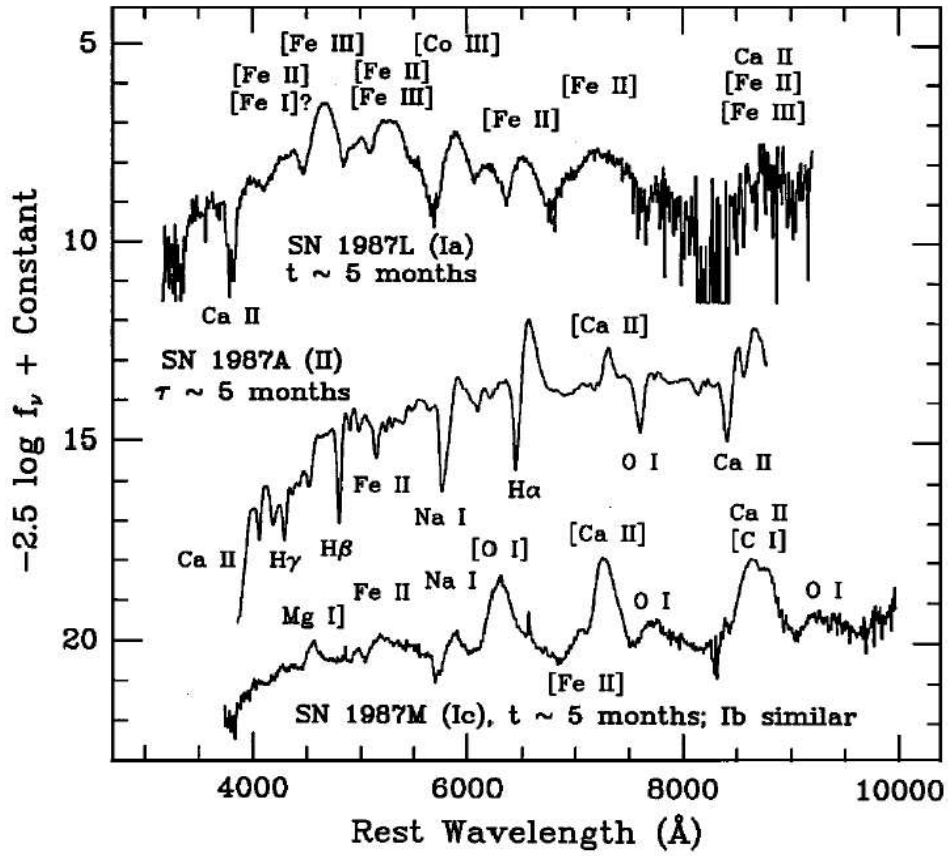

FIG. 1.5 – *Spectres optiques de supernovæ en phase nébulaire (plusieurs mois après le maximum de luminosité). t et τ représentent respectivement le temps observé après le maximum dans la bande B et le temps après l'effondrement du cœur. D'après (Filippenko 1997).*

des supernovæ de type II que des supernovæ de type Ia. En effet, il s'agit très probablement du résultat de l'effondrement d'une étoile massive qui aurait auparavant perdu ses couches externes, du fait de forts vents stellaires, comme il en existe pour les étoiles de type Wolf-Rayet.

1.2.1 Généralités

On pense (Burrows & Thompson 2003) que les progéniteurs des SNII, Ib et Ic sont des étoiles massives ayant des masses comprises entre 8 et 80 $M_\odot$. A la fin de la combustion du silicium en fer, l'étoile a une structure en couches (en "pelures d'oignon") de composition différente depuis le fer dans le cœur jusqu'à l'hydrogène au niveau de l'enveloppe externe (Fig. 1.7).

Les réactions de fusion se sont arrêtées au fer, l'élément le plus stable de la nature, c'est à dire que cet élément possède l'énergie de liaison par nucléon la plus élevée (8.8 MeV par nucléon). La densité du cœur est telle que les électrons y sont dégénérés. Tout comme la naine blanche, ce sont eux qui fournissent l'essentiel de la pression (Gourgoulhon 1999, chapitre 2). A la périphérie du cœur, a lieu la fusion du silicium qui produit du fer à son tour, ce qui a pour conséquence d'augmenter la masse du cœur. Lorsque cette masse atteint la masse critique de Chandrasekhar, il y a rupture d'équilibre puisque la pression des électrons ne peut plus compenser la gravitation : le cœur s'effondre. L'augmentation de

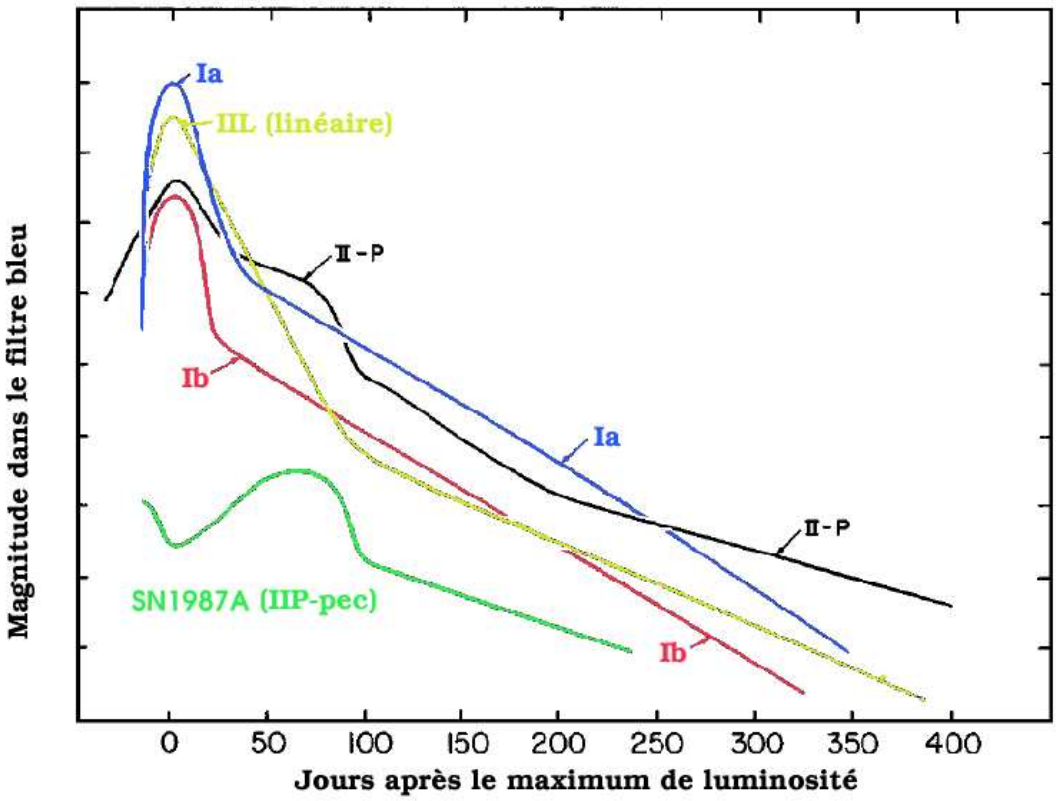

FIG. 1.6 – *Allure des courbes de lumière des supernovæ dans le filtre B (centré autour de $\lambda_B = 430nm$). On voit clairement que les SNIa sont les objets les plus lumineux. La courbe de lumière notée Ib est en fait une moyenne entre la courbe de lumière d'une SNIb et d'une SNIc dont les caractéristiques spectrales et photométriques sont relativement proches. Les supernovæ de type Ib/c et II-L ont des courbes de lumière dont la forme est relativement similaire. On peut observer le plateau caractéristique des supernovæ de type IIP. L'exemple de la courbe de lumière de la SN1987A montre que certains objets ne peuvent être classés dans aucune catégorie, ce sont des objets particuliers. (Filippenko 1997).*

densité et de température consécutive à l'effondrement ne peut amorcer de nouvelles réactions nucléaires (qui dégageraient de l'énergie pour s'opposer à l'effondrement) puisque le fer ne fusionne pas de manière exothermique. Bien au contraire, la résistance de la matière diminue car les électrons - qui contribue majoritairement à la pression - sont capturés par les noyaux au fur et à mesure que la densité augmente. De plus, une partie de l'énergie dégagée par la compression est utilisée dans la photodissociation du fer et ne sert donc pas à augmenter la pression. On assiste ainsi à un emballement de l'effondrement. Ce dernier ne s'arrête que lorsque la densité nucléaire est atteinte, environ 20ms après le début de l'effondrement. Les noyaux sont alors complètement dissociés et la matière est majoritairement constituée de neutrons. C'est l'interaction forte entre les neutrons qui entre en jeu et s'oppose à l'effondrement. Le noyau devient brutalement incompressible alors que les couches externes continuent à s'effondrer. Une onde de choc est alors créée à l'intérieur du noyau de fer et se propage vers l'extérieur. On parle de rebond. Si l'onde de choc est suffisamment puissante, elle provoque l'expulsion des couches externes de l'étoile. C'est ainsi qu'on explique le phénomène de supernova gravitationnelle. Cependant, on sait que le choc perd énormément d'énergie à la rencontre des couches externes en chute quasi-libre. Environ 0.1 seconde après le début du rebond, le choc a pratiquement perdu toute son énergie et ne se propage plus vers

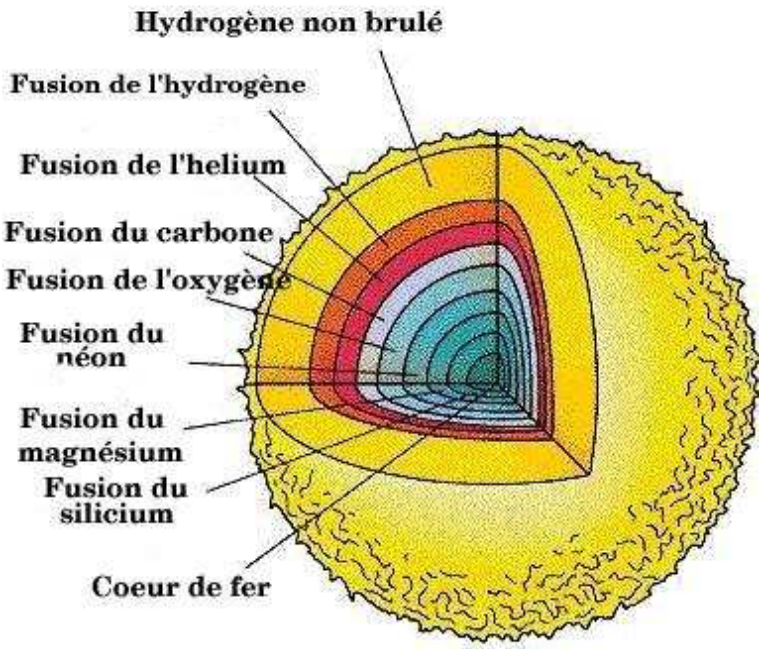

FIG. 1.7 – *Représentation de la structure en couche des étoiles massives (dite aussi en "pelures d'oignon"). C'est la représentation qu'on a de l'étoile avant son explosion.*

l'extérieur. Mais l'émission de neutrinos par le cœur dépose de l'énergie dans les couches denses en arrière du choc et facilite la progression de celui-ci. Un phénomène de convection supplémentaire entre le cœur de neutrons et le choc permet un transport efficace de l'énergie vers le choc.

D'un point de vue énergétique, on estime à $3.10^{53} erg$[6], l'énergie libérée par l'effondrement gravitationnel dont 99% sous forme de neutrinos. Il reste environ 1% pour l'énergie cinétique et 0.1% pour l'énergie lumineuse (Mochkovitch (1994)).

Malgré l'apparente standardité du processus d'explosion, il faut souligner que les caractéristiques de la supernova sont très variables et dépendent fortement de l'état initial du progéniteur (sa masse). Ainsi, les étoiles de fortes masses sont capables d'éjecter tout ou partie de leur matière dont la composition influera grandement sur la luminosité de l'objet et bien sûr sur les caractéristiques spectrales. Et, ainsi qu'on l'avait abordé auparavant, l'absence d'hydrogène dans le spectre des SNIb/c s'expliquerait par l'expulsion d'une grande partie de l'enveloppe bien avant l'effondrement laissant à nu les couches constituées d'éléments plus lourds. Cet argument est bien illustré par la figure (Fig. 1.4) où le spectre de la supernova de type Ic contient des éléments lourds (SiII, FeII, CaII) alors que le spectre de la supernova de type II n'en contient pas à cet âge. Ils apparaîtront plus tard comme le montre la figure (Fig. 1.5). On voit sur cette figure que le spectre exhibe bien moins d'éléments légers, au profit d'éléments plus lourds, comme le prévoit le modèle d'explosion.

Il faut souligner que même au sein des supernovæ de type II, il existe au moins deux sous-catégories : SNIIP, SNIIL, différentiables par la forme de la courbe de lumière. Spectralement, on les différencie par l'absence de raie H_α (Filippenko (1997)). Cette différence entre ces deux types de II proviendrait de la

[6] 1 erg = 10^{-7} Joules

différence de taille des enveloppes d'hydrogène.

1.2.2 Un peu de nucléosynthèse

La plupart des éléments lourds, c'est à dire ayant une masse atomique plus importante que celle de l'hélium, ont été synthétisés dans les étoiles. Mais les plus lourds d'entre eux, dont la masse atomique dépasse celle du fer, sont, semble-t-il, synthétisés dans les supernovæ de type II. Ainsi une bonne partie du silicium est fusionnée en noyaux du pic de fer, notamment, le nickel ^{56}Ni radioactif. Ces éléments sont intensément bombardés par des neutrons engendrant la création d'éléments encore plus lourds dits de processus r (rapide). Si l'essentiel de l'hélium est synthétisé lors la nucléosynthèse primordiale, les supernovæ de type II modifient l'abondance de cet élement. Elles sont aussi à l'origine de l'abondance en éléments tels que le carbone (C) et l'oxygène (O), éléments dits de processus s (slow). Elles contribuent aussi à l'enrichissement de l'univers en hélium (He). On pourra trouver plus d'informations sur ces réactions de capture neutronique dans (Thielemann et al. (1998)). La figure théorique (Fig. 1.8) qui reproduit les abondances des éléments stables dans l'univers, fut confirmé avec l'analyse de la supernova de type II, apparue dans le grand nuage de Magellan, SN1987A.

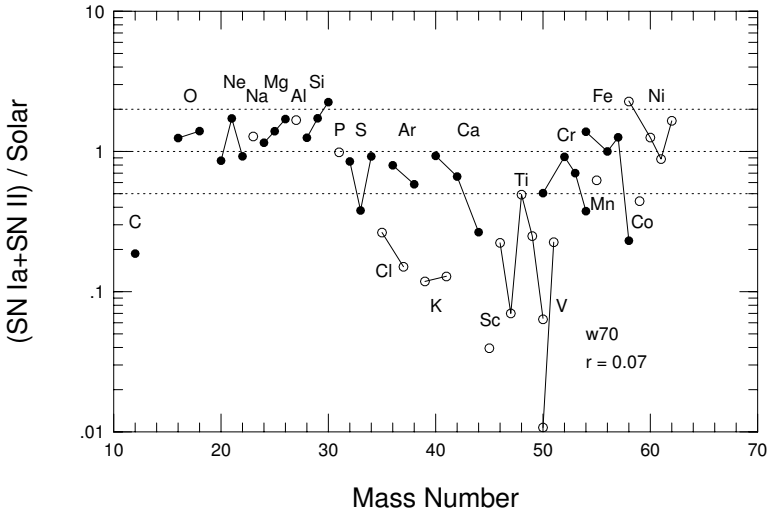

FIG. 1.8 – *Schéma décrivant l'abondance théorique des éléments lourds synthétisés par les SNIa et les SNII (avec un rapport de production de 30 entre les deux catégories). Les rapports d'abondances sont normalisés à l'unité pour le ^{56}Fe. Ces abondances théoriques ont été confirmées par les observations des supernovæ. Extrait de Nomoto et al. (1997).*

1.2.3 Les événements particuliers

Enfin, pour finir sur les supernovæ de type gravitationnel, il faut noter que pour toutes les catégories abordées auparavant, il a été observé des objets particuliers. C'est le cas des hypernovæ[7] dont les caractéristiques spectrales s'apparentent à celles des SNIb/c avec, cependant, des raies d'absorption plus larges (Fig. 1.9). On peut citer par exemple le cas de SN1998bw compatible spectralement avec une SNIc, avec une luminosité 10 fois supérieure à une SNIc normale. Cette supernova a été découverte fortuitement dans la fenêtre de recherche d'un sursaut gamma (GRB), GRB980425, moins d'un jour après le sursaut (Nomoto et al. 2001). Les simulations des auteurs ont montré que ces objets auraient eu des progéniteurs

[7]On désigne par hypernovæ, les événements dont l'énergie cinétique est plus grande que $10^{52} erg$.

dont la masse initiale de ^{56}Ni formée aurait été plus importante que la moyenne des SNIc.
La supernova SN1997ef (Nomoto et al. 2001) semble aussi résulter de l'explosion d'une étoile particulièrement massive ($\sim 50 M_{\odot}$).

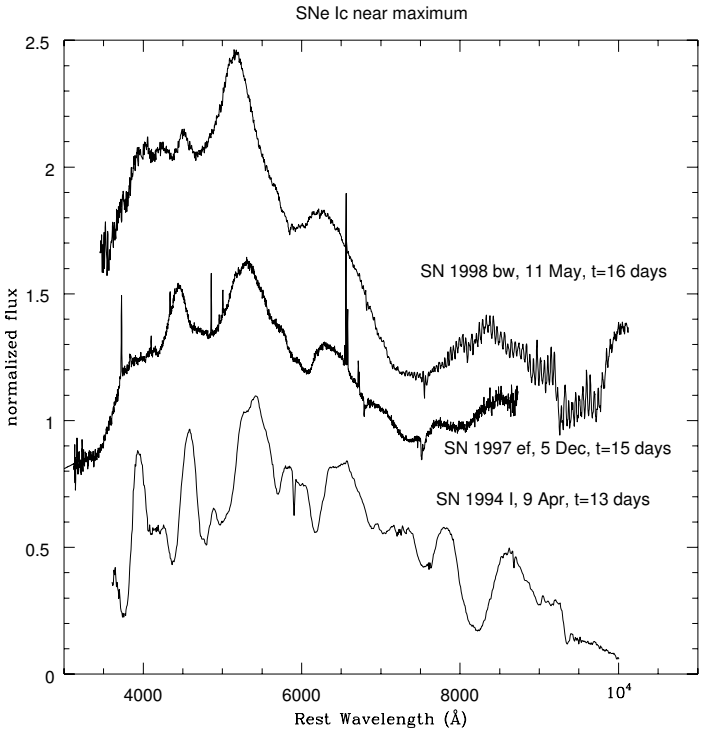

FIG. 1.9 – *Spectres observés de supernovæ de type Ic sn1998bw, sn 1997ef et sn1994i. La largeur des raies spectrales conduit à penser que l'énergie cinétique dégagée lors de l'explosion est extrêmement importante. . SN1994i est une SNIc normale. On constate la grande différence de structure spectrale qui est dûe à la vitesse d'expansion qui mélange les raies entre elles, dans le spectre de SN1998bw. Extrait de Nomoto et al. (2001).*

On ne pourrait pas finir cette partie sans mentionner la très célèbre supernova SN1987A qui fut probablement la supernova la plus étudiée de toute l'histoire de l'astronomie. Cette SN a explosé dans le grand nuage de Magellan. Son spectre montre une quantité anormale d'hélium, d'azote entre autres (cf. Sonneborn et al. (1997)), et une courbe de lumière dont le maximum est faible comparé à une SNIIP habituelle, suivi d'une décroissance rapide en 20 jours (Fig. 1.6). Des observations antérieures ont montré que le progéniteur (Sk 202-69) était une géante bleue (astre relativement compact) alors qu'on pensait que les étoiles qui deviennent supernova à la fin de leur vie sont des géantes rouges (Woosley et al. 1987). On peut trouver plus de détails sur cet objet particulier dans Bethe (1990) notamment.

En bref, si les grandes lignes des processus gravitationnels (appelés aussi core collapse) semblent compris, il n'en demeure pas moins qu'il existe une très grande diversité, illustrée par les quelques cas particuliers mentionnés (dont le nombre s'accroît avec l'intensification des recherches de supernovæ), due aux propriétés du progéniteur, sa masse totale, la masse de ^{56}Ni qu'il porte. D'après les papiers de Hamuy (2003) et Richardson et al. (2002), on a pu observer les dispersions données dans les tableaux (Tab 1.1 et 1.2 pour les magnitudes intrinsèques.)

Rayon ($R_\odot$)	1.9-3.7
Masse éjectée ($M_\odot$)	0.9-10
Masse de nickel ($M_\odot$)	0.15-0.50
Energie d'explosion ($\times 10^{51}$erg)	1.0-60.0
Rayon ($R_\odot$)	80-600
Masse éjectée ($M_\odot$)	14-56
Masse de nickel ($M_\odot$)	0.0016-0.26
Energie d'explosion ($\times 10^{51}$erg)	0.6-5.5

TAB. 1.1 – *Tableau illustrant la diversité observée parmi les supernovæ de type Ibc (étude réalisée à partir de 7 objets), en haut et parmi les II en bas (étude réalisée à partir de 24 objets). Tiré de Hamuy (2003) et Richardson et al. (2002).*

Type	$M_{B,int}$[a]	σ_{int}	Événements sur-lumineux	N[b]
Ibc	-18.04	1.39	sn1999as ($M_B \leq -21.60$)	18
IIL	-18.03	0.90	$\cdots$	16
IIP	-17.00	1.12	$\cdots$	29
IIn	-18.15	0.92	sn1997cy ($M_B \leq -20.30$)	9

(a) $M_{B,int}$: Magnitude intrinsèque dans le filtre B
(b) N : Nombre d'événements

TAB. 1.2 – *Comparaison des magnitudes absolues des SNIb/c et SNII. Extrait de Richardson et al. (2002).*

1.3 Les supernovæ thermonucléaires : SNIa

1.3.1 Introduction

L'intérêt des supernovæ de type Ia s'est incroyablement accrue au cours des quinze dernières années pour leur application cosmologique. En effet, leur remarquable homogénéité tant au niveau spectral qu'au niveau photométrique leur confère le statut de chandelles standardardisables. C'est-à-dire qu'elles comptent parmi les astres utilisés pour faire des mesures de distances dans l'univers.
Dans ce chapitre, on essaye de comprendre le phénomène "SNIa" dans ces grandes lignes d'après les observations et les modélisations. On mettra aussi en évidence les problèmes qui subsistent encore, les incompréhensions qui demeurent.

1.3.2 Que sait-on des supernovæ de type Ia ?

1.3.2.1 Classification et considérations spectroscopiques

Ainsi que nous l'avons abordé dans la première partie, on reconnaît les supernovæ de type Ia par l'absence d'hydrogène et la présence d'un profil P-Cygni de silicium SiII autour de 6100Å [8] dans les spectres de la phase photosphérique (autour du maximum). Le spectre présente également des raies provenant d'éléments de masse intermédiaire tels que le calcium CaII (3934Å, 3868Å et 8579Å), le silicium SiII (3958Å, 4130Å, 5051Å et 5972Å), du magnésium MgII (4481Å), du soufre SII (5468Å et 5612Å, 5654Å) ainsi que de l'oxygène OI (7773Å). La figure (Fig. 1.10) présente les différents éléments cités

[8] qui provient du doublet une fois ionisé du silicium à 6347Å et 6371Å.

sur le spectre. Les raies sont essentiellement en absorption du fait de la grande opacité de la photosphère. Ces informations sont tirées de Leibundgut (2000).

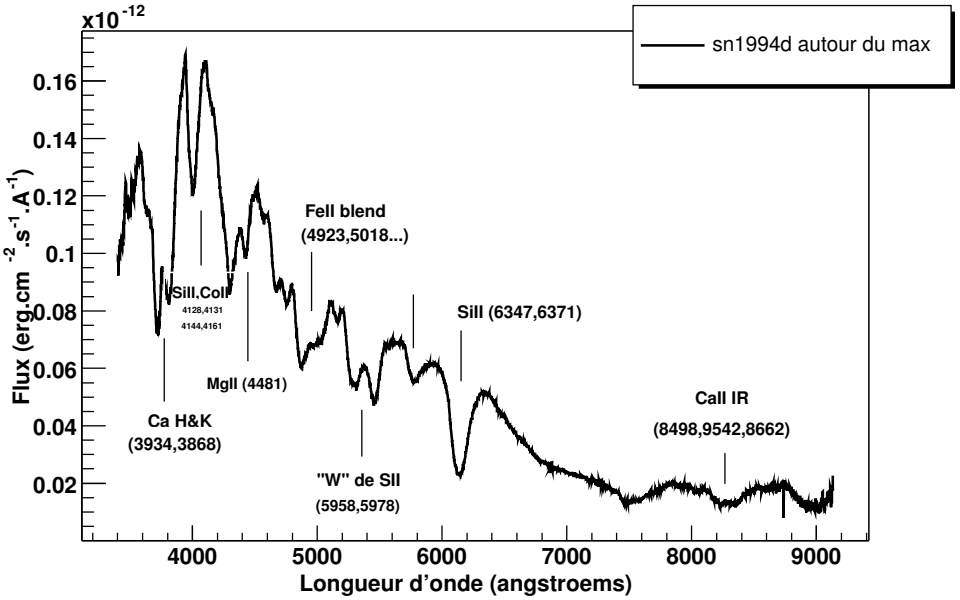

FIG. 1.10 – *Spectre de la supernova SN1994D autour du maximum de luminosité. On constate la forte absorption de silicium autour de 6100Å, caractéristique essentiel des SNIa. On trouve aussi d'autres éléments lourds, tels que le magnésium, le fer, le souffre ou le calcium.*

Plus tard, les éléments intermédiaires laissent place aux éléments du groupe du Fer qui apparaissent en émission comme on peut le constater sur la figure (Fig.1.11). On peut trouver une étude détaillée de la spectroscopie des SNIa en phase nébulaire dans Bowers et al. (1997).

1.3.2.2 Considérations photométriques : les courbes de lumière

Les courbes de lumière sont aussi une source d'information pour les supernovæ. Généralement, elles sont faites en utilisant des filtres passe-bande qui permettent de sélectionner une partie seulement de la lumière. La figure (Fig. 1.12) fournit un exemple de courbes de lumière de la SN1998bu obtenues dans différents filtres. Par convention, on définit l'origine des temps lorsque la courbe de lumière obtenue dans le filtre B ($\lambda_B^{centre} = 4400$Å) passe par son maximum.

La figure (Fig. 1.13) montre un lot de courbes de lumière construites lors de la campagne du Calàn-Tololo, en 1998. On note la grande similarité entre ces courbes d'une supernova à l'autre et la faible dispersion de la magnitude absolue maximale de ces objets. On constate toutefois que la luminosité absolue au maximum est corrélée à leur vitesse de décroissance : *plus une supernova est lumineuse, plus sa décroissance est rapide*. Depuis une dizaine d'années, des études systématiques des courbes de lumière, ont été entreprises. On peut citer notamment Riess et al. (1999b),(1999a). Trois phases sont à distinguer dans la courbe de lumière :

- La montée : les SNIa atteignent le maximum de luminosité, en B, en un peu plus de 18 jours à raison d'une demi magnitude par jour. Riess et al. a établi que le temps de monté moyen des SNIa est d'environ 19.5 jours. On peut modéliser la montée par une fonction quadratique du temps.
- Le maximum : il est atteint plus tôt en I qu'en B avec un intervalle d'environ 5 jours (Contardo et al. 2000). A partir du maximum, les courbes de couleur varient plus rapidement, la supernova

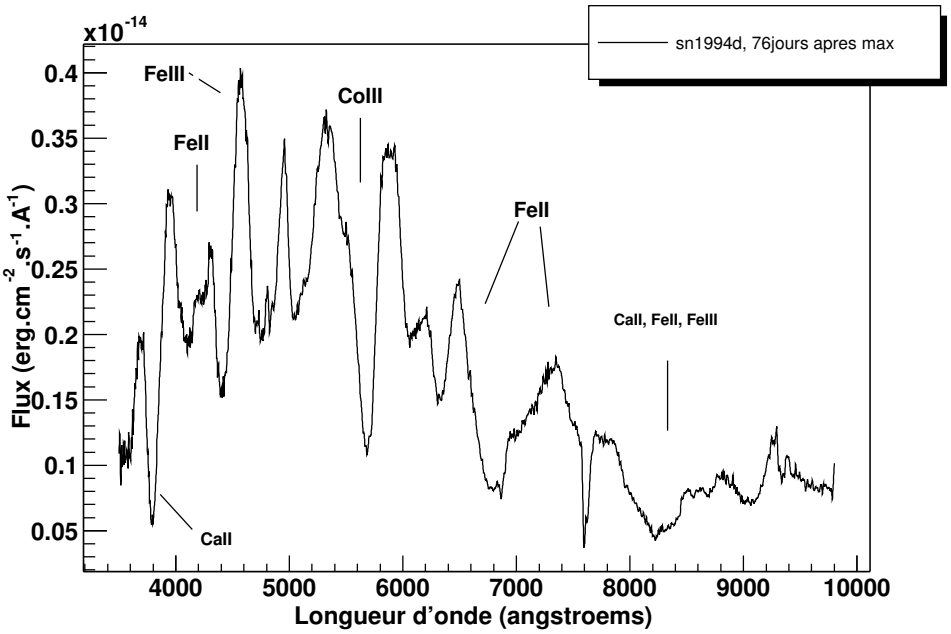

FIG. 1.11 – *Spectre de la supernova SN1994D, 76 jours après le maximum de luminosité. Presque la totalité des éléments de masses intermédiaires alors émis en absoption sont remplacés par les éléments du groupe du Fer, en émission.*

évolue du bleu vers le rouge. On peut modéliser cette portion par une gaussienne ou un polynôme.

– Décroissance : ensuite, les courbes de lumière des filtres UV et bleu (U et B) décroissent de manière exponentielle alors que les courbes de lumière en infrarouge (donc dans le filtre à partir de I) présentent un second maximum entre 21 et 30 jours après le maximum en B (Leibundgut 2000). La figure (Fig. 1.12) illustre bien ce deuxième épaulement visible sur les courbes obtenues avec des filtres R, I et J notamment. Enfin, d'environ 50 à 120 jours après le maximum, les courbes de lumière déclinent de manière uniforme.

Pour avoir une idée du flux total émis par la supernova, il est possible de construire des courbes de lumière bolométrique, résultat de l'intégration du flux de chaque filtre. On pourra trouver des informations à ce sujet dans Contardo et al. (2000).

Comme nous le verrons dans la partie §1.4, la luminosité des SNIa et notamment la valeur du maximum de celle-ci est un élément important pour faire de la cosmologie, notamment pour la mesure de la constante de Hubble (H_0). Les valeurs les plus précises ont été obtenues pour quelques objets dont on a pu mesurer la distance à l'aides des Céphéides. Une valeur moyenne de $M_B = -19.5 \pm 0.1$ et $M_V = -19.5 \pm 0.1$ a été mesurée pour un lot de huit SNIa (Saha et al. 1999).

1.3.3 Où trouve t-on des supernovæ de type Ia ?

Il est intéressant de s'interroger sur la répartition des supernovæ de type Ia dans l'univers et pour estimer cette quantité, on cherche à établir le taux d'explosion de supernova. Il s'agit du nombre de supernovæ qui explosent par unité de volume et de temps (on l'exprime en $h^3.Mpc^{-3}.an^{-1}$). Mais comme les supernovæ explosent dans des galaxies, on l'exprime plutôt en unité de luminosité galactique dans la bande spectrale B, par unité de temps. Cette unité s'appelle le SNu (SuperNova unit) et elle vaut

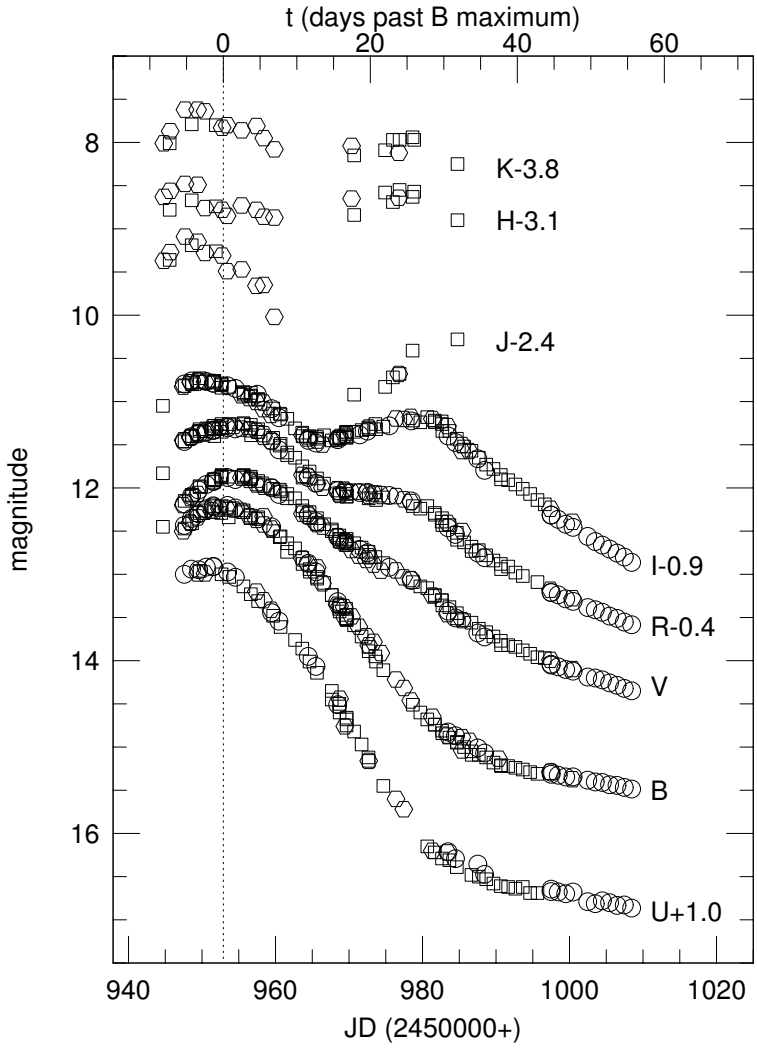

FIG. 1.12 – *Courbes de lumière de la SN1998bu prises dans les filtres UBVRIJHK. Ces filtres s'étendent dans le proche infra-rouge et dans le visible. Extrait de Leibundgut (2000).*

1 SN $/10^{10} L_{\odot}^{B}/$siècle. Des études ont été réalisées pour l'univers local (Tab. 1.3) et l'univers "distant" *i.e.* à grand décalage vers le rouge (Tab. 1.4). Pour les mesures de taux d'explosions distantes, il faut faire intervenir les modèles cosmologiques. Le deuxième tableau donne des résultats pour différentes valeurs du couple $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$.

Concernant les SNIa, le tableau (Tab. 1.3) indique quelles sont plus fréquemment présentes dans les galaxies spirales (proches des bras spiraux par ailleurs) que dans les galaxies d'autres types morphologiques (E, Irr).

Il faut noter qu'actuellement, il n'existe pas de mesure de taux d'explosion des supernovæ de type II, ailleurs que dans l'univers local.

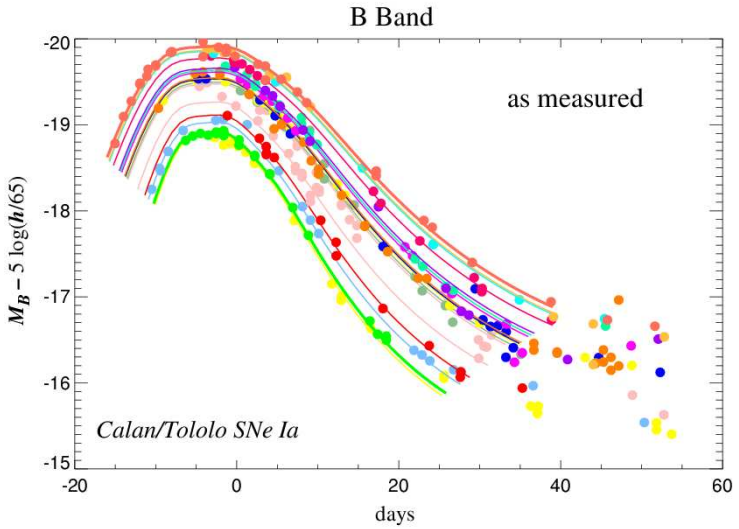

FIG. 1.13 – *Dispersion de la luminosité intrinsèque dans le filtre B des supernovæ de type Ia observées au Calàn-Tololo. Cette dispersion en flux, des courbes de lumière au maximum (origine des temps sur la figure) est de 40%.*

Type de galaxies	Taux en h^2·SNu			
	Ia	Ib/c	II	Total
E-SO	0.32 ± 0.11	< 0.02	< 0.04	0.32 ± 0.11
SOa-b	0.32 ± 0.12	0.20 ± 0.11	0.75 ± 0.34	1.28 ± 0.37
Sbc-Sd	0.37 ± 0.14	0.25 ± 0.12	1.53 ± 0.62	2.15 ± 0.66
Autres[a]	0.71 ± 0.28	0.39 ± 0.28	1.16 ± 0.69	2.24 ± 0.80
Tout type confondu	0.36 ± 0.11	0.14 ± 0.07	0.71 ± 0.34	1.21 ± 0.36

[a] Incluant les galaxies de type Sm, Irrégulières, et Particulières.

TAB. 1.3 – *Taux de supernovæ locales, exprimé en h^2·SNu ou $h = 1$. (d'après Cappellaro et al. 1999). Le résultat "Tout type confondu" est la moyenne pondérée de résultats par la luminosité moyenne de chaque type morphologique. Et comme la proportion d'irrégulière et particulière est relativement faible, leur influence sur la moyenne est relativement faible.*

1.3.4 Les SNIa particulières

Une fois encore, les observations ont mis en évidence des supernovæ aux caractéristiques spectrales ou photométriques non standard. Les objets les plus atypiques observés jusqu'à maintenant sont :

- SN1986G est significativement moins lumineuse que la moyenne. En outre, son spectre présente des anomalies telles que la présence d'une absorption plus importante que la moyenne de la raie de silicium à 5979Å (Fig. 1.14). On pourra trouver une analyse plus précise de ce spectre dans Phillips et al. (1987).
- SN1991bg est aussi une supernova sous-lumineuse (d'environ 2.5 magnitudes) intrinsèquement très rouge, comme la plupart des SN de sa classe, avec une décroissance anormalement rapide après le maximum. Il faut aussi souligner l'absence de maximum secondaire, habituel sur les courbes de lumière construites avec des filtres I. L'absence de Fer FeII et la forte présence de TiII dans le spectre en font une des supernovæ les plus atypiques jamais observée.

$< z >$	$R_{\text{SN Ia}}$ (h^2·SNu)	$(\Omega_{M_0}, \Omega_{\Lambda_0})$	Nb SNe	Auteur
~ 0	0.36 ± 0.11		70	Cappellaro et al. 1999[a]
0.13	$0.23^{+0.09+0.08}_{-0.05-0.08}$	(0.3, 0.7)	14	**?**
0.14	$0.44^{+0.35\ +0.13}_{-0.21\ -0.07}$	(0.3, 0.0)	4	Hardin et al. 2000
0.55	$0.58^{+0.10\ +0.10}_{-0.09\ -0.09}$	(0.3, 0.7)	38	Pain et al. 2002
0.55	$0.94^{+0.16\ +0.14}_{-0.14\ -0.14}$	(1.0, 0.0)	38	Pain et al. 2002

(a) cf. tab 1.3 pour le détail par type de galaxie.

TAB. 1.4 – *Mesure des taux de supernovæ de type Ia. Les valeurs sont données à différents décalages vers le rouge et pour différents modèles cosmologiques. Les décalages spectraux indiqués sont une valeur moyenne du lot utilisé.*

– SN1991t est un objet qui présente toutes les caractéristiques spectrales d'une SNIa normale après le maximum alors qu'elle ne contient pas de silicium (6355Å) avant ce maximum. D'un point de vue photométrique, cette supernova présente une courbe de lumière plus lumineuse que la normale avec une vitesse de décroissance post-maximum plus faible. Notons que la magnitude absolue est de l'ordre de -20.1 en B.

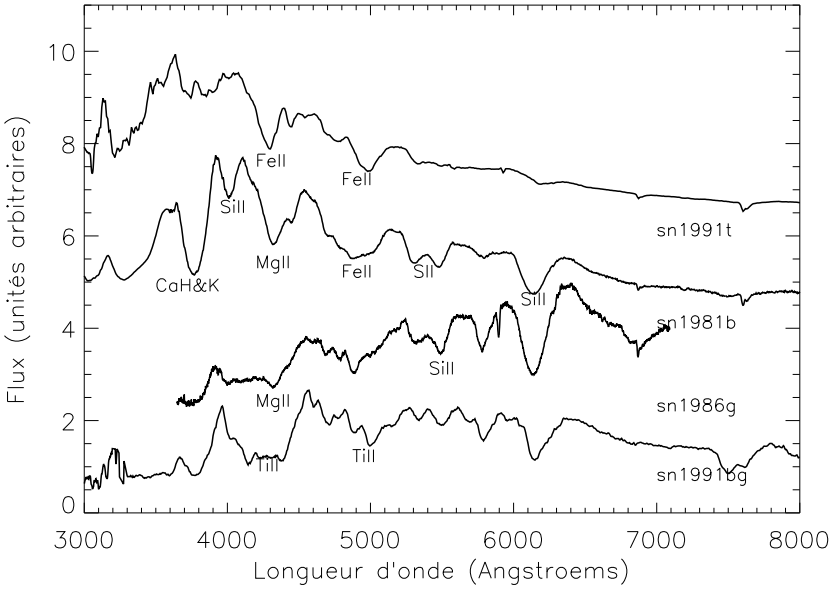

FIG. 1.14 – *Figure mettant en évidence la diversité spectrale parmi les SNIa. SN1991t est sur-lumineuse, sn1981b est normale et sn1991bg est sous-lumineuse (2.5 mag au dessous de la normal en B). sn1986g est aussi sous-lumineuse. L'absence de soufre ∼5950Å et de silicium ∼6100Å sont les caractéristiques pour reconnaître une supernova du type SN1991t. Alors que le manque de Fe et la présence de TiII sont des indicateurs sûrs pour identifier une supernova du type SN1991bg.*

On peut également mentionner l'émergence d'une nouvelle classe, celle des supernovæ du type sn1999aa, sorte de classe intermédiaire entre les supernovæ Ia "Branch normal" et les supernovæ du type sn1991T, spectralement proches de sn1991T mais exhibant du calcium CaH&K et un peu de silicium SiII (6355Å) avant le maximum (cf. Garavini 2004a).

Ainsi, Branch et al. (1993) a montré qu'on pouvait classer les SNIa en trois sous-catégories selon une séquence photométrique depuis des événements ayant une courbe de lumière sur-lumineuse dont la décroissance est relativement lente (dits du type sn1991T) à des événements sous-lumineux avec une décroissance rapide de la courbe de lumière après le maximum. Les autres événements sont dits normaux ou "Branch normal". Les SNIa sont classées "particulières" si elles ont des caractéristiques spectrales qui diffèrent des SNIa normales pour une phase donnée (l'âge du spectre par rapport au maximum de luminosité). La figure (Fig. 1.14) donne une illustration de la diversité des spectres de SNIa.

Terminons en mentionnant un événement troublant qui est la découverte de la supernova SN2002ic par Hamuy et al. (2003). Cet objet a la particularité de présenter des raies d'hydrogène, notamment H_α et H_β (Fig. 1.15) donc les vitesses sont trop grandes pour provenir de la galaxie hôte et trop faible pour provenir de la supernova elle-même. L'explication apportée par Livio & Riess (2003) tiendrait à dire que cet événement pourrait provenir de l'explosion d'un système de deux naines blanches dans un milieu encore composé d'hydrogène[9]. Le processus explosif aurait été si rapide que l'hydrogène du lobe de Roche n'aurait pas eu le temps d'être éliminé par les vents stellaires.

Si l'idée de diversité parmi les supernovæ ne fait aucun doute, il reste deux questions en suspens :

- Quelle est la fréquence d'apparition des objets particuliers ?
- Quelle est l'origine d'une telle diversité ?

Pour la seconde question on verra dans la partie suivante. Mais pour la première, des études ont été menées (Li et al. 2001b) et ont montré qu'environ un tiers des supernovæ de type Ia étaient des événements particuliers. Parmi cette fraction (finalement non négligeable), 16% sont du type SN1991bg et 20% de type SN1991t. Notons que cette étude a été réalisée à partir d'un lot de 45 objets proches. L'aboutissement des expériences telles que ESSENCE ou SNLS devraient permettre d'avoir, du fait de la grande statistique attendue, des estimations plus précises du taux de supernovæ particulières à plus grand décalage vers le rouge.

On reviendra sur l'analyse de quelques événements particuliers observés dans le SNLS, dans le chapitre (Chap. 6).

1.3.5 Modèles de SNIa : incertitudes sur les origines

Maintenant que les principaux critères nécessaires à la reconnaissance d'une supernova de type Ia ont été évoqués, il faut essayer de les relier à un progéniteur. On pourra trouver de très bonnes revues sur le sujet : Hillebrandt & Niemeyer (2000), Nomoto et al. (2001) et on ne présentera ici que les grands courants de pensée actuels.

Il est d'usage bien établi de penser que les supernovæ de type Ia "normales" sont le fruit de l'explosion d'une naine blanche, composée de carbone et d'oxygène, accrétant la matière d'un compagnon au sein d'un système binaire serré (Fig. 1.16). Cette configuration est appelée *système symbiotique*. Selon Branch et al. (1995) le taux d'accrétion $\dot{M}_c$ autour de 10^{-7} masse solaire par an et des simulations réalisées par Nomoto et al. (2003) ont montré qu'il fallait un taux d'accrétion suffisamment important pour compenser le vent stellaire dû aux flashs de l'hélium dégénéré et permettre l'accumulation de l'hélium autour de la naine blanche.

Le choix d'une telle naine blanche a l'avantage d'expliquer l'absence d'hydrogène, l'abondance d'éléments de masse intermédiaire et la forme de la courbe de lumière dont la double décroissance est essentiellement due à la décroissance radioactive du nickel (dont l'origine provient de la fusion des

[9] Avant de devenir un système binaire serré, l'une des étoiles est une géante qui, lors de son évolution, rempli son lobe de Roche et transfère de la masse à son compagnon.

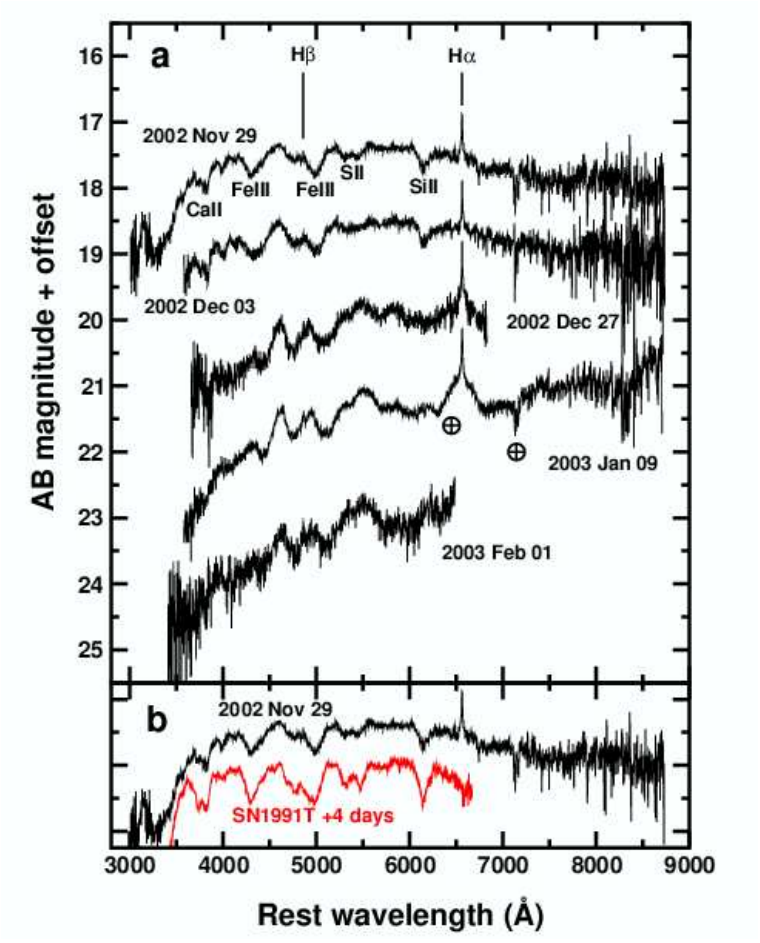

FIG. 1.15 – *Séquence spectrale de la supernova SN2002ic. On remarque la présence de SiII et de FeIII. La composition spectrale montre clairement qu'il ne s'agit pas d'une SN de type Ib/c (pas de raie He/Na à* $5900\AA$*). Mais ce spectre contient des raies d'hydrogène. Extrait de Hamuy et al. (2003).*

noyaux de silicium ^{28}Si) vers le fer selon la réaction :

$$^{56}Ni \underset{T_{1/2}=6.1jours}{\longrightarrow} {}^{56}Co \underset{T_{1/2}=77jours}{\longrightarrow} {}^{56}Fe$$

On rappelle que la naine blanche peut avoir une masse comprise entre 0.8 et $1.2M_{\odot}$. Ainsi, en accrétant la matière de son compagnon, elle va augmenter sa masse jusqu'à atteindre celle de Chandrasekhar[10] ($\sim 1.44M_{\odot}$), conduisant à son effondrement. Ce dernier augmente la densité (et donc la température) au centre, allumant ainsi la fusion du carbone.

Si la présence d'une naine blanche dans le système binaire ne fait aucun doute, le type du compagnon est encore l'objet de nombreux questionnements comme on le verra après.

Plusieurs scénarios ont été envisagés pour expliquer la diversité observée parmi les supernovæ. De même qu'on sait que la fusion du carbone va entraîner la synthèse de ^{56}Ni, la quantité de cet élément est encore bien incertaine. Mais des variations de celle-ci sont une explication possible à l'existence des SNIa sous-lumineuses et sur-lumineuses. Les premières synthétiseraient moins de ^{56}Ni que les SNIa normales

[10]La masse de Chandrasekhar est une limite de stabilité entre la pression de radiation des électrons et la gravitation des étoiles.

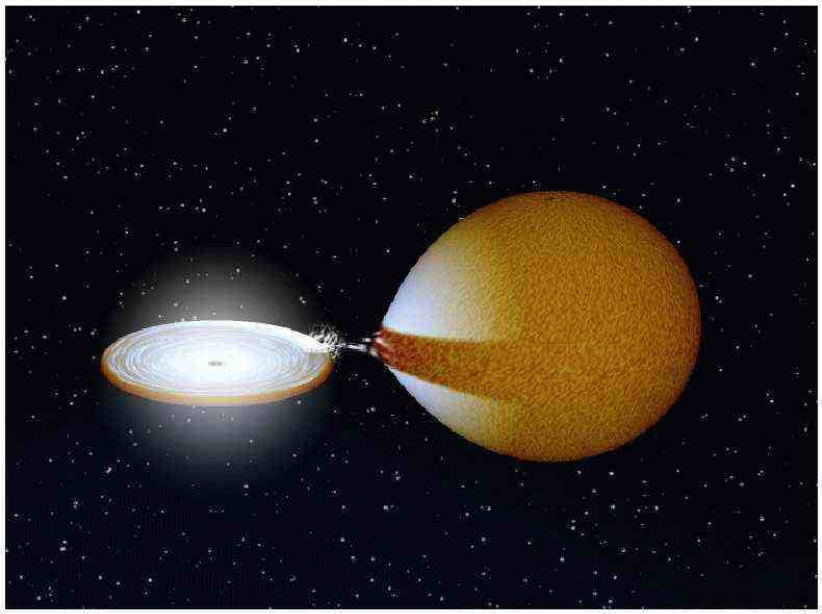

FIG. 1.16 – *Représentation d'un système binaire serré dans lequel une naine blanche accrète la matière de son compagnon. La naine blanche est au centre du disque d'accrétion, à gauche.*

qui en synthétiseraient moins que les sur-lumineuses. Nomoto (1984) avait trouvé que le meilleur modèle pour reproduire les observations (le modèle W7) partait d'une déflagration du carbone produisant $\sim 0.6 M_\odot$ de ^{56}Ni. Cette masse peut osciller entre 0.2 et 1 $M_\odot$. Elle est intrinsèquement liée au processus d'explosion qui en produira plus ou moins selon les conditions hydrodynamiques :

- une grande interrogation des modélistes sur le sujet est celle concernant la masse de Chandrasekhar. En effet, suivant la vitesse d'accrétion et la nature du matériau accrété, il peut se former, sur la naine blanche, une couche d'hélium dégénéré, dont l'explosion (par flash d'hélium) peut déclencher la compression du cœur puis l'allumage du carbone (Woosley & Weaver 1994). Ces modèles, faisant intervenir un progéniteur de masse inférieure à la masse de Chandrasekhar ($1.0 - 1.1 M_\odot$), sont très justement appelés modèles "sub-Chandrasekhar", et pourraient expliquer de manière satisfaisante les SNIa légèrement sous-lumineuses. La structure de leur éjecta se caractérise par une couche extérieure de nickel, de l'hélium de haute vitesse, au dessus des éléments de masse intermédiaire et du cœur de fer/nickel ;
- on pense aujourd'hui que le système symbiotique ne satisfait pas toujours et il a été envisagé d'autres possibilités où le compagnon pourrait être une autre naine blanche. L'explosion de la supernova résulte donc de la coalescence du système, qui est accompagnée de l'émission d'ondes gravitationnelles et aboutit à la fusion des deux naines blanches, pour former un objet de masse plus grande que celle de Chandrasekhar. On parle de *modèle super-Chandrasekhar* ;
- différents types d'explosion ont été avancés, selon que la flamme se déplace plus vite que la vitesse du son (on parle de *détonation*), le nickel ^{56}Ni est le principal élément synthétisé. Dans le cas d'une flamme qui se meut moins vite que la vitesse du son (il s'agit alors de *déflagration*), il y a plus de production d'éléments intermédiaires. Des modèles plus audacieux considèrent un processus d'explosion qui commence par une déflagration et lorsque la pression en amont du front devient trop importante, la vitesse de réaction s'accélère et l'explosion se transforme alors en une détonation. On parle de détonation retardée (Khokhlov 1991). La fusion est plus ou moins complète et les proportions d'éléments lourds diffèrent d'un modèle à l'autre rendant compte de

la diversité naturelle ;
L'importance des moyens de calcul permettent aujourd'hui de faire des modélisations tridimensionelles. On a ainsi vu apparaître récemment des modèles de déflagration turbulente (Gamezo et al. 2003) ou des modèles avec plusieurs points d'allumage proches du centre, permettant de faire exploser correctement la supernova (Niemeyer et al. 2003). Des simulations de ce type semblent éviter la surproduction d'éléments riches en neutrons au profit d'éléments de masses intermédiaires, point sensible jusqu'alors. Ce dernier modèle qui n'utilise pas de détonation retardée reproduit relativement bien les données observationnelles. Le nombre, la taille et la distribution radiale des points d'allumage pourraient être autant de possibilité pour expliquer la diversité. En fait, il faudrait simuler la naine blanche avant l'explosion pour avoir une idée plus précise des mécanismes d'allumage (Reinecke 2004).

Si d'énormes progrès ont été réalisés lors de ces dernières années avec l'avènement des simulations en trois dimensions, on se rend compte de l'immense diversité qui règne dans le monde des supernovæ de type Ia. L'incertitude sur le type et la masse du progéniteur, la difficulté à comprendre les phénomènes d'instabilité hydrodynamique (ignition et propagation de la flamme) rendent d'autant plus difficile la modélisation des observations. Néanmoins, comme on a pu le voir dans la partie traitant des supernovæ de type Ia particulières, la fréquence de ces objets n'est pas si grande et on peut considérer, au regard de l'homogénéité spectrale et surtout de la faible dispersion au maximum des courbes de lumière, que ces objets ont les qualités requisent pour être des chandelles standardisables comme nous allons le voir maintenant.

1.4 Attraits cosmologiques des supernovæ

La compréhension de l'histoire de l'univers est le but fondamental de la cosmologie. Le test le plus simple conceptuellement est d'observer comment des chandelles standard, ces astres dont la luminosité est réputée homogène, s'éteignent avec la distance. On peut trouver une revue des principaux indicateurs extragalactiques dans l'article de Jacoby (1992).Voilà bientôt un demi siècle, un paradigme pour comprendre les propriétés globales de l'univers, a émergé, basé sur la Relativité Générale en faisant l'hypothèse que l'univers est homogène et isotrope. Mais un peu plus d'une décennie aura suffit pour que les supernovæ de type Ia montrent leur puissance incontestable à mesurer des distances extragalactiques.

Etant donné que cette thèse ne contient aucun travail sur la cosmologie, on se contentera de faire des rappels brefs des méthodes utilisées pour mesurer la constante cosmologique et les paramètres cosmologiques à l'aide des supernovæ de type Ia. Par ailleurs, pour les supernovæ de type Ia à très faible décalage vers le rouge, on peut estimer la constante de Hubble.

1.4.1 Le modèle standard en quelques mots

Le modèle standard de la cosmologie décrit l'évolution globale de l'univers et est décrit par quelques équations qui répondent à des hypothèses simples :

– l'univers est homogène et isotrope à grande échelle, on le décrit par la métrique de Robertson-Walker

$$ds^2 = dt^2 - a(t)\Big\{\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2(d\theta^2 + sin^2\theta d\phi^2)\Big\} \tag{1.1}$$

qui définit l'élément de distance entre deux objets avec les coordonnées r, θ, ϕ et le temps t. On suppose que l'univers a une topologie simple telle que s'il a une courbure négative, nulle ou positive, k prend les valeurs -1, 0 ou +1, respectivement. Ces modèles d'univers sont alors dit ouverts,

plats ou fermés, respectivement. Le système de coordonnées est défini en co-mouvement avec la matière : ce sont des *coordonnées comobiles*. Afin d'introduire une dynamique dans la métrique de Robertson-Walker, on a introduit le facteur d'échelle $a(t)$ qui donne le rayon de courbure de l'univers à travers les temps.

– la description de la dynamique de l'univers issue de la Relativité Générale est décrite par l'équation de Friedmann-Lemaitre

$$H^2 \equiv (\dot{a}/a)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{k}{a^2} \tag{1.2}$$

Le taux d'expansion de notre univers (H), est appelé constante de Hubble (H_0 est la valeur de la constante à notre époque) et dépend du contenu de l'univers. Remarque fondamentale, cette équation relie la géométrie de l'univers à son contenu. On fait l'hypothèse que cet univers est composé de plusieurs constituants apportant chacun une fraction Ω_i de la densité critique

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_{crit}} = \frac{\rho_i}{\frac{3H^2}{8\pi G}} \tag{1.3}$$

On définit aussi une équation d'état reliant la densité ρ_i et la pression p_i par $w_i = p_i/\rho_i$. Par exemple, w_i prend la valeur 0 pour la matière normale, +1/3 pour les photons et -1 pour la constante cosmologique. Ainsi, l'ensemble des équations décrites ci-dessus fournissent les solutions de l'évolution globale de l'univers. D'autre part, muni des fractions Ω_i, on peut réécrire l'équation de Friedmann-Lemaitre sous une forme simplifiée

$$1 - \Omega_k = \sum_i \Omega_i \tag{1.4}$$

$\Omega_k = -k/a(t)^2 H^2$ décrit la courbure. Et si on considère un univers constitué uniquement de matière et d'énergie, alors on peut écrire cette équation de la manière suivante

$$1 - \Omega_k = \Omega_M + \Omega_\Lambda \tag{1.5}$$

Où Ω_M est la densité de matière et Ω_Λ, la constante cosmologique, toutes deux ramenées à la densité critique de l'univers.

Pour plus de détails sur la cosmologie, on pourra se reporter par exemple à Rich (2001).

1.4.2 Distance de luminosité et magnitudes

Nous venons de voir que la géométrie de l'univers est liée à son contenu *via* l'équation de Friedmann-Lemaitre. L'observable principale qui permet d'étudier cette géométrie, est la relation entre distance et vitesse. La mesure de cette vitesse se ramène à la mesure du décalage spectral z ($v = cz$). Par contre la mesure des distances est un problème bien plus complexe. En effet, il faut utiliser des indicateurs de distances différents (des chandelles standard) selon les échelles et les intercalibrations sont délicates.
On pourra trouver des développements des équations de la cosmologie dans Rich (2001).
Définissons la notion de distance de luminosité et la notion de magnitude.

1.4.2.1 Distance de luminosité

On appelle *chandelles standard* les objets dont la luminosité absolue $\mathcal{L}$, *i.e.* l'énergie totale par unité de temps, est connue. On peut mesurer son flux f (énergie reçue par unité de temps et de surface) et définir sa distance de luminosité d_L par

$$d_L^2 = \frac{\mathcal{L}}{4\pi f} \tag{1.6}$$

En exprimant cette relation dans un repère comobile, on obtient l'expression suivante du flux

$$f = \mathcal{L} \times \frac{1}{4\pi \mathcal{S}_k^2(\chi) R_0^2} \frac{1}{(1+z)^2} \tag{1.7}$$

Où R_0 est la valeur actuelle du facteur d'échelle ($t = t_0$) et S_k est une fonction qui définit la géométrie de l'univers selon la valeur de k[11]

Donc

$$d_L(z) = R_0(1+z) \times \mathcal{S}_k\Big(\frac{c}{H_0 R_0} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{(1+z')^2(1+z'\Omega_{M_0}) - \Omega_{\Lambda_0} z'(2+z')}}\Big) \tag{1.8}$$

Et si $z \ll 1$, on obtient

$$d_L(z) \sim \frac{cz}{H_0}\Big\{1 + \frac{1-q_0}{2} z + \mathcal{O}(z^2)\Big\}, \text{ si z} \ll 1 \tag{1.9}$$

Avec $q_0 = \frac{\Omega_M}{2} - \Omega_\Lambda$
Et dans le cas où $z \to 0$, il vient

$$d_L(z) = \frac{cz}{H_0} + \mathcal{O}(z^2) \tag{1.10}$$

On retrouve la relation de Hubble.

1.4.2.2 Les inévitables magnitudes

En pratique, on n'utilise pas le flux des photons mais les magnitudes définies par

$$m = -2.5 \times \log\Big(\frac{f}{f_0}\Big) \tag{1.11}$$

où f_0 est un flux de référence. m est appelée magnitude apparente de l'objet observé. De même, on définit la magnitude absolue M comme la magnitude apparente de l'objet s'il était à situé à 10pc de l'observateur. Il est donc possible de réécrire la relation (Equ. 1.11), compte tenu de la définition de la distance de luminosité (Equ. 1.6) de la manière suivante

$$m = M + 5 \times \log\Big(\frac{d_L(z)}{10pc}\Big) \tag{1.12}$$

En général, on définit le module de distance $\mu(z)$, expression de la distance de luminosité terme de magnitude

$$\mu(z) = 5 \times \log\Big(\frac{d_L(z)}{1Mpc}\Big) + 25 \tag{1.13}$$

Mais ces définitions ne sont valables que pour une longueur d'onde donnée, alors que les observations se font avec des filtres de transmittance T. La magnitude apparente est alors définie de la manière suivante

$$m_T = -2.5 \times \log\Big(\int_0^\infty d\lambda\, T(\lambda) f(\lambda)\Big) \tag{1.14}$$

On définit la magnitude absolue et le module de distance de manière similaire.

Le fait qu'on utilise les magnitudes instrumentales pose un petit problème. En effet, il faut corriger les magnitudes apparentes de l'effet de rougissement des spectres vus à travers des bandes passantes fixes. Cette correction appelée *correction K* est purement instrumentale. Pour plus de renseignements sur

[11] $S_k(\chi) = sin(\chi), \chi, sinh(\chi)$ si $k = 1, 0, -1$ respectivement.

cette correction, et quelques autres, indispensables, telle que l'absorption atmosphérique par exemple, on pourra consulter la thèse de Raux (2003).

Il reste à mentionner la magnitude AB telle qu'elle est définie dans Oke & Gunn (1983) :

$$AB = -2.5 \times \log f_\nu + 48.60 \tag{1.15}$$

où f_ν est le flux exprimé en $erg.cm^{-2}.s^{-1}.Hz^{-1}$. La constante a été choisie telle que la magnitude AB=V pour un objet dont le spectre est plat. Pratiquement, AB=V à 5480Å pour les objets ayant une spectre relativement plat. Ce système de magnitude est utilisé par le SNLS comme on le verra par la suite.

1.4.3 La standardisation des supernovæ de type Ia

Dans les sections précédentes nous avons mis en lumière les particularités des SNIa. Alors finalement, il est légitime de s'interroger sur la réelle standardité de ces astres. En fait, si on exclut les évémenements particuliers, la population résiduelle (qui reste majoritaire à 65%) est particulièrement homogène. Néanmoins, même au sein de ces SNIa "normales" des différences sont observées tant dans le spectre que dans la courbe de lumière. La dispersion observée en B est d'environ 0.5 magnitude en B, ce qui est rédhibitoire pour faire de ces objets des indicateurs de distance suffisamment précis. En effet, une telle dispersion correspond à une différence d'environ 46% sur le flux soit des disparités de l'ordre de 23% sur les distances.

Tout est perdu ? Non, tout est pour le mieux dans le meilleur des mondes possibles. Rappelons nous, le graphique (Fig. 1.13) nous avait permis, d'observer une corrélation entre le maximum de luminosité et la décroissance des courbes de lumière. Cette corrélation a été montrée par Phillips (1993) à partir d'une vingtaine de supernovæ de type Ia proches, découvertes par le Calàn Tololo Supernovae Search. Cette étude a en effet mis en évidence que les courbes de lumière les plus étroites correspondent aux supernovæ les moins lumineuses. Pour mesurer cet effet, il existe plusieurs méthodes dont trois vraiment importantes qu'il faut citer. La première est la mesure de la variation de magnitude entre le maximum de la courbe de lumière et quinze jours après ce maximum : $\Delta_{m_{15}}$. La deuxième est la mesure du facteur d'étirement temporel[12] de la courbe de lumière utilisé pour ramener toutes les courbes de lumière observées à la forme d'un patron de courbe de lumière, défini par Goldhaber et al. (2001), de facteur d'étirement s égal à l'unité. Cette correction conduit à l'uniformisation des courbes de lumière comme le montre la figure (Fig. 1.17). La dernière méthode, MLCS (*Multi Light Curve Shape*) consiste aussi à construire un patron de courbe de lumière à l'aide d'un lot d'entraînement. Les courbes de lumières sont alors ajustées à partir de deux paramètres de forme. On se reportera à Riess et al. (1998) et Tonry et al. (2003) pour une description plus détaillée de cette méthode de standardisation des courbes de lumière.

Ainsi, ces méthodes d'uniformisation permettent d'obtenir des échantillons homogènes, standardisés utilisés pour constuire le diagramme de Hubble.

1.4.4 Le diagramme de Hubble

Dans les sections précédentes, après avoir définit l'aire de jeu et les outils pour faire des mesures de cosmologie, on va maintenant parler du diagramme de Hubble qui permet d'estimer les paramètres cosmologiques depuis la constante de Hubble H_0 à faible décalage vers le rouge, jusqu'à la densité de matière et la constante cosmologique.

Il s'agit simplement de faire le diagramme de la magnitude apparente au maximum, en fonction du décalage vers le rouge.

[12] On l'appelle souvent facteur de *stretch*.

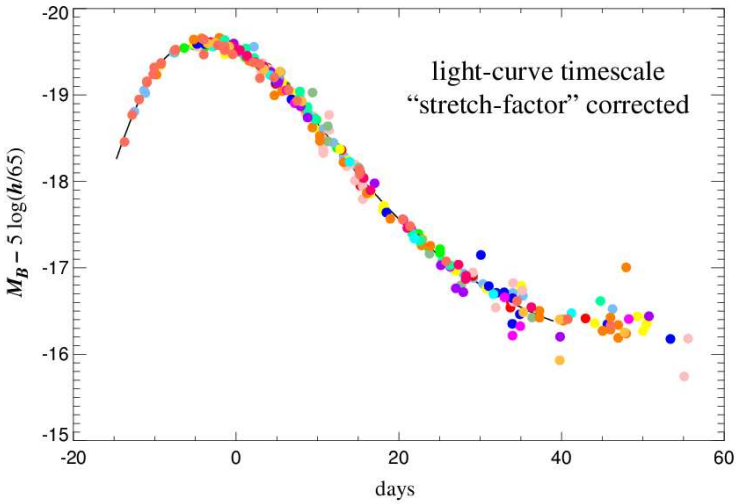

FIG. 1.17 – *Courbes de lumière acquises dans la bande B corrigées du facteur d'étirement. Cette méthode permet de réduire la dispersion de luminosité de 40% (en flux) à un peu moins de 20%. C'est ici qu'intervient le processus de standardisation des supernovæ.*

Dans notre cas, on utilise les SNIa considérées comme des chandelles standard, ce qui revient à porter le module de distance (puisque la magnitude absolue est supposée constante) en fonction du décalage vers le rouge. La magnitude au maximum de chaque SNIa est déterminée sur la courbe de lumière standardisée selon le schéma définit précédemment (correction du facteur d'étirement). Dans ce diagramme, il y a deux zones importantes.

- $z \leq 0.2$: c'est une zone peu éloignée dans laquelle l'influence des paramètres cosmologiques $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ est négligeable. La relation entre la magnitude apparente et le décalage vers le rouge est linéaire. La constante de proportionnalité entre les deux est la constante de Hubble H_0. C'est donc avec des chandelles standard qu'on mesure cette constante, dans ce domaine.
- $z > 0.2$: L'influence des paramètres $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ est plus importante, c'est le domaine utilisé pour obtenir des contraintes sur ces paramètres.

On va maintenant voir, munis de ces éléments, quels sont les derniers résultats avec les supernovæ de type Ia.

1.4.5 Brève revue de cosmologie

Depuis près d'une dizaine d'années, deux équipes, l'équipe "High-Z SN Search" et le "Supernova Cosmology Project" ont entrepris des recherches intensives de SNIa afin d'obtenir un grand échantillon nécessaire à la détermination de la valeur des paramètres cosmologiques.

C'est ainsi que Riess et al. (1998) et Perlmutter et al. (1999) ont pu estimer une valeur du paramètre de décélération négative $q_0 = -0.55$ correspondant à des valeurs de $(0.28, 0.72)$ pour le couple $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$. Les valeurs de ce couple ont été obtenues en utilisant le présupposé d'un univers plat donc avec $\Omega_k = 0$, valeur depuis confirmée avec les récents résultats du satellite WMAP (Spergel et al. 2003).

Depuis, d'autres mesures sont venues confirmer ces résultats, notamment avec des mesures photométriques obtenues avec le satellite spatial Hubble (Knop et al. 2003, Tonry et al. 2003 et très récemment Riess et al. 2004). On pourra trouver un exemple de diagramme de Hubble établi avec les supernovæ de type Ia découvertes par le SCP et le HZSNST dans la figure (Fig. 1.18).

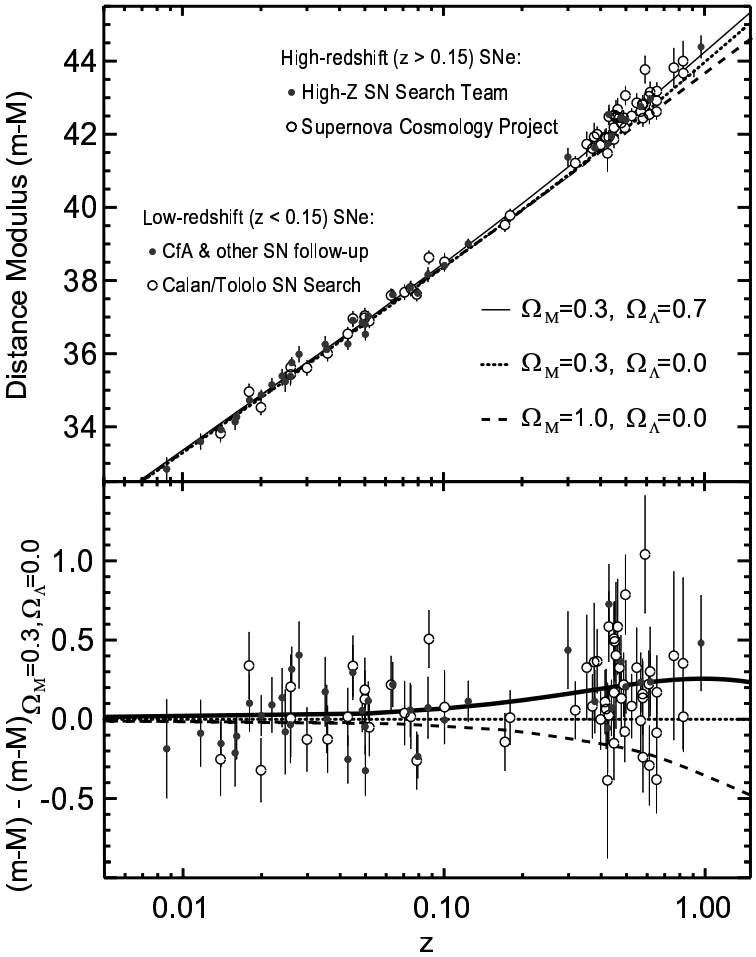

FIG. 1.18 – *Diagramme de Hubble cumulant les SNIa du SCP et du HZSNST. Ce lot est constitué d'objets proches obtenus lors de la campagne du Calan/Tololo et d'objets éloignés observés par les deux équipes. Seules des observations à grands décalages vers le rouge permettent de lever des dégénérescences entre les modèles. Le meilleur ajustement favorise l'existence d'une constante cosmologique. Tiré de Perlmutter & Schmidt (2003).*

Ces articles ont mis en évidence l'expansion accélérée de l'univers (du fait de la valeur de q_0) et l'existence d'une possible énergie noire s'opposant à la gravitation, responsable de cette expansion. On pourra trouver les informations sur l'énergie noire dans la revue de Peebles (2003).

Mais si des incertitudes sont prises en compte lors des calculs, telles que la poussière grise, le lentillage gravitationnel, par exemple, il en est une qui est nettement plus inquiétante, c'est celle de l'évolution des SNIa au fil du temps $i.e$ en fonction du décalage vers le rouge. Des études ont été menées, notamment pour tester l'influence de la galaxie hôte des SNIa (Sullivan et al. 2003) et il n'y a pas de différences quant aux résultats de cosmologie selon le type de galaxies hôtes. D'après Perlmutter & Schmidt (2003), aucune trace d'évolution n'aurait été mise en évidence à ce jour, dans les SNIa. Selon eux, plus d'objets de plus grande qualité spectrale sont nécessaires pour envisager d'en trouver.

Références

Blanc G. (2002), *Recherche et étude des supernovæ , Mesure du taux d'explosion*, thèse de Doctorat, Université Paris XI.

Bowers E.J.C., Meikle W.P.S., Geballe T.R., Walton N.A., Pinto P.A., Dhillon V.S., Howell S.B. & Harrop-Allin M.K. (1997), *Infrared and optical spectroscopy of Type Ia supernovae in the nebular phase*, MNRAS, **290**, pp. 663–679.

Branch D., Fisher A. & Nugent P. (1993), *On the relative frequencies of spectroscopically normal and peculiar type IA supernovae*, AJ, **106**, pp. 2383–2391.

Branch D., Livio M., Yungelson L.R., Boffi F.R. & Baron E. (1995), *In Search of the Progenitors of Type IA Supernovae*, PASP, **107**, pp. 1019–+.

Burrows A. & Thompson T.A. (2003), *The Mechanism of Core-Collapse Supernova Explosions : A Status Report*, in *From Twilight to Highlight : The Physics of Supernovae* (2003).

Cappellaro E., Evans R. & Turatto M. (1999), *A new determination of supernova rates and a comparison with indicators for galactic star formation*, A&A, **351**, pp. 459–466.

Contardo G., Leibundgut B. & Vacca W.D. (2000), *Epochs of maximum light and bolometric light curves of type Ia supernovae*, A&A, **359**, pp. 876–886.

Diu B., Guthmann C., Lederer D. & Roulet B., *Physique statistique* (1989), hermann, (paris) edition.

Filippenko A.V. (1997), *Optical spectra of Supernovae*, ARA&A, **35**, pp. 309–55.

Gamezo V.N., Khokhlov A.M., Oran E.S., Chtchelkanova A.Y. & Rosenberg R.O. (2003), *Thermonuclear Supernovae : Simulations of the Deflagration Stage and Their Implications*, Science, **299**, pp. 77–81.

Garavini G. (2004a), *Direct spectroscopic analysis of the peculiar SN1999aa*, ApJ.

Goldhaber G., Groom D.E., Kim A., Aldering G., Astier P., Conley A., Deustua S.E., Ellis R., Fabbro S., Fruchter A.S., Goobar A., Hook I., Irwin M., Kim M., Knop R.A. et al. (2001), *Timescale Stretch Parameterization of Type Ia Supernova B-Band Light Curves*, ApJ, **558**, pp. 359–368.

Gourgoulhon E., *Objets compacts* (DEA d'astrophysique et techniques spatiales 1999).

Hamuy M. (2003), *Observed and Physical Properties of Core-Collapse Supernovae*, ApJ, **582**, pp. 905–914.

Hamuy M., Phillips M.M., Suntzeff N.B., Maza J., González L.E., Roth M., Krisciunas K., Morrell N., Green E.M., Persson S.E. & McCarthy P.J. (2003), *An asymptotic-giant-branch star in the progenitor system of a type Ia supernova*, Nature, **424**, pp. 651–654.

Hardin D., Afonso C., Alard C., Albert J.N., Amadon A., Andersen J., Ansari R., Aubourg É., Bareyre P., Bauer F., Beaulieu J.P., Blanc G., Bouquet A., Char S., Charlot X. et al. (2000), *Type Ia supernova rate at z ~0.1*, A&A, **362**, pp. 419–425.

Hillebrandt W. & Niemeyer J.C. (2000), *Type IA Supernova Explosion Models*, ARA&A, **38**, pp. 191–230.

Jacoby G.H., Branch D., Clardullo R., Davies R.L., Harris W.E., Pierce M.J., Pritchet C.J., Tonry J.L. & Welch D.L. (1992), *A critical review of selected techniques for measuring extragalactic distances*, PASP, **104**, pp. 599–662.

Khokhlov A.M. (1991), *Delayed detonation model for type IA supernovae*, A&A, **245**, pp. 114–128.

Knop R.A., Aldering G., Amanullah R., Astier P., Blanc G., Burns M.S., Conley A., Deustua S.E., Doi M., Ellis R., Fabbro S., Folatelli G., Fruchter A.S., Garavini G., Garmond S. et al. (2003), *New Constraints on Ω_M, Ω_Λ, and w from an Independent Set of 11 High-Redshift Supernovae Observed with the Hubble Space Telescope*, ApJ, **598**, pp. 102–137.

Leibundgut B. (2000), *Type Ia Supernovae*, A&A Rev., **10**, pp. 179–209.

Li W., Filippenko A.V., Treffers R.R., Riess A.G., Hu J. & Qiu Y. (2001), *A High Intrinsic Peculiarity Rate among Type IA Supernovae*, ApJ, **546**, pp. 734–743.

Livio M. & Riess A.G. (2003), *Have the Elusive Progenitors of Type Ia Supernovae Been Discovered ?*, ApJ, **594**, pp. L93–L94.

Minkowski R. (1941), *Spectra of Supernovae*, PASP, **53**, pp. 224–+.

Mochkovitch R. (1994), *An Introduction to the Physics of Type II Supernova Explosions*, in *LNP Vol. 440 : Matter Under Extreme Conditions* (1994).

Niemeyer J.C., Reinecke M., Travaglio C. & Hillebrandt W. (2003), *Small Steps Toward Realistic Explosion Models of Type Ia Supernovae*, in *From Twilight to Highlight : The Physics of Supernovae* (2003).

Nomoto K., Iwamoto K. & Kishimoto N. (1997), *Type IA supernovae : their origin and possible applications in cosmology.*, Science, **276**, pp. 1378–1382.

Nomoto K., Mazzali P.A., Nakamura T., Iwamoto K., Danziger I.J. & Patat F. (2001), *The properties of hypernovae : SNe Ic 1998bw, 1997ef, and SN IIn 1997cy*, in *Supernovae and Gamma-Ray Bursts : the Greatest Explosions since the Big Bang* (2001).

Nomoto K., Thielemann F.K. & Yokoi K. (1984), *Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III - Carbon deflagration supernovae*, ApJ, **286**, pp. 644–658.

Nomoto K., Uenishi T., Kobayashi C., Umeda H., Ohkubo T., Hachisu I. & Kato M. (2003), *Type Ia Supernovae : Progenitors and Diversities*, in *From Twilight to Highlight : The Physics of Supernovae* (2003).

Oke J.B. & Gunn J.E. (1983), *Secondary standard stars for absolute spectrophotometry*, ApJ, **266**, pp. 713–717.

Pain R., Fabbro S., Sullivan M., Ellis R.S., Aldering G., Astier P., Deustua S.E., Fruchter A.S., Goldhaber G., Goobar A., Groom D.E., Hardin D., Hook I.M., Howell D.A., Irwin M.J. et al. (2002), *The Distant Type Ia Supernova Rate*, ApJ, **577**, pp. 120–132.

Peebles P.J. & Ratra B. (2003), *The cosmological constant and dark energy*, Reviews of Modern Physics, **75**, pp. 559–606.

Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G., Knop R.A., Nugent P., Castro P.G., Deustua S., Fabbro S., Goobar A., Groom D.E., Hook I.M., Kim A.G., Kim M.Y., Lee J.C., Nunes N.J. et al. (1999), *Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae*, ApJ, **517**, pp. 565–586.

Perlmutter S. & Schmidt B.P. (2003), *Measuring Cosmology with Supernovae*, in *LNP Vol. 598 : Supernovae and Gamma-Ray Bursters* (2003).

Phillips M.M. (1993), *The absolute magnitudes of Type Ia supernovae*, ApJ, **413**, pp. L105–L108.

Phillips M.M., Phillips A.C., Heathcote S.R., Blanco V.M., Geisler D., Hamilton D., Suntzeff N.B., Jablonski F.J., Steiner J.E., Cowley A.P., Schmidtke P., Wyckoff S., Hutchings J.B., Tonry J., Strauss M.A. et al. (1987), *The type 1a supernova 1986G in NGC 5128 - Optical photometry and spectra*, PASP, **99**, pp. 592–605.

Raux J. (2003), *Photométrie différentielle de supernovæ de type Ia lointaines (0.5<z<1.2) mesurées avec le télescope spatial Hubble et estimation des paramètres cosmologiques*, thèse de Doctorat, Université Paris XI.

Reinecke M. (2004), communication privée.

Rich J., *Fundamentals of cosmology* (Springer 2001).

Richardson D., Branch D., Casebeer D., Millard J., Thomas R.C. & Baron E. (2002), *A Comparative Study of the Absolute Magnitude Distributions of Supernovae*, AJ, **123**, pp. 745–752.

Riess A.G., Filippenko A.V., Challis P., Clocchiatti A., Diercks A., Garnavich P.M., Gilliland R.L., Hogan C.J., Jha S., Kirshner R.P., Leibundgut B., Phillips M.M., Reiss D., Schmidt B.P., Schommer R.A. et al. (1998), *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*, AJ, **116**, pp. 1009–1038.

Riess A.G., Filippenko A.V., Li W., Treffers R.R., Schmidt B.P., Qiu Y., Hu J., Armstrong M., Faranda C., Thouvenot E. & Buil C. (1999a), *The Rise Time of Nearby Type IA Supernovae*, AJ, **118**, pp. 2675–2688.

Riess A.G., Kirshner R.P., Schmidt B.P., Jha S., Challis P., Garnavich P.M., Esin A.A., Carpenter C., Grashius R., Schild R.E., Berlind P.L., Huchra J.P., Prosser C.F., Falco E.E., Benson P.J. et al. (1999b), *BVRI Light Curves for 22 Type IA Supernovae*, AJ, **117**, pp. 707–724.

Riess A.G., Strolger L., Tonry J., Casertano S., Ferguson H.C., Mobasher B., Challis P., Filippenko A.V., Jha S., Li W., Chornock R., Kirshner R.P., Leibundgut B., Dickinson M., Livio M. et al. (2004), *Type Ia Supernova Discoveries at z>1 From the Hubble Space Telescope : Evidence for Past Deceleration and Constraints on Dark Energy Evolution*, ArXiv Astrophysics e-prints, `astro-ph/0402512`.

Saha A., Sandage A., Tammann G.A., Labhardt L., Macchetto F.D. & Panagia N. (1999), *Cepheid Calibration of the Peak Brightness of Type IA Supernovae. IX. SN 1989B in NGC 3627*, ApJ, **522**, pp. 802–838.

Sonneborn G., Fransson C., Lundqvist P., Cassatella A., Gilmozzi R., Kirshner R.P., Panagia N. & Wamsteker W. (1997), *The Evolution of Ultraviolet Emission Lines from Circumstellar Material Surrounding SN 1987A*, ApJ, **477**, pp. 848–+.

Spergel D.N., Verde L., Peiris H.V., Komatsu E., Nolta M.R., Bennett C.L., Halpern M., Hinshaw G., Jarosik N., Kogut A., Limon M., Meyer S.S., Page L., Tucker G.S., Weiland J.L. et al. (2003), *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters*, ApJS, **148**, pp. 175–194.

Sullivan M., Ellis R.S., Aldering G., Amanullah R., Astier P., Blanc G., Burns M.S., Conley A., Deustua S.E., Doi M., Fabbro S., Folatelli G., Fruchter A.S., Garavini G., Gibbons R. et al. (2003), *The Hubble diagram of type Ia supernovae as a function of host galaxy morphology*, MNRAS, **340**, pp. 1057–1075.

Thielemann F.K., Rauscher T., Freiburghaus C., Nomoto K., Hashimoto M., Pfeiffer B. & Kratz K.L. (1998), *Nucleosynthesis Basics and Applications to Supernovae*, in *Neutrino Physics and Astrophysics* (1998).

Tonry J.L., Schmidt B.P., Barris B., Candia P., Challis P., Clocchiatti A., Coil A.L., Filippenko A.V., Garnavich P., Hogan C., Holland S.T., Jha S., Kirshner R.P., Krisciunas K., Leibundgut B. et al. (2003), *Cosmological Results from High-z Supernovae*, ApJ, **594**, pp. 1–24.

Woosley S.E., Pinto P.A., Martin P.G. & Weaver T.A. (1987), *Supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud - The explosion of an approximately 20 solar mass star which has experienced mass loss ?*, ApJ, **318**, pp. 664–673.

Woosley S.E. & Weaver T.A. (1986), *The physics of supernova explosions*, ARA&A, **24**, pp. 205–253.

Woosley S.E. & Weaver T.A. (1994), *Sub-Chandrasekhar mass models for Type IA supernovae*, ApJ, **423**, pp. 371–379.

Zwicky F. (1938), *On the Search for Supernovae*, PASP, **50**, pp. 215+.

Chapitre 2

Les campagnes 2001 à 2003

Introduction générale

Après avoir passé en revue les principales caractéristiques des supernovæ et en particulier celles de type Ia, je vais m'attacher, durant ce chapitre, à décrire les différentes campagnes de recherche de supernovæ auxquelles j'ai contribué durant ma thèse, soit en étant chargé de la réduction et de l'analyse des spectres, soit en participant en plus aux observations spectrométriques.

Les trois types de campagne (SCP, haute résolution et SNLS) ont l'objectif commun de découvrir et d'analyser des spectres de supernovæ de type Ia à grand décalage vers le rouge afin de mieux contraindre et séparer les modèles cosmologiques (forte levée de dégénerescence à des décalages proches de 1), la compréhension des systématiques observationnelles, des modifications des caractérisques spectrales en fonction du décalage vers le rouge (détectable avec une très haute résolution spectrale). Les deux premières expériences dont nous allons parler, sont de première génération.

L'expérience SNLS est une expérience de deuxième génération faisant intervenir une quantité considérable de temps (près d'une centaine de nuits sur 5 ans) pour une recherche intensive de SNIa.

2.1 Les campagnes de recherche du SCP avec ESI

2.1.1 Contexte scientifique

La mesure de 42 supernovæ de type Ia dont les décalages vers le rouge s'étalent entre 0.18 et 0.83 a permis de mettre en évidence l'accélération de l'expansion de l'univers et l'existence d'une énergie sombre représentant près de 70% du contenu de l'univers. Le contrôle des incertitudes et donc l'amélioration de la précision sur les mesures ont conduit le Supernova Cosmology Project à vouloir remplir le diagramme de Hubble jusqu'à des décalages vers le rouge de 1.2. En effet, atteindre de tels décalages augmente la sensibilité sur les paramètres cosmologiques et permet de mieux discriminer les modèles (cf. Fig. 2.1). La proposition de programme de cette figure, basée sur une simulation prétend pouvoir vérifier la courbure de l'univers obtenue avec les données du CMB.

La mesure de la métallicité dans la partie ultra-violet des spectres est aussi un objectif qu'espère atteindre le SCP en observant ces supernovæ de type Ia si lointaines. En effet, la métallicité pourrait être un paramètre important gouvernant le transfert radiatif dans la photosphère des supernovæ qui n'est pas encore très bien compris.

Dans la suite, on décrit globalement les différentes observations et les moyens mis en œuvre lors de ces différentes campagnes avec l'ensemble des télescopes concernés. On définit aussi le protocole d'observation appliqué pour ces différentes campagnes de recherche.

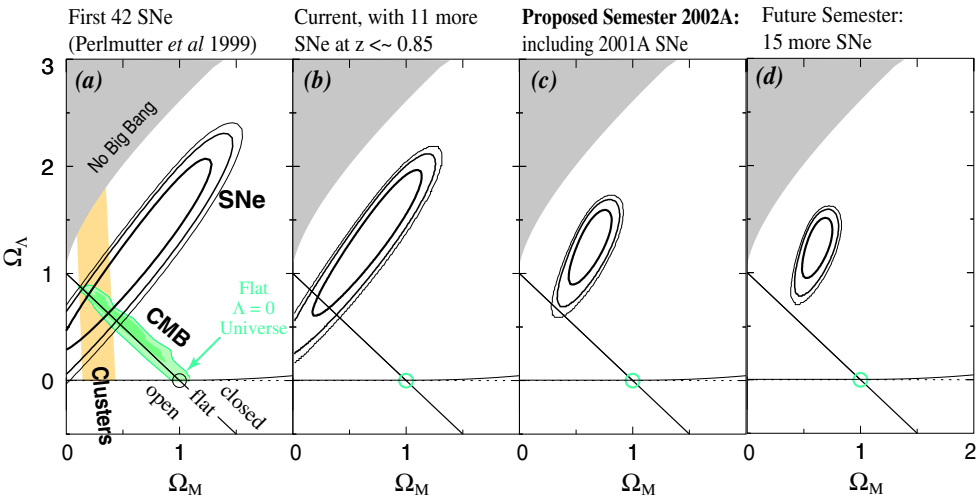

FIG. 2.1 – *(a) Contours de confiance dans le plan (Ω_M,Ω_Λ) à 68%, 90% et 95% obtenus avec les 42 objets distants de Perlmutter et al. (1999) combiné aux résultats du CMB de Jaffe et al. (2001). (b) Contours de confiance en incluant les 11 SNIa de Knop et al. (2003) avec suivi du télescope spatial Hubble. (c) Résultats attendus après la campagne de recherche du semestre 2002A en incluant les résultats des SNIa découvertes au Keck au semestre 2001A. (d) Résultats après un semestre de plus. Aucun présupposé n'a été utilisé pour réaliser ces simulations.*

2.1.2 Méthode classique de recherche des supernovæ

Comme nous l'avons vu dans le chapitre (Chap. 1), les supernovæ de type Ia sont des objets variables. Un des moyens de les détecter est de comparer des images prises à différentes périodes. La méthode moderne consiste dans un premier temps à faire des observations d'un champ à une époque donnée, autour d'une nouvelle lune (pour minimiser la lumière de fond de ciel). C'est l'*époque de référence*. Dans un second temps, l'étape de découverte a lieu autour de la nouvelle lune suivante. Le champ de référence est réobservé, cette période est définie comme l'*époque de recherche*. La figure (Fig. 2.2) illustre le principe de recherche des supernovæ de type Ia. Les observations s'effectuent avec des filtres, dispositifs optiques qui sélectionnent une gamme de longueurs d'onde et permettent d'optimiser le rapport signal sur bruit. Chaque période d'observation consiste à prendre plusieurs expositions du même champ que l'on va sommer. Le temps d'exposition dépend entre autres du choix du filtre et de la profondeur du champ désirée.

Le choix du filtre est lui dicté par la gamme de décalages vers le rouge visée. En effet, les observations photométriques doivent être effectuées dans un filtre proche du filtre correspondant au filtre bleu dans le référentiel de la supernova, où la luminosité est la plus importante. Avec le décalage vers le rouge, cette partie du spectre est décalée dans une gamme de longueurs d'onde différente. Le choix du filtre de l'observateur doit être adapté. Typiquement, les supernovæ de décalages vers le rouge de 0.2, 0.5 ou 0.9 seront observées respectivement dans les filtres V, R et I (correspondants respectivement au vert, rouge et proche infra-rouge). La figure (Fig. 2.3) illustre ce choix de filtre pour une supernova à un décalage vers le rouge de 0.9.

Suite aux observations, on effectue un pré-traitement des images consistant à corriger les images des piédestaux de l'électronique, de l'efficacité quantique des CCDs, des franges... Les images sont ensuite alignées geométriquement. On harmonise ensuite la résolution des images qui dépend des conditions atmosphériques (en particulier par effet de *seeing*). Ces étapes bien décrites dans Fabbro (2001) ou Raux

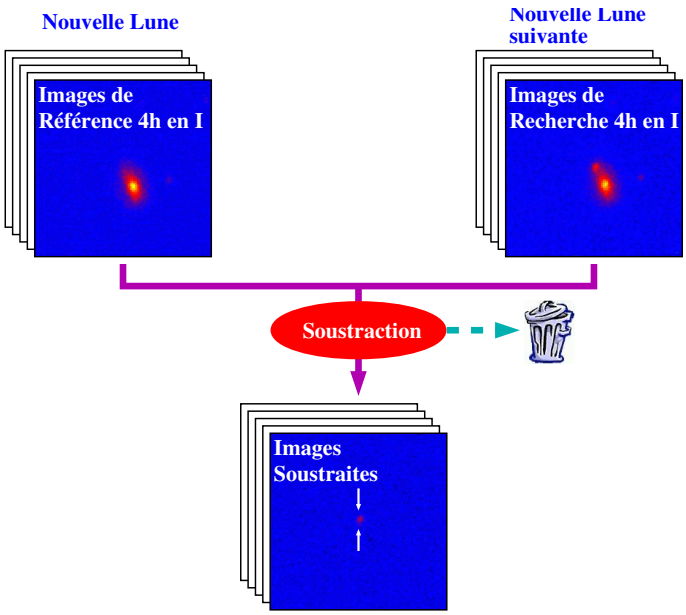

FIG. 2.2 – *Figure illustrant la stratégie de recherche des supernovæ de type Ia. Cet exemple, donné pour une recherche avec le filtre I, reste valable avec les autres filtres. Le choix du filtre est dicté par la gamme de décalage vers le rouge visée.*

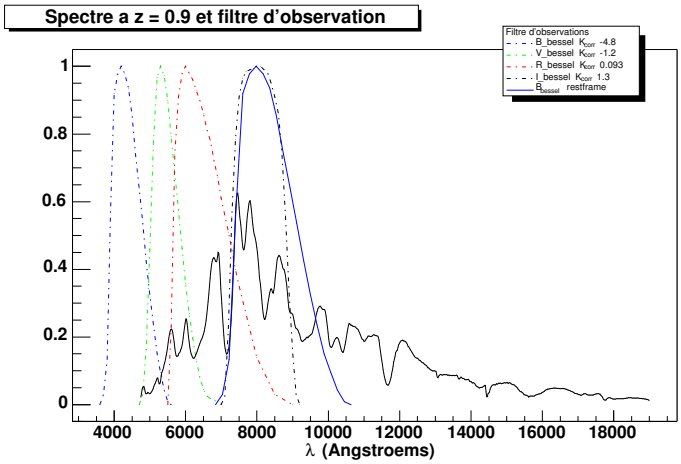

FIG. 2.3 – *Figure montrant l'importance du choix du filtre de l'observateur pour reproduire des observations dans le filtre bleu dans le référentiel de l'objet. Pour cette SNIa à z=0.9, le maximum de luminosité apparaît dans le filtre I.*

(2003), sont difficiles à mettre en œuvre et un logiciel dédié, ToADS [1], a été développé par l'équipe FROGS[2] pour automatiser ce processus.

Une fois ces ajustements réalisés, il est possible de faire une soustraction pixel à pixel et de construire une liste d'objets dont le flux a varié. Rien ne nous dit ici que ces objets sont des supernovæ de type Ia. Des coupures sont alors appliquées pour éliminer les artefacts de soustraction, les objets plus faiblement

[1]Tools for Analysis and Detection of Supernovæ.

[2]FROGS pour FRench Observing Group of supernovæ.

variables que les supernovæ de type Ia, comme les étoiles variables, les noyaux actifs de galaxie (AGN), les quasars et les supernovae de types différents. On procède de deux manières différentes :

- pour s'assurer que les objets ne sont pas des astéroïdes, des satellites (et plus rarement des avions) passant dans le champ au moment des observations, la série d'images acquises est séparée en deux et la recherche des événements est effectuée sur chacune des sous-séries. On ne garde alors que les candidats en coïncidence.
- afin d'éliminer les étoiles variables, on sélectionne sur la forme de l'objet et la distance entre l'événement et l'objet le plus proche (distance d'association). Si l'objet est trop circulaire et/ou la distance d'association est trop faible, il est éliminé.
- pour ne garder que les candidats les plus rapidement variables (c'est le cas des supernovæ de type Ia), on calcule le rapport entre le flux sur la soustraction et le flux sur l'image de référence. Une coupure sur ce rapport permet d'éliminer les événements les moins variables comme les supernovæ de type II.

Si une partie des événements de bruit de fond est rejetée par le programme, il faut néanmoins faire une inspection visuelle en amenant les images de soustraction à l'écran[3] pour vérifier que tout s'est bien déroulé. On peut ainsi exclure les mauvaises soustractions passées au travers des coupures. On inspecte aussi, pour chaque événement, le rapport signal sur bruit, le taux d'accroissement de la lumière et la distance du candidat par rapport à sa galaxie hôte (on verra par la suite que plus cette distance est importante et plus l'analyse spectroscopique est facilitée). Le tableau (Tab. 2.1) donne un résumé des différentes coupures.

A l'issue de cette analyse visuelle, on est en mesure d'établir une liste de candidats à confirmer par identification spectroscopique. La figure (Fig. 2.4) donne un exemple de soustraction d'images effectuée lors de la campagne de test du SNLS. Cet objet, sn2003ha, a été découvert en juin 2003. Une identification spectroscopique quasi immédiate a confirmé qu'il s'agissait d'une supernova de type Ia particulière (cf §6.2.2).

Paramètre	coupure typique	objectif
Signal sur bruit sur la soustraction	$\gtrsim 5$	Elimination des fluctuations statistiques du fond de ciel
Taux d'accroissement du flux	$\gtrsim 10 - 20\%$	Élimination des objets faiblement variables (AGN, quasars, autres types de SN...). Elimination des mauvaises soustractions
Distance d'association entre les soustractions partielles	Moins de 2 pixels	Elimination des astéroïdes

TAB. 2.1 – *Tableau récapitulatif des coupures appliquées sur chaque candidat pour ne garder que les candidats SNIa. On aura la confirmation lors de la phase de spectroscopie.*

[3]On utilisait jusqu'à présent une interface graphique IDL qui est petit à petit remplacée, dans le cadre du SNLS, par une interface Java qui permet de faire les inspections visuelles à distance (depuis la France) *via* le réseau.

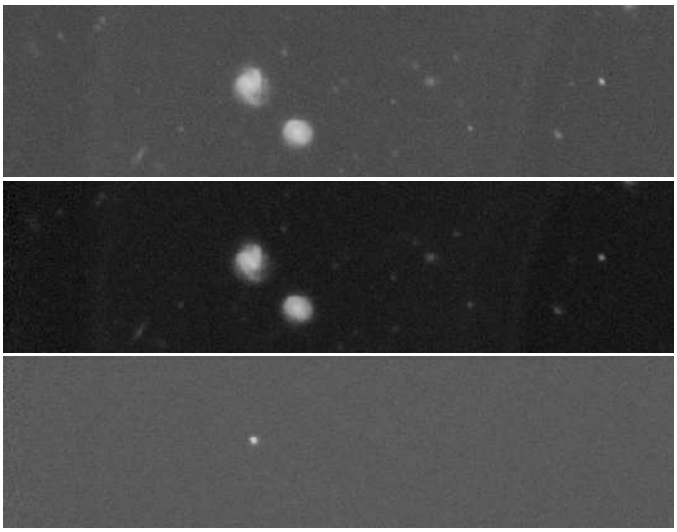

FIG. 2.4 – *L'image du haut représente une image de référence. Au milieu, il y a l'image de recherche et l'image du bas représente la soustraction pixel à pixel des deux premières images. On peut voir apparaître un objet dont le spectre a montré qu'il s'agissait d'une supernova à z=0.285, détectée en juin 2003 dans la cadre de la collaboration SNLS (image tirée de Raux (2003)).*

2.1.3 Les déroulements des campagnes et les résultats du SCP

2.1.4 Campagne 2001

Durant cette campagne de recherche, de nombreux télescopes ont été utilisés, pour la recherche, l'identification spectrale et le suivi (pour les candidats certifiés SNIa). En effet, les télescopes CFHT (+CFHT12k), CTIO (+BTC) et SUBARU (+ SuprimeCam) ont permis de réaliser les découvertes. Les télescopes Keck I&II (avec ESI et LRIS, respectivement), VLT (avec FORS1/2 et ISAAC), Subaru (avec FOCAS) et Gemini (avec GMOS et NIRI) ont servi à l'identification des candidats. On se reportera aux circulaires IAU 7649, 7877 et 7993 pour connaitre les détails des observations. Cela dit, c'est environ trente spectres qui ont été acquis dont 21 sont des SNIa, 4 sont classés Ia ? (c'est à dire qu'ils peuvent présenter les caractérisques d'une SNIa, mais un rapport signal-sur-bruit trop faible empêche une identification formelle). Les autres spectres n'ont pas été identifiés.

Notons que parmi cette trentaine de spectres, 16 ont été obtenus avec le spectrographe ESI de Keck I. On donnera les résultats de l'analyse de ces spectres de manière plus détaillée dans le chapitre (Chap. 4). Cinq SNIa parmi les plus éloignées ont été suivies photométriquement avec le télescope spatial Hubble et sont présentés dans Raux (2003).

2.1.5 Campagne 2002

Pour cette campagne, les mêmes instruments ont été utilisés, à l'exception de LRIS, monté sur Keck II. Le WHT (4.2 mètres, La Palma, Canaries) a été utilisé. 29 spectres ont été acquis avec les différents spectrographes. On se refèrera aux circulaires IAU 7971, 7977 et 7993 pour quelques détails sur les observations. 5 spectres seulement ont été identifiés comme étant des supernovæ de type Ia. Notons qu'une météo fort peu clémente n'a pas rendu les observations aisées, notamment avec Keck ESI où seulement 7 spectres ont été obtenus en 6 nuits dont un seul s'est révélé être une SNIa (aussi spectrée par le VLT) comme on le verra dans le chapitre (Chap. 4). Une seule supernova a été suivie par le télescope

spatial Hubble.

2.2 Campagne d'étude détaillée des spectres

2.2.1 Contexte scientifique

Ainsi que nous l'avons souligné lors de la description de l'expérience SCP, la découverte des supernovæ de type Ia permet de distinguer les différents modèles cosmologiques. C'est pourquoi le SCP a choisi de chercher des SNIa autour de $z = 1$. Il est néanmoins indispensable de comprendre les mécanismes d'explosion sous-jacents afin de contrôler aussi précisément que possible les biais pouvant affecter les mesures de cosmologie. C'est pourquoi une campagne d'observation d'une dizaine de SNIa à $z = 0.4 - 0.8$ a été entreprise par les FROGS en collaboration avec R.S Ellis de l'université Caltech pour obtenir des spectres de très haute résolution. Le but recherché de ces observations était l'étude détaillée de ces spectres. L'objectif secondaire est la détermination de la métallicité du progéniteur des SNIa. Celle ci pourrait affecter la relation entre la luminosité au pic et la forme de la courbe de lumière (Phillips 1993).

C'est la première campagne d'observation à laquelle j'ai participé et j'ai eu la charge de la réduction et de l'identification des spectres.

2.2.2 La recherche des candidats

L'imagerie a été effectuée au CFHT avec la caméra CFHT12k (référence effectuée le 10 octobre 2001 et la confirmation le 14 octobre 2001). La méthode de recherche est la même que celle décrite pour la recherche des candidats du SCP. D'autres images des candidats spectrés ont été obtenues avec ESI dans son mode *imageur*. La liste des candidats découverts est donnée dans le tableau (Tab. 2.2).

Nom	Ascension droite	Déclinaison	$m^{\text{Detection}}$	$m^{\text{Confirmation}}$
Dolce Vita	22 :16 :47.372	00 :22 :46.23	25.5	23.8
Allure	22 :17 :35.230	00 :16 :33.59	25.1	25.0
J'adore	22 :17 :59.883	-00 :00 :23.60	24.4	25.2
Chamade	22 :19 :56.232	00 :41 :20.24	?	24.8
Shalimar	22 :20 :52.516	00 :43 :05.77	23.5	23.1
Samsara	22 :21 :10.956	00 :35 :25.29	25.8	24.0
Lily	22 :21 :34.200	00 :16 :02.25	23.8	23.8
Égoïste	2 :24 :41.675	-05 :24 :52.44	23.4	24.0
Antheus	2 :25 :08.194	-05 :09 :03.29	23.4	22.2
Déjavu	2 :25 :15.556	-05 :23 :20.02	21.0	21.1
Loulou	2 :28 :11.648	-05 :05 :08.94	24.6	24.9

TAB. 2.2 – *Résumé des observations effectuées au CFHT avec la caméra CFHT12k. La détection a eu lieu le 10 octobre 2001 et la confirmation le 14 octobre 2001. Les magnitudes sont celles obtenues dans le filtre R.*

Parmi ces 10 candidats, 5 ont été retenus pour être spectrés au Keck avec l'instrument ESI.

2.2.3 Spectroscopie détaillée avec ESI

Les spectres ont été acquis avec l'instrument ESI monté sur le télescope Keck. Une description du télescope et de l'instrument sera donnée dans le chapitre (Chap. 4). Les observations spectrométriques ont eu lieu les 20 et 23 octobre 2001 ainsi que le 14 et 17 novembre 2001.

Comme nous souhaitions des spectres de SN les moins pollués possible, la fente a été systématiquement orientée afin de minimiser la contribution de la galaxie hôte.

Les données brutes ont été réduites avec IRAF et le paquetage “échelle” de manière classique.

La liste des candidats spectrés est donnée dans le tableau (Tab. 2.3) et les candidats confirmés sont publiés dans le télégramme de découverte IAU Ellis et al. (2001).

Parmi ces 5 spectres, 2 ne présentaient aucun signal dans la fente (donc extraction impossible). L'analyse détaillée avec $\mathcal{SN}$-fit est présentée dans l'annexe (Annexe B).

Nom	type	z	âge ($\mathcal{SN}$-fit)	âge (CL)	q (%)	Type$_{gal}$	T_{exp} (seconde)
Antheus	-	-	-	-	-	-	2000
Chamade	-	-	-	-	-	-	2000
Déjavu	Ia	0.22	+9	+8	0	?	6000
Lily	IIP	0.06	?	?	?	-	6000(20 oct.)+6000(14 nov.)
Shalimar	Ia	0.283	+5	+5	-	E	4000(20 oct.)+6000(23 oct.)

TAB. 2.3 – *Observation spectrométrique haute résolution avec Keck-ESI.*

Il est à noter le cas de Lily (sn2001kf) dont deux spectres ont été obtenus à un mois d'intervalle environ. Une telle opportunité permet de réaliser des mesures d'expansion de la photosphère de cette supernova dont on sait qu'elle est reliée à la cosmologie et permet de mesurer les paramètres cosmologiques.

2.3 SuperNova Legacy Survey

2.3.1 Contexte scientifique

Après la formidable découverte de l'accélération de l'expansion de l'univers et la mise en évidence de l'énergie noire, on cherche aujourd'hui à confirmer le résultat et à apporter une précision plus importante sur les résultats.

SNLS (SuperNova Legacy Survey) est une expérience dite de deuxième génération qui utilise de manière intensive la caméra grand champ MegaCam montée au foyer du télescope Canada-France-Hawaii qui permettra de couvrir l'observation de 4 degrés carré de ciel afin de découvrir entre autres un échantillon important de supernovæ (plusieurs centaines). Du point de vue de la cosmologie, un tel projet offre la possibilité de mesurer l'indice polytropique w avec une précision de l'ordre de 10% comme le montre la figure (Fig. 2.5).

Ce chapitre décrit le détecteur MegaCam, la nouvelle technique de découverte des supernovæ et expose un bilan des observations après plusieurs mois de fonctionnement.

2.3.2 Recherche des supernovæ avec la caméra MegaCam

2.3.2.1 Le télescope Canada-France-Hawaii

Issue d'une collaboration entre le Canada, la France et l'université d'Hawaii, le CFHT a été construit sur le sommet du Mauna Kea, le plus haut volcan de la grande île de l'archipel hawaïen. Outre une altitude de 4205 mètres, ce site offre par sa très faible humidité, la noirceur du ciel, des conditions d'observation exceptionnelles (défini par le *seeing*). C'est pour cette raison que ce site accueille aujourd'hui neuf télescopes optique/infrarouge, trois télescopes submillimétriques et un télescope radio.

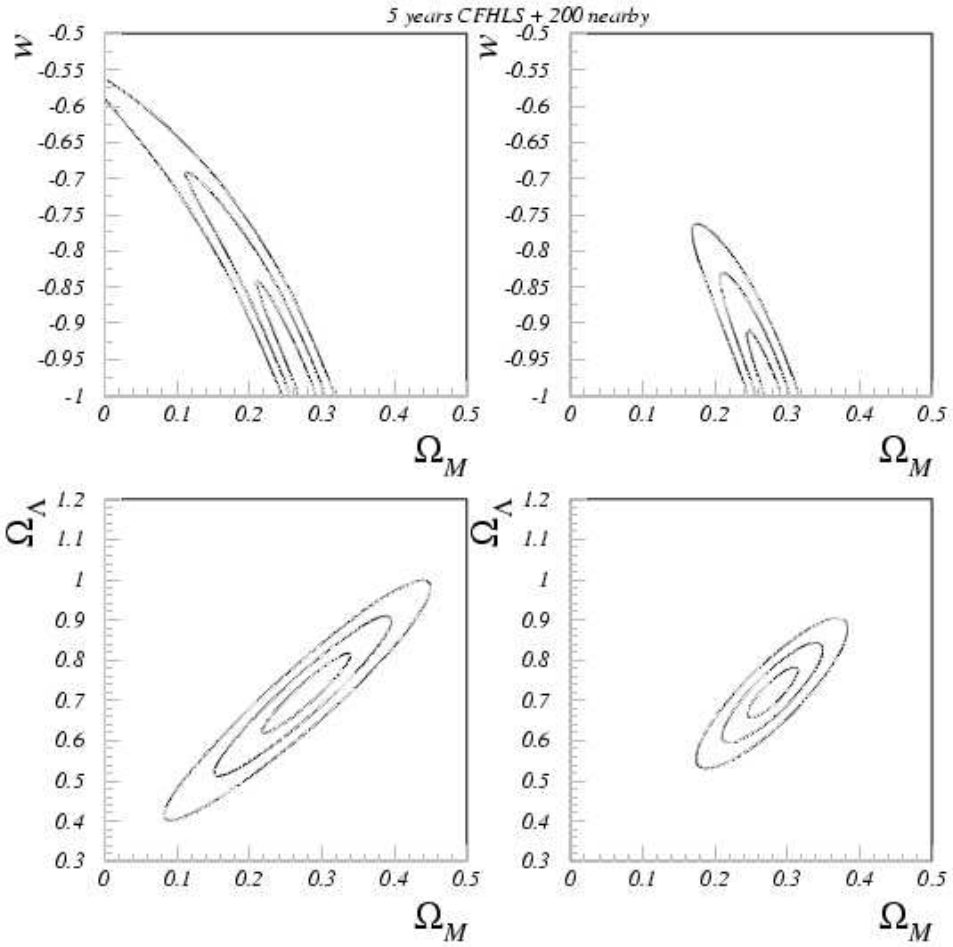

FIG. 2.5 – *Contours de confiance à un, deux et trois σ (39%, 86% et 99% de niveau de confiance) dans le plan (Ω_M, w), en haut et contours de confiance dans le plan $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ avec la même statistique en bas. On suppose les valeurs $\Omega_M = 0.28$, $\Omega_\Lambda = 0.72$ et $w = -1$. Les figures de droite font l'hypothèse supplémentaire que Ω_M est connu à $\sigma = 0.03$ (soit $\sim$ 10 %), i.e. on a pris un univers plat. Ces mesures conduisent à une précision d'environ 10% sur la mesure de w.*

Le CFHT est un télescope de type Cassegrain[4] dont le miroir primaire est de 3.58 mètres de diamètre. Le CFHT est en service depuis 1980.

2.3.2.2 La caméra MegaCam

De nombreux instruments, imageurs et spectrographes, ont été montés sur le foyer de ce télescope, le dernier en date est une caméra constituée de 36 CCDs.
Le projet MegaPrime est le fruit d'une collaboration entre le CFHT, le CEA[5], l'INSU[6] et les instituts canadiens. C'est l'un des plus grands imageurs CCD jamais construit et monté sur un si petit miroir.

[4]Type de télescope dont le miroir primaire, parabolique, est percé en son centre pour laisser passer la lumière d'un miroir secondaire monté "tête-bêche" avec le primaire.

[5]Commissariat à l'Energie Atomique.

[6]Institut National des Sciences de l'univers.

Avec ses 36 CCDs de 2000x4500 pixels chacun (Fig. 2.6), MegaCam, est en mesure d'observer des champs d'un degré carré de surface angulaire. Chaque pixel a une taille de 13.5 micromètres de côté soit une résolution angulaire de 0.18 seconde d'arc.

Cet instrument capable d'observer en optique et infrarouge proche, est monté au foyer du télescope

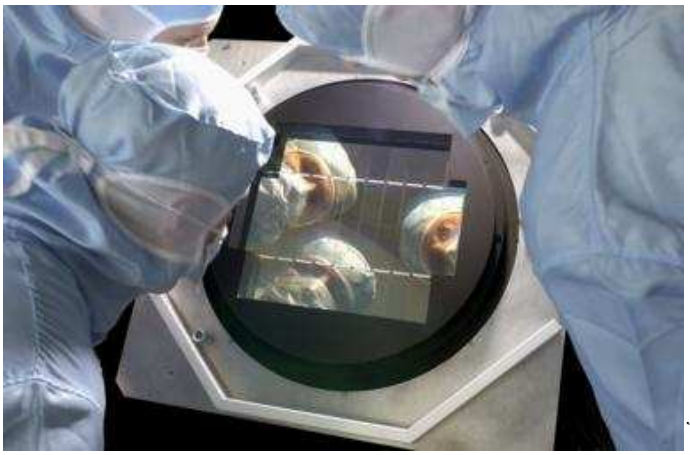

FIG. 2.6 – *Photo de la mosaïque faite de 40 CCDs de 2000x4500 pixels chacun.*

entre 15 et 18 jours par lunaison, centrés autour de la nouvelle lune. Il est pour moitié utilisé par le projet CFHT Legacy Survey qui regroupe trois sous-projets scientifiques :

- le premier est un relevé à grand angle et peu profond. Il devrait couvrir un total de 1300 degrés carré pour faire une cartographie de la population stellaire, des analyses de structure galactique.
- l'objectif du deuxième projet est de couvrir 170 degrés carré avec les filtres (u*, g', r', i', z') à des magnitudes plus au dessous de i'=24.5, pour étudier les grandes structures et la distribution de matière dans l'univers en utilisant l'effet de lentille gravitationnelle et la distribution des galaxies.
- le dernier projet dont fait partie l'imagerie du SNLS (SuperNova Legacy Survey), a pour objectif d'observer 4 degrés carré avec une grande profondeur et en plusieurs couleurs (u*, g', r', i', z'). Le double objectif de ce projet est d'apporter des contraintes sur l'évolution galactique, la formation des étoiles et réaliser la détection et le suivi de près de 2000 supernovæ dont la moitié de type Ia pour une gamme de décalage vers le rouge entre 0.3 et 1.0. La figure (Fig. 2.7) donne la position des quatre champs d'un degré carré chacun. Ils sont notés D1 à D4.

2.3.2.3 Méthode innovante : la recherche glissante

La méthode de détection décrite dans le chapitre précédent, fut utilisée pendant très longtemps, notamment par les FROGS et le SCP dans les différentes campagnes de recherche de 1997 à 2002. Si le candidat, une fois spectré, était effectivement une supernova de type Ia et que de surcroît, il paraissait avoir été observé avant son maximum de luminosité, alors on faisait un suivi photométrique en repointant le télescope sur le champ contenant l'objet pour pouvoir construire sa courbe de lumière. Depuis le mois de mars 2003, une nouvelle stratégie de recherche a été mise en place pour le projet SNLS. Le principe est d'observer les mêmes champs à intervalle régulier dans plusieurs filtres (u*,g,r,i,z). Cette mesure continue, sur le même instrument (MegaCam en l'occurrence), offre la possibilité de faire la découverte et le suivi photométrique avec le même instrument évitant ainsi les difficultés pour construire des courbes de lumière avec des observations provenant de différents télescopes (problèmes de référence, d'alignement et d'intercalibrage notamment).

Si le principe de détection reste inchangé, la méthode donne le moyen d'obtenir des images plus profondes, plus rapidement puisque les images de recherche d'une campagne (d'une lunaison) sont les images de référence de la campagne suivante.

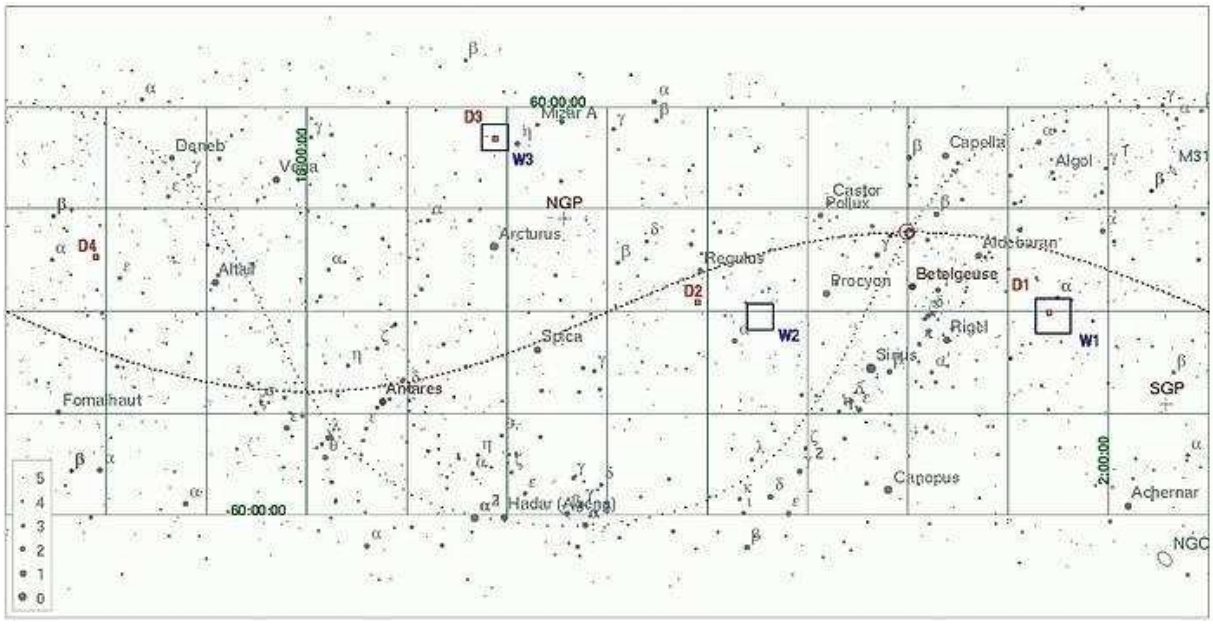

FIG. 2.7 – *Carte du ciel et position des champs D1 à D4 pointés toutes les 3-4 nuits par la caméra MegaCam dans le cadre du projet CFHTLS. Ces champs ont été choisis pour leur faible pollution par la poussière galactique, notamment et l'absence d'étoile de trop forte magnitude.*

La série régulière d'observations permet un bon échantillonage des courbes de lumière dans les différents filtres. Il faut aussi noter que l'on recherche maintenant des coïncidences avec les observations des jours prédédents (de la même bande ou non). La sélection des candidats est beaucoup plus contrainte par rapport à la méthode classique, ce qui signifie que le risque d'observer un mauvais événement avec le spectrographe devient très faible. Autre avantage important, le multiplexage. En effet, la taille du champ observé permet de découvrir plusieurs candidats dans les mêmes images. Cette méthode a été testée avec succès par les FROGS lors de la campagne du SCP du printemps 2002 (Raux 2002) avec la caméra CFHT12K. La figure (Fig. 2.8) donne un exemple de la série d'images pour le candidat SN2003ha. Cet objet a été observé avec les filtres r' et i'.

2.3.3 Statut de l'expérience après un an de fonctionnement

Afin d'identifier cette grande quantité de spectres, une quantité importante de temps a été allouée sur différents télescopes. Si la grande majorité du temps a été obtenue pour utiliser le télescope VLT-Antu avec son spectrographe FORS1, la collaboration a un accès aux télescopes Gemini, Magellan et Keck I&II.

A la fin de la campagne 11, 93 candidats ont été retenus et spectrés. Le tableau (Tab. 2.4) donne les résultats de la spectrométrie avec l'ensemble des télescopes (Gemini, Magellan, Keck et VLT). Parmi ces candidats, 50 ont été spectrés avec le spectrographe VLT-FORS1 et 18 ont été confirmés comme SNIa. Dans le chapitre (Chap. 5) nous décrirons de manière détaillée l'identification des spectres.

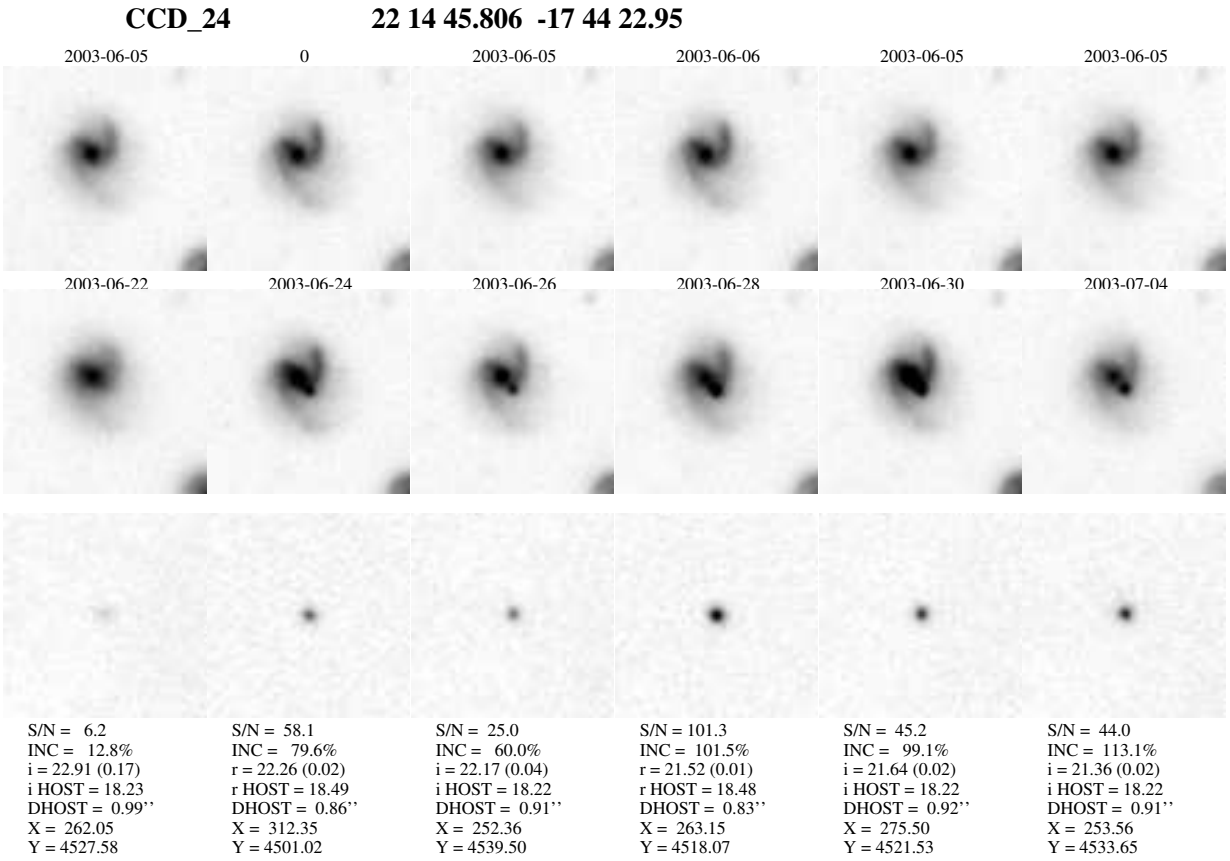

FIG. 2.8 – *Exemple de découverte et de suivi de la supernova sn2003ha à z=0.285. Les images du dessus sont les références et les images du milieu sont les images de recherche. Au dessous, on a le résultat de la soustraction après les différents ajustements et corrections apportés sur les images. On peut constater en lisant les légendes au bas de l'image que cette supernova a été suivie avec différents filtres (i' et r').*

Type	Nombre d'événements
Ia	36
Ia ?	12
II/Ibc	4
AGN/QSO	9
?	33

TAB. 2.4 – *Tableau montrant la répartition des candidats retenus par la photométrie comme SNIa possible. 36 candidats ont formellement été identifiés et 12 sont possiblement des Ia. On remarque le faible nombre de non Ia identifiées (QSO, AGN, SN d'autres types). Il s'agit des résultats de spectroscopie, tous télescopes confondus.*

Références

Ellis R.S., Pain R., Raux J., Sainton G., Schahmaneche K. & Sullivan M. (2001), *I.A.U. Circular 7957*.

Fabbro S. (2001), *Photométrie des supernovae et applications cosmologiques*, thèse de Doctorat, Université Denis Diderot, Paris.

Jaffe A.H., Ade P.A., Balbi A., Bock J.J., Bond J.R., Borrill J., Boscaleri A., Coble K., Crill B.P., de Bernardis P., Farese P., Ferreira P.G., Ganga K., Giacometti M., Hanany S. et al. (2001), *Cosmology from MAXIMA-1, BOOMERANG, and COBE DMR Cosmic Microwave Background Observations*, Physical Review Letters, **86**, pp. 3475–3479.

Knop R.A., Aldering G., Amanullah R., Astier P., Blanc G., Burns M.S., Conley A., Deustua S.E., Doi M., Ellis R., Fabbro S., Folatelli G., Fruchter A.S., Garavini G., Garmond S. et al. (2003), *New Constraints on Ω_M, Ω_Λ, and w from an Independent Set of 11 High-Redshift Supernovae Observed with the Hubble Space Telescope*, ApJ, **598**, pp. 102–137.

Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G., Knop R.A., Nugent P., Castro P.G., Deustua S., Fabbro S., Goobar A., Groom D.E., Hook I.M., Kim A.G., Kim M.Y., Lee J.C., Nunes N.J. et al. (1999), *Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae*, ApJ, **517**, pp. 565–586.

Phillips M.M. (1993), *The absolute magnitudes of Type Ia supernovae*, ApJ, **413**, pp. L105–L108.

Raux J. (2002), *I.A.U. Circular 7977*.

Raux J. (2003), *Photométrie différentielle de supernovæ de type Ia lointaines (0.5<z<1.2) mesurées avec le télescope spatial Hubble et estimation des paramètres cosmologiques*, thèse de Doctorat, Université Paris XI.

Deuxième partie

Observation et réduction des spectres

Chapitre 3

Principe de réduction des données spectrales

Introduction

Avant de pouvoir identifier et conclure quant à l'identité d'un objet à partir de son spectre, il y a une étape entre les observations spectroscopiques et l'analyse du spectre : la réduction des données spectrales. En effet, lors de telles observations, l'observateur doit mesurer les différentes contributions pour n'extraire finalement que le signal provenant de l'astre à étudier. C'est ainsi que ce chapitre détaille l'ensemble du protocole pour y parvenir. La réduction des données de type *longue fente* et *échelle* est abordée. Afin d'illustrer chaque étape, on donne des exemples provenant des spectrographes VLT-FORS1 (*longue fente*) et Keck-ESI (*échellettes*).

3.1 Note sur les logiciels de réduction de données spectrales

Il n'existe pas une très grande panoplie de logiciels publics permettant de réduire les données spectrales, il y en a deux qui se partagent le marché du spectre.

Il s'agit pour le premier d'IRAF (Image Reduction and Analysis Facility), développé par le NOAO (National Optical Astronomy Observatories). C'est un logiciel relativement robuste, rapide et puissant (toutefois peu convivial à l'utilisation). Dans le cadre de cette thèse, IRAF fut utilisé pour réduire les données de type *échelle*, mais aussi parfois pour les données *longue fente*. Il est aussi possible de développer ses propres routines pour automatiser certaines lorsque c'est possible.

Le second logiciel de réduction de données spectrales est MIDAS (Munich Image Data Analysis System) développé par l'ESO (European Southern Observatory). Celui-ci est plus simple d'apprentissage et d'utilisation et il a été utilisé pour la réduction des données de type *longue fente*, entre autres dans le cadre du SNLS. Comme l'ensemble du pré-traitement des données FORS du SNLS est fait avec le pipeline FORS (écrit en MIDAS), il semblait justifié de continuer avec le même logiciel. En fait, outre la logique, il y a aussi la contrainte dûe à des conflits entre les deux logiciels quant à l'écriture des entêtes des images.

Les deux logiciels sont segmentés en paquetages dont les commandes sont spécialisées pour chaque instrument. On pourra trouver en annexe (Annexe C), l'ensemble des commandes de base pour débuter rapidement la réduction spectrale avec IRAF ou avec MIDAS.

3.2 Pré-traitement des images CCD

La première partie de la réduction des données CCD consiste à éliminer l'ensemble des contributions liées au système d'acquisition du signal, au détecteur et à l'électronique de contrôle. Ainsi doit-on faire une correction d'*offset*, une soustraction du niveau de base du détecteur, une élimination du courant d'obscurité et finalement appliquer un champ plat haute-fréquence pour uniformiser la sensibilité des pixels.

3.2.1 Niveau de base

Le niveau de base du détecteur, qu'on appelle généralement *biais* est obtenu à partir de poses à temps d'intégration nulle (auquel il faut tout de même ajouter le temps de lecture). Cette quantité est relativement stable sur les instruments que nous avons utilisés (230 ADU pour le spectrographe VLT-FOR1 et environ 700 pour le spectrographe ESI ("environ" car il y a deux amplificateurs)). La stratégie habituelle consiste à prendre une série de poses de biais (entre 5 et 10) puis d'en faire la médiane. Cette pose de biais médian est ainsi soustraite à toutes les autres images du set.

3.2.2 Correction d'*offset*

Afin de quantifier la contribution de l'électronique, variable au cours de la lecture d'une image, on mesure le niveau de base où le signal de science n'intervient pas. Sur le bord du CCD, il existe une bande de quelques dizaines de pixels qui ne contient pas de signal extérieur autre que les photons niveau de seuil. Cette bande est qualifiée de bande d'*offset*, et est couramment appelée *overscan*.

La correction d'*offset* consiste d'abord à calculer, pour chaque ligne dans le sens de la lecture, la valeur médiane des pixels. Ensuite, dans l'autre sens, celui de la dispersion croisée (le sens de l'image de la fente), on effectue un ajustement polynomial de faible degré pour déterminer le gradient existant dans le sens de la lecture. Ainsi, cette fonction polynomiale est soustraite aux autres colonnes de la CCD ce qui remplit l'objectif de supprimer l'ensemble des photons virtuels et de corriger du gradient de lecture.

Une fois la correction effectuée, cette bande d'*overscan* devenue inutile est supprimée de toutes les images.

3.2.3 Courant d'obscurité

Ce bruit tire son origine de l'accumulation de charges produites par agitation thermique au sein du substrat. Le taux d'accumulation est proportionnel au temps d'exposition et sensible à la température ($\propto e^{-k_B T}$). Théoriquement, la valeur du courant d'obscurité varie linéairement avec le temps. Dans la grande majorité des instruments, du fait de la qualité du substrat et de la stabilité du refroidissement, la génération de ces charges est relativement faible (quelques e^- par heure). On peut considérer par ailleurs que ce courant est homogène sur l'ensemble du détecteur. Éliminer le courant d'obscurité revient à prendre une série de poses avec un temps d'intégration donné qui devrait être le même que celui des poses "science", alors que la CCD est privée de toute lumière. On calcule ensuite la médiane de cette série qui est enfin soustraite au reste du set.

En pratique, ce courant est si faible que l'acquisition et la correction sont bien souvent négligées.

3.2.4 Correction de courant plat haute-fréquence

C'est une correction qui permet de compenser les variations de sensibilité d'un pixel à l'autre au sein de la CCD. D'un point de vue pratique, la CCD est illuminée par une lampe dont le spectre est uniforme (une lampe à quartz par exemple) ou par le fond de ciel crépusculaire. On ajuste ensuite le profil dans le

sens de la dispersion par un polynôme (qui peut être de degré important) puis on divise l'image initiale (*i.e.* toutes les lignes dans le sens de la dispersion) par cette fonction polynomiale[1]. L'image dite de courant plat issue de cette opération, ne présente plus que les modulations "haute-fréquence" illustrant les fluctuations de sensibilité pixel à pixel. Le reste des images est alors divisé par cette pose de courant plat pour appliquer la correction de fluctuations.

3.3 Élimination des impacts de rayons cosmiques

L'impact des particules de haute énergie crée, par photo-ionisation de la surface et du substrat, du capteur CCD, une quantité importante de charges. Ces charges sont interprétées comme étant de même nature que celles issues du faisceau de photons incidents. Chaque signal de rayon cosmique peut affecter un ou plusieurs pixels contigus. La quantité d'événements attendus dépend de la localisation du capteur (sol/espace, altitude, etc) et du temps d'exposition. Par exemple, pour le capteur CCD de l'instrument VLT-FORS au Chili, on s'attend à une moyenne de 78 événements par minute sur toute la surface du CCD (constituée de 2048×2048 pixels). La position des impacts sur le capteur est aléatoire.

Il est donc nécessaire d'éliminer ces rayons cosmiques et pour cela, plusieurs traitements, plus ou moins efficaces sont à disposition.

- si, lors de l'observation, plusieurs poses du même objet dans les mêmes conditions ont été réalisées, alors un calcul de l'image médiane suffit à ôter la majorité des pixels inopportuns. Cette procédure est automatiquement utilisée par la chaîne de réduction de données spectrales du SNLS ;
- par contre, s'il n'y a qu'une image, il faut explorer l'intégralité de l'image pour trouver les pixels "chauds". Cette détection est réalisée par comparaison de la valeur d'un pixel avec ses pixels voisins. Tout pixel dont la caractéristique est plus piquée que la fonction d'étalement est marqué comme étant le signal d'un cosmique. On supprime alors la valeur du pixel et on le remplace par une interpolation polynomiale des valeurs des pixels adjacents ;
- la dernière méthode qui est aussi celle utilisée lors de cette étude pour les spectres de type *échelle* est celle dite du Laplacien. Cette méthode de détection de bords est particulièrement bien adaptée dans une situation comme la notre. En effet, (van Dokkum 2001) a montré qu'en remarquant que les étoiles ont des variations spatiales lentes et continues, on peut détecter les rayons cosmiques qui ont un comportement opposé (variations spatiales rapides et discontinues), en calculant le laplacien $\mathcal{L}$ de l'image. Cette méthode est utilisée à la fois pour l'imagerie et la spectroscopie. En appliquant le théorème des élements finis[2], le laplacien sous sa forme discrète s'exprime de la manière suivante :

$$\mathcal{L} = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ -1 & 4 & -1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}$$

  La convolution de l'image par ce laplacien permet de faire apparaitre les bords autour des pixels de forte intensité.

  D'un point de vue pratique, on procède comme suit : on commence par ajuster le profil des raies d'émission de ciel puis on soustrait le résultat à l'image CCD. On ajuste aussi le spectre de l'objet qui est également soustrait. Cela permet d'éviter de supprimer les raies étroites, ce qui conduirait à des erreurs sur l'extraction finale (voir plus loin).

  Le laplacien est alors calculé sur l'image soustraite du ciel. L'image initiale est alors convoluée

[1] Notons que le profil ajusté est une convolution du spectre de la lampe avec l'efficacité quantique de la CCD.

[2] Ce qui signifie en pratique qu'on fait un développement de Taylor à gauche et à droite au deuxième ordre et qu'on extrait la quantité $\nabla^2 f = \sum_i \partial f^2 / \partial^2 x_i$.

à son image de laplacien $\mathcal{L}$ ce qui permet de mettre en évidence les bords (des étoiles, des cosmiques...) puisque les bords seront négatifs et l'intérieur des cosmiques positifs. Ensuite, l'algorithme cherche les pixels qui dépassent un seuil (typiquement 3σ du fond de ciel) sur cette image convoluée. Chaque pixel détecté est comparé aux huit pixels adjacents et une carte de détection de cosmiques est ainsi créée. Ce processus itératif permet de détecter les cosmiques étalés sur plusieurs pixels contigus. La carte des pixels est mise à jour à chaque itération. Le signal de cosmique est finalement remplacé par une interpolation polynomiale de la valeur des pixels adjacents. Finalement on "repose" le spectre de ciel sur cette image nettoyée des impacts de rayons cosmiques.
Une illustration des différentes étapes est donnée figure (Fig. 3.1). On se reportera bien sûr à l'article original pour de plus amples précisions.

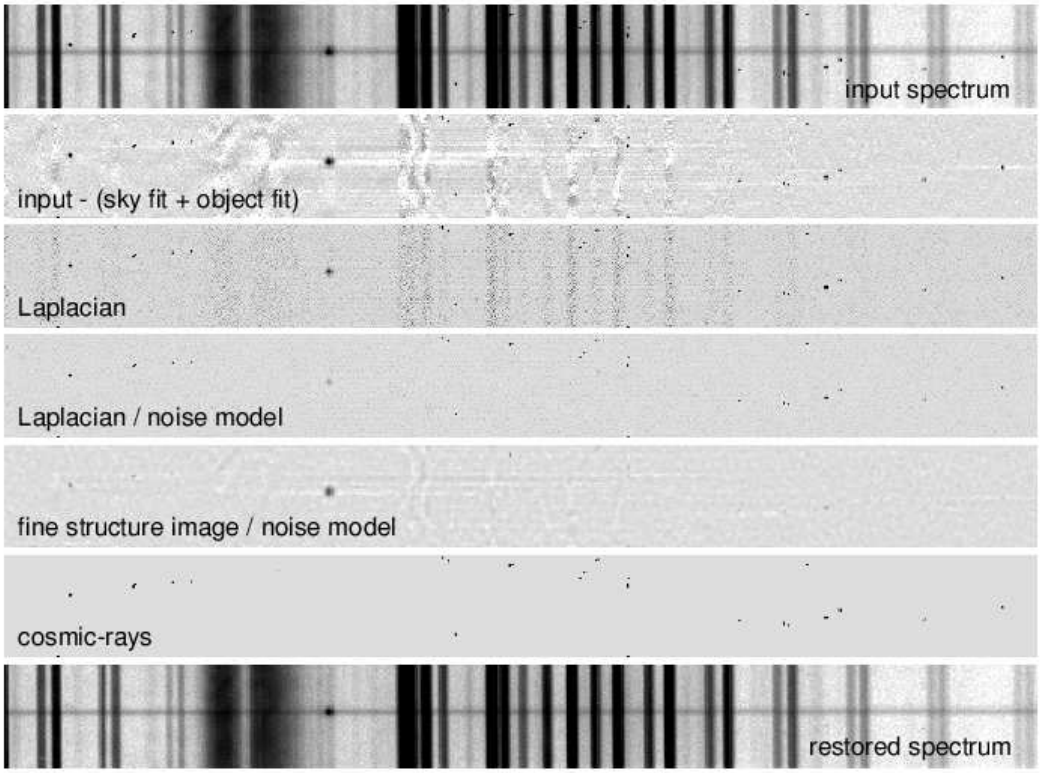

FIG. 3.1 – *Illustration de l'algorithme de rejet des cosmiques par la méthode du laplacien. Extrait de (van Dokkum 2001).*

L'algorithme initial n'existant que pour les spectres *longue fente* a du être développé pour les spectres *échelle* en faisant l'hypothèse que ce type de spectre est constitué de plusieurs spectres *longue fente* recombinés. Ce qui veut dire que le nettoyage des cosmiques est effectivement effectué avant la recombinaison des ordres, sur chaque bande indépendante.

3.4 Extraction des spectres

Après cette extraction, on sera passé d'une image (pré-traitée) en deux dimensions $I(x, y)$ à un spectre unidimensionnel $I(\lambda)$ (où λ est la longueur d'onde du spectre calibré). Il faut noter qu'à ce niveau de l'extraction le spectre n'est pas nécessairement étalonné en longueur d'onde et x représente alors l'abscisse sur la matrice de pixel du CCD. L'existence de distorsions et de flexions complique

l'extraction. L'algorithme utilisé aujourd'hui, pour procéder à l'extraction optimisée est basé sur le travail de Horne (1986), dans le cas des spectres *longue fente* et sur celui de Marsh (1989) pour les spectres *échelle*, bien plus distordus. Donc, après avoir fait un bilan des distorsions, les algorithmes utilisés y sont exposés.

3.4.1 Détériorations des spectres

En spectroscopie, on peut dénombrer trois effets qui transforment le cas (a) de la figure (Fig.3.3), configuration idéale où on a un parfait alignement du spectre avec les axes de la CCD, où la largeur du spectre ne varie pas en fonction de la longueur d'onde, en un cas plus proche de la réalité, celui représenté dans le cas (d) de la même figure.

3.4.1.1 Mauvais alignement de la fente

Théoriquement, si l'instrument est bien réglé, on doit avoir un parfait alignement du spectre avec les axes de la CCD. La réalité est un peu différente puisqu'on observe, parfois, un dérèglement du système optique (soit la fente, soit les prismes) rendant impossible un traçage linéaire du spectre le long de l'axe de x de la matrice des pixels de la CCD.

3.4.1.2 Effet dû au *seeing*

Le *seeing* est un phénomène traduisant les turbulences atmosphériques qui sont essentiellement des variations erratiques de la pression et de la température. En temps normal, les rayons lumineux d'une source donnée ont tous la même direction par rapport aux couches d'atmosphère et donc si le front d'onde subi des distorsions dues à des turbulences, ceux-ci changent localement de direction. La fréquence du mouvement étant d'environ une dizaine de millisecondes, l'image de l'étoile n'apparaît pas à la même position sur le capteur, mais forme une distribution autour d'une position centrale, donnant finalement un effet d'étalement de cette étoile (mesurée en seconde d'arc). La distribution obtenue est appelée fonction d'étalement ou PSF (*Point Spread Function*).

On peut montrer par ailleurs (Schroeder 1987), que le *seeing* est une fonction de la longueur d'onde (λ) puisqu'il décrit les variations locales d'indice atmosphérique, lui-même dépendant de λ (Filippenko 1982). Le *seeing* est donné par la relation $\theta = \lambda/r_0$ où r_0 (paramètre de Fried, qui mesure la résolution angulaire du télescope) est de la forme[3] $r_0 \propto \lambda^{6/5} \times \cos(Z)$. Z définit l'angle zénithal. Finalement, en combinant les deux relations, on obtient celle liant le *seeing* à la longueur d'onde :

$$\theta \propto \lambda^{-0.2}$$

Ainsi, le *seeing* est d'autant plus faible que la longueur d'onde est grande et on observe la dilatation (ce qui est en fait un élargissement de la fonction d'étalement, qui est donc une perte de résolution) du spectre au fur et à mesure qu'on se déplace dans la partie bleue. Cette relation est illustrée par le schéma (c) de la figure (Fig.3.3). Une représentation de la fonction *seeing* en fonction de la longueur d'onde est donnée dans la figure (Fig. 3.2).

3.4.1.3 Réfraction atmosphérique

La réfraction atmosphérique affecte les spectres de deux manières différentes. La première tient à la variation de l'indice de l'air avec la longueur d'onde. Dans ce cas, l'atmosphère joue le rôle d'un prisme et de fait, le rayon lumineux est d'autant plus dévié que sa longueur d'onde est courte. Donc l'objet est

[3] Le facteur de proportionnalité contient entre autre un terme qui mesure la turbulence.

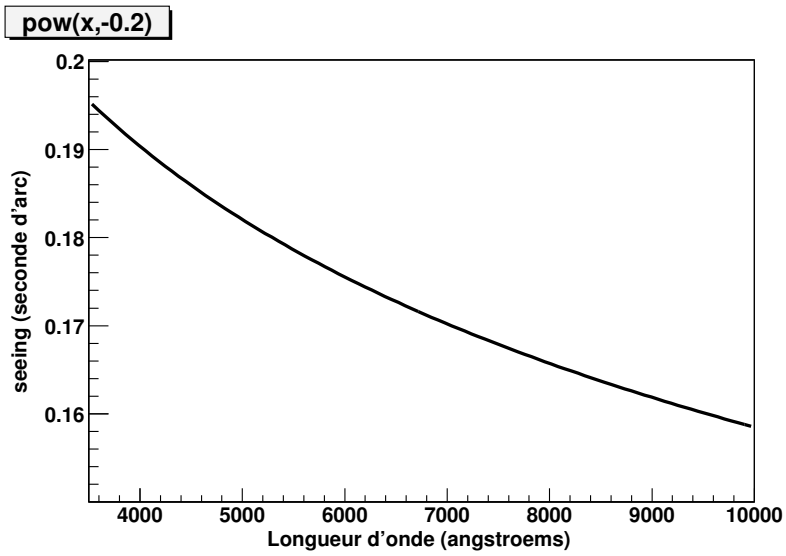

FIG. 3.2 – *Comportement du seeing en fonction de la longueur d'onde. Ainsi la largeur de l'objet suit ce comportement en fonction de la longueur d'onde.*

observé à des positions décalées selon sa longueur d'onde. Cet effet conduit à la courbure des spectres et croit en intensité du rouge vers le bleu. Le deuxième impact n'est quant à lui pas d'ordre géométrique mais énergétique. En effet, lorsqu'on n'est pas à l'angle zénithal, on a une perte d'énergie plus grande vers les bords des spectres que vers la longueur d'onde centrale (λ_{ref}). On peut montrer (Filippenko 1982) que la réfraction différentielle est de la forme

$$\Delta R = R(\lambda) - R(\lambda_{ref}) = 206264.80625 \times [n(\lambda) - n(\lambda_{ref})] \times \tan(Z) \tag{3.1}$$

où n est l'indice de réfraction et Z l'angle zénithal. Ainsi l'effet est d'autant plus important lorsqu'on s'éloigne de la longueur d'onde centrale ou que la masse d'air traversée augmente.

3.4.1.4 Les courbures spécifiques en mode *échelle*

Si dans le spectrographe *longue fente*, on a pu dénombrer un certain nombre d'effets indésirables sur les spectres, le spectrographe ESI en ajoute d'autres. En effet, sans entrer dans les détails calculatoires (mais on peut trouver des informations dans (Schroeder 1987), chapitre 13), on peut simplement expliquer que le disperseur croisé (donc le système avec les deux prismes) est responsable des courbures du spectre et de l'image de la fente (les raies de ciel sont les images de la fente, dans le cas d'une pose *science*). Ces courbures sont liées à l'inclinaison de l'angle d'attaque par rapport au plan normal à la surface du prisme. En effet, à la sortie du réseau *échelle*, les rayons sont réfléchis avec un angle dépendant de leur longueur d'onde. Ils arrivent donc avec un angle différent sur le second prisme, chargé de séparer latéralement les ordres créés par le réseau.

En résumé, entre les distorsions dues à l'optique de l'instrument (disperseur croisé, réseau, fente...) ou aux conditions d'observation (seeing, masse d'air), force est de constater que l'extraction de tels spectres n'est pas chose aisée si on se fixe l'objectif de minimiser la perte de signal. Horne (1986) a réfléchi à la question et a mis au point un algorithme qui optimise l'extraction du signal pour les spectres chahutés par les distorsions dont nous avons parlé. Là encore, les spectres de l'instrument ESI subissent un traitement à part, bien plus complexe, pour tenir compte des flexions importantes engendrées par le

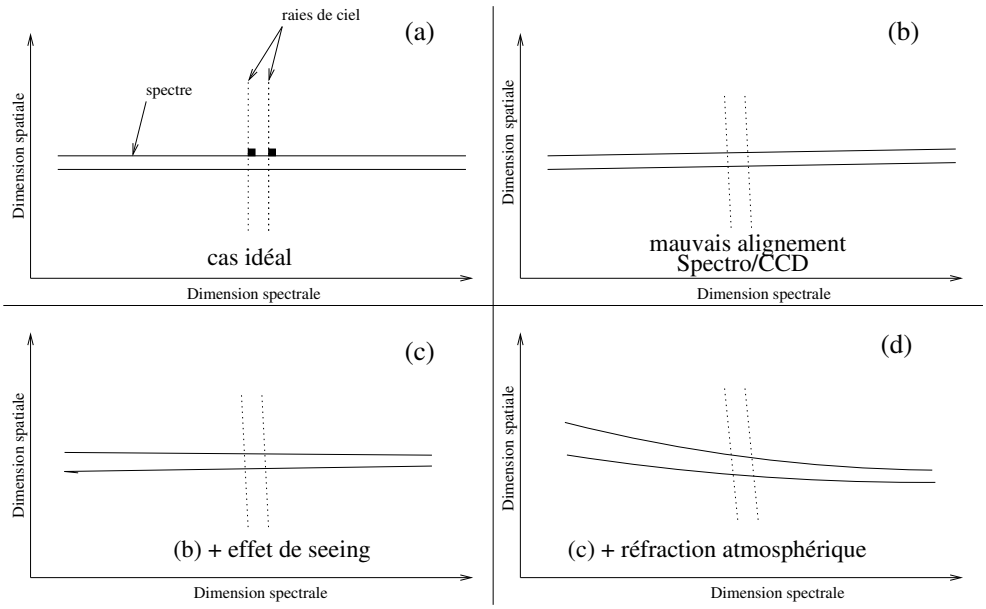

FIG. 3.3 – *Bilan des effets qui détériorent un spectre. (a) est le cas idéal. (b) montre qu'en fait, les spectres et les raies de ciel sont rarement alignées avec les axes de la CCD. (c) montre l'effet additionné du seeing qui dilate le spectre d'autant plus qu'on va dans le bleu. (d) est l'addition du cas (c) avec l'effet prismatique de l'atmosphère qui courbe le spectre.*

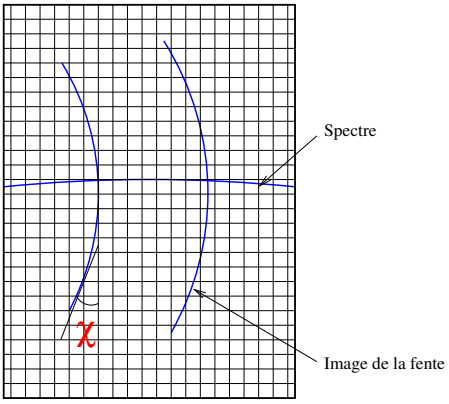

FIG. 3.4 – *Cette figure représente les distorsions qui apparaissent sur les spectres ESI. On constate la courbure du spectre ainsi que celle des images de la fente, représentée par l'angle χ. C'est le disperseur croisé qui est responsable de ces deux flexions.*

disperseur croisé.

3.4.2 Extraction optimisée des spectres

3.4.2.1 Principe de base

Maintenant que les imperfections qui touchent les spectres ont été explicitées, il faut aborder le problème de l'extraction du spectre pour passer d'une trame en deux dimensions qui contient un ou plusieurs spectres et aussi des raies d'émission de ciel (généralement imposantes par leur intensité). Le principe est donc d'évaluer la fraction de flux de l'objet qui tombe sur chaque pixel dans le sens de la fente, pour chaque longueur d'onde du spectre. On fait l'hypothèse (généralement validée) que le spectre et les images de la fente sont très faiblement courbés (moins d'un pixel de flexion pour le VLT-FORS1 par exemple) et suivent les lignes et colonnes de la trame CCD.

L'objectif de cet algorithme est de séparer la composante qui appartient à l'objet et la composante qui appartient au ciel, de manière optimale. D'une point de vue pratique, à partir d'un ajustement gaussien du profil du signal, pour chaque longueur d'onde, on va déterminer la probabilité que le signal soit celui de l'objet recherché. La figure (Fig. 3.5) donne une illustration de l'algorithme.

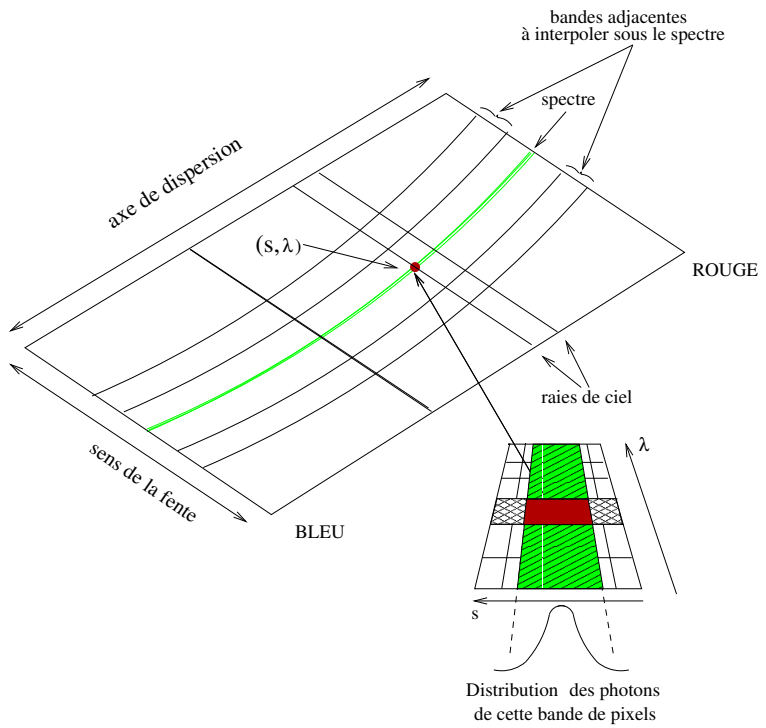

FIG. 3.5 – *Figure illustrant l'idée de l'extraction du signal pour chaque longueur d'onde. On évalue la distribution du signal et on attribue au pixel, un poids correspondant à la probabilité d'être du signal de l'objet recherché. L'extraction de ciel se fait dans le même temps en interpolant sous le spectre, deux bandes de ciel adjacentes à celui-ci.*

Définissons $I_{s\lambda}$ comme étant le flux de chaque pixel de coordonnées (s, λ). On définit aussi $S_{s\lambda}$ comme le comptage de fond de ciel obtenu à partir de l'interpolation de deux bandes de ciel adjacentes au spectre f_λ sous ce même spectre (Fig. 3.5). En partique, on se place à plus de 3σ du centre du spectre et on prend une bande d'une largeur d'une cinquantaine de pixels afin que l'erreur sur le spectre ainsi interpolé soit négligeable.

Dans une première extraction, qu'on qualifiera de standard, on choisi une fenêtre $[s_1; s_2]$ de telle sorte à englober l'intégralité du signal à extraire. Alors si on définit, pour une longueur d'onde donnée, la somme du flux par f_λ on a

$$f_\lambda = \sum_{s_1}^{s_2} (I_{s\lambda} - S_{s\lambda})$$

De même, dans l'extraction standard, la variance $var[f_\lambda] = \sum_{s_1}^{s_2} V_{s\lambda}$ est simplement la somme des variances statistiques de $D_{s\lambda}$.

Dans cette première itération, tous les pixels ont la même pondération. On définit la pondération de

chaque pixel par $W_{s\lambda}$. En prenant en compte ce terme de pondération, il vient

$$f_\lambda = \sum_{s_1}^{s_2} W_{s\lambda}(I_{s\lambda} - S_{s\lambda})$$

Et tout le problème de l'optimisation de l'extraction revient à estimer correctement la valeur de chaque $W_{s\lambda}$. Pour cela, pour chaque longueur d'onde λ, on va réaliser un ajustement par un profil gaussien P_λ dont chaque point du profil $P_{s\lambda}$ définit une probabilité qu'un photon de longueur d'onde λ soit enregistré à une position s. On peut ainsi définir la variance de chaque point de coordonnées (s, λ) :

$$\sigma^2_{D_{s\lambda}} = \frac{\sigma^2_{I_{s\lambda}} + \sigma^2_{S_{s\lambda}}}{P^2_{s\lambda}} \equiv \frac{V_{s\lambda}}{P^2_{s\lambda}}$$

et

$$W_{s\lambda} = (\sigma^2_{D_{s\lambda}})^{-1}$$

Cette condition permet de minimiser l'erreur sur f_λ et de rendre l'extraction optimale. On s'assure que $P_s\lambda$ est positif sinon, on élimine le point et on recommence l'ajustement du profil jusqu'à ce que le nombre de pixels rejetés soit le même deux itérations successives.

Ainsi, à la fin, l'expression du flux devient

$$f^{opt}_\lambda = \frac{\sum_s P_{s\lambda}(I_{s\lambda} - S_{s\lambda})/V_{s\lambda}}{\sum_s P^2_{s\lambda}/V_{s\lambda}}$$

qui est donc le spectre optimal avec la variance correspondante :

$$var[f^{opt}_\lambda] = \frac{1}{\sum_s P^2_{s\lambda}/V_{s\lambda}}$$

3.4.2.2 Cas des spectres très distordus

La situation se complique si l'hypothèse faite auparavant sur la rectitude du spectre et des raies de ciel n'est pas respectée. Alors la méthode ci-dessus n'est plus applicable, à moins de faire un ajustement simultané du profil spectral et des raies de ciel (supposées droites). Ce travail a été mené par Marsh (1989).

Si la flexion du spectre est gérable par l'une ou l'autre des méthodes, il n'en demeure pas moins qu'il peut y avoir une courbure des images de fente et on ne peut s'affranchir du problème qu'en redressant d'abord ces lignes avant de faire l'extraction. Seul un étalonnage en longueur d'onde en deux dimensions permettra de redresser les distorsions géométriques. L'étalonnage en longueur d'onde en deux dimensions est exposé plus loin.

3.4.2.3 Et si l'objet est très faible ?

Autre détail qui a son importance, il arrive parfois que le spectre de l'objet soit si faible par son intensité qu'il soit tout simplement impossible de l'extraire directement par l'un des deux algorithmes précédemment mentionnés. Ce manque de signal peut provenir du manque de temps d'exposition et/ou de la faible magnitude de l'objet à spectrer ou d'un mauvais positionnement de l'objet dans la fente.

La solution généralement utilisée est d'établir d'abord l'équation de la trace du spectre d'une étoile standard (toujours très brillante), puis d'utiliser l'équation de cette trace comme "guide" pour extraire le signal de l'objet "science". Cela sous-entend notamment que la position du signal de l'étoile standard et celle du candidat soit la même sur tous les échellogrammes. Sauf modification de l'observateur, cette

condition est toujours réalisée. C'est une méthode très utilisée lorsqu'on observe des objets à grand décalage vers le rouge dont le signal est extrêmement faible. Elle a été très utile pour extraire les spectres obtenus avec le spectrographe ESI.

Donc, dans cette section, nous avons vu qu'il existait des méthodes robustes et optimisées pour extraire des spectres, même lorsque ceux-ci présentent des courbures intrinsèques importantes. L'étape suivante est généralement l'étalonnage en longueur d'onde (si celle-ci n'a pas déjà été faite pour redresser les images de fente).

3.5 L'étalonnage en longueur d'onde

La simplicité apparente de cette étape ne doit surtout pas en cacher l'importance. En effet, c'est ici qu'on va passer d'un spectre où l'échelle dans le sens de la dispersion est exprimée en "pixel" à une échelle avec des unités en longueur d'onde. Il faut trouver la correspondance entre les deux unités : on cherche à établir la **relation de dispersion**.

Cette section décrit la méthode pour étalonner le spectre en une et deux dimensions.

3.5.1 Etalonnage à une dimension

Au cours des observations, on a pris des poses dites "d'arc", c'est ici qu'elles vont être utilisées. Elles contiennent, le plus souvent, un spectre de lampe froide avec des raies extrêmement étroites, parfaitement connues donc identifiables. Ainsi, faut-il extraire le spectre de cette lampe en utilisant l'équation de la trace du spectre "science" ou du spectre de l'étoile standard, comme guide. Cela signifie qu'on extrait le spectre de la lampe "arc" à la même position s que l'objet recherché. Le faire à une autre position, entraînerait des erreurs si les images de la fente sont distordues.

Ensuite, on identifie les raies d'émission en leur attribuant leur longueur d'onde, comme on peut le voir dans la figure (Fig. 3.6). Pour créer de manière univoque une correspondance entre la longueur d'onde et le numéro du pixel.

Finalement, un ajustement polynomial de faible degré (entre 3 et 6 selon le spectrographe) donne la relation recherchée entre la position en pixel et la longueur d'onde. On a ainsi établi la relation de dispersion. La figure (Fig. 3.7) illustre une telle relation.

3.5.2 Etalonnage à deux dimensions

Comme nous l'avons abordé dans la section précédente, l'étalonnage en longueur d'onde en deux dimensions est le plus souvent utilisé lorsqu'il y a des distorsions des raies de ciel (ou plus généralement, des images de la fente).

Le cheminement est le même qu'à une dimension à ceci près que l'étalonnage est effectué à nouveau à intervalle régulier (définit par l'utilisateur, selon l'importance de la courbure, mais typiquement, il s'agit de quelques pixels) le long de la direction de dispersion croisée. Ensuite, on ajuste l'ensemble par un polynôme en deux dimensions. On obtient une matrice de transformation qu'on inverse et qu'on applique à nos images. Ainsi, les raies de ciel sont-elles redressées. Suite à cette manipulation, il faut s'attendre à ce que la flexion du spectre soit différente de celle initiale, mais tout ceci ne pose pas de problème, puisqu'on utilise l'algorithme qui optimise l'extraction même lorsqu'il y a des courbures.

Enfin, dans un cas comme dans l'autre, on "attache" cette relation de dispersion à toutes les images restantes. S'il s'agit de la relation à une dimension, elle ne peut être appliquée que sur les spectres extraits à leur tour.

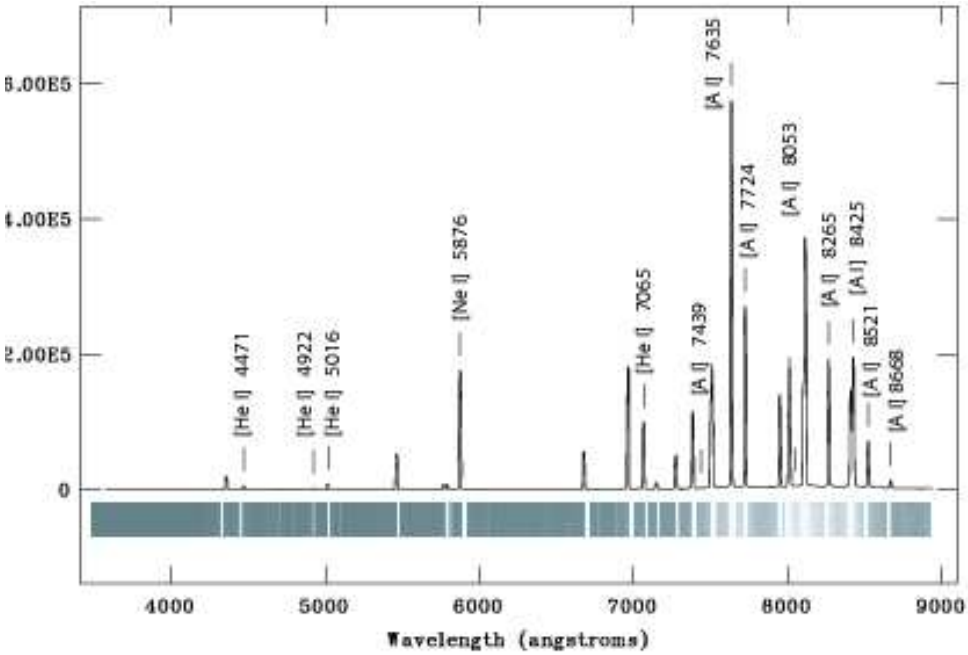

FIG. 3.6 – *Exemple d'identification des raies d'émission d'une lampe CuNeAr prise au VLT sur l'instrument FORS.*

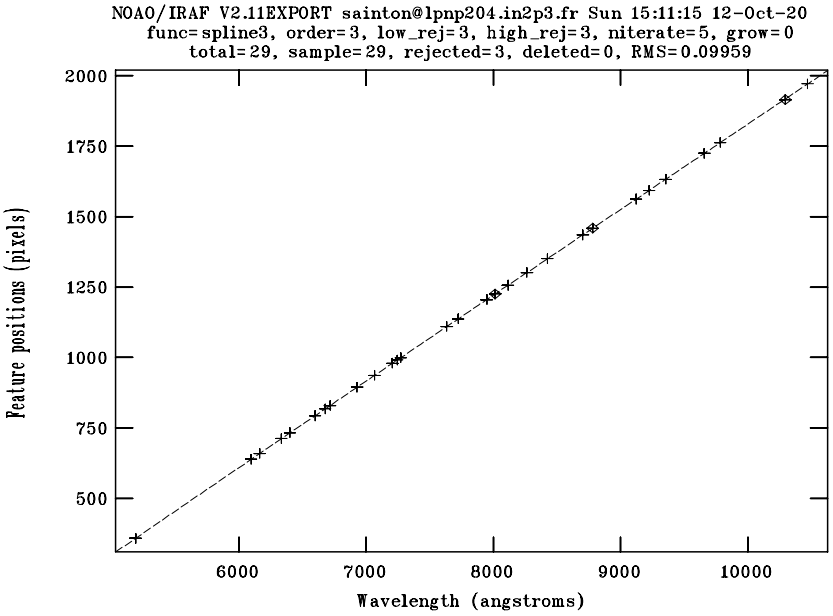

FIG. 3.7 – *Exemple de relation de dispersion ajustée pour une lampe CuNeAr de l'instrument FORS monté sur le télescope VLT.*

Il est aussi à noter que l'étalonnage en longueur d'onde peut être fait directement à partir des raies d'émission du spectre de ciel, présentes sur les images. Si la solution a l'avantage de donner une relation

de dispersion relativement rapidement, elle n'offre pas la même précision puisque les raies de ciel sont plus larges que les raies d'émission des lampes utilisées généralement.

3.6 Le plus d'ESI : la recombinaison des spectres

C'est une étape qui n'a lieu que pour les instruments de type *échelle* ou multi-bras (type WHT). Il s'agit de recombiner les différents morceaux de spectres. Il peut s'agir de recoller deux portions de spectres dont l'un est pris avec une grande couverture ultra-violet et l'autre avec une grande couverture infrarouge. Ou il peut s'agir, comme dans le cas d'ESI, de recombiner chacun des ordres. On va se concentrer sur ce cas. Ceci se fait toujours après l'étalonnage en longueur d'onde, pour pouvoir évaluer correctement les zones de recouvrement entre les ordres.

Outre le recouvrement, on constate la différence de niveau de flux entre les différents ordres, due à la présence du réseau blazé. Ces variations sont illustrées par la figure (Fig. 3.8).

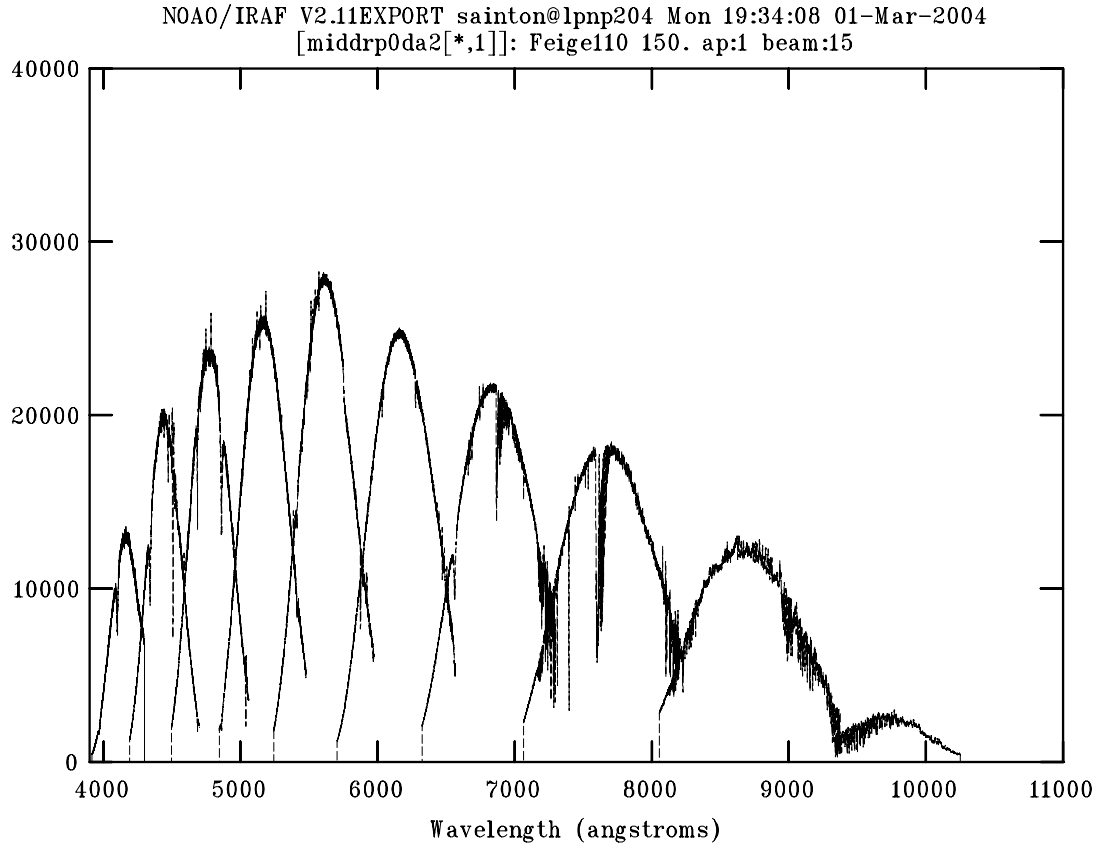

FIG. 3.8 – *Exemple de spectre d'une étoile standard obtenu avec le spectrographe ESI. Chaque portion correspond à un ordre de diffraction différent. Comme il n'y a encore pas eu de correction de l'angle de Blaze, on peut remarquer que les ordres ont des niveaux de flux différents. L'ordonnée est exprimée en nombre d'ADU.*

En général, les réseaux blazés ont la forme représentée dans l'exemple (Fig. 3.9).

Cette variation de flux observée entre les ordres est essentiellement due à la fonction de Blaze. En effet, l'intensité normalisée $I(\alpha, \beta)$, est composée d'une fonction d'interférence (FI) et d'une fonction de

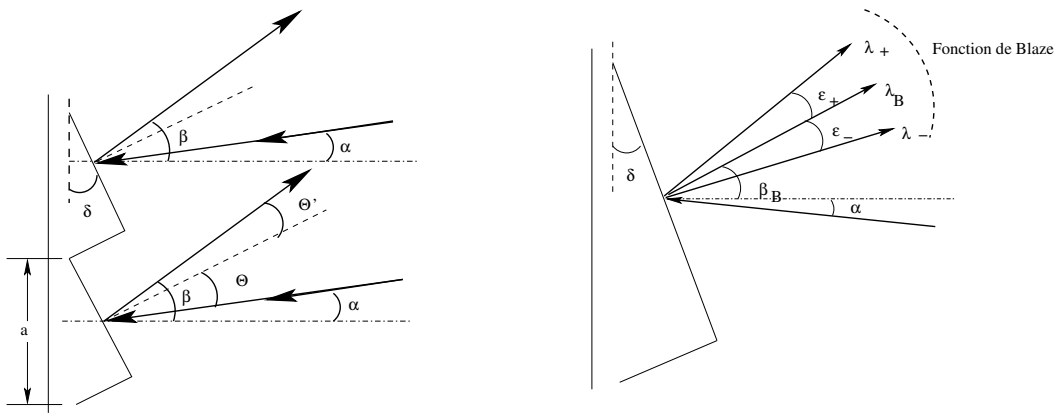

FIG. 3.9 – *gauche : exemple de réseau blazé. δ est appelé angle de blaze. Θ et Θ' sont les angles d'incidence et de réflexion par rapport à la direction normale, respectivement. A droite : Représentation schématique de la fonction de blaze, avec le pic de Blaze centré en λ_B.*

Blaze (FB) : $I(\alpha, \beta) = FI \times FB$. La fonction FB est de la forme $\left(\frac{\sin \nu}{\nu}\right)^2$, où ν désigne la différence de chemin entre deux rayons de même inclinaison sur deux faces successives du réseau. FB est l'enveloppe externe que l'on voit habituellement lorsqu'on représente l'intensité en fonction des angles. Ainsi, le principe du réseau blazé est de déplacer le maximum de la fonction de Blaze vers une longueur d'onde λ_B donnée, dépendant de l'angle δ choisi. On peut montrer que pour chaque ordre, l'intensité passe par un maximum centré en λ_B. On peut aussi montrer que l'enveloppe est d'autant plus large que l'ordre est faible. La figure (Fig. 3.8) donne une illustration. Les plus faibles longueurs d'onde correspondent aux ordres les plus élevés.

On modélise la fonction de Blaze et donc les modulations de flux en ajustant le profil de tous les ordres obtenus avec l'étoile standard. Cette modulation permet aussi de corriger le flux dans les zones de recouvrement. Le profil total obtenu (Fig. 3.10) est inversé et appliqué ensuite à tous les autres spectres "science". L'intérêt de faire cette correction à partir de l'étoile standard plutôt qu'avec les spectres "science" s'explique simplement par le fait que le spectre de l'étoile standard possède un rapport signal sur bruit bien meilleur que celui des autres spectres.

3.7 Correction d'extinction atmosphérique

En traversant l'atmosphère terrestre, la lumière des objets est atténuée du fait de l'absorption et de la diffusion du milieu. Cette atténuation du flux incident est appelée *extinction atmosphérique*. L'importance du phénomène dépend de la distance zénithale de l'objet, des conditions atmosphériques du lieu d'observation et aussi de la longueur d'onde (Fig. 3.11). Il est important de prendre en compte cette absorption lors de la réduction.

Si $\mathcal{M}$ est la magnitude mesurée, A_λ la facteur d'extinction en magnitude au zénith et Z la distance zénithale de l'objet, la magnitude hors atmosphère $\mathcal{M}_0$ est donnée par

$$\mathcal{M}_0(\lambda) = \mathcal{M}(\lambda) - A(\lambda) \times sec(Z)$$

Où $sec(Z) = 1/cos(Z)$.

Cette équation est connue sous le nom de **loi de Bouguer**.. La correction revient à multiplier le flux par le facteur correctif adéquat. La mesure du coefficient $A(\lambda)$ se fait par mesure successive de la

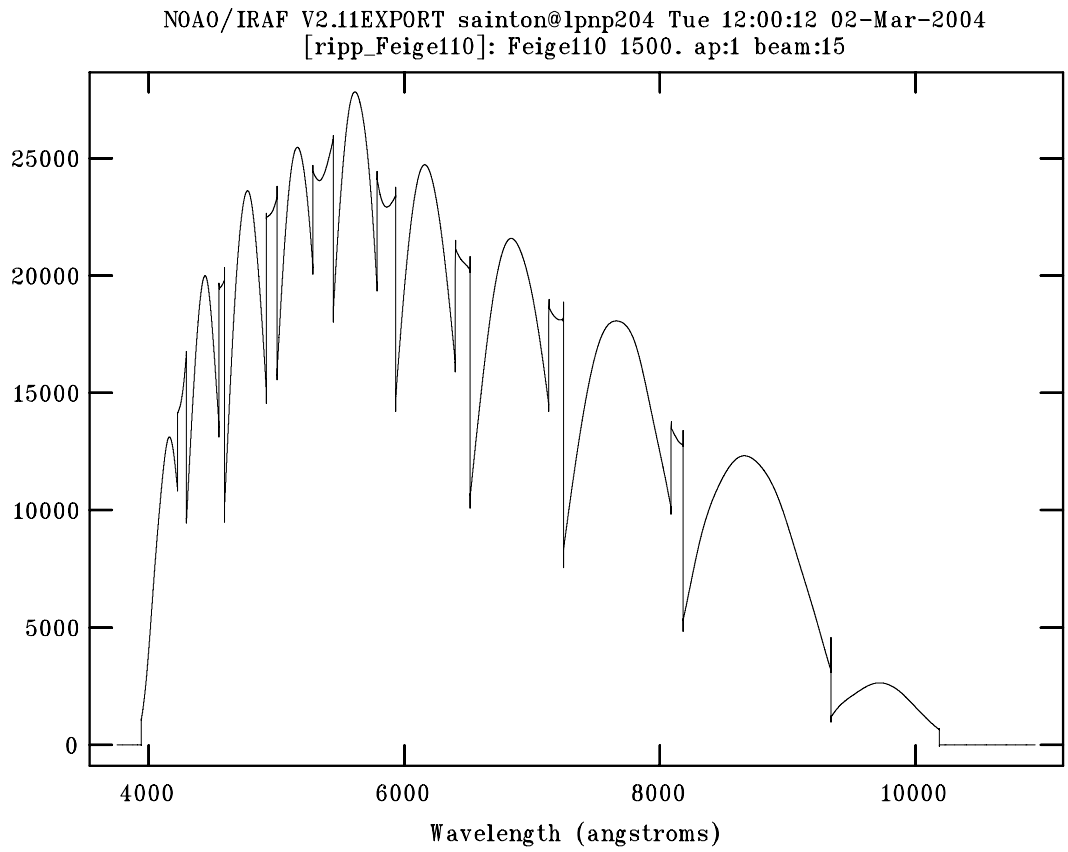

FIG. 3.10 – *Fonction de Blaze, obtenue par ajustement du continuum de l'étoile standard et corrigée des recouvrements entre les ordres. C'est cette fonction qui va être utilisée pour redresser les spectres et les combiner. L'ordonnée est exprimée en nombre d'ADU.*

magnitude d'une étoile à différentes masses d'air. Comme la relation apparaît linéaire en magnitude, alors on peut déduire du coefficient d'extinction.

3.8 Etalonnage en flux

3.8.1 Marche à suivre

Il s'agit de passer d'un spectre dont l'intensité est exprimée en nombre d'ADU à un spectre traditionnellement en $erg.s^{-1}.cm^{-2}.\text{Å}^{-1}$. Pour y parvenir, on utilise une nouvelle fois le spectre extrait de l'étoile standard. On se rappelle que l'étoile standard a été observée dans les mêmes conditions que notre objet, c'est à dire avec la même fente, et si possible, les mêmes conditions optiques (masse d'air et *seeing*). Le critère de standardité d'une étoile tient au fait que son spectre est connu avec une grande précision et que son flux total est tabulé. Il existe un certain nombre d'étoiles étudiées spectro-photométriquement, dont on peut trouver référence dans l'article de Oke (1990).

Ainsi la comparaison entre le flux mesuré au moment de l'observation et le flux tabulé va-t'il nous permettre de définir une fonction de sensibilité propre aux conditions d'observation.

Techniquement parlant, on divise le spectre de l'étoile standard par le flux tabulé puis on applique un

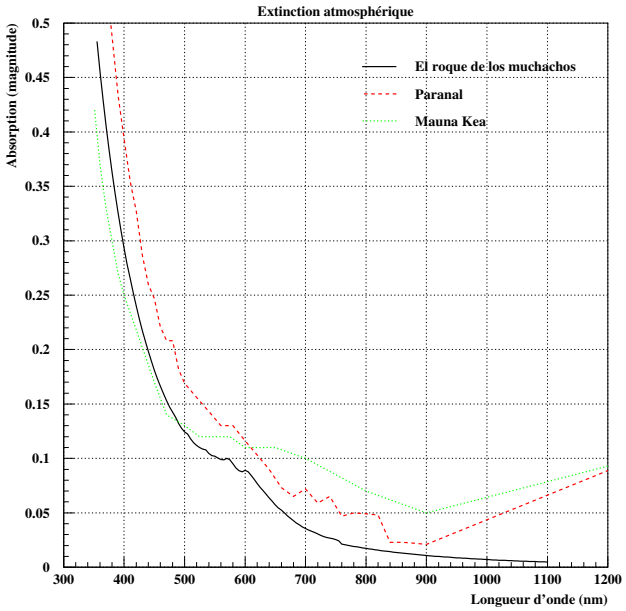

FIG. 3.11 – *Courbes d'extinction atmosphérique des principaux sites d'observation.*

filtre pour lisser la courbe (afin que n'apparaissent pas dans celle-ci les raies en absorption du spectre) comme l'illustre la figure (Fig. 3.12). On obtient ce qu'on appelle la courbe de réponse instrumentale (cf. Fig. 3.13). Cette courbe est exprimée en unité de $2.5\log[(coups.s^{-1}.A^{-1})/(erg.s^{-1}.cm^{-2}.\text{Å}^{-1})]$. Il ne reste alors qu'à diviser le spectre "science" observé par le temps d'exposition et par cette fonction de sensibilité pour obtenir un spectre complètement étalonné en flux. Il faut noter aussi que si les deux objets, l'étoile standard et le candidat n'ont pas des positions proches dans le ciel (ce qui est souvent le cas), on doit corriger la fonction de sensibilité par le rapport des masses d'air de chacun des spectres.

3.8.2 Etalonnage absolu ou relatif ?

Maintenant que toute la réduction est terminée, reste à savoir si l'étalonnage en flux est correct. Le problème revient à savoir si tout le flux de l'objet est passé ou non, dans la fente (Fig. 3.14).

- si tout le flux est passé, alors tout va bien puisque on a fait une observation spectro-photométrique et l'étalonnage peut-être considéré comme absolu ;
- dans la cas contraire, on a une perte de flux qu'il est impossible d'évaluer avec la spectroscopie seulement. L'étalonnage est alors relatif et le seul moyen de corriger le niveau de flux du spectre est d'utiliser des informations photométriques en considérant le flux intégré du spectre dans les filtres utilisés pour l'observation photométrique. Une correction complète du spectre nécessite d'avoir des images de l'objet dans plusieurs filtres, recouvrant toute la gamme spectrale considérée ;

Dans le cas du spectrographe ESI, la correction de flux se fait après avoir corrigé le spectre de la fonction de Blaze. Ensuite, quel que soit le spectrographe, la procédure est la même.

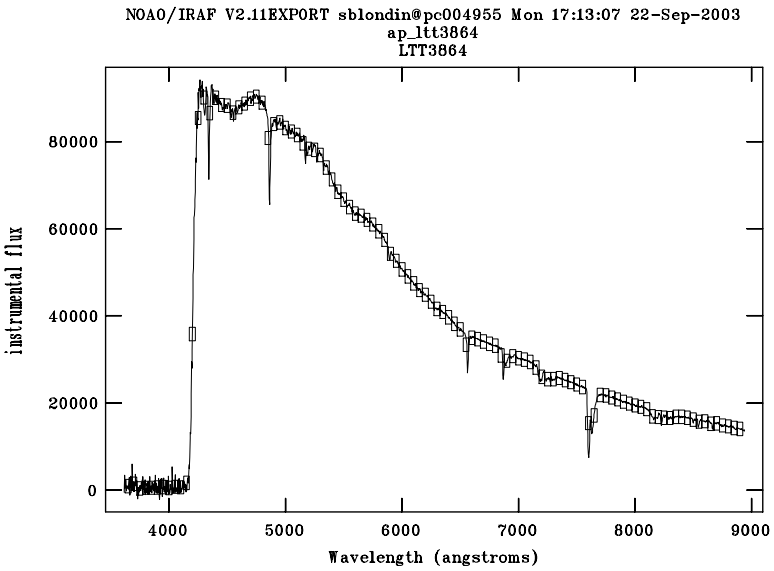

FIG. 3.12 – *Exemple du spectre de l'étoile standard EG21 utilisé pour construire la fonction de sensibilité nécessaire au calibrage en flux. Les points autour de 4000Å doivent être éliminés de l'ajustement du profil. C'est l'utilisation du filtre qui est responsable de cette coupure brusque.*

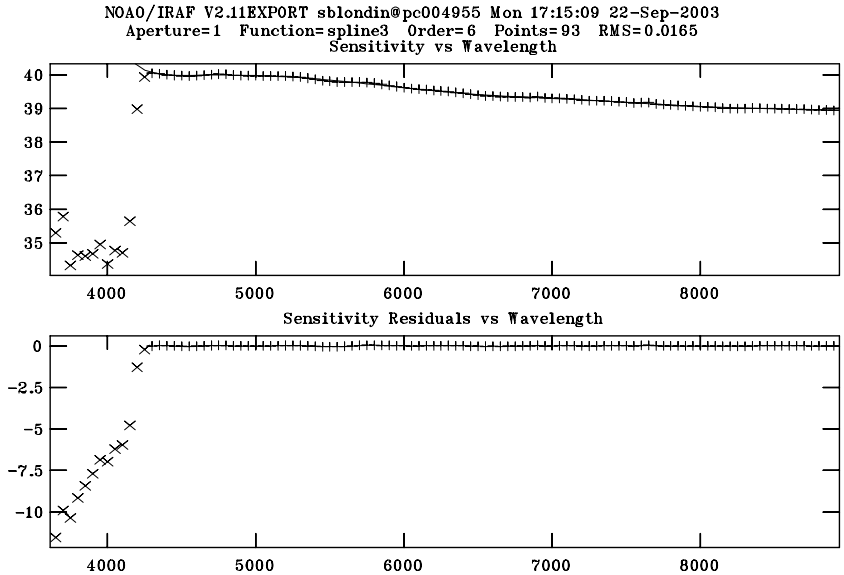

FIG. 3.13 – *Exemple de courbe de sensibilité obtenue en faisant le rapport entre le flux lissé de l'étoile standard observé et son flux tabulé. Cette courbe prend en compte l'absorption atmosphérique. La figure du dessous présente le résidu de l'ajustement.*

3.9 Corrections complémentaires

3.9.1 Suppression des raies telluriques

Lors de la réduction des observations spectroscopiques issues de spectrographes terrestres, les spectres présentent des raies d'absorption causées par l'atmosphère (souvent appelées raies telluriques). Les deux

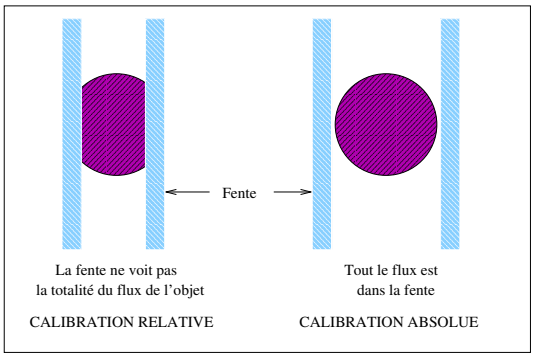

FIG. 3.14 – *La figure illustre le problème du positionnement de l'objet dans la fente et la largeur de celle-ci. La position du signal est aussi une fonction de la longueur d'onde.*

raies principales, sont celles à 6900Å et 7600Å notamment. Ces raies dont l'origine est due à la présence d'eau et d'ozone dans l'atmosphère, sont connues et peuvent être supprimées en utilisant le spectre de l'étoile standard. En effet, ces raies atmosphériques sont également présentes dans son spectre.

Le principe est d'ajuster le spectre de l'étoile standard par un polynôme en évitant de prendre en compte les absorptions propres de l'étoile. On doit créer un profil qui ne contient que les raies telluriques et qui est égal à l'unité pour les autres longueurs d'onde. La figure (Fig. 3.15) donne une représentation du logarithme décimal de ce profil. Ensuite, on doit compenser de la différence de masse d'air qu'il peut y avoir entre l'étoile standard et l'objet étudié, qui se traduit par une différence de profondeur des profils des raies[4]. Pour compenser, on ramène la profondeur des raies du profil à celle du spectre en faisant le rapport des masses d'air. Finalement, on divise le spectre étudié par ce profil ce qui conduit à la disparition des raies inopportunes.

3.9.2 L'absorption de notre galaxie

Grâce aux comptages d'étoiles, les astronomes se sont rendus à l'évidence que la lumière des objets les plus éloignés est atténuée le long de la ligne de visée. En outre, l'absorption est une fonction inversement proportionnelle de la longueur d'onde : l'absorption rougit les étoiles. Cette décroissance correspond à la loi de décroissance typique des spectres d'étoiles. On comprend aussi que l'absorption va être différente selon la direction d'observation.
Les observations en infrarouge lointain de la Galaxie par l'instrument DIRBE, embarqué sur le satellite COBE ont permis de mesurer cette émission avec une grande résolution angulaire permettant de construire des cartes de poussières interstellaires (Schlegel et al. 1998). La figure (Fig. 3.16) donne la distribution de l'émission infrarouge et donc la quantité de poussière en fonction de la direction d'observation. En général, on définit la quantité $E(B-V) = A_B - A_V$ comme la différence d'absorption dans la bande B et dans la bande V. Cette quantité dépendant de la direction d'observation, correspond à la quantité de poussière le long de la ligne de visée.

Mais en spectroscopie, on est intéressé par les variations de ce terme en fonction de la longueur d'onde. Cette loi, $f(\lambda)$, a été établie par Fitzpatrick (1999), poursuivant le travail de Cardelli et al. (1989). En résumé, pour définir l'absorption à une longueur d'onde donnée, on peut définir, de la même façon, l'excès de couleur par rapport au visible :

$$E(\lambda - V) = A_\lambda - A_V \tag{3.2}$$

En divisant par $E(B-V)$ et en définissant le rapport $\mathcal{R} = A_V/E(B-V)$, on obtient

$$f(\lambda) = \frac{A_\lambda}{E(B-V)} \tag{3.3}$$

[4]La profondeur varie comme $10^{0.55\times Z}$ où Z est la masse d'air.

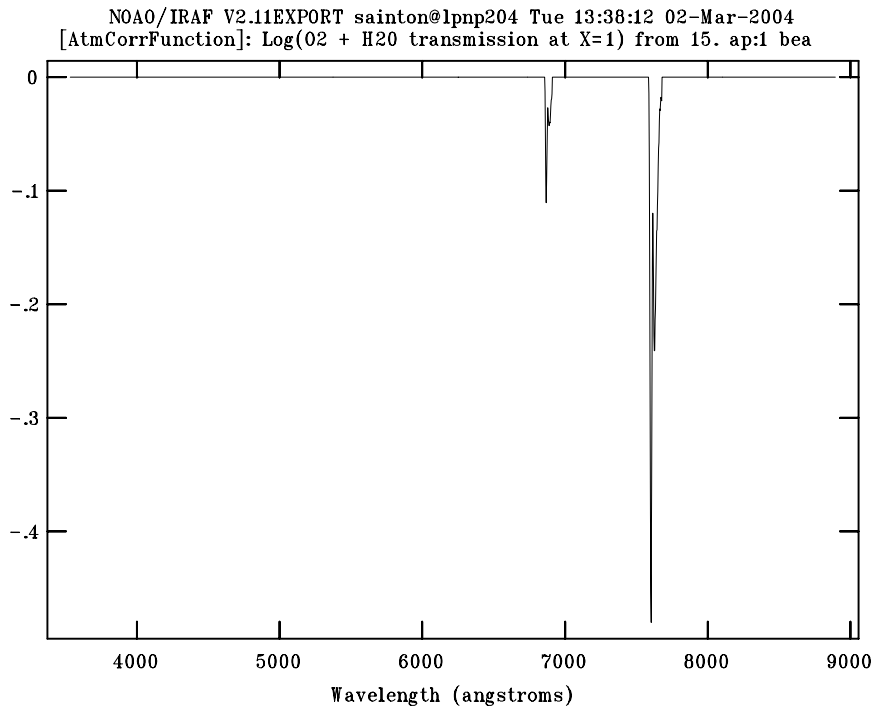

FIG. 3.15 – *Exemple de profil contenant les absorptions telluriques. Il est obtenu à partir d'une étoile standard. Le flux, en ordonnée est exprimé en* $10^{-16} \times erg.cm^{-2}.s^{-1}.\AA^{-1}$

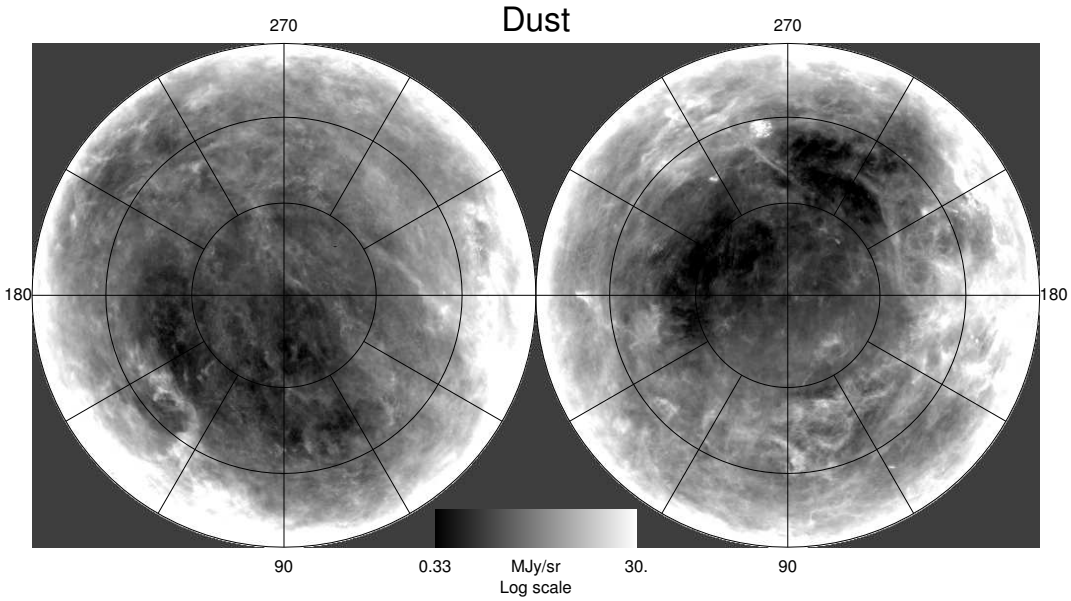

FIG. 3.16 – *Cartes des poussières interstellaires en IR lointain de notre Galaxie déterminées par DIRBE, instrument du satellite COBE.*

La figure (Fig. 3.17) fournit cette loi d'extinction pour $\mathcal{R} = 3.1$.

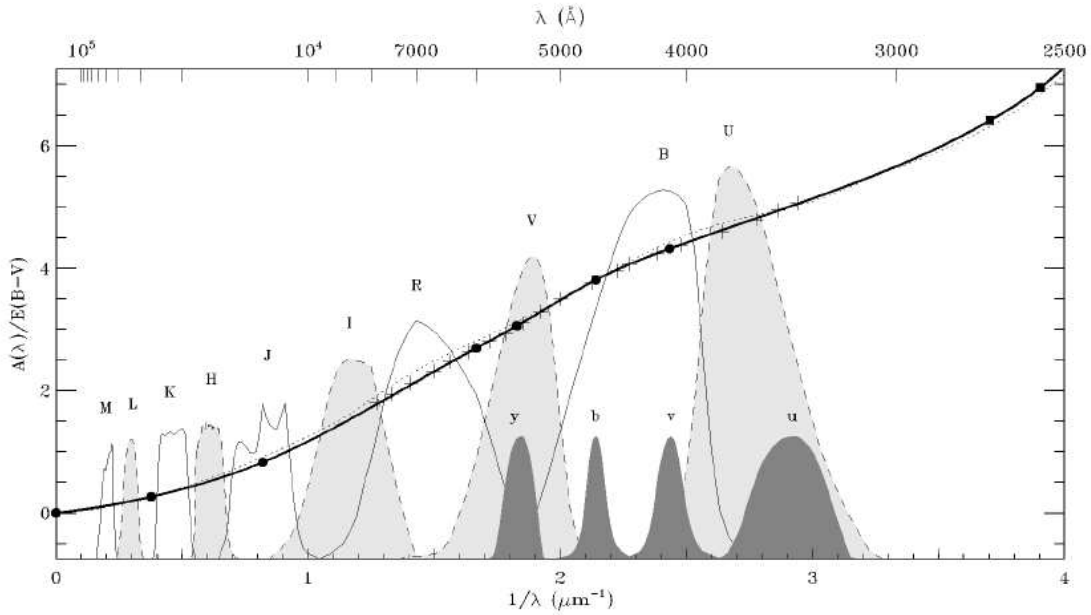

FIG. 3.17 – *Loi d'extinction galactique en fonction de la longueur d'onde pour un E(B-V)=1. Cette courbe est normalisée pour avoir un* $\mathcal{R} = 3.1$. *Extrait de Fitzpatrick (1999).*

Références

Cardelli J.A., Clayton G.C. & Mathis J.S. (1989), *The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction*, ApJ, **345**, pp. 245–256.

Filippenko A.V. (1982), *The importance of atmospheric differential refraction in spectrophotometry*, PASP, **94**, pp. 715–721.

Fitzpatrick E.L. (1999), *Correcting for the Effects of Interstellar Extinction*, PASP, **111**, pp. 63–75.

Horne K. (1986), *An optimal extraction algorithm for CCD spectroscopy*, PASP, **98**, pp. 609–617.

Marsh T.R. (1989), *The extraction of highly distorted spectra*, PASP, **101**, pp. 1032–1037.

Oke J.B. (1990), *Faint spectrophotometric standard stars*, AJ, **99**, pp. 1621–1631.

Schlegel D.J., Finkbeiner D.P. & Davis M. (1998), *Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds*, ApJ, **500**, pp. 525–+.

Schroeder D.J., *Astronomical Optics* (San Diego : Academic Press 1987).

van Dokkum P.G. (2001), *Cosmic-Ray Rejection by Laplacian Edge Detection*, PASP, **113**, pp. 1420–1427.

Chapitre 4

Reduction des données Keck/ESI et VLT/FORS1

4.1 Introduction

Dans le chapitre précedent, les principales étapes de la réduction des spectres de type *échellette* et *longue fente* ont été exposées, on va maintenant présenter de manière plus détaillée les spectrographes utilisés dans le cadre de ces travaux de thèse. Il s'agit, pour le premier, du spectrographe ESI et pour le second, du spectrographe FORS1.

4.2 Description du spectrographe ESI

Le premier spectrographe décrit dans cette section est ESI (Echellette Spectrographe and Imager). Il est monté sur le foyer du Keck II, l'un des deux plus gros télescopes du monde. Nous allons successivement décrire la monture puis nous rentrerons dans les détails en évoquant les performances optiques de cet instrument.

4.2.1 Les télescopes Keck

Les deux télescopes jumeaux Keck I et Keck II (Fig. 4.1) sont les plus gros télescopes du monde dédiés à l'optique et à l'infrarouge. Ils ont été construits sur le Mauna Kea à Hawaii, par l'institut californien de technologie (Caltech) et la NASA. Le financement a été rendu possible à la suite d'un don de 149 millions de dollars par la fondation W.M. Keck. Le Keck I a été mis en service en mai 1993 et le Keck II en octobre 1996. ESI est l'un des instruments montés sur Keck II. Ce télescope a un miroir primaire de construction révolutionnaire puisque contrairement aux autres grands télescopes de la classe des 8 mètres, le miroir primaire de celui-ci n'est pas monolithique. En effet, il est constitué des 36 miroirs hexagonaux formant ensemble un miroir de 10 mètres de diamètre (Fig.4.1). Chaque miroir mesure 1.8m de diamètre, 75mm d'épaisseur et pèse 362 kg. La distance entre les miroirs est de 3mm. La monture des Keck est de type Ritchey-Chrétien, comme le montre la même figure, à droite. On peut trouver un résumé des principales caractéristiques du télescope Keck II dans le tableau (Tab. 4.1).

Les télescopes Keck I et Keck II comptent de nombreux instruments. Il y a des imageurs, des spectrographes, capables d'observer dans les gammes optique et infrarouge. Le tableau (Tab. 4.2) donne un résumé des différents instruments.

On va maintenant se focaliser sur le spectrographe qui est indiqué en gras dans le tableau (Tab. 4.2), qui a servi à la confirmation spectroscopique de nombreux objets dans le cadre des campagnes de

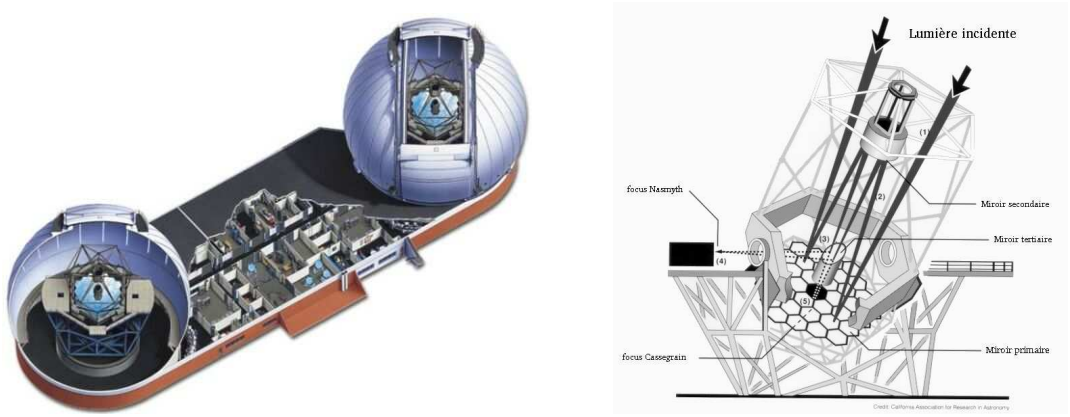

FIG. 4.1 – *A gauche : Vue d'artiste des deux télescopes Keck construits au sommet du Mont Mauna Kea (Hawaii). Sur la première figure, Keck II est le télescope de droite. A droite, on a une représentation tridimentionnelle du télescope.*

latitude	19°49'N
longitude	155°28'O
altitude (m)	4150
Miroir primaire (m)	10.10
Type	Ritchey-Chrétien
Monture	Altazimutale
Rayon de courbure du primaire (m)	34.97
Miroir secondaire(m)	0.51
Rayon de courbure du secondaire (m)	-1.77
Distance primaire/secondaire (m)	15.00
Rapport focale	f/1.75
seeing moyen du lieu	0.55" FWHM

TAB. 4.1 – *Résumé des principales caractéristiques du télescope Keck II.*

Nom	type	télescope	gamme optique
DEIMOS	spectro-imageur (multifentes)	Keck II	optique
ESI	**spectro-imageur (échelle)**	**Keck II**	**optique**
HIRES	spectrographe (échelle)	Keck I	optique
LRIS	spectrographe (deux voies)	Keck I	UV à IR
LWS	imageur	Keck I	IR
NIRC	spectro-imageur	Keck I	IR
NIRC-2	spectro-imageur	Keck II	IR
NIRSPEC	spectrographe (échelle)	Keck II	IR

TAB. 4.2 – *Table donnant la liste des instruments montés sur les Keck. Dans la colonne "type", on indique entre parenthèses le type de spectrographe dont il s'agit. IR= Infra Rouge et UV= Ultra Violet.*

recherche de supernovæ du Supernova Cosmology Project (SCP) : le spectrographe ESI.

4.2.2 Le spectrographe ESI

Le spectrographe ESI (Echellette Spectrograph and Imager) est un instrument à usage multiple délivré par le laboratoire de développement des instruments de l'observatoire Lick pour être adapté sur le foyer Cassegrain du télescope Keck II. ESI a eu sa première lumière le 29 août 1999. C'est un instrument multimode capable d'alterner facilement les trois modes pendant les observations. Ces trois modes sont :

- Echelle avec une résolution $\mathcal{R} = 26000$
- Prismatique à faible dispersion de résolution $\mathcal{R} = 6000$ à $\lambda = 3900$Å et $\mathcal{R} = 1000$ à $\lambda = 11000$Å
- Image avec une largeur de champ de 2×8 minutes d'arc.

Outre la grande résolution du mode échelle, couplée à la taille du miroir, ESI possède un compensateur de flexions (causées par le poids de l'appareil). Il est constitué d'un miroir qui compense tous les mouvements du reste de l'optique. On s'assure ainsi d'une très grande stabilité, indispensable pour observer des objets extrêmement éloignés (donc avec une très faible magnitude ou un très faible rapport signal sur bruit). Parmi les trois modes, les observateurs du SCP ont utilisé le mode échelle qui propose la meilleure résolution. Le reste de cette section est consacré à la description de ce mode. Pour faire une description compréhensible, on va suivre le trajet de la lumière entrant dans le spectrographe. La description suit la numérotation de la figure (Fig. 4.2).

1. La lumière arrive sur la roue à fentes. La fente choisie et orientée permet de sélectionner la section du champ dont on veut le spectre. Les fentes disponibles ont 0.3, 0.5, 0.75, 1.0, 1.25 et 6 secondes d'arc de largeur pour 20 secondes d'arc de longueur.
2. La portion de champ sélectionnée incide sur le miroir collimateur dont l'armature est construite afin de contrôler les flexions et la stabilité du foyer. Ce miroir mesure 580mm de diamètre et possède une distance focale de 2286mm.
3. Toute la lumière est réfléchie contre ce miroir collimateur et il y a alors un premier passage dans le prisme #1 qui disperse l'ensemble de la lumière en longueur d'onde.
4. La lumière dispersée tombe en incidence normale ou "quasi-Littrow" sur un réseau blazé[1] en réflexion (réseau plan avec un profil en dents de scie). L'utilisation de tels réseaux permet de déplacer le maximum de diffraction vers des ordres non nuls[2]. Pour avoir une bonne séparation des ordres, on les choisit (lors de la construction) les plus éloignés de l'ordre nul. Ainsi dans le cas d'ESI, on utilise les ordres de 6 à 15 où la distribution en longueur d'onde est donnée dans le tableau (Tab. 4.3). Le réseau d'une taille de 203 mm^2 est constitué de 175 traits/mm et l'angle de Blaze est d'environ 32 degrés. La dispersion finale du réseau est de $11.4 km.s^{-1}$ par pixel (soit une résolution $\mathcal{R} = 26300$).
5. La lumière diffractée par le réseau repasse alors dans le prisme #1 avant de tomber sur le prisme #2 qui effectue une dispersion croisée pour séparer les ordres dans la dimension spatiale.
6. Toute la lumière dispersée et diffractée arrive sur la caméra CCD 2000×4000 pixels, où chaque pixel mesure $15 \mu m$ de côté. La courbe d'efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde est donnée dans la figure (Fig. 4.3). Les principales caractéristiques de la CCD de ESI sont données dans le tableau (Tab. 4.4).

Le passage de la lumière à travers un dispositif comme ESI conduit au spectrogramme brut de la figure (Fig. 4.4).

[1] Vient de *blaze* en anglais qui signifie *miroitement*, du à l'effet de concentration de la lumière en un ordre donné.
[2] Pour des rappels sur les réseaux *échelle*, on pourra se reporter à Born & Wolf (1999), par exemple.

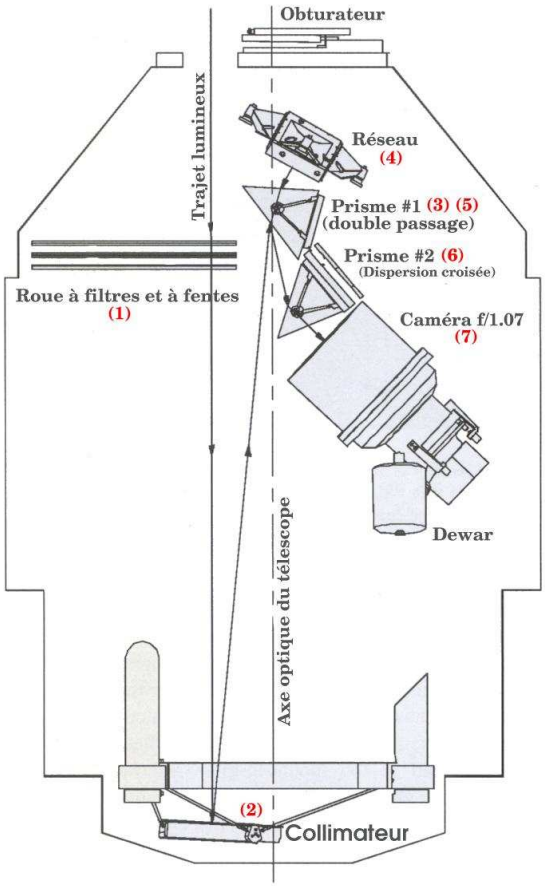

FIG. 4.2 – *Schéma du spectrographe ESI monté au foyer du télescope Keck II. Le déplacement des éléments (prismes, réseau, roue de filtres et fentes) offre une grande modularité de cet appareil pour passer d'un mode d'observation à un autre. La configuration de l'instrument sur cette figure est celle du mode échelle.*

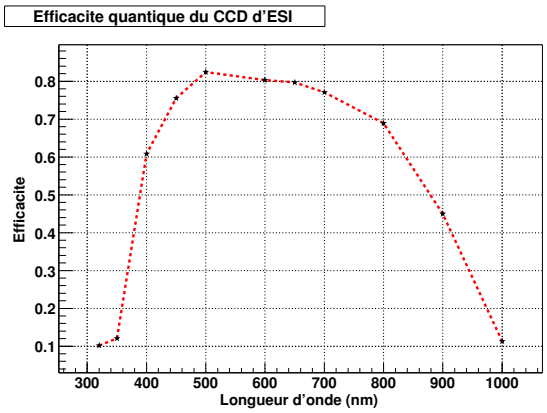

FIG. 4.3 – *Courbe d'efficacité quantique de la CCD du spectrographe ESI en fonction de la longueur d'onde.*

Ordre	λ_{min}(nm)	$\lambda_{central}$(nm)	λ_{max} (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)[a]	Dispersion (nm/pixel)[b]
6	936.6	1014.6	1106.8	170.3	0.039
7	881.7	869.7	936.6	124.9	0.033
8	716.2	760.9	811.7	95.5	0.029
9	640.8	676.4	716.2	61.0	0.026
10	579.8	608.8	640.8	61.0	0.023
11	529.4	553.4	579.8	50.4	0.021
12	487.0	507.3	529.4	42.3	0.019
13	450.9	468.3	487.0	36.1	0.018
14	419.8	434.8	450.9	31.1	0.017
15	392.7	405.8	419.8	27.1	0.015

(a) $\Delta\lambda$: écart en longueur d'onde (en nm) entre le minimum λ_{min} et le maximum λ_{max}.
(b) Dispersion : dispersion en nm/pixel à la longueur d'onde centrale $\lambda_{central}$.

TAB. 4.3 – *Tableau décrivant la séparation des ordres du mode échelle du spectrographe ESI.*

Nombre de pixels	2048×4096
Taille des pixels	$15\mu m$
Courant d'obscurité	$2e^-/pixel/heure$ à $153K$
Gain	1.29 e^-/ADU
Bruit de lecture	$2.7e^{-1}$
Temps de lecture moyen	57 s

TAB. 4.4 – *Caractéristiques du CCD de la caméra du spectrographe ESI.*

La différence de teinte entre la moitié gauche et la moitié droite tient au fait qu'il y a deux amplificateurs de gain différent sur la CCD, donc le nombre d'ADU n'est pas le même pour un même nombre de photons incidents. Sur cette image brute, on peut distinguer les dix ordres de diffraction créés par le réseau blazé. Le premier ordre à gauche est l'ordre 15, c'est la partie bleue du spectre. Les plus basses longueurs d'onde de chaque ordre sont en bas. Sur la partie en haut à gauche du spectrogramme, on remarque la présence d'une bande blanche constituée de "colonnes mortes" qui est due à des pixels défaillants entraînant un défaut dans la lecture du reste de la colonne. Les points ou petites traînées blanches sont des impacts de cosmiques sur la CCD qui saturent les pixels. La proportion de cosmiques est d'autant plus importante que la durée de l'exposition est grande. Dans la partie droite, on distingue une petite bande noire. C'est une zone qui ne contient pas de donnée liée au champ observé, mais contient des informations sur des gradients pouvant apparaître dans le sens de la lecture (qui se fait du bas vers le haut). Une description détaillée du traitement de ces images est donnée dans le chapitre précédent (Chap. 3).

4.3 Les campagnes 2001 et 2002 avec Keck

4.3.1 Détections photométriques

Lors des campagnes d'observation des printemps 2001 et 2002, les détections étaient effectuées selon le principe décrit auparavant avec la caméra CFHT12k, montée sur le CFHT, la caméra BTC (Big Throughput Camera), montée au CTIO et la nouvelle caméra Suprime sur le télescope Subaru. La grande

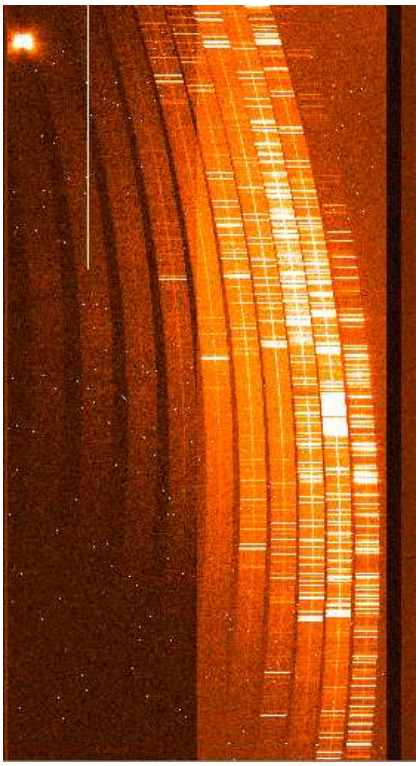

FIG. 4.4 – *Exemple de spectrogramme brut obtenu avec le spectrographe ESI. Il s'agit ici du spectrogramme d'une étoile standard.*

taille du miroir du télescope Subaru a grandement amélioré la capacité de recherche d'objets lointains.

Le tableau (Tab. 4.5) résume les conditions d'observations photométriques des candidats spectrés par le télescope Keck. Les dates de recherche sont données dans le tableau.

4.3.2 Déroulement des observations spectrométriques

4.3.2.1 Campagne du printemps 2001

Concernant la campagne du printemps 2001, les observations ont eu lieu pendant les nuits du 21 au 25 avril 2001. Aucune information météorologique n'a été répertoriée sur ces 5 nuits, mais il semblerait que l'intégralité du temps ait été utilisée. Un total de 16 candidats a été spectré avec ESI (cf. IAU Circular 7763 et 7764). Dans le cadre de cette thèse, il m'a été donné la charge de réduire et d'identifier de manière aussi définitive que possible l'ensemble des données en question.

4.3.2.2 Campagne du printemps 2002

Lors de la campagne du printemps 2002, le SCP a bénéficié de 6 nuits, les 13,14 et 15 avril et les 11,13 et 14 mai. En avril, les deux premières nuits ont été intégralement utilisées alors que lors de la troisième, le mauvais temps n'a permis d'observer qu'une heure durant avec un *seeing* d'environ 1.3 seconde d'arc. Toutes les nuits du mois de mai ont été perdues pour cause de mauvais temps (dont neige au sommet). 5 candidats ont pu malgré tout être spectrés au printemps 2002.

Lors de cette campagne, j'ai eu l'occasion de participer à la détection des candidats du CFHT, aux observations avec le télescope Keck et finalement j'ai eu en charge l'ensemble de la réduction et de l'identification des spectres de cette campagne.

Parmi ces 21 spectres ESI, douze ont pu être identifiés comme des SNIa. 9 spectres sont trop plats pour pouvoir être classés. Et finalement, 2 candidats n'ont pu être extraits des images du fait d'une trop

nom IAUC/SCP	Tele Obs	Date Ref	Date New	PI[a]	Nouvelle Mag[b]	Mag. hôte	DA[c]
sn2001gk	CFHT	03/30	04/20	28.80	24.08	20.90	2.94
sn2001gm	CFHT	03/30	04/20	38.46	23.40	20.90	2.26
sn2001gn	CHFT	03/30	04/20	95.25	24.96	24.95	3.44
sn2001gp	CFHT	03/29	04/15	100.60	25.50	23.32	2.27
sn2001gq	CFHT	03/28	04/18	326.60	24.76	23.93	0.85
sn2001gt	CTIO	03/28	04/18	1413 ?	22.67	22.28	6.02
sn2001gv	CTIO	03/28	04/18	28.69	23.67	22.26	6.01
sn2001gw	CTIO	03/29	04/18	110.50	? ? ?	? ? ?	1.51
sn2001gx	CTIO	03/28	04/18	44.35	23.76	21.35	5.76
sn2001gz	CTIO	03/28	04/19	71.63	24.14	22.62	6.11
sn2001ha	CTIO	03/28	04/17	1386 ?	23.49	23.15	13.03
sn2001hb	CTIO	03/28	04/18	326.60	24.76	24.76	6.13
sn2001hd	CTIO	03/29	04/18	25.69	22.76	22.76	0.36
sn2001he	CTIO	03/29	04/18	32.33	22.98	22.98	0.15
S01-021	CTIO	03/28	04/18	1406 ?	24.05	20.76	5.90
S01-058	CFHT			1284	25.06	24.31	6.97
sn2002fl	CFHT	-	RG mode[d]	-	-	18.99	4.06
C02-008	CFHT	-	RG mode	-	-	23.80	0.05
S02-016	Subaru	03/19	04/09	20.25	23.59	21.80	0.28
S02-027	Subaru	03/19	04/09	25.36	23.60	23.74	6.26
S02-032	Subaru	03/19	04/09	363.80	23.03	22.16	6.54
S02-035	Subaru	03/19	04/09	76.78	23.58	23.32	0.06
S02-049	Subaru	03/19	04/09	91.00	24.00	23.82	0.47

a PI : pourcentage d'augmentation du flux entre l'image de référence et l'image de soustraction.
b Magnitude de l'objet établie après soustraction.
c Distance en arc-seconde entre le centre de l'objet sur l'image soustraite et le barycentre de la galaxie hôte (supposée).
d 'RG mode' pour Recherche Glissante : il s'agissait des premiers essais de cette nouvelle méthode de recherche.

TAB. 4.5 – *Informations photométriques sur les candidats des campagnes du printemps 2001 et 2002 spectrés avec le spectrographe Keck-ESI.*

faible intensité.

Les informations photométriques contenant l'ensemble des candidats détectés par les différents télescopes n'ont pas permis d'établir le rapport entre le nombre de candidats détectés et le nombre de candidats spectrés.

Le résumé de l'analyse des spectres pour lesquels il a été possible d'extraire un signal est donné dans le tableau (Tab. 4.6).

Et dans l'annexe (Annexe A) on pourra trouver des spectres ainsi que leur meilleur modèle ajusté.

IAUC/SCP nom	T_{exp}(seconde)[a]	PA[b]	Type	Z	SN	Âge[c]	détermination du z
sn2001gk	3600	-45	?	0.661	-		H&K et $H\delta$ dans le spectre
sn2001gm	1200	-45	Ia	0.47	+7	sn1996x	raies du spectre du candidat
sn2001gn	7900	-45	Ia	1.10	-7	sn1990n	raies du spectre du candidat
sn2001gp	10800	+45	?	1.067 ?	-		raies du spectre du candidat
sn2001gq	5400	+50	Ia	0.671	-	-	H&K et $H\delta$ dans le spectre
sn2001gt	3600	-30	Ia	0.56	-7	sn1990n	raies du spectre du candidat
sn2001gv	3000	0	Ia	0.601	-		[OII] et [OIII] dans le spectre
sn2001gw	480	+70	Ia	0.363	+2	sn1994d	[OII] dans le spectre
sn2001gx	3600	-45	?	0.579	-		Ca H&K dans le spectre
sn2001gz	27200	-10	?	-	-	-	
sn2001ha	2700	-10	Ia	0.58	max	sn1981b	raies du spectre du candidat
sn2001hb	7200	-60	Ia	-	-	-	
sn2001hd	3000	+64	Ia	0.51	+5	sn1992a	$H\alpha$ et NaD dans le spectre
sn2001he	7200	+70	Ia	0.59	-7	sn1990n	raies du spectre du candidat
S01-021	3600	-30	-	-	-	-	-
S01-058	10800	+30	-	-	-	-	-
sn2002fl	1800	+40	Ia	0.25	+9	sn1992a	raies du spectre du candidat
C02-008	600	+45	?	0.31	-3	-	raies du spectre du candidat
S02-016	3600	0	?	-	-	-	-
S02-027	3600	-68	?	-	-	-	-
S02-032	4680	-30	?	-	-	-	-
S02-035	3600	-30	?	-	-	-	-
S02-049	3979	-8	?	-	-	-	-

[a] T_{exp} : temps d'exposition total investi par objet.
[b] PA (Position angle) : angle de la fente relative à l'angle parallactique.
[c] Âge : date du spectre, relativement au maximum de luminosité de l'objet déterminée dans le filtre B au repos.

TAB. 4.6 – *Résultats d'identification des spectres des campagnes de printemps 2001 et 2002 avec Keck-ESI.*

4.4 La spectroscopie du SNLS avec VLT-FORS1

Nous allons maintenant décrire l'un des spectrographes monté au foyer de VLT-Antu, première unité du Very Large Telescope (VLT) construit sur le mont Paranal au Chili par le European Southern Observatory (ESO). Comme dans le cas du spectrographe ESI, nous allons décrire, de manière simplifiée, le télescope puis l'instrument en question, FORS1. De plus amples détails peuvent être obtenus en lisant le manuel de l'utilisateur du spectrographe FORS (ESO 2003).

4.4.1 Les télescopes VLT

Construit à plus de 2600 mètres d'altitude sur le mont Cerro Paranal, le VLT est un ensemble de 4 télescopes (Antu, Kueyen, Melipal et Yepun) de type Ritchey-Chrétien dont le miroir primaire mesure 8.20 mètres de diamètre. Il faut souligner que comparativement au télescope Keck, ce miroir est poli en une seule pièce et n'a une épaisseur que de 175mm. Le VLT UT1, Antu a eu sa première lumière en mai 1998. Le tableau (Tab. 4.7) donne les principales caractéristiques des télescopes. Comme pour les télescopes du Mauna Kea, le choix du lieu de construction tient à sa stabilité atmosphérique. L'humidité annuelle est autour de 10%.

En considérant le faible rapport entre l'épaisseur du miroir et son diamètre, on comprend que les miroirs primaires du VLT soient flexibles et soient sensibles aux contraintes mécaniques. Ceci nécessite donc un contrôle permanent de la forme des miroirs. C'est pour cette raison qu'ils sont contrôlés par des capteurs électroniques qui mesurent les contraintes sur le miroir primaire et compense les variations par

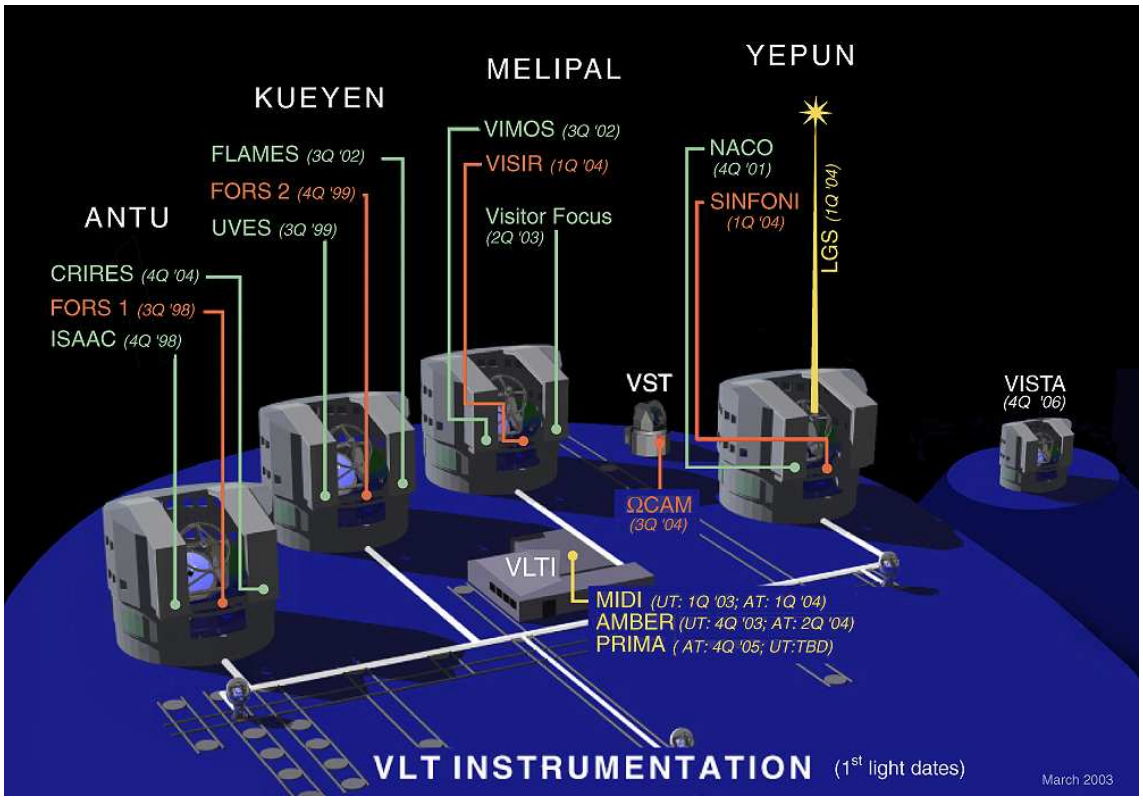

FIG. 4.5 – *Figure montrant les 4 télescopes VLT, construits au mont Cerro Paranal, au Chili. Cette figure présente aussi les différents instruments associés à chacun d'eux.*

un mouvement du miroir secondaire. Cette *optique active* doit principalement corriger les déformations dues à des défauts de construction, des effets thermiques, des mouvements dus au vent et l'inclinaison du télescope.

Depuis la mise en service des 4 télescopes, de nombreux instruments sont venus peupler les différents foyers. La figure (Fig. 4.6) donne une illustration de la répartition des instruments sur le site. Le tableau (Tab. 4.7) recense tous les instruments, spectrographes et imageurs, construits pour observer dans les différentes gammes de longueur d'onde. Dans ce tableau, il n'est volontairement pas mentionné la présence d'instruments pour faire des mesures interférométriques entre les différentes unités mais on pourra se référer au site internet http ://www.eso.org pour plus de renseignements.

4.4.2 Le spectrographe FORS1

Maintenant que les principales caractéristiques du VLT ont été exposées, on va s'intéresser au spectrographe aujourd'hui très largement utilisé par la collaboration SNLS pour identifier une très grande partie des candidats obtenus par les observations photométriques. En effet, c'est près de 240 heures qui ont été allouées par l'ESO pour l'identification spectroscopique de ce projet. Il s'agit du spectrographe FORS1 monté sur VLT-Antu, la première unité du VLT.

FORS1 (FOcal Reducer and low dispersion Spectrograph) est un instrument optique dont la gamme de longueurs d'onde accessible s'étend entre 330nm et 1100nm. FORS a été conçu pour la mesure d'objet fin et peut être utilisé selon trois modes : un mode dédié à l'imagerie, un mode dédié à la spectropola-

latitude	$-24°37'$
longitude	$70°24'$
altitude	2635m
Diamètre du miroir primaire	8.20m
Type	Ritchey-Chrétien
Monture	Altazimutale
Rayon de courbure du miroir primaire	23.97m
Diamètre du miroir secondaire	1.12m
Rayon de courbure du secondaire	-4.50m
Distance primaire/secondaire	9.80m
Seeing moyen du lieu	0.66”

TAB. 4.7 – *Résumé des principales caractéristiques du télescope VLT-Antu.*

Nom	type	télescope	gamme optique
CRIRES	Spectrographe *échelle*	Antu	IR[a]
FLAMES	MOS[b] et IFS[c]	Kueyen	optique
FORS 1	**Imagerie MOS et spectroscopie longue fente**	**Antu**	**optique**
FORS 2	Comme FORS 1	Kueyen	optique
ISAAC	Imagerie, polarimétrie et spectroscopie longue fente	Antu	IR proche
SINFONI	IFU+OA[d]	Yepun	IR proche
UVES	Spectroscope	Kueyen	optique
VIMOS	MOS	Melipal	optique
VISIR	Imagerie et spectroscopie longue fente	Melipal	IR

(a) IR = Infra Rouge, lorsque la longueur d’onde du spectre dépasse 900nm.
(b) MOS = Multi Object Spectrograph, spectrographe contenant plusieurs fentes pour spectrer plusieurs objets en même temps.
(c) IFS = Integral Field Spectrometer = Spectrographe intégral de champs, capable de prendre simultanément l’imagerie et la spectrométrie du champ pointé.
(d) OA = Optique Adaptative, système électronique chargé de corriger les effets de turbulence de l’atmosphère.

TAB. 4.8 – *Listes des principaux instruments montés sur les 4 unités du VLT.*

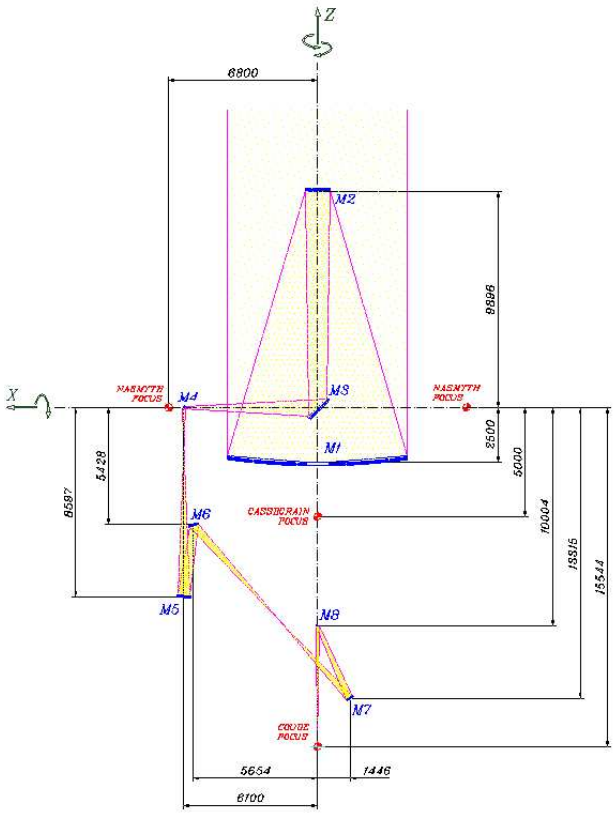

FIG. 4.6 – *Schéma de principe de fonctionnement de l'optique du VLT-Antu. Les quatre télescopes ont été construits selon le même schéma.*

rimétrie et un autre utilisé pour faire de la spectroscopie longue fente (LSS)[3]. C'est de ce dernier mode dont nous allons parler maintenant.

Le spectrographe est monté sur le foyer Coudé. Le principe de fonctionnement n'est guère différent de celui présenté pour le spectrographe ESI. Il est peut-être même plus simple.

1. La lumière, focalisée sur le foyer Coudé, tombe sur la roue à fentes chargée de sélectionner une partie du champ. Les fentes ont toutes la même longueur, 6.9 minutes d'arc et les largeurs proposées sont 0.28, 0.40, 0.51, 0.70, 1.00, 1.31, 1.60, 2.00 et 2.5 secondes d'arc.
2. La lumière arrive ensuite sur le grisme[4] qui disperse la lumière en longueur d'onde. Chaque point de la fente est dispersé créant ainsi une image en deux dimensions avec dans un sens, l'image de la fente et dans l'autre, la décomposition chromatique de chacun des points. Sept grismes standard

[3]Il existe aussi un autre mode, multi-objets (MOS) que nous n'aborderons par ici.

[4]Le grisme (traduction de *grism* en anglais, contraction de *grating* (=réseau) et *prism*) est un système optique qui couple un prisme et un réseau à fente afin de corriger de l'aberration chromatique.

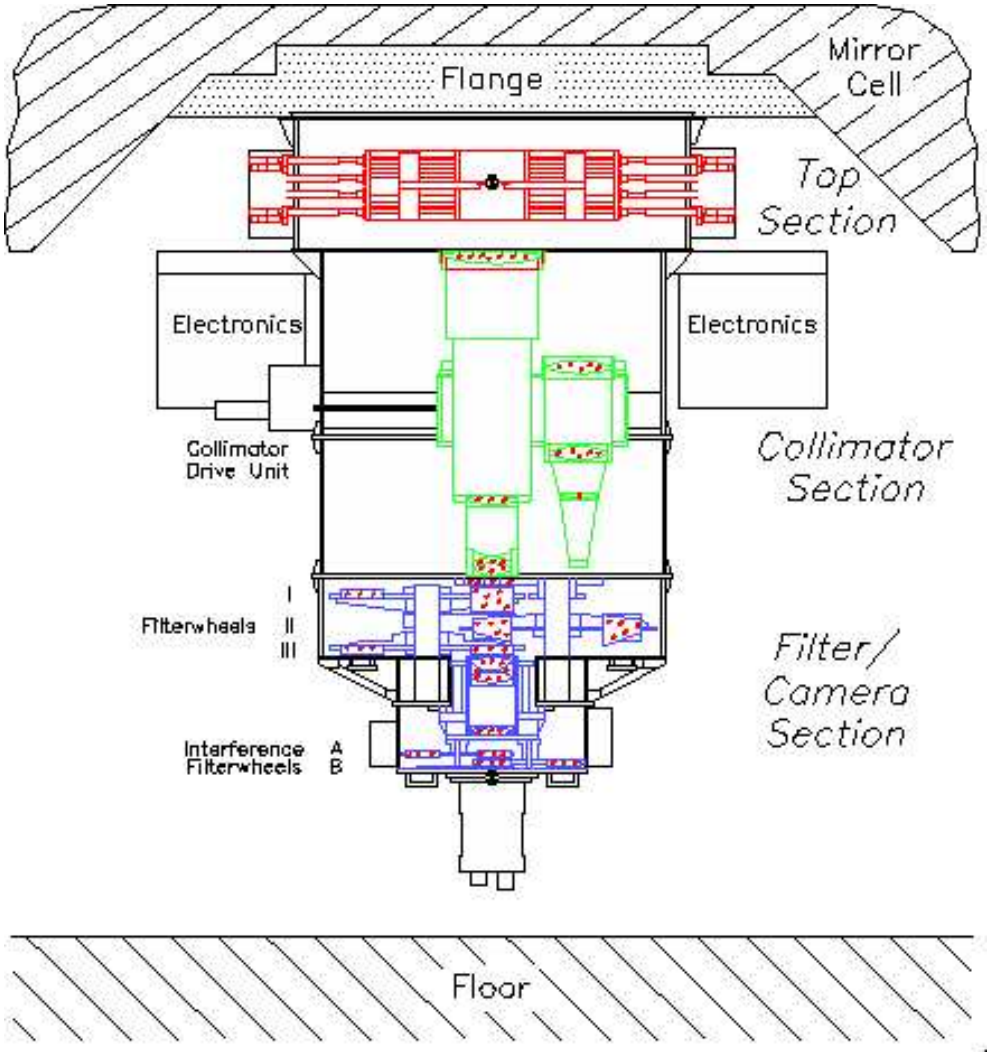

FIG. 4.7 – *Schéma représentant le spectrographe FORS monté sur l'unité 1 du VLT (Antu).*

sont sélectionnables sur une roue à grismes pour couvrir la gamme complète de longueur d'onde de FORS avec différentes résolutions. Ils sont couplés à l'utilisation de filtres large bande. L'ensemble des grismes est présenté dans le tableau (Tab. 4.9).

3. Finalement, en sortie du grisme, toute la lumière tombe sur le CCD au niveau du foyer image du système optique. C'est un CCD de 2048 $\times$ 2048 pixels de $24\mu m$ de côté chacun. Le CCD est construit avec un rayon de courbure de 2.3 mètres. La courbe d'efficacité quantique du CCD est donnée dans la figure (Fig. 4.8). Les principales caractéristiques du CCD du spectrographe FORS sont données dans le tableau (Tab. 4.10).

La figure (Fig. 4.9) donne un exemple de spectrogramme brut issu du spectrographe VLT. Dans le sens horizontal, on a la direction de dispersion, alors que dans le sens vertical, on a l'image de la fente. Le trait épais au centre de l'image correspond à l'objet dont on cherche à étudier le spectre. Comme dans le cas de l'image du spectrogramme ESI, les points blancs sont les pixels saturés correspondant aux impacts de rayons cosmiques. L'étude de la réduction de ces images est présentée de manière approfondie dans le chapitre (Chap. 3).

grisme	$\lambda_{central}(nm)$	gamme (nm)	dispersion (nm/pixel)	$\lambda/\Delta\lambda$ à $\lambda_{central}$	Filtre large bande
GRIS_600B+12	465	345 - 590	0.120	780	
GRIS_600V+94	585	465 - 710	0.118	990	GG375+30
GRIS_600V+94	585	465 - 710	0.118	990	GG435+31
GRIS_600R+14	627	525 - 745	0.108	1160	GG435+31
GRIS_600I+15	795	960 - 910	0.106	1500	0G590+72
GRIS_300V+10	590	330 - 660	0.269	440	
GRIS_300V+10	590	485 - 750	0.269	440	GG375+30
GRIS_300V+10	590	445 - 865	0.269	440	GG435+30
GRIS_300I+11	860	600 - 1100	0.259	660	0G590+72
GRIS_150I+17	720	330 - 650	0.552	260	
GRIS_150I+17	720	385 - 750	0.552	260	GG375+30
GRIS_150I+17	720	445 - 870	0.552	260	GG435+30
GRIS_150I+17	720	600 - 1100	0.552	260	0G590+72

TAB. 4.9 – *Caractéristiques des grismes de FORS1. La résolution $\lambda/\Delta\lambda$ est obtenue avec une fente de 1" de largeur. λ_{center} désigne la longueur d'onde centrale du grisme. Tous les grismes contenant la lettre "I" ont une couverture spectrale qui va dans le proche infrarouge.*

Nombre de pixels	2048×2048
Taille des pixels	$24\mu m$
Courant d'obscurité	$2\ e^-/pixel/heure$
Bruit de lecture	$5.16\ e^-$
Gain	$1.46\ e^-/ADU$
Temps de lecture moyen	~ 45 s

TAB. 4.10 – *Caractéristiques du CCD de la caméra du spectrographe FORS1.*

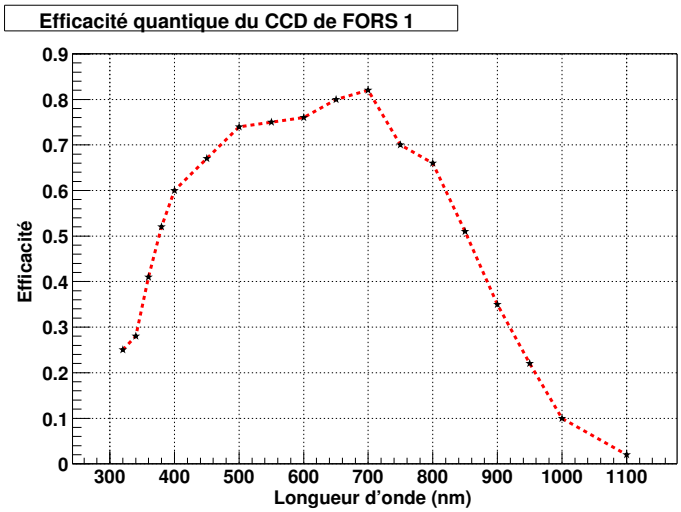

FIG. 4.8 – *Courbe d'efficacité quantique du CCD de la caméra de FORS1 en fonction de la longueur d'onde.*

4.4.3 Réglages du spectrographe pour réaliser les observations

Lorsqu'on veut obtenir le spectre d'un objet, en plus des coordonnées, on a besoin de choisir la largeur de la fente adaptée. Pour faire ce choix, on doit essentiellement prendre en compte les conditions

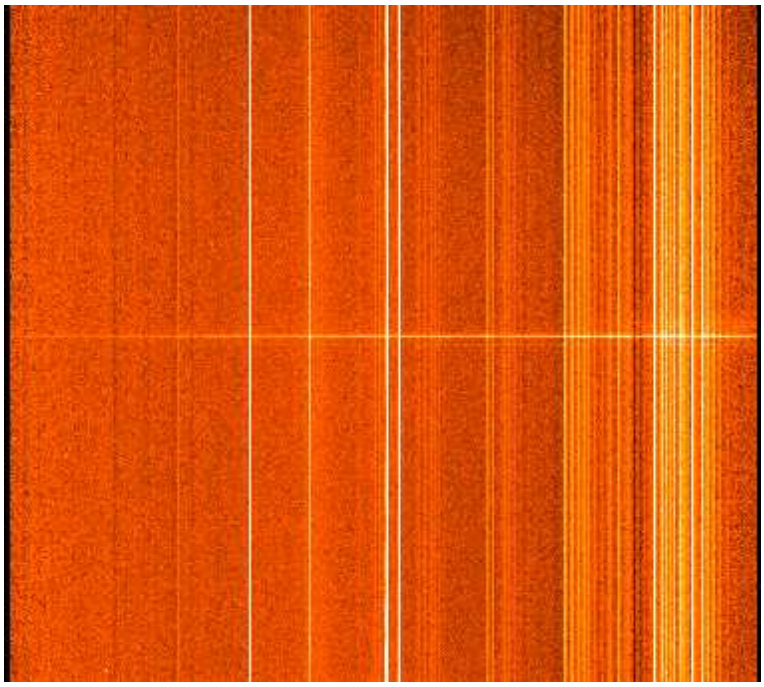

FIG. 4.9 – *Exemple de spectrogramme brut obtenu avec le spectrographe FORS1.*

atmosphériques dont le *seeing* rend compte (cf. §3.4.1.2 page 55 pour une définition). En règle générale, on prend une fente de 0.2 seconde d'arc plus large que le *seeing*.

Dans le cas des observations spectrométriques avec l'instrument FORS1, il faut, en outre, choisir un grisme qui dépend de la gamme de longueurs d'onde que l'on désire couvrir. En effet, il faut se rappeler que le moyen infaillible d'identifier une supernova de type Ia est d'observer la présence de la raie de silicium en absorption à 6355Å. Il faut donc choisir parmi les grismes, celui qui a le plus de chance de nous permettre d'observer la bonne portion du spectre la contenant. Cela sous-entend qu'il faut avoir une indication du décalage vers le rouge *a priori*. Pour cela, on utilise la magnitude relative dans les filtres obtenue lors de la détection photométrique. La figure (Fig. 4.10) donne la correspondance entre la magnitude AB d'une supernova typique au maximum de luminosité, dans les filtres g', r', i' et z', et le décalage vers le rouge. Ces magnitudes dépendent du modèle d'univers utilisé. Nous avons pris un univers avec une constante cosmologique : $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.28, 0.72)$.

4.4.4 Le temps d'exposition typique

Le temps d'exposition dépend de la magnitude de l'objet et de la qualité (mesurée par le rapport signal sur bruit) recherchée. Ce temps dépend bien sûr des performances du télescope (taille de la surface collectrice, efficacité quantique du CCD et de la transmittance de l'ensemble du dispositif optique).

Dans le tableau (Tab. 4.11), on donne les temps de pose utilisés pour identifier les supernovæ de type Ia.

Afin de limiter la pollution des spectres par les impacts de cosmiques (dont le nombre par exposition dépend évidemment du temps de pose), il est nécessaire de séparer le temps d'exposition global en plusieurs poses. Dans les observations pour le SNLS, les poses sont de 750 secondes chacune. Ces évaluations ont été réalisées à partir d'un calculateur de temps d'exposition réalisé par Stéphane Basa. A ce temps d'exposition, il faut systématiquement ajouter 15 minutes (*d'overheads*) incompressibles qui

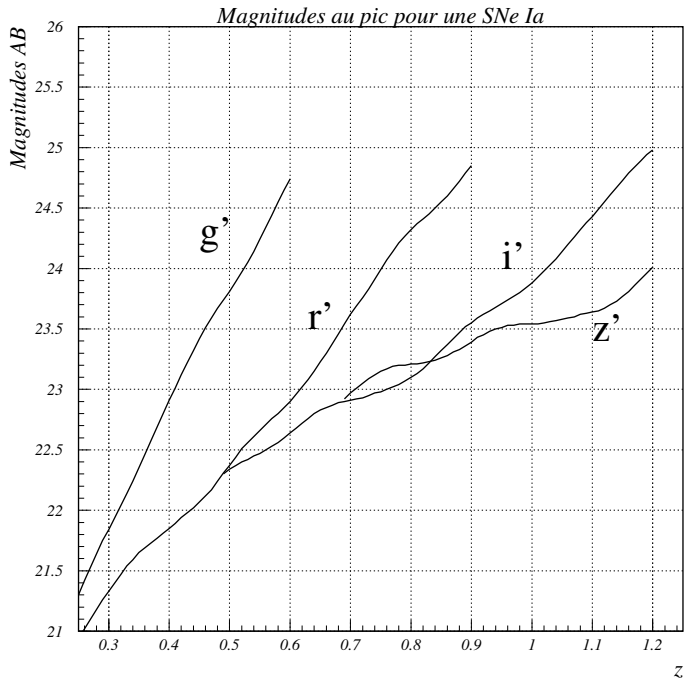

FIG. 4.10 – *Magnitudes dans les filtres r', g', i' et z' d'une SNIa normale à son maximum de luminosité, en fonction du décalage vers le rouge. A grand z, les courbes sont dépendantes du modèle d'univers. Ici, on a pris un univers* $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.28, 0.72)$.

z	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
t_{Exp_3} (seconde)	40	80	180	400	600	1200	2400
t_{Exp_5} (seconde)	70	160	370	910	1380	3060	6420

TAB. 4.11 – *Temps d'exposition en fonction du décalage vers le rouge pour des valeurs du rapport signal sur bruit de 3 et 5. De* $z = 0.3$ *à z=0.7, le calcul est effectué avec le grisme 300V et avec le grisme 300I, au delà. Le rapport signal sur bruit est calculé entre 3500 et 4200 Å (où le signal y est le plus important). Il est à noter que les calculs ne prennent pas en compte la présence d'une galaxie.*

comprennent le pointage (positionnement et acquisition des étoiles guides), diverses préparations des instruments (mise en place de la fente) et le temps de lecture du CCD après acquisition.

4.4.5 Schéma observationnel

L'acquisition des spectrogrammes des candidats n'est pas suffisantes pour faire des mesures précises, en spectroscopie. Des images "annexes" mais néanmoins indispensables doivent être obtenues. On peut les séparer en deux catégories :

- Celles qui mesurent la contribution de l'électronique, c'est à dire les piédestaux et les courants de fuite, les différences de sensibilité entre les pixels.
- Celles qui permettent le calibrage des spectres. Pour faire la conversion entre le numéro de pixel et une longueur d'onde, il est nécessaire d'acquérir un spectre dont les raies sont très étroites et

surtout bien mesurées. En plus, pour convertir les poses brutes, en unité ADU (Analog to Data Unit)[5] en une unité de flux, il faut acquérir le spectre d'une étoile standard, dont le flux est connu avec une grande précision à toutes les longueurs d'onde (par des observations avec le télescope spatial Hubble). Cette étoile standard doit être observée dans les conditions les plus proches de celles du candidat, c'est à dire la même quantité d'atmosphère à traverser et la même largeur de fente, notamment. Le spectre de cette étoile permet aussi de mesurer l'efficacité du spectrographe pour la corriger.

Le tableau (Tab. 4.12) donne un résumé des différentes poses à acquérir pour les observations de spectroscopie. Il est aussi indiqué les temps de pose approximatifs employés par les observateurs utilisant le spectrographe FORS1.

Type	t_{exp}^{VLT} (s)	Fonction
biais	$\sim 0 \times 5$	mesure du piédestal
courant plat	12×3	correction de sensibilité des pixels
courant d'obscurité	-	mesure des courants de fuite
arc	80	calibrage en longueur d'onde
standard	20	calibrage en flux

TAB. 4.12 – *Tableau récapitulatif des poses, autres que celles du candidat, à acquérir pendant les observations de spectroscopie. Les temps d'exposition et le nombre de poses à acquérir sont variables et dépendent du spectrographe. Dans la deuxième colonne, sont donnés les temps d'exposition typiques de FORS1.*

4.4.6 Les conditions d'observation

Les observations effectuées au VLT pour l'expérience SNLS sont faites en mode ToO (Target of Opportunity). Cela signifie que les dates d'observation ne sont pas connues à l'avance. Ce n'est que lorsque un candidat est découvert au CFHT et classé comme SNIa potentielle que les informations nécessaires aux observations, réunies dans une *finding chart* (voir l'exemple de la figure 4.11), sont envoyées à l'équipe d'observation de FORS1.

Comme le niveau de priorité des observations de ce projet est très élevé, les observations des candidats sont effectuées pendant la nuit suivante. Le choix de la position de la fente est fait de telle sorte qu'elle contienne, autant que possible, la galaxie hôte afin d'en extraire un spectre. Quant à la largeur de cette fente, elle est conforme à la règle fixée, à savoir de prendre environ 0.2" de plus que le *seeing*. Les temps d'exposition ont été déterminés en fonction de la magnitude.

Une fois l'ensemble des observations réalisé, toutes les données sont envoyées à Garching (quartier général de l'ESO, en Allemagne) puis récupérées sur le centre de calcul de l'IN2P3 à Lyon. Ces données sont ensuite pré-traitées avec le pipeline MIDAS du SNLS. Les expositions en 2 dimensions, de science, sortent étalonnées en flux et en longueur d'onde. Il ne reste alors qu'à les extraire selon l'algorithme décrit dans le chapitre de réduction des données spectrales. Un programme en C/C++ a été implémenté pour réaliser cette tache et une interface graphique conviviale a été ajoutée en Tcl/Tk.

[5]Unité proportionnelle au nombre d'électrons lus dans le substrat. Le nombre d'électrons est lui même proportionnel au nombre de photons qui arrivent sur le CCD.

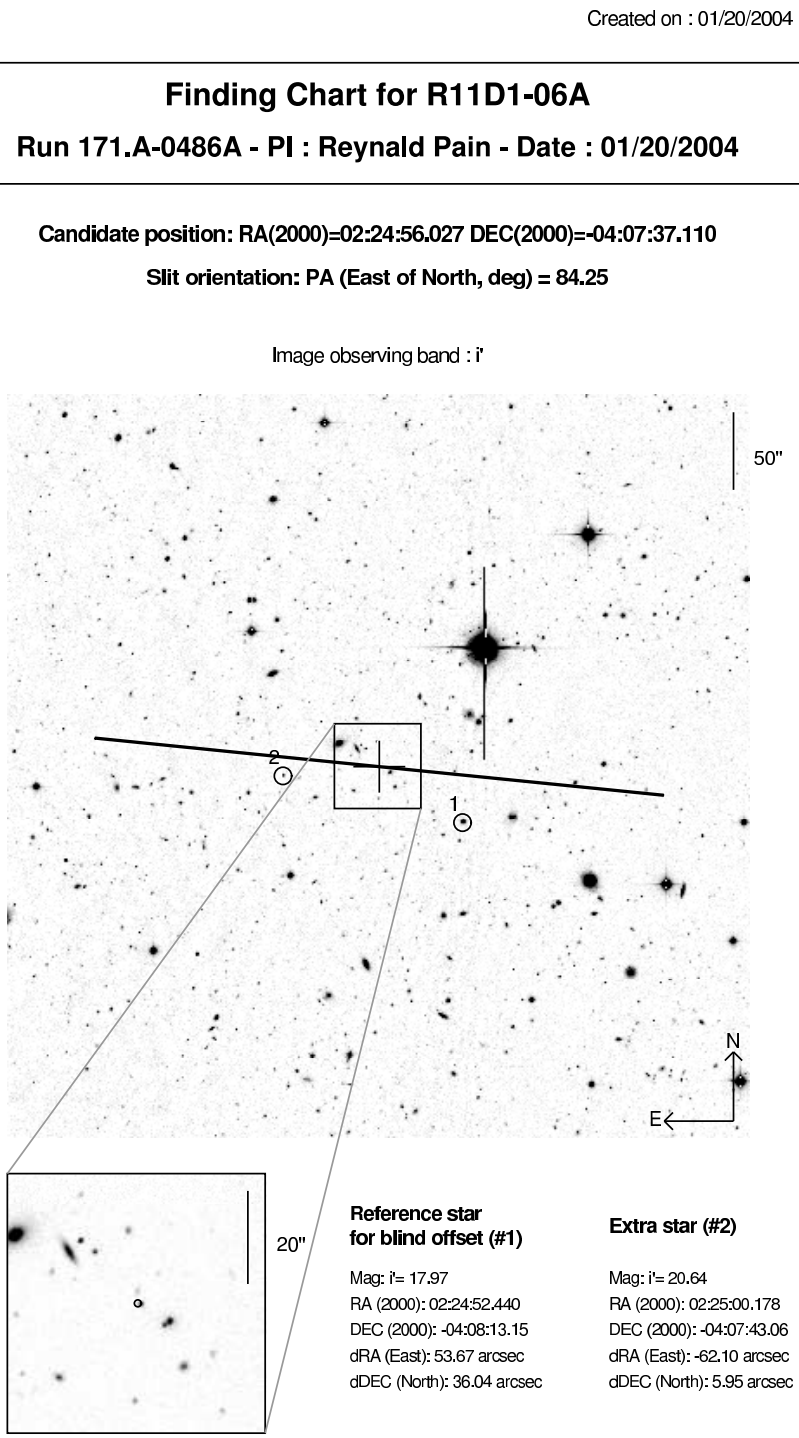

FIG. 4.11 – *Exemple de finding chart utilisée par les observateurs en spectroscopie pour pointer l'objet. Outre les coordonnées de l'objet, sont indiqués l'angle de la fente et les coordonnées des étoiles guides.*

4.5 Résultats d'identification des spectres FORS1 pour le SNLS

Dans cette section, on ne donnera pas l'analyse complète de tous les spectres du VLT analysés mais la liste de tous les objets spectrés est donnée dans le tableau (Tab. 4.13).

Jusqu'à présent, aucune analyse systématique n'a été menée pour analyser les spectres. Il a toujours été supposé que la meilleure solution donnée par $\mathcal{SN}$-fit était la meilleure, ce qui n'est malheureusement pas la vérité si le rapport signal sur bruit est trop faible et que les différentes solutions sont trop proches en terme de χ^2 (et *a fortiori* en terme de probabilité de χ^2, quantité plus parlante pour réaliser des comparaisons). Sur cette liste de 50 candidats, on compte 26 SNIa ou SNIa ?.

$\mathcal{SN}$-fit a été intensivement utilisé pour réaliser les analyses. Ici, on n'expose que les résultats mais tous les détails sur le processus d'identification seront exposés dans le chapitre (Chap. 6) avec la réanalyse détaillée et systématique des spectres classés préliminairement SNIa.

Références

Born M. & Wolf E., *Principles of optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light* (Cambridge : Pergamon Press, 1999, 7th expanded ed. 1999).

ESO, *VLT FORS1+2 User Manual* (2003), 2.6 edition.

Nom	Ra	Dec	Type	z_{Gal} DA(")	$z_{\mathcal{SN}-fit}$	$age_{\mathcal{SN}-fit}$	z_{Host}
R4D4-1	22 :16 :41.557	-17 :26 :10.66	AGN(Seyfert	0.31	0.200	0	0.200
R4D4-11	22 :14 :24.023	-17 :46 :36.03	Ia	0.20	0.634	3	0.634
R4D4-14	22 :14 :45.806	-17 :44 :22.95	Ia	0.99	0.280	-6	0.285
R4D4-19	22 :16 :09.917	-18 :04 :39.19	Ia ?	0.13	0.467	-9	0.467
R4D4-2	22 :16 :58.249	-17 :17 :05.94	QSO	0.14	2.540	0	-
R4D4-3	22 :14 :04.414	-17 :22 :29.43	AGN	0.16	1.150	0	1.150
R4D4-5	22 :15 :39.941	-17 :35 :14.36	gal gd. z	0.23	0.492	0	-
R4D4-7	22 :16 :56.318	-17 :57 :37.75	Ic	0.73	0.177	4	0.167
R4D4-8	22 :15 :28.143	-17 :49 :48.66	Ia	1.05	0.570	-7	0.570
R5D4-1	22 :14 :05.408	-17 :18 :38.42	?	0.94	0.318	0	0.318
R5D4-3	22 :14 :09.083	-17 :36 :39.09	SN ?	0.30	0.414	0	0.414
R6D4-1	22 :16 :11.562	-17 :14 :00.72	IIp	1.62	0.154	15	0.154
R6D4-10	22 :14 :10.249	-17 :30 :24.18	Ia	0.22	0.909	-7	0.905
R6D4-2	22 :15 :35.793	-17 :18 :31.79	QSO	0.14	2.035	0	2.035
R6D4-3	22 :13 :36.048	-17 :21 :33.96	QSO	0.08	2.130	0	2.130
R6D4-7	22 :15 :57.042	-18 :05 :22.28	SN ?	0.96	0.327	0	0.327
R6D4-8	22 :13 :43.640	-18 :06 :46.30	QSO	0.09	1.740	0	1.740
R6D4-9	22 :14 :33.754	-17 :35 :15.35	Ia	0.18	0.940	-1	-
R7D1-0	02 :27 :14.698	-04 :19 :04.97	Ia ?	0.81	0.410	10	0.407
R7D1-10	02 :27 :01.512	-04 :09 :12.56	AGN	0.30	0.704	0	0.704
R7D1-13	02 :24 :36.094	-04 :12 :44.56	?	0.43	-	0	0.574
R7D1-17	02 :25 :03.032	-04 :05 :01.65	SN ?	0.95	0.695	-10	0.705
R7D1-2	02 :24 :02.375	-04 :55 :57.27	Ia ?	0.76	0.705	-7	0.702
R7D1-7	02 :24 :32.547	-04 :31 :34.67	II (?)	1.00	0.329	3	0.327
R7D1-9	02 :26 :37.714	-04 :50 :19.55	Ia ?	1.15	0.334	-5	0.346
R7D4-6	22 :16 :57.079	-17 :17 :59.71	trop faible	1.56	-	0	-
R7D4-7	22 :14 :50.513	-17 :57 :23.24	Ia	0.00	0.601	1	0.601
R8D1-04A	02 :26 :09.638	-04 :02 :24.43	IIp (?)	0.06	0.162	0	-
R8D1-08A	02 :24 :22.959	-04 :11 :01.02	AGN	0.25	0.327	0	0.327
R8D1-16B	02 :24 :46.508	-04 :21 :00.04	IIp (?)	0.42	0.229	0	0.293
R8D1-20A	02 :26 :41.911	-04 :45 :12.75	Ia ?	0.28	0.235	0	0.235
R8D1-30A	02 :26 :16.252	-04 :56 :05.65	Ia	0.20	0.679	-7	-
R8D4-24A	22 :14 :22.907	-17 :44 :02.49	Ia ?	1.16	0.583	11	0.578
R8D4-28A	22 :16 :40.185	-18 :09 :51.82	Ia	1.23	0.594	12	0.591
R9D1-03A	02 :26 :31.200	-04 :03 :08.51	Ia	0.17	0.613	5	0.611
R9D1-13B	02 :25 :48.701	-04 :24 :02.49	?	1.28	-	0	0.585
R9D1-25B	02 :24 :47.803	-04 :31 :01.78	?	0.23	-	0	0.584
R10D1-01B	02 :27 :12.875	-04 :07 :16.44	Ia	0.03	0.499	5	0.499
R10D1-02A	02 :26 :49.418	-04 :11 :53.35	AGN	0.14	1.155	0	1.155
R10D1-04A	02 :25 :58.329	-04 :07 :44.17	Ia	0.66	0.692	0	0.688
R10D1-05A	02 :25 :43.625	-04 :08 :38.93	Ia	0.23	0.333	-10	0.330
R10D1-13A	02 :26 :10.080	-04 :26 :53.40	SN ?	1.68	-	0	0.209
R11D1-04A	02 :25 :59.009	-04 :09 :27.94	Ia ?	0.19	0.297	14	0.295
R11D1-06A	02 :24 :56.027	-04 :07 :37.11	Ia	0.58	0.561	5	-
R11D1-09A	02 :27 :33.399	-04 :19 :38.73	Ia ?	0.61	0.529	10	0.525
R11D1-16A	02 :24 :41.125	-04 :17 :19.66	Ia	0.91	0.558	0	0.556
R11D1-31A	02 :25 :53.982	-04 :59 :40.50	Ia ?	0.00	0.709	17	-
R11D2-04A	10 :00 :18.923	+02 :41 :21.63	Ia ?	0.09	0.350	0	-
R11D2-19A	10 :01 :52.482	+02 :09 :51.25	Ia	0.50	0.835	-7	-
R11D2-19B	10 :01 :51.607	+02 :01 :42.05	?	0.13	-	0	-
R11D2-21A	10 :00 :52.332	+02 :02 :28.73	Ia	3.52	0.620	-11	-
R11D2-25B	09 :59 :08.082	+02 :05 :16.16	?	0.69	-	0	-

TAB. 4.13 – *Liste de tous les candidats des campagnes 4 à 11 (mars 2003 à janvier 2004) du SNLS spectrés au VLT et identifiés en temps réel avec $\mathcal{SN}$-fit.*

Troisième partie

Analyse détaillée des spectres VLT

Chapitre 5

Principe d'identification

Introduction

La partie précédente a décrit le schéma usuel de réduction des spectres obtenus avec des instruments de type *longue fente* et *échelle*. L'étape suivante consiste à identifier les spectres en question.
On décrit tout d'abord les principaux objets variables qui peuvent être sélectionnés par le *trigger* de recherche des supernovæ . On décrit ensuite l'identification des supernovæ et de leur galaxie hôte. On cherche ainsi à déterminer le type de la supernova, son décalage vers le rouge, son âge (relativement à son maximum de luminosité dans la bande B du référentiel au repos), la fraction de galaxie hôte qui contamine éventuellement son spectre et le type morphologique de cette galaxie en question.

5.1 Les différents objets variables

Si les supernovæ de type Ia sont majoritairement spectrées, il arrive parfois que d'autres objets variables soient observés. On se propose de comprendre pourquoi nos candidats à spectrer peuvent être des supernovæ d'autres types, des quasars, des noyaux actifs de galaxies principalement.

- Les supernovæ de type "non Ia" : nous savons maintenant qu'il s'agit des SNe de type Ib,c et de type II principalement. Elles présentent en moyenne une vitesse de montée moins importante que les SNIa.
- Il y a aussi les quasars qui peuvent avoir une variabilité comparable à celle d'une supernova. Seule l'étude du début de la courbe de lumière peut permettre de les rejeter.

La variabilité de ces objets, souvent aléatoire est parfois comparable à celle des supernovæ de type Ia. C'est pour cette raison que les algorithmes de recherche (les *triggers*) déclenchent parfois sur des candidats qui ne sont pas des SNIa. Un problème d'étalonnage entre les images peut aussi être à l'origine d'erreurs de détection.

5.2 Contraintes sur le décalage vers le rouge

Supposont maintenant que les spectres à identifier sont effectivement des supernovæ.

5.2.1 Le principe

Dans le protocole d'identification des spectres, tout commence par la détermination du décalage vers le rouge. Dans la majorité des cas, la fente du spectrographe est orientée de telle sorte qu'elle contient

la galaxie hôte du candidat. On fera la très bonne approximation que les deux objets sont à la même distance de nous, signifiant qu'ils doivent avoir le même décalage spectral. En effet, dans la gamme de décalage vers le rouge à laquelle on s'intéresse, la vitesse de rotation de la galaxie est négligeable. Ainsi le décalage des raies de la galaxie suffit-il à donner celui du candidat. Le tableau (Tab. 5.1) donne la liste des ions généralement utilisés pour contraindre ce décalage. Ces ions sont présents dans la majorité des spectres galactiques.

Pour effectuer cette identification, on utilise un programme qui permet de représenter les longueurs d'onde du tableau précédent sur lesquels on superpose le spectre de la galaxie hôte dans son référentiel. On va chercher manuellement à ajuster le décalage des raies avec les lignes. Cet ajustement du décalage est illustré dans la figure (Fig. 5.1).
Pour avoir une petite estimation de ce décalage, on peut chercher le saut caractéristique du spectre des galaxies présent autour de 4000Å. Ce saut est appelé *Break de Balmer*.

On peut s'interroger sur la préférence d'utiliser les raies de la galaxie plutôt que celles du candidat. La largeur des raies des galaxies étant bien plus faible (quelques angtröms) que celle des raies des candidats (une centaine d'angtröms), la détermination du décalage vers le rouge est nettement plus précise (de l'ordre de 10^{-3}) avec les raies galactiques.

5.2.2 Comment faire cette mesure sans spectre de galaxie ?

Si dans la plupart des observations (on compte 65% des cas dans le SNLS), on oriente la fente afin que la galaxie hôte soit présente à l'intérieur, il arrive qu'on ne puisse extraire aucun spectre de galaxie (parce que l'objet est trop éloigné, ce qui efface l'influence de la galaxie) et/ou qu'aucune raie galactique ne soit présente dans le spectre de l'objet à identifier. Seule une recherche à partir des raies du spectre du candidat lui-même est possible. La qualité de la mesure du décalage vers le rouge est bien sur fortement dégradée du fait de la largeur de ces raies. Il faut aussi ajouter que la variabilité des spectres en terme de décalage des absorptions vers le bleu rend d'autant plus imprécise cette mesure. On reviendra plus tard sur la méthode utilisée pour déterminer le décalage vers le rouge à partir de profils de raies du candidat. La précision attendue sur une telle mesure est de l'ordre de 10^{-2} comme on le verra par le suite.

raies	longueur d'onde (en Å)	Émission/Absorption
O II	3727.0	Émission
Ca H&K	3933.4, 3969.1	Absorption
H_δ	4102.8	Émission
H_γ	4340.0	Émission
O III	4363.0, 4959.0, 5007.0	Émission
Mg_β	5174.0	Absorption
NaD	5892.3	Absorption
H_α	6562.8	Émission

TAB. 5.1 – *Listes des principaux ions présents dans les galaxies qui permettent de déterminer le décalage vers le rouge. Les plus importants étant ceux du calcium CaH&K au niveau desquels se forme une cassure du spectre de la plupart des galaxies.*

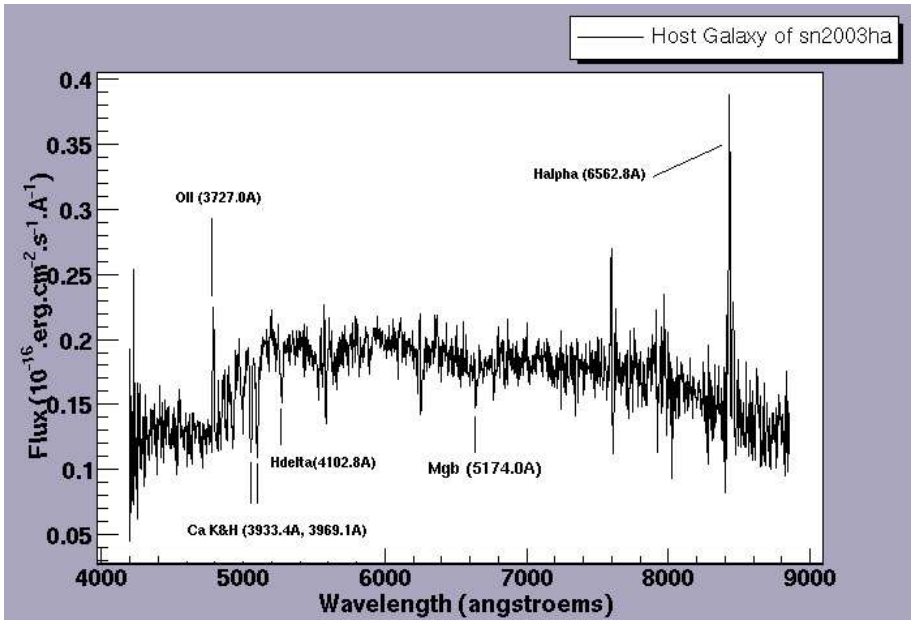

FIG. 5.1 – *Exemple de détermination du décalage vers le rouge d'une galaxie spirale. Le décalage trouvé est* $z = 0.285$. *Ce spectre de galaxie est celui de l'hôte de la sn2003ha.*

5.3 L'identification des spectres de supernovæ de type Ia

5.3.1 Reconnaître une SNIa normale

Avant de faire toute considération sur l'âge de la supernova, on peut essayer d'établir une liste de critères pour reconnaître visuellement le spectre d'une supernova de type Ia acquis pendant la phase photosphérique de l'explosion.

- Si on reprend la classification établie dans le premier chapitre (Chap. 1), la seule présence de silicium dans le spectre devrait suffire à identifier un SNIa sans ambiguïté. Mais la classification peut s'avérer plus complexe selon le décalage vers le rouge du candidat. En présence, c'est la présence de la raie de silicium à ~ 6150Å qui permet de conclure. Cela signifie en pratique qu'avec les spectrographes optiques, cette raie de silicium disparaît si le décalage vers le rouge dépasse $z = 0.5$. Et pour les spectres obtenus avec des spectrographes ayant une couverture spectrale dans le proche infrarouge, ils sont souvent de très mauvaise qualité dans cette zone, du fait de la présence d'une forte contribution du ciel comme peut en témoigner la figure (Fig. 5.2). Donc à moins que cette raie de silicium Si II tombe dans les zones entre les complexes de raies OH du ciel, il est impossible de la mettre en évidence. L'autre raie de Si II qu'il est facile de reconnaître est celle présente à ~ 4100Å. Sa présence permet aussi de conclure définitivement sur une SNIa puisqu'elle n'est présente dans aucun autre spectre d'autres types de SN.
- Autre élément important dans les spectres de SNIa, le soufre SII présente une structure en "W" à ~ 5500Å. Comme le SiII, sa présence permet définitivement de dire que l'objet associé au spectre est une SNIa. Seulement, c'est une raie de relativement faible intensité comparée à celle du silicium. Cela signifie que si le spectre n'a pas un bon rapport signal-sur-bruit, il peut être difficile de l'identifier.
- Toutes les supernovæ de type Ia présentent une large raie de CaH&K à 4000Å. La largeur de cette raie (caractérisant la vitesse d'éjection de cet élément dans la photosphère), est plus importante

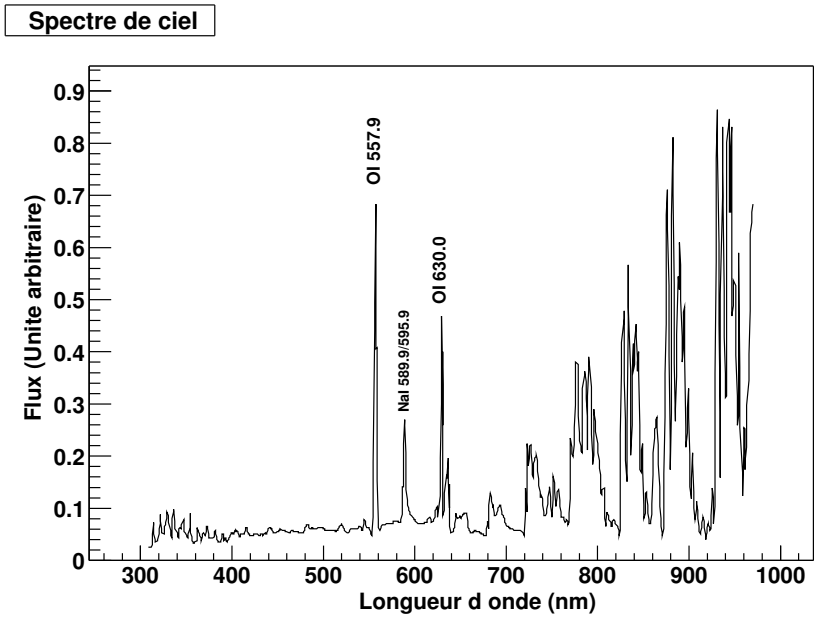

FIG. 5.2 – *Exemple de spectre de ciel. On constate la forte présence de raies OH dans la partie rouge (grandes longueurs d'onde) du spectre.*

dans les spectres de SNIa que dans les spectres de SNIb/c.
Le problème se complique pour l'identification des spectres de la phase nébulaire (les spectres tardifs). En effet, comme tous les spectres de SNIa et SNIb/c présentent des raies en émission, il est possible de faire des confusions. Il faut être d'autant plus précautionneux que les spectres de SNIa tardifs peuvent ressembler à des spectres de SNIc puisqu'ils présentent les mêmes éléments du groupe de Fer.

5.3.2 Comment reconnaître une SNIa particulière ?

Comme il a été vu dans le chapitre d'introduction sur les supernovæ, la population de SNIa compte environ un tiers d'objets particuliers dont environ 20% de type sn1991T (supernova sur-lumineuse) et environ 16% de type sn1991bg (supernova sous-lumineuse).
Les spectres des supernovæ de type sn1991T ne présentent ni la raie de silicium ~ 6150Å, ni celle de SII à ~ 5200Å, ni celle du calcium CaH&K autour de 4000Å. Mais la présence de silicium SiII à ~ 4200Å et de fer FeII permet de conclure quant à l'appartenance d'un tel objet à la classe des SNIa. On se rappelle aussi que les SNIa sont parmi les explosions les plus puissantes, ce qui signifie que la courbe de lumière est dans ce cas (mais dans les autres aussi), un indice important de la classification.
Si le spectre présente une raie de silicium SiII à ~ 6150Å, du titane TiII mais pas de fer FeII, alors il s'agit aussi une supernova de type SNIa mais sous-lumineuse. Dans ce cas, la confusion est plus facile, si le rapport signal-sur-bruit n'est pas satisfaisant, comme le montre la figure (Fig. 5.3). **Visuellement**, les deux spectres ont les mêmes "grandes" structures spectrales et la confusion est très possible. On peut alors faire intervenir la pente globale du spectre puisque les spectres de SNIa sous-lumineuses sont plus rouges que les SNIa normales.
La galaxie hôte peut permettre d'établir un diagnostic plus précis, puisque comme on l'a vu dans le chapitre (Chap. 1), les SNIb/c sont très rares dans les galaxies elliptiques. En outre, la courbe de lumière devrait apporter un indice pour séparer les SNIa normales des SNIa particulières à condition que celle-ci soit correctement étalonnée.

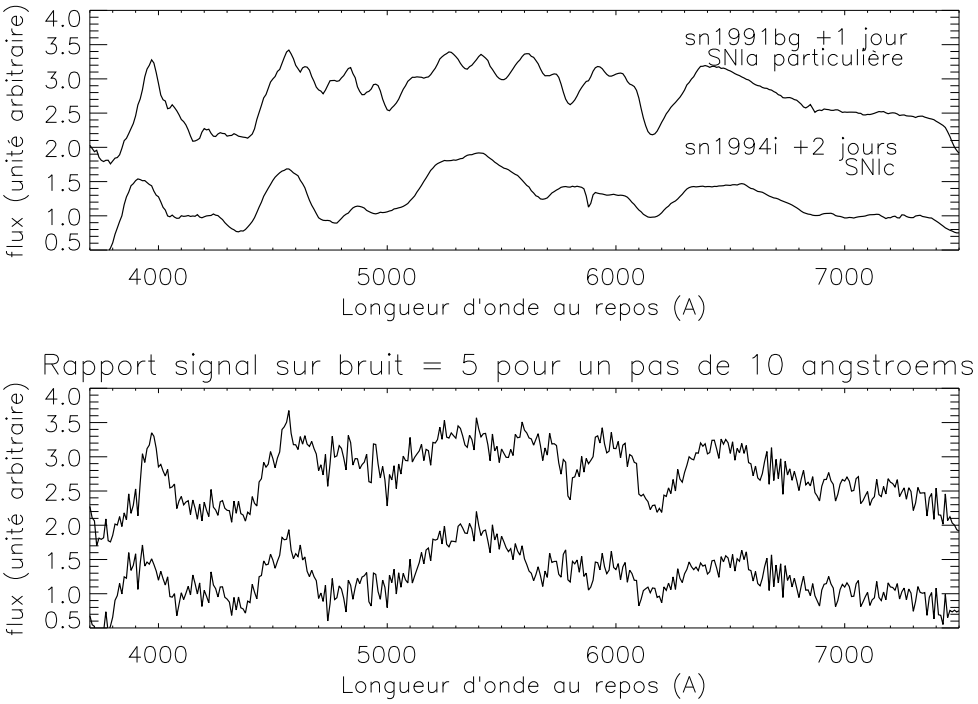

FIG. 5.3 – *En haut, figure montrant la comparaison entre une supernova de type Ia particulière (sn1991bg, sous-lumineuse) et une supernova de type Ic. Les spectres ont à peu près le même âge, relativement au maximum de luminosité dans le filtre B. Ici, le grand rapport signal sur bruit des spectres permet de les distinguer. Si le signal sur bruit est dégradé (à 5 pour 10Å), comme le montre la figure du bas, l'identification peut être visuellement difficile voire impossible.*

En résumé, le tableau (Tab. 5.2) donne les principales indications qualitatives pour identifier une supernova lorsque le décalage vers le rouge est plus grand que 0.5. On pourra se reporter à la figure (Fig. 1.14 page 23) pour se faire une idée de se qu'on entend par *absent*, *faible*, *large* (typiquement une centaine d'angtröms) et *intense*.

Mais dans tous les cas, la classification visuelle nécessite d'avoir un spectre avec un très bon rapport signal sur bruit alors que le temps d'exposition demandé pour les observations spectroscopiques avec le VLT est tel qu'on obtient des spectres ayant un rapport signal sur bruit moyen d'environ 5 (par pas de 3Å) entre le calcium H&K et le FeII (~ 5000Å).

De fait, afin de permettre une identification plus rapide et plus rigoureuse, il est nécessaire de faire appel à des outils statistiques en comparant les spectres observés avec des spectres de tous types et de toutes époques, de très bonne qualité.

5.4 Identification automatisée : $\mathcal{SN}$-fit

Si on a réussi à avoir une idée du décalage vers le rouge, il reste encore à évaluer le type de l'objet, l'âge, la contamination par le spectre galactique, si elle existe et le type de la galaxie hôte possiblement contaminante.

Région	gamme (Å)	Type Ia	Type Ib/c	Type II	91T/99aa	91bg/86g	Note
Ca II	3700-3900	intense/large	présent/large	absent	faible-absent[a,b]/large	intense/large	[h]
Si II	3800-4100	présent/étroit	absent	absent	faible[a,b]	absent	[d]
Fe II	4500-5100	intense/large	intense/large	absent	intense/étroit[a]	intense/large	[e]
S II	5000-5500	intense/étroit[a,b]	absent/étroit	absent	faible-absent[a]	intense/étroit[a,b]	

(a) : Avant le maximum de luminosité.
(b) : Autour du maximum de luminosité.
(c) : Il existe des exceptions.
(d) : Présence bien distincte de TiII dans les spectres 91bg/86g précoces.
(e) : Raie dominée par le FeIII dans les spectres 91t/99aa pré-maximum.

TAB. 5.2 – *Principaux indices spectraux d'identification d'une SN au delà de $z = 0.5$. Les gammes de longueur d'onde sont dans le référentiel au repos. Extrait de Garavini (2004b).*

L'âge peut être évalué en positionnant la date de la prise du spectre sur la courbe de lumière de l'objet, si elle existe. Ensuite, en suivant la classification qui a été présentée dans le chapitre (Chap. 1) et surtout ce qui précède, on peut établir le type de l'objet. Mais ceci n'est possible que si le spectre a un très bon rapport signal sur bruit et que la contamination galactique est relativement faible pour que les caractéristiques spectrales de la supernova soient visiblent. De plus, on ne peut que difficilement tenir compte des variabilités des spectres (supernovæ sur-lumineuses, sous-lumineuses...).

Si la méthode visuelle n'est pas suffisante, une méthode statistique doit être envisagée. C'est pour cette raison qu'un logiciel, $\mathcal{SN}$-fit, a été implémenté pour les besoins de la collaboration SNLS. Ce programme offre la possibilité de donner les résultats sur l'identité d'un spectre, quasiment en temps réel, ce qui permet de redemander des observations si les objectifs scientifiques le requierent.

5.4.1 Principe général

La méthode est basée sur la comparaison entre le spectre observé et un lot de spectres d'objets (SNe, galaxies, AGN, Quasars...) de bonne qualité. Le modèle doit prendre en compte le décalage vers le rouge et la contamination galactique, notamment. Ainsi, le modèle de base s'écrit comme

$$\mathcal{M}(\alpha, \beta, z) = \alpha\mathcal{S}_l(\lambda_r(1+z)) + \beta\mathcal{G}_l(\lambda_r(1+z)) \tag{5.1}$$

Où $\mathcal{S}_l$ et $\mathcal{G}_l$ désignent respectivement la supernova locale et la galaxie locale. Étant donné que les spectres observés n'ont pas le même étalonnage spectro-photométrique, l'échelle en flux n'est pas importante et on normalise tous les spectres de telle sorte que leur intégrale sur leur domaine de longueur d'onde soit égal à l'unité. A chacun des spectres locaux, on associe une fraction α et β, respectivement, qui permettra de retrouver le flux intégré du spectre observé après la minimisation. Tous les spectres locaux utilisés pour l'identification sont ramenés dans le référentiel au repos, c'est à dire où les longueurs d'onde des photons sont les mêmes que celles qui seraient mesurées sur terre. On désigne les longueurs d'onde au repos par λ_r. Ainsi, comme le spectre observé est, le plus souvent, dans un référentiel qui n'est pas le référentiel terrestre, on permet au modèle de se décaler en longueur d'onde vers le rouge avec le facteur $(1+z)$, pour ajuster le décalage z du spectre observé.

Par ailleurs, étant donné que la plupart des extractions sont effectuées avec la méthode de minimisation de la variance (cf 3.4.2.1), on a un spectre d'erreur à notre disposition (σ_o). Ainsi est-on en mesure de proposer une minimisation de χ^2 pour ajuster les paramètres.

$$\chi^2(\alpha, \beta, z) = \sum_{\lambda_o^{min}}^{\lambda_o^{max}} \left\{ \frac{\mathcal{S}_o(\lambda_o) - \alpha\mathcal{S}_l(\lambda_r(1+z)) - \beta\mathcal{G}_l(\lambda_r(1+z))}{\sigma_o(\lambda_o)} \right\}^2 \tag{5.2}$$

Ici, λ_o désigne la longueur d'onde dans le référentiel de l'observateur. Et $\mathcal{S}_o$ est le flux mesuré pour cette longueur d'onde λ_o. *A priori*, les longueurs d'onde λ_0^{min} et λ_0^{max} correspondent aux bornes du spectre. On verra dans la suite, qu'il est possible de raffiner le modèle en sélectionnant des régions spécifiques du spectre ou en tenant compte de l'erreur sur le spectre de la galaxie hôte.

5.4.2 L'algorithme dans ses grandes lignes

Pour effectuer la minimisation, nous avons utilisé une méthode de programmation quadratique séquentielle développée par le Numerical Algorithms Group (NAG). Cette routine écrite en fortran 77, *EO4UPF*, est utilisée pour résoudre des problèmes de moindres carrés non linéaires. Le problème est supposé être de la forme suivante :

$$\text{Minimiser}_{x\in\mathbb{R}^n} F(x) = f(x)^T f(x) \tag{5.3}$$

Dans notre cas les x sont les longueurs d'onde λ_o, n désigne le nombre de paramètres à ajuster. Ici, on rappelle que ceux-ci sont α, β et le décalage vers le rouge z. La fonction $f(x)$ est définie par

$$f(\lambda_o) = \frac{\mathcal{S}_o(\lambda_o) - \alpha\mathcal{S}_l(\lambda_r(1+z)) - \beta\mathcal{G}_l(\lambda_r(1+z))}{\sigma_o(\lambda_o)} \tag{5.4}$$

Il s'agit simplement de la racine carrée de l'équation (Equ.5.2). La fonction $f(\lambda_o)$ doit être lentement variable, c'est à dire que d'un point de vue mathématique, elle doit être au moins deux fois continuement différentiable.
Comme les différents spectres n'ont pas de raison d'avoir le même pas en longueur d'onde, le flux aux longueurs d'onde des spectres locaux est interpolé aux longueurs d'onde du spectre observé.
En plus de la fonction $f(\lambda_0)$ et de ses dérivées, on fournit au programme des contraintes sur les paramètres. Par exemple, le décalage vers le rouge est généralement extrêmement contraint si sa mesure a été réalisée avec les émissions (absorptions) étroites du spectre de la galaxie hôte.
Ainsi, pour chaque couple supernova-galaxie de la base de spectres, on ajuste un set de paramètres (α, β, z) par minimisation.

5.4.3 Les particularités à gérer

Si globalement le problème est bien contraint, il n'est pourtant pas exempt de particularités nées de la diversité des spectres observés et des spectres modèles.

1. **Recouvrement spectral :** les spectres locaux sont des spectres observés de très bonne qualité obtenus sur différents télescopes. Ainsi, d'un spectrographe à l'autre, la gamme spectrale varie. Donc le spectre observé peut avoir une couverture en longueur d'onde différente de celle des supernovae modèles et *a fortiori* de celle des galaxies modèles. Le problème est d'autant plus vrai lorsqu'on veut comparer des spectres observés à grands décalages vers le rouge.
   Ces différences posent clairement la question de la gestion des zones non communes aux trois spectres impliqués. Pour résoudre le problème, il a été décidé de découper et modifier la fonction définie (Equ. 5.4) en trois parties. Le première partie est celle qui contient la zone de recouvrement de tous les spectres, définie entre λ_1 et λ_2, compte tenu du décalage vers le rouge. Dans cette zone, on garde la même fonction que précédemment. Dans les zones à plus ou moins 10% au delà de la gamme de recouvrement $\Delta\lambda$, la fonction est mise à l'unité avec toutes les dérivées nulles. L'influence de ces points, sur la minimisation du χ^2, est nulle. Au delà, de ces zones, la fonction est un polynôme (de degré trois en pratique) qui décroît dans la partie bleu en fonction de la longueur d'onde et qui croit dans la partie rouge. Dans ce cas, il existe une dérivée en fonction de la longueur d'onde. Cette construction permet au programme de donner des résultats qui n'ayant

pas une zone de recouvrement totale entre les spectres modèle et observé et permet aussi d'éviter un recouvrement minimal à un point et un χ^2 parfait. En résumé, on a les fonctions suivantes :

$$f(\lambda_o) = \begin{cases} \lambda_o^3 & \text{si } \lambda_o < \lambda_1 - \Delta\lambda \\ 1 & \text{si } \lambda_1 - \Delta\lambda < \lambda_o < \lambda_1 \text{ ou } \lambda_2 < \lambda_o < \lambda_2 + \Delta\lambda \\ f(\lambda_o) & \text{si } \lambda_1 < \lambda_o < \lambda_2 \\ \lambda_o^{-3} & \text{si } \lambda_o > \lambda_2 + \Delta\lambda \end{cases}$$

2. **Utilisation de la galaxie hôte :** dans beaucoup de cas depuis le début de l'expérience SNLS, la fente du spectrographe est orientée de telle sorte qu'il est possible d'extraire le spectre de la galaxie hôte. Ainsi, au lieu de donner un spectre de galaxie modèle, on peut donner le spectre de la galaxie hôte permettant une bien meilleure estimation des paramètres. Comme l'extraction de la galaxie est faite de la même manière que celle de la supernova, on a le spectre d'erreur associé. Dans la zone de recouvrement, la fonction d'entrée de la routine de minimisation devient :

$$f(\lambda_o) = \frac{\mathcal{S}_o(\lambda_o) - \alpha\mathcal{S}_l(\lambda_r(1+z)) - \beta\mathcal{G}_o(\lambda_o)}{\sigma_o(\lambda_o) + \beta\sigma'_o(\lambda_o)} \tag{5.5}$$

   Et comme la gamme de longueur d'onde est exactement la même pour le spectre de la supernova et pour sa galaxie hôte, on peut ajouter une contrainte forte sur β qui de fait ne peut supérieure à l'unité. Par ailleurs, comme le décalage vers le rouge du candidat et de sa galaxie hôte sont supposés identiques, z n'a plus d'action que sur la supernova modèle.

3. **Régions d'intérêt :** selon la qualité des conditions d'observation, de la réduction, il arrive très souvent que des zones du spectre soient dégradées. Par exemple, dans la majorité des spectres, il subsiste des raies d'absorption de grande intensité du fait de la traversée de la lumière à travers l'atmosphère, si le spectre n'a pas été corrigé de la présence de ces raies.
   Afin de ne pas influencer la minimisation avec des raies qui n'appartiennent pas directement au spectre à analyser, une méthode de sélection de régions d'intérêt a été implémentée. Ainsi, peut-on rejeter facilement les raies d'émission galactique, les absorptions atmosphériques. De même, on élimine les points dont le spectre (du spectre observé ou de sa galaxie hôte) d'erreur possède des valeurs nulles (ce qui *a priori* n'est pas supposé arriver).

5.4.4 Robustification des ajustements : résidus normalisés

Les spectres peuvent contenir des points aberrants tels que des cosmiques ou des raies de ciel mal soustraites. Il s'agit d'autant de points du spectre qui peuvent fausser la détermination du meilleur résultat. Afin d'éviter ceci, on robustifie le χ^2, c'est à dire qu'on élimine ces points en appliquant une coupure sur le résidu normalisé par l'erreur (qu'on appelle aussi *pull*). Ce résidu s'exprime comme :

$$P(\lambda) = \left\{ \frac{\mathcal{S}_o(\lambda_o) - \alpha\mathcal{S}_l(\lambda_r(1+z)) - \beta\mathcal{G}_l(\lambda_r(1+z))}{\sigma_o(\lambda_o)} \right\} \tag{5.6}$$

où, si on ajuste avec la galaxie hôte

$$P(\lambda) = \left\{ \frac{\mathcal{S}_o(\lambda_o) - \alpha\mathcal{S}_l(\lambda_r(1+z)) - \beta\mathcal{G}_l(\lambda_o)}{\sigma_o(\lambda_o) + \beta\sigma'_o(\lambda_o)} \right\} \tag{5.7}$$

Une coupure à 4σ est généralement appliquée à tous les résidus[1], une nouvelle liste de points ne contenant pas ceux qui n'ont pas passé la coupure, est établie et l'ajustement sur le couple Galaxie-Supernova

[1] Le choix de cette coupure est un intermédiaire pour ne pas éliminer tous les points des spectres trop bruités mais seulement les raies de ciel mal soustraites. Elle est modifiable si nécessaire, directement depuis l'interface graphique.

est à nouveau réalisé.
On verra dans le chapitre suivant que le résidu normalisé est un outil précieux pour permettre de discriminer les solutions proches du point de vue du χ^2. En effet, il permet d'étudier la capacité du modèle à reproduire les caractéristiques du spectre à identifier. Parfois, la robustification a tendance à supprimer trop de points du spectre. Si le nombre de points éliminés est trop important (en moyenne plus de 10% du spectre), la robustification n'a plus de sens et la solution doit être rejetée.

5.4.5 La base de données de spectres

5.4.5.1 Les spectres de supernovæ

Afin d'être le plus précis possible, dans l'identification des spectres, il est nécessaire d'avoir une large collection de spectres locaux *i.e.* ayant un très bon rapport signal sur bruit. Afin de répondre à la grande diversité spectrale régnant dans le monde des supernovæ, il faut couvrir l'ensemble des types de supernovæ et pour chacun d'entre eux, collecter le plus de phases possibles, c'est à dire qu'il faut des spectres à différentes époques après l'explosion initiale. Les spectres présents dans la base de spectres (Tab. 5.3) proviennent de base de spectres existantes sur internet tels SUSPECT (SUpernova SPECTrum : http ://bruford.nhn.ou.edu/ suspect/) ou ASIAGO (http ://web.pd.astro.it/supern/). Il y a aussi des spectres du SCP observés lors de la campagne de recherche d'objets proches en 1999. Si la couverture temporelle est relativement bonne pour les supernovæ de type Ia, on constate le manque cruel de spectre pour les autres types, notamment les supernovæ Ic qui spectralement sont les objets les plus similaires aux supernovæ Ia. La majorité de ces spectres ont une couverture spectrale dans l'optique. (4000Å<λ<9000Å). Seule sn1992a possède une extension spectrale dans l'ultra-violet.

La figure (Fig. 5.4) montre la distribution des âges des spectres de la base de spectres. Dans le cas des SNIa, on constate la bonne distribution en âge des spectres entre -4 et +20 jours. On remarque aussi la pauvreté de la base en spectres de type "non Ia" et notamment les spectres de type Ic dont on rappelle qu'ils sont les plus susceptibles d'être confondus avec les spectres de SNIa.

5.4.5.2 Les spectres de galaxie

Dans bien des cas, les spectres extraits contiennent une contribution de la galaxie hôte. Si le plus souvent on s'arrange pour orienter la fente du spectrographe de telle sorte qu'elle contienne aussi la galaxie, il n'est pas toujours possible d'extraire un spectre de cet hôte et pour modéliser le taux de pollution sur le spectre du candidat, on a recours à une base de spectres de galaxies modèles. Ces spectres proviennent de l'article de Kinney (1996). Il existe un spectre par type morphologique : Elliptique, Bulge, S0, Sa, Sb, Sc ainsi que 5 galaxies de type starburst ayant des excès de couleur E(B-V) différents.

5.4.5.3 Formatage des fichiers FITS

L'ensemble des fichiers de la base de spectres (supernovæ et galaxies) sont au format FITS et ont été uniformisés pour contenir les informations nécessaires à leur exploitation. Un exemple est donné ci-dessous.

nom IAUC	type	âge relativement au maximum en B
sn1981B	Ia	0,17,20,26,29,35
sn1990N	Ia	-14,-7,7,14,17,38
sn1992A	Ia	-5,-1,3,5,6,7,9,11,16,17,24,28
sn1994D	Ia	-10,-9,-8,-7,-5,-4,-3,2,3,4,5,6,8,11,12,13,14,17,19,24,26
sn1996X	Ia	-1,0,1,7,17
sn1997br	Ia	-9,-8,-7,-6,-4,8,10,12,14,18,21,24,38,67
sn1998bu	Ia	-3,-2,8,10,11,12,13,27,28,29,30,31
sn1999ee	Ia	-11,-9,-4,-2,0,5,9,14,17,20,30
sn1986G	Ia pec	-3,-1,0,1,2
sn1991bg	Ia pec	-2,0,1,2,12,13,16,23,24,30,31
sn1991T	Ia pec	-8,-7,-3,0,10,15,24,45,67
sn1999aa	Ia pec	-11,-7,-3,-1,14,19,28,33,40,58
sn2000cx	Ia pec	-4,-3,-2,-1,0,1,5,6,7,9,11,14,19,22,26,26,30,31,41,61
sn1994I	Ic	-5,-4,-3,1,2,4,11
sn1999ex	Ic	4,13
sn1993J	Ib	1,3,9,16,20,24
sn1999em	IIp	-1,0,1,3,5,9,14,19,28,35,74
sn1987A	IIpec	-15,-12,0,10

TAB. 5.3 – *Base de données de spectres de supernovæ utilisée par $\mathcal{SN}$-fit pour identifier les spectres observés. La base contient des supernovæ de type Ia parmi lesquelles figurent des objets particuliers (type "Ia pec") de type sur-lumineux (sn1991T, sn1999aa, sn2000cx), de type sous-lumineux (sn1991bg, sn1996G). Il y a aussi des spectres de SNe de type Ib, Ic, IIP et II particulière. On remarque le faible nombre de SNIc. Ces spectres proviennent de la base de données SUSPECT, ASIAGO mais aussi des campagnes d'observation de supernovae proches du SCP en 1999.*

```
SN_NAME = 'sn1994d '           / Supernova official name (IAU definition)
SN_TYPE = 'Ia      '           / Supernova type
SN_AGE  =                   -9 / Spectrum age in the rest frame (day)
SN_ALPHA= '12:34:02.39'        / Alpha FK52000.0 (hh:mm:sec)
SN_DELTA= '+07:42:05.7'        / Delta FK5 2000.0 (deg:min:sec)
SN_MB   =             -999.999 / Mb (-999.999=not avalaible)
SN_STRE =             -999.999 / Light curve stretch (-999.999=not avalaible)
SN_REM  = '-       '           / Remark on the supernova
GA_NAME = 'NGC4526 '           / Galaxy name
GA_TYPE = 'Standard'           / Galaxy type (Normal, QSO, Seyfert1, ...)
GA_MOR  = 'S0      '           / Galaxy morphology
GA_RED  =               0.0015 / Galaxy redshift
GA_ALPHA= '12:34:03.16'        / Alpha FK52000.0 (hh:mm:sec)
GA_DELTA= '+07:41:57.7'        / Delta FK5 2000.0 (deg:min:sec)
GA_REM  = '-       '           / Remark on the galaxy
EX_HOST =             -999.999 / E(B-V) of the host galaxy (-999.999 =not avalaible)
EX_MILKY=             -999.999 / E(B-V) of the Milky Way (-999.999 =not avalaible)
SP_CHECK=                   +1 / Quality flag (-1=not checked/ +1=checked)
SP_REM  = '-       '           / General remark
```

Il s'agit des mots clés supplémentaires ajoutés pour créer les listes de spectres utilisés par l'interface graphique (cf. §5.5).

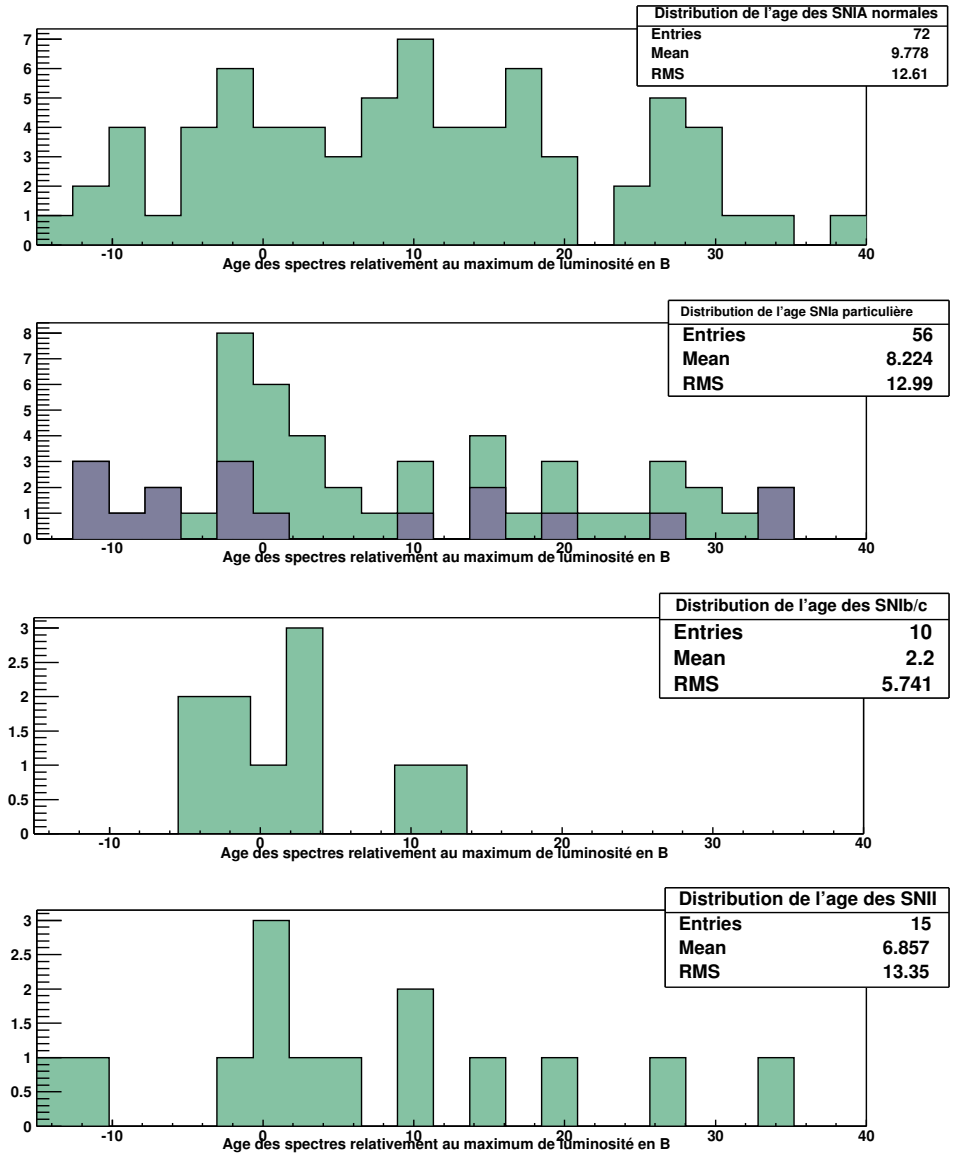

FIG. 5.4 – *Distribution des âges des spectres de la base de spectres de supernovæ utilisée pour identifier les spectres observés avec $\mathcal{SN}$-fit. Dans le deuxième histogramme, la couleur bleu représente l'histogramme des spectres de type Ia sur-lumineux alors que la couleur verte représente les SNIa sous-lumineuses.*

5.4.6 Expression de la fraction de galaxie

On définit la fraction de galaxie q qu'il s'agisse de la galaxie hôte ou non est définit à partir des paramètres α et β du modèle de l'équation (Equ. 5.1). En effet, une fois le décalage vers le rouge ajusté, on connait exactement la zone commune en longueur d'onde (disons $[\lambda_1; \lambda_2]$) du modèle (SN+Galaxie) avec le spectre observé à identifier. L'idée est de normaliser les deux spectres modèles à la normalisation du spectre à tester. Ainsi, on va réexprimer le modèle précédent comme.

$$\mathcal{M} = \mathcal{N}\Big\{(1-q)\mathcal{S}_l^N(\lambda_r(1+z)) + q\mathcal{G}_l^N(\lambda_r(1+z))\Big\} \tag{5.8}$$

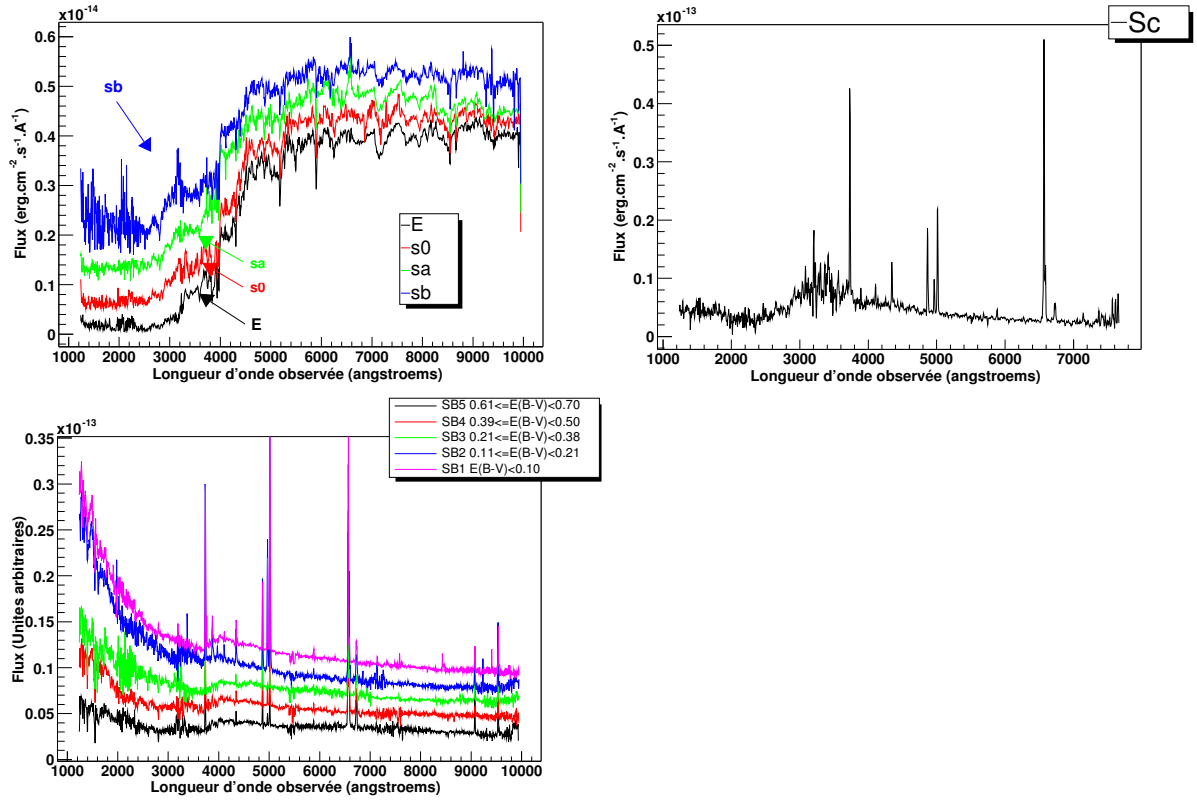

FIG. 5.5 – *Spectres de galaxies de la base de spectres utilisée par $\mathcal{SN}$-fit.*

Où $\mathcal{S}_l^N = \mathcal{S}_l / \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathcal{S}_l$, $\mathcal{G}_l^N = \mathcal{G}_l / \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathcal{G}_l$ et $\mathcal{N}$ est une constante pour conserver la normalisation initiale. Ainsi la résolution du système entre l'équation (Equ. 5.1) et l'équation (Equ. 5.8) permet d'exprimer la fraction q de galaxie contaminant le spectre observé.

$$q = \frac{\beta \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathcal{G}_l}{\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathcal{S}_l + \beta \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathcal{G}_l} \tag{5.9}$$

Ainsi, l'utilisateur ne se préoccupe pas de la différence de couverture spectrale entre les deux modèles. Dans la suite, on présente cette fraction dans le résultat à la place des valeurs de α et β.

5.5 L'interface graphique

Afin de faciliter l'utilisation du programme, une interface graphique (Fig. 5.6) a été implémentée en Tcl/Tk. Cette interface est incluse dans un ensemble d'outils plus vaste, initialement développé par le Centre de Recherche Astronomique de Lyon (CRAL) dans le cadre des projets OASIS et SAURON. Elle permet de sélectionner les spectres à identifier et d'imposer les contraintes d'ajustement :

- Un jeu de tirettes permet de restreindre la fenêtre en longueur d'onde dans laquelle on veut effectuer l'identification. Par défaut, la gamme de longueur d'onde correspond aux extrêmes du spectre observé.
- Une série de radio-boutons permet de contraindre le choix du type de supernovæ locales (à partir des mots clés des entêtes de chaque fichier FITS) auxquelles est comparé le spectre à identifier.
- Parmi ces supernovæ sélectionnées, on peut contraindre l'âge si on a une idée grâce à la courbe de lumière ou d'après la structure du spectre (plutôt en absorption ou en émission).

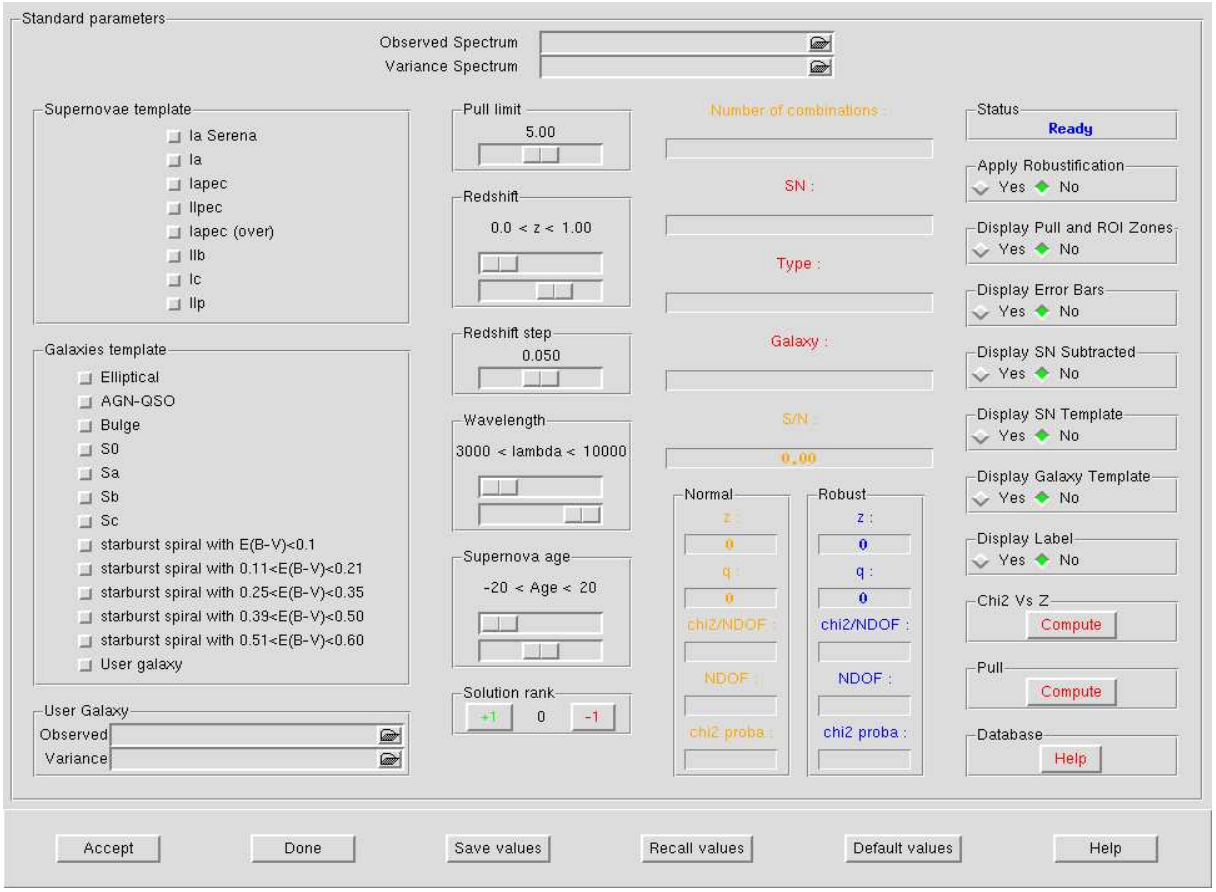

FIG. 5.6 – *Panneau principal de l'interface graphique du logiciel $\mathcal{SN}$-fit. C'est à partir d'ici qu'on choisi le spectre à identifier et qu'on impose les différentes contraintes. Après itérations, les résultats s'affichent directement dans la troisième colonne. Les différentes options d'affichage graphique comme la superposition des spectres, l'affichage des résultats, la représentation d'autres graphiques pour effectuer des diagnostics (χ^2 vs. z, résidus normalisés, histogrammes) sont accessibles dans la quatrième colonne.*

- A partir de radio-boutons, il est possible de contraindre le type morphologique des galaxies hôtes à tester ou saisir directement le spectre (et son erreur associée) de la galaxie hôte extraite en même temps que le candidat. En effet, un spectre très faiblement émissif a peu de chance d'être pollué par un hôte de type Sc ou Starburst.
- Le décalage vers le rouge peut être contraint par un jeu de tirettes. Une précision de l'ordre de $\delta z = 10^{-3}$ sur le réglage permet une grande précision pour atteindre le décalage de la galaxie hôte. La gamme actuelle est située entre $z = 0$ et $z = 1.5$.

Notons que les différents types de supernovæ et types morphologiques des galaxies sont lus dynamiquement à partir des spectres de la base et qu'il est très simple d'ajouter, de diversifier la base sans modifier le code.

Une fois toutes les contraintes réglées, le programme en Tcl/Tk, crée les listes de supernovæ et de galaxies et exécute le programme de minimisation pour chaque combinaison. A chaque combinaison, le résultat du meilleur ajustement est enregistré (nom de la SN, nom de la galaxie, χ^2, z...). Lorsque toutes les itérations sont effectuées, l'ensemble des résultats est trié par χ^2 croissants. Différents spectres sont créés pour ce meilleur résultat (les extensions à partir du nom du fichier original (nomspectre) sont

affichées entre parenthèses) :

- Le meilleur modèle ajusté (*nomspectre*_fit.fits).
- Le spectre observé auquel on a soustrait la contribution de la galaxie (*nomspectre*_XtractSN.fits).
- Le spectre contenant la contribution galactique seule (*nomspectre*_XtractGaltemp.fits).
- Le spectre contenant la contribution de la supernova modèle seule (*nomspectre*_XtractSNtemp.fits).

D'autre part, le spectre contenant le résidu normalisé est aussi créé (extension "_pull.dat"). Une large capacité de représentation de spectre a été implémentée dans le même temps. Ainsi, est-il possible de représenter les différents spectres créés comme l'illustre l'exemple (Fig. 5.7). Il existe aussi d'autres

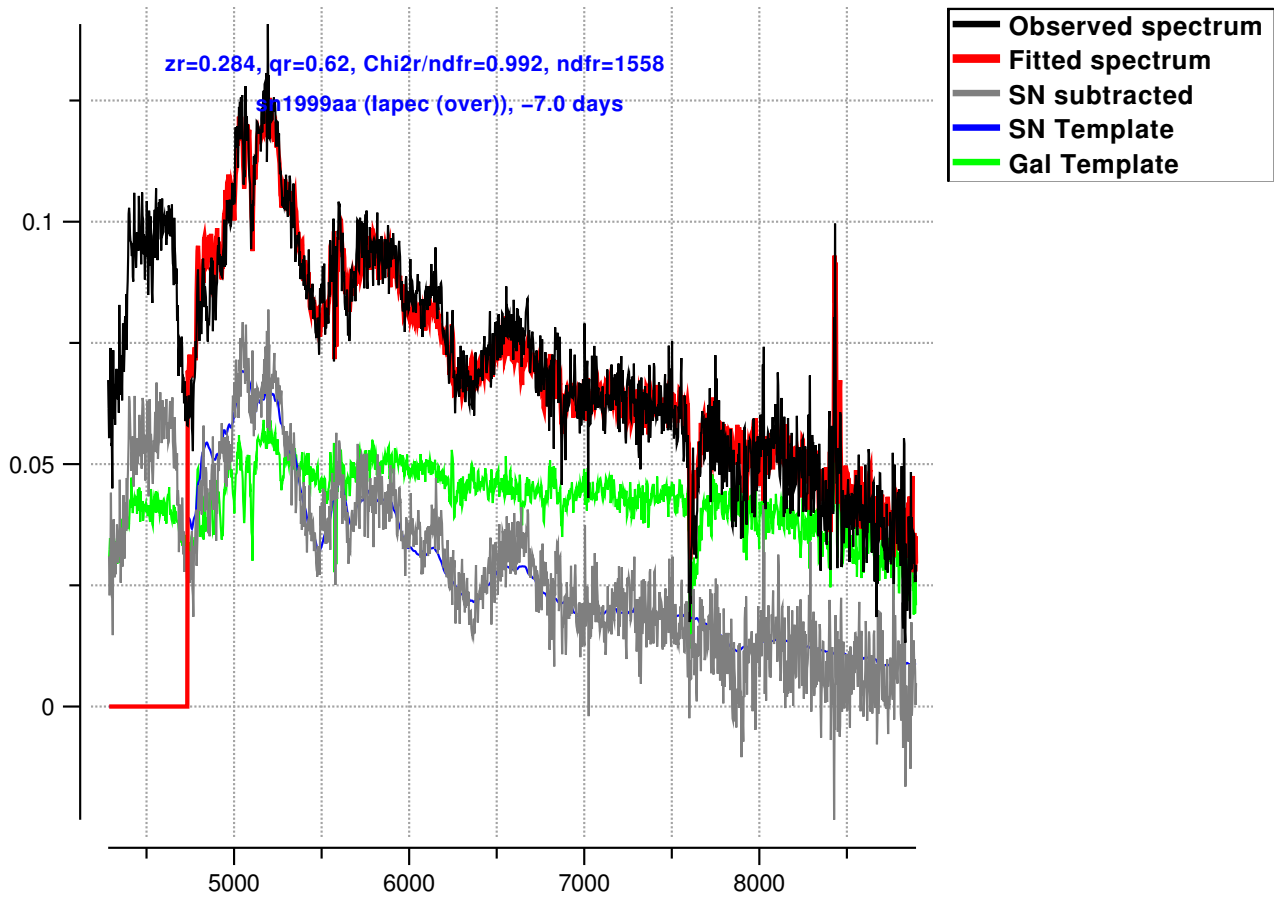

FIG. 5.7 – *Exemple de représentation de spectres issue de $\mathcal{SN}$-fit. Il est possible de superposer les différentes contributions avec différentes couleurs, en cliquant directement dans la fenêtre principale de l'interface graphique.*

représentations graphiques possibles comme celle du résidu normalisé et de son histogramme associé (Fig. 5.8).

Afin de tester la bonne convergence du décalage vers le rouge, $\mathcal{SN}$-fit permet de visualiser le χ^2 en fonction du décalage vers le rouge comme le montre la figure (Fig. 5.9). La gamme de décalage spectral représentée sur cette figure est la même que celle définie lors des réglages initiaux pour effectuer l'identification.

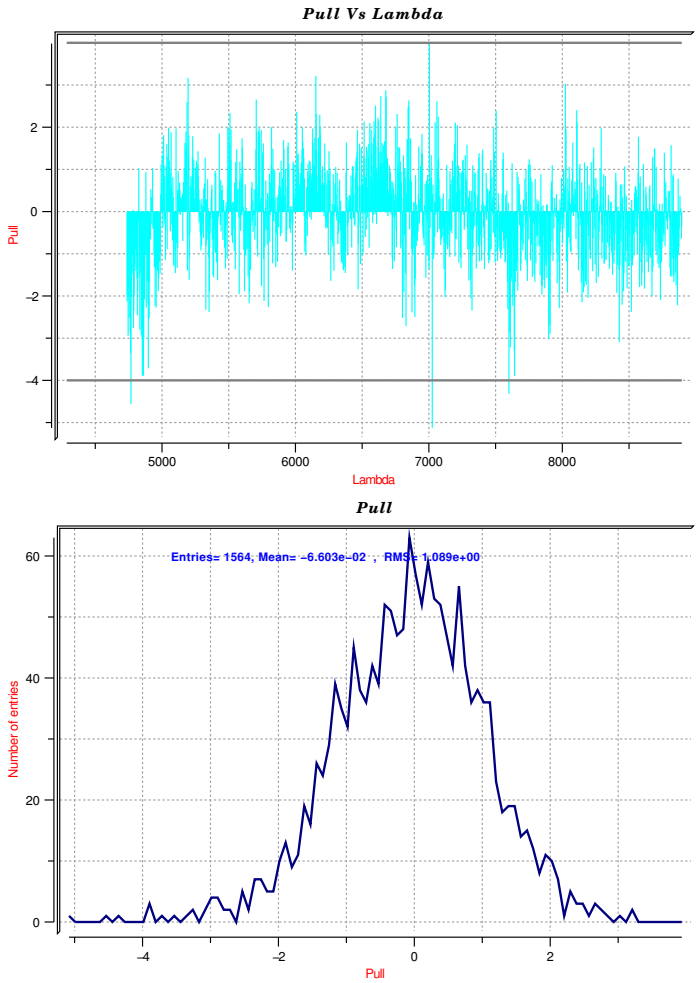

FIG. 5.8 – *Exemple de représentation d'un résidu normalisé en fonction de la longueur d'onde (en haut) et de son histogramme associé (en bas).*

5.6 Fonctionnement général du programme

Il s'agit ici de donner une sorte de notice du programme pour les utilisateurs, à partir du panneau présenté dans la figure (Fig 5.6).

5.6.1 Réglages des contraintes

1. Sélection du spectre du candidat et de son spectre d'erreur. Ces deux spectres doivent obligatoirement avoir les mêmes mots clés définissant la relation de calibrage en longueur d'onde.
2. Choix de la fenêtre spectrale sur laquelle on souhaite réaliser la minimisation. On peut avoir à éliminer les bords du spectre, de mauvaise qualité du fait de l'effondrement de l'efficacité quantique dans cette région.
3. Établir le fichier de régions d'intérêt du spectre. Il doit contenir les zones du spectre à conserver pour effectuer l'ajustement. Par exemple, si on veut éliminer les zones absorptions telluriques seulement, le fichier aura l'aspect suivant :

```
0.0     6550.0
```

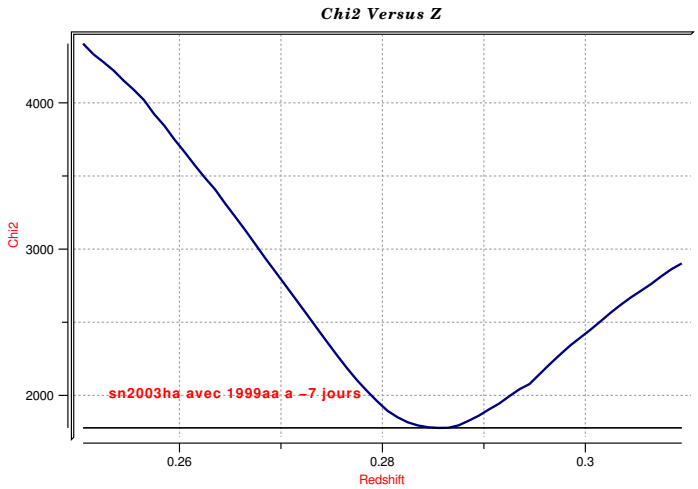

FIG. 5.9 – *Exemple de représentation du χ^2 en fonction du décalage vers le rouge. La gamme de décalage est la même que celle initialement choisie pour les ajustements.*

```
6570.0 7590.0
7700.0 9000.0
```

Si aucun fichier n'est donné par l'utilisateur, le programme en crée un par défaut entre 0 et 9000.0Å. Le nom du fichier est celui de la SN suivi de "_roi.dat" [2]

4. Sélection du type SN dans la base de spectres.
5. Sélection du type de galaxie. Ici, on peut soit utiliser les spectres de la base de spectres, soit fournir son propre spectre de galaxie (et son erreur associée) en cliquant sur "User galaxy" et en sélectionnant les fichiers correspondants. Ces spectres doivent avoir la même relation de calibrage en longueur d'onde que le spectre du candidat sélectionné en 1.
6. Choix du décalage vers le rouge.
7. Contrainte sur l'âge du candidat si l'on a une indication avec la courbe de lumière ou d'après les caractéristiques spectrales.
8. Valeur de la coupure appliquée lors de la robustification des résultats. Elle est exprimée en nombre de σ et est généralement égale à 4 pour l'ensemble des analyses.

Lorsque toutes les contraintes sont réglées, on peut exécuter la procédure de minimisation sur chaque combinaison galaxie/supernova en cliquant sur "Accept".

5.6.2 Si vous n'avez pas de spectre d'erreur

Si par malheur vous ne possedez pas de spectre d'erreur associé au spectre observé, à défaut, il faut créer un spectre d'erreur plat égal à l'unité. $\mathcal{SN}$-fit ne fonctionne pas sans spectre d'erreur. Mathématiquement, les χ^2 obtenus n'auront aucun sens. Cela dit rien n'empèche de créer un spectre d'erreur à partir d'un calcul de résidus.

[2] Par exemple, si le fichier de la SN s'appelle sn2003ha_sn.fits, alors le fichier de régions d'intérêt doit s'appeler sn2003ha_sn_roi.dat.

5.6.3 Analyse des résultats

Une fois l'ensemble des itérations réalisées, le programme trie la liste des résultats par χ^2 (non robustifiés) croissants et les valeurs numériques du meilleur résultat sont affichées dans le panneau principal. Il y a les résultats issus de la minimisation normale et les résultats de la minimisation après élimination des points dont le résidu normalisé est supérieur au critère saisi dans la première étape. Il faut noter que l'ajustement normal et robustifié sont effectués dans la même étape. Cela signifie en pratique que le nombre et la position des points éliminés n'ont *a priori* pas de raison d'être les mêmes d'une combinaison à l'autre. Et les résultats robustifiés ne sont de fait, pas comparables directement. $\mathcal{SN}$-fit crée un fichier[3] ASCII qui contient l'ensemble des points et indique si le point a été conservé ou non après la robustification. Ce fichier contient en outre la valeur des résidus normalisés de tous ces points.

Dans la version actuelle du programme (version 3.0), il est possible d'utiliser le résidu normalisé du meilleur résultat comme masque afin que toutes les itérations éliminent les mêmes points. Il suffit de cliquer sur "Display robustified fit" et de relancer la boucle d'itérations (le fichier "nomsn_outpull.dat" est saisi en entrée du programme et les points marqués comme éliminés lors de la robustification initiale, sont éliminés dans toutes les itérations). Cette fois ci, on s'intéresse aux résultats issus de l'ajustement normal ayant subi les mêmes éliminations de points.

Avec l'utilisation des boutons de la zone "Rank", on peut se déplacer dans la liste pour visualiser les autres solutions. La représentation des spectres et des valeurs numériques sont automatiquement mises à jour. Les fichiers correspondant à ces spectres sont aussi crées au fur et à mesure (mais ils sont écrasés d'un "rank" à l'autre).

5.7 Conclusion

Dans ce chapitre, on a vu les principales caractéristiques spectrales permettant d'identifier rapidement les spectres de SNIa. Mais on a surtout constaté les difficultés qui apparaissent lorsque le rapport signal-sur-bruit des spectres n'est pas suffisamment important pour identifier visuellement les spectres. Cela signifie en particulier que pour les observations spectroscopiques du VLT, du fait du grand nombre de spectres attendus et de leur qualité, un programme a du être implémenté. Logiciel à la fois rapide et convivial de par son interface graphique, $\mathcal{SN}$-fit permet une identification des spectres en temps réel de manière quasi automatique par comparaison statistique avec une base de spectres locaux de bonne qualité. Nous verrons ses performances dans le prochain chapitre.

Références

Garavini G. (2004b), *Search for spectral evolution in high redshift Type Ia supernovae : evidence for SN1991T/SN1999aa-like object at z=0.279*.

Kinney A.L., Calzetti D., Bohlin R.C., McQuade K., Storchi-Bergmann T. & Schmitt H.R. (1996), *Template Ultraviolet to Near-Infrared Spectra of Star-forming Galaxies and Their Application to K-Corrections*, ApJ, **467**, pp. 38–+.

[3]Ce fichier contient le nom du candidat suivi de "_outpull.dat".

Chapitre 6

Quelques spectres caractéristiques de VLT-FORS1

Parmi les 93 candidats spectrés entre juin 2003 et janvier 2004, au total, 36 ont été confirmés comme étant des supernovæ de type Ia. 8 objets ont été identifiés avec le télescope Gemini (+GMOS), 12 avec le télescope Keck (+ESI) et donc 18 (sur 50 candidats spectrés) avec le télescope VLT (+FORS).
On se propose ici de présenter quelques résultats du VLT, issus de l'analyse par $\mathcal{SN}$-fit. On pourra trouver tous les détails de celle-ci avec toutes les tables de résultats dans (Sainton 2004).

Nom	Ascension droite	Déclinaison	$m_{i'}$ [a]	DA[b] (")	PA[c]	t_{exp} (s)	fente (")	<*seeing*>	hôte[d]
R4D4-7	22 :16 :56.320	-17 :57 :37.76	22.0	0.73	104.3	2×750	1.0	0.6"	√
R4D4-8	22 :15 :28.146	-17 :49 :48.72	24.1	1.05	67.3	3×750	1.0	0.6"	√
R4D4-11	22 :14 :24.023	-17 :46 :36.03	23.6	0.20	169.2	3×750	1.0	0.5"	
R4D4-14	22 :14 :45.803	-17 :44 :22.94	22.1	0.99	43.0	2×750	1.0	0.5"	√
R4D4-19	22 :16 :09.916	-18 :04 :39.187	23.6	0.13	55.1	3×750	1.0	0.5"	
R6D4-9	22 :14 :33.754	-17 :35 :15.34	24.0	0.18	150.7	3×750	0.7	0.5"	
R6D4-10	22 :14 :10.249	-17 :30 :24.18	24.1	0.22	127.8	3×750	0.7	0.5"	
R7D4-7	22 :14 :50.513	-17 :57 :23.24	23.0	0.00	0.0	3×750	1.3	0.5"	
R8D1-30A	02 :26 :16.252	-04 :56 :05.65	24.4	0.20	4.5	5×750	1.0	0.7"	
R8D4-28A	22 :16 :40.185	-18 :09 :51.82	24.0	1.23	49.2	5×750	1.0	0.5"	√
R9D1-03A	02 :26 :31.200	-04 :03 :08.51	23.5	0.17	157.8	3×750	1.0	1.1"	
R10D1-01B	02 :27 :12.875	-04 :07 :16.44	23.1	0.03	78.7	5×750	1.3	0.7"	
R10D1-04A	02 :26 :49.416	-04 :11 :53.33	24.0	0.66	95.3	5×750	1.3	0.6"	√
R10D1-05A	02 :25 :43.626	-04 :08 :38.93	22.3	0.25	125.0	5×750	1.0	0.7"	√
R11D1-06A	02 :24 :56.027	-04 :07 :37.11	23.8	0.58	84.2	5×750	1.3	0.9"	√
R11D1-16A	02 :24 :41.125	-04 :17 :19.65	22.8	0.91	42.2	3×750	1.3	0.8"	
R11D2-19A	10 :01 :51.607	+02 :01 :42.05	23.7	0.50	0.0	5×750	1.3	0.7"	
R11D2-21A	10 :00 :52.332	+02 :02 :28.73	23.5	3.51	45.0	5×750	1.0	0.5"	

(a) $m_{i'}$: magnitude dans le filtre i' au moment des observations de spectroscopie.
(b) DA : distance d'association, c'est la distance entre le centre de l'objet et le barycentre de la galaxie. Elle est exprimée en arc-seconde.
(c) PA : angle de la fente relativement à la direction Nord-Est.
(d) hôte : la coche indique si un spectre de la galaxie hôte est disponible ou non.

TAB. 6.1 – *Conditions d'observation des candidats du VLT.*

6.1 Stratégie d'analyse

Dans cette analyse, on se fixe plusieurs objectifs. En premier lieu, on va évidemment chercher à identifier chacun des spectres des candidats du SNLS. Il existe différentes possibilités selon que le décalage vers le rouge est connu d'après les raies de la galaxie hôte ou non et selon la présence d'un spectre de cette galaxie hôte. Le tableau (Tab 6.1) répertorie entre autre les candidats pour lesquels on a extrait un spectre de la galaxie hôte.
Afin de tester la capacité de $\mathcal{SN}$-fit à estimer les paramètres demandés, on va, lorsque c'est possible tester différentes hypothèses :

1. On possède le spectre de la galaxie hôte, cela signifie qu'on a une mesure du décalage vers le rouge avec une grande précision. On fixe ce décalage lors du réglage des paramètres de $\mathcal{SN}$-fit. On force ainsi le candidat à avoir exactement le même décalage vers le rouge que l'hôte.
2. On possède également le spectre de la galaxie hôte, mais cette fois-ci, on laisse un intervalle autour du décalage spectral de cette galaxie dans lequel le décalage de la supernova modèle peut varier. Cette méthode a l'avantage de rendre compte de la diversité des supernovæ dont les vitesses d'expansion peuvent varier, ce qui se traduit par une largeur variable du profil P-Cygni, essentiellement. Pour les analyses, on fixera cette variabilité à $\delta z = 0.02$. Ce cas sera notre référence pour estimer la qualité des ajustements.
3. Parfois, pour certains spectres, on ne peut pas évaluer de décalage vers le rouge avec les raies d'émission (ou d'absorption) galactiques. $\mathcal{SN}$-fit doit évaluer lui-même le décalage vers le rouge du spectre à partir des profils P-Cygni. On laissera le décalage vers le rouge varier entre 0 et 1. On appliquera ceci dans tous les cas pour mettre en évidence une éventuelle dégénérescence dans la détermination du décalage vers le rouge avec un type de SN différent par exemple. On utilisera les modèles de galaxie disponibles dans la base de spectres.

Dans aucun cas, on n'utilise de contrainte sur l'âge, même si celui-ci est connu avec les informations photométriques.
Les différentes solutions seront ensuite discriminées, si possible, selon la position de la date du spectre sur la courbe de lumière.
Les régions contenant les absorptions atmosphériques sont systématiquement éliminées des ajustements. Le meilleur résultat est issu de la robustification suite à une coupure sur le résidu normalisé comme il est présenté dans le chapitre précédent. La robustification du meilleur résultat crée un masque qui contient les points ayant passé les coupures. On réalise une deuxième itération dans les mêmes conditions sur tous les spectres en utilisant en entrée, ce masque de la meilleure combinaison.
Dans la suite, on comparera, lorsque c'est possible les résultats lorsque le décalage vers le rouge est fixé à celui de la galaxie hôte avec les deux autres cas.
Dans la note mentionnée auparavant, on donne pour chaque spectre étudié, la liste des premiers résultats issus de l'analyse par $\mathcal{SN}$-fit dont la différence de χ^2 avec le meilleur résultat est inférieure 0.2 ou lorsque la probabilité de χ^2 est plus grande que 10^{-4}. Si la variation des χ^2 est trop faible, alors on donne les 20 premières solutions à titre indicatif.
Ensuite, afin de répondre à la question de la discrimination avec une SN d'un autre type, on établit une comparaison entre les différents types de supernovæ testés. Étant données les grandes similarités entre les SNIa et les SNIc, il est important de quantifier ces comparaisons. On fera de même, autant que possible, entre les SNIa et les SNIa particulières dont on attend environ autour de 18% pour les spectres à grands décalages vers le rouge (Li et al. 2001b).
On définit aussi le signal sur bruit $\mathcal{S}/\mathcal{B}$ moyen comme le rapport du spectre et de son spectre d'erreur sur toute la gamme de longueurs d'onde avec le pas en longueur d'onde initial de 2.66Å. Tous les ajustements sont initialement effectués avec ce pas initial mais, pour les spectres dont les résultats n'apportent pas

de solutions satisfaisantes avec ce pas, on refait l'identification avec un pas plus important (20Å) pour tenter d'obtenir des conclusions.

6.2 Les quelques spectres en question

Dans cette partie, on présente quelques spectres parmi le set de spectres analysés. On a choisi des spectres typiques, des spectres très particuliers et finalement, pour montrer la validité de la méthode, des spectres difficiles à identifier. Pour chaque exemple, on donne l'analyse complète, telle qu'elle a été réalisée pour tous les spectres du tableau (Tab. 6.1).

6.2.1 La seule SNIc identifiée : sn2003hb/R4D4-7

Ce candidat a été découvert pendant la pré-campagne du SNLS au mois de juin 2003 et a été spectré le 29 juin 2003. Les conditions d'observation sont résumées dans le tableau (Tab. 6.1).
Le décalage vers le rouge est déterminé à l'aide de la galaxie hôte dont on a aussi extrait le spectre : $z_{\text{Hôte}} = 0.167 \pm 0.001$. (forte présence de CaH&K, H_β, [O III]...).
Le signal sur bruit moyen de ce spectre est de 13.29 par pas de 2.66Å. Le spectre de la SN ainsi que celui de son hôte sont donnés dans la figure (Fig. 6.1).

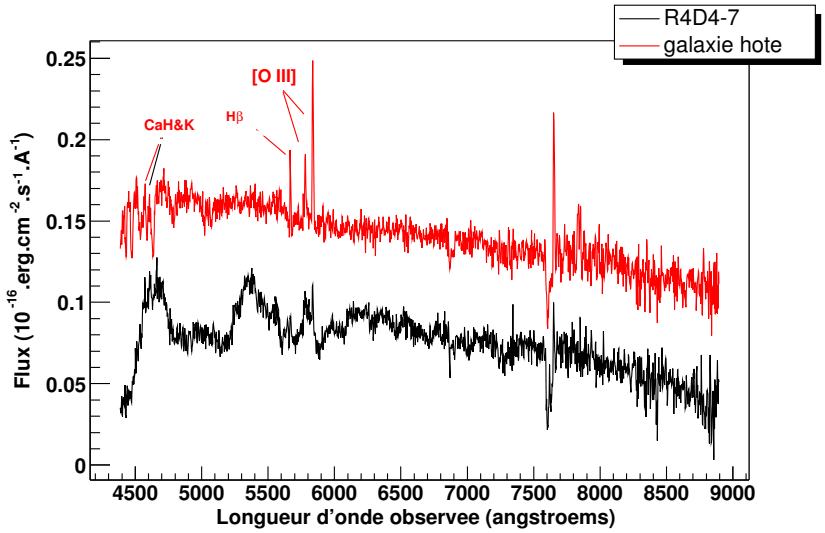

FIG. 6.1 – *Spectres extraits de sn2003hb (spectre du bas) et de sa galaxie hôte (spectre du haut). Les spectres sont dans le référentiel terrestre.*

Le tableau (Tab. 6.2) donne les résultats des meilleurs ajustements pour différents types de SN. Seule la solution contenant un modèle avec une SNIc donne une probabilité de χ^2 valable.

Même si on constate que les caractéristiques spectrales ne sont pas parfaitement décrites avec sn1994i à + 4 jours, le résidu d'ajustement avec cette SN est meilleur que les autres.
Le manque de SN de type Ic est certainement à l'origine de la mauvaise qualité du résidu. Donc étant donné le contenu de la base de spectres, on peut conclure qu'il s'agit effectivement d'une supernova de type Ic.

type	SN	âge	Galaxie	z	q	χ^2	ndf	$p(\chi^2)$
Ic	sn1994i	4	hôte	0.171	62.118	1.07177	1343	3.36
Ia sous-lumineuse	sn1991bg	1	hôte	0.173	66.201	1.26875	1343	2.690292e-09
Ia	sn1998bu	12	hôte	0.172	80.125	1.51071	1343	0

TAB. 6.2 – *Classification de sn2003hb selon le résultat obtenu par type de supernova.*

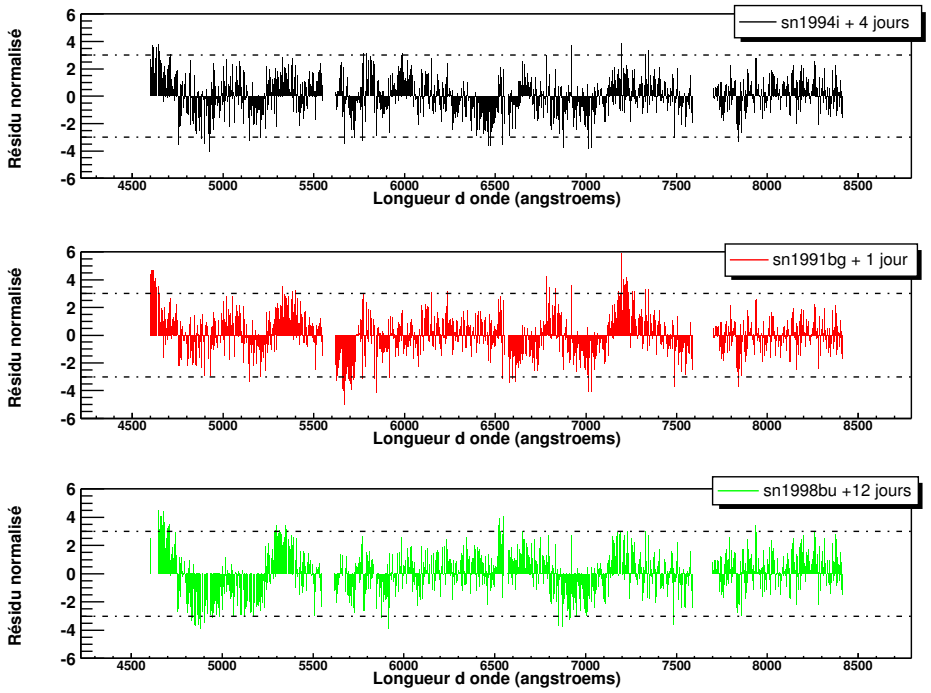

FIG. 6.2 – *Comparaisons des différents résidus obtenus pour chacun des types proposés dans le tableau (Tab. 6.2).*

Le tableau (Tab. 6.2) rejette l'hypothèse d'une supernova de type Ia normale. La probabilité que sn2003hb soit une supernova de type Ia sous-lumineuse est très faible et de fait on peut conclure, compte tenu des résultats que sn2003hb est effectivement une supernova de type Ic.
L'ajustement de la courbe de lumière préliminaire (Fig. 6.3) donne un maximum autour du 25 juin 2003 soit 4 jours (dans le référentiel de l'observateur) avant la prise du spectre soit donc $4/(1+z) \sim 3.4$ jours après le maximum dans le référentiel de la supernova. Le résultat obtenu par la spectroscopie est en très bon accord avec cette date.

Il est important de constater que le maximum de luminosité ajusté sur la courbe de lumière est environ deux magnitudes plus faible que celui d'une SNIa normale au même décalage vers le rouge. Cela donne deux possibilités, soit le spectre est celui d'une SNIa sous-lumineuse, soit celui d'une SNIc. La spectroscopie a permis de trancher. Le meilleur ajustement obtenu avec $\mathcal{SN}$-fit est présenté dans la figure (Fig. 6.4), à gauche et le spectre observé soustrait de la contribution galactique ajustée dans la même figure, à droite.

sn2003hb est une supernova de type Ic à z=0.167 à environ +3.5 jours après le maximum de luminosité.

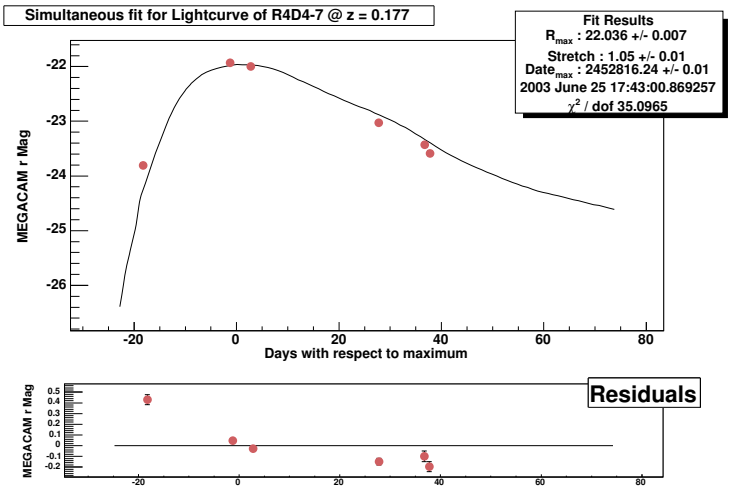

FIG. 6.3 – *Courbe de lumière préliminaire de sn2003hb dans la bande R.*

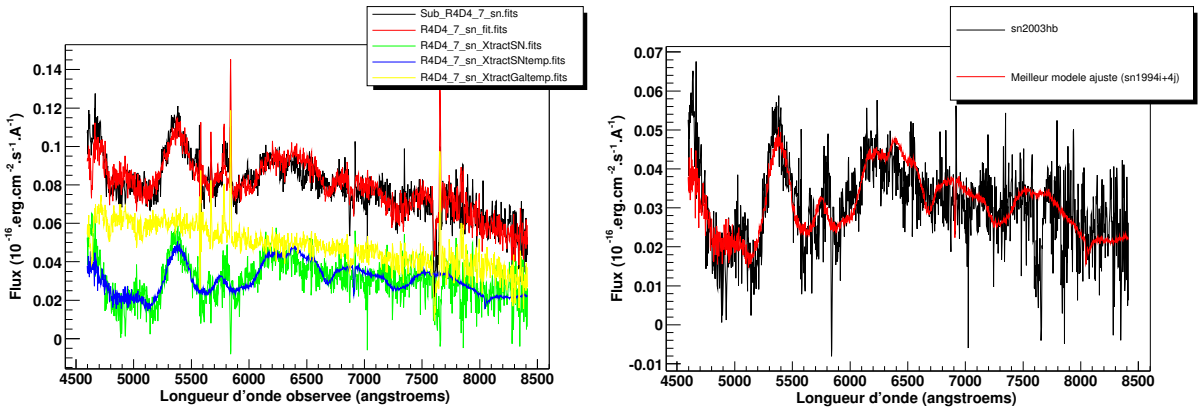

FIG. 6.4 – *A droite : meilleur ajustement de sn2003hb avec sn1994i à +4 jours. A gauche : spectre observé soustrait de la contribution galactique (environ 62%). Tous les spectres sont dans le référentiel terrestre.*

6.2.2 Une supernova de type Ia sur-lumineuse : sn2003ha/R4D4-14

Ce candidat a été découvert pendant la pré-campagne du SNLS au mois de juin 2003 et a été spectré le 29 juin 2003. Les conditions d'observation sont résumées dans le tableau (Tab. 6.1).
Le décalage vers le rouge est déterminé à l'aide de la galaxie hôte dont on a aussi extrait le spectre : $z_{\text{Hôte}} = 0.285 \pm 0.001$.
Le signal sur bruit de ce spectre est de 12.28. Le spectre du candidat ainsi que celui de son hôte sont donnés dans la figure (Fig. 6.5).

Dans cette classification par type, on donne les résultats issus de l'analyse pour laquelle on connaît le décalage vers le rouge de la galaxie, mais on laisse une liberté de déplacement du spectre de la SN modèle. Le tableau (Tab. 6.3) donne les résultats obtenus et la figure (Fig. 6.6) illustre les différences entre les solutions en comparant les résidus pour les différents types. Le tableau (Tab. 6.3) rejette l'hypothèse d'une supernova de type Ic du fait de la grande différence de χ^2 avec les meilleurs résultats.
Le meilleur ajustement est présenté dans la figure (Fig. 6.7), à gauche et le spectre observé soustrait de la contribution galactique ajustée dans la même figure, à droite.

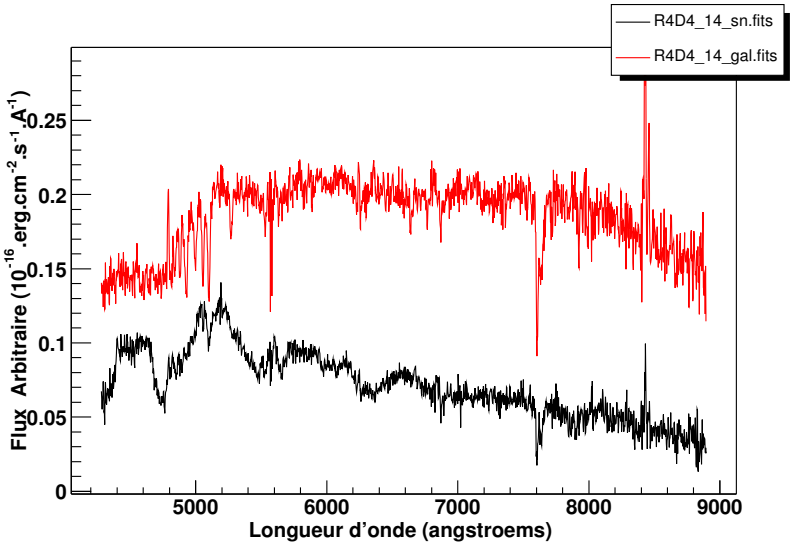

FIG. 6.5 – *Spectres extraits de sn2003ha (spectre du bas) et de sa galaxie hôte (spectre du haut). Les spectres sont dans le référentiel terrestre.*

type	SN	âge	Galaxie	z	q	χ^2	ndf	$p(\chi^2)$
Ia sur-lumineuse	sn1999aa	-7	hôte (Sb)	0.285	52.69	0.96609	1679	8.336217e+01
Ia sur-lumineuse	sn1999aa	-11	hôte (Sb)	0.289	47.97	1.11532	1671	6.308907e-02
Ia	sn1994d	-9	hôte (Sb)	0.283	42.40	1.58427	1679	0
Ia sur-lumineuse	sn1991t	-3	hôte (Sb)	0.274	48.83	1.83096	1679	0
Ic	sn1994i	-3	hôte (Sb)	0.280	28.78	7.20040	1679	0

TAB. 6.3 – *Classification de sn2003ha par type de SN. La sn1991t et la sn1999aa, toutes deux sur-lumineuses, ont des caractéristiques spectrales très différentes.*

La courbe de lumière préliminaire obtenue à partir des points expérimentaux dans la bande R (Fig. 6.8) donne un maximum de luminosité autour du 10 juillet 2003, 11 jours après la prise du spectre. La courbe de lumière montre que le spectre a été obtenu à $11/(1+z) = 8.56$ jours avant le maximum de luminosité dans le référentiel de la supernova. Ceci explique pourquoi les deux meilleures solutions sont sn1999aa à -7 et -11 jours. La base de spectres ne contient pas de spectre de SN de type sn1999aa à la date donnée par la courbe de lumière.

Comparativement à une supernova de type Ia classique, ce spectre ne présente ni la forte absorption du silicium SiII (6100Å) ni le "W" du soufre SII ($\sim$ 5960Å et $\sim$ 5980Å), caractéristiques spectrales essentielles pour reconnaître une supernova de type Ia. Ces deux absences sont en général observées dans les spectres de SNIa sur-lumineuses, type sn1991t. Cependant, contrairement à une sn1991t, ce spectre possède une profonde raie de calcium autour de 4000Å. En fait, ce spectre se situe dans une nouvelle classe sur-lumineuse dont les caractéristiques sont à la fois celles d'un objet de type sn1991t et d'un objet de type normal. sn2003ha est la supernova sur-lumineuse la plus lointaine jamais spectrée.
La figure (Fig. 6.9) illustre bien la particularité spectrale de cet objet en le comparant à d'autres SNIa de même âge.

Donc, il s'agit d'une supernova de type Ia sur-lumineuse à $z = 0.285 \pm 0.001$ agée d'environ 8 jours avant le maximum de luminosité. ***sn2003ha est la supernova sur-lumineuse la plus lointaine jamais spectrée.***

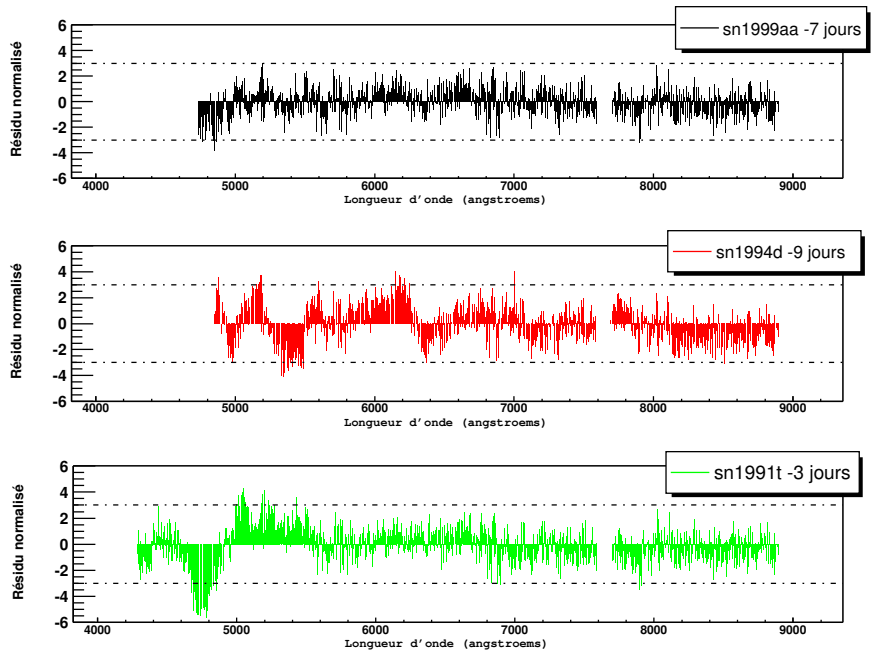

FIG. 6.6 – *Comparaisons des différents résidus obtenus pour chacun des types proposés dans le tableau (Tab. 6.3). On constate que le spectre de sn1999aa à -7 jours décrit mieux les structures du spectre de sn2003ha que les deux autres types.*

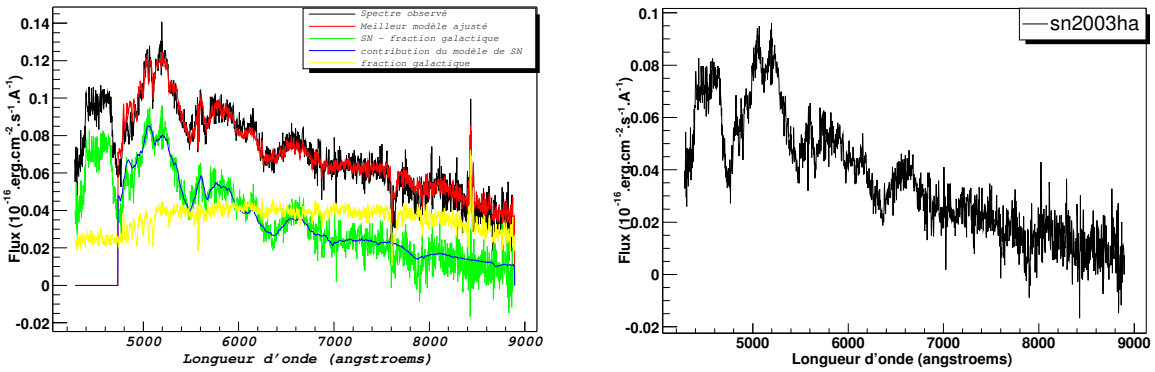

FIG. 6.7 – *A droite : meilleur ajustement de sn2003ha avec sn1999aa à -7 jours. A gauche : spectre observé soustrait de la contribution galactique (environ 53%). Tous les spectres sont dans le référentiel de la supernova.*

6.2.3 La SNIa la plus lointaine du SNLS : R6D4-9

Ce candidat a été découvert lors de la campagne 6 du SNLS au mois d'août 2003 et a été spectré les 2 et 4 septembre 2003 avec les grismes 300V et 300I, respectivement. Les conditions d'observation sont résumées dans le tableau (Tab. 6.1). Aucun décalage vers le rouge n'a pu être obtenu avec des lignes galactiques de même qu'aucun spectre n'a pu être extrait.
Le signal sur bruit de ce spectre est de 2.55 par pas de 2.66Å.
Le spectre de ce candidat est donné dans la figure (Fig. 6.10). On est dans un cas particulier où l'on n'a pas de galaxie hôte et pas d'indication sur le décalage vers le rouge. Aucun *a priori* ne permet de

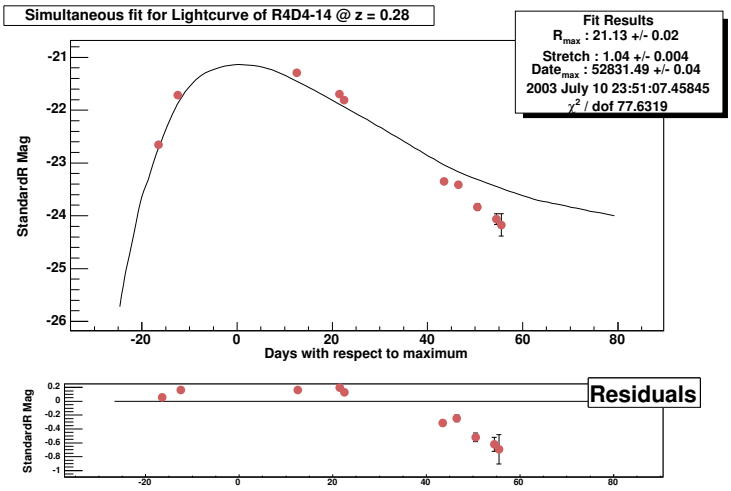

FIG. 6.8 – *Courbe de lumière préliminaire de sn2003ha dans la bande R. L'ajustement des points expérimentaux donne un maximum de luminosité autour du 10 juillet 2003.*

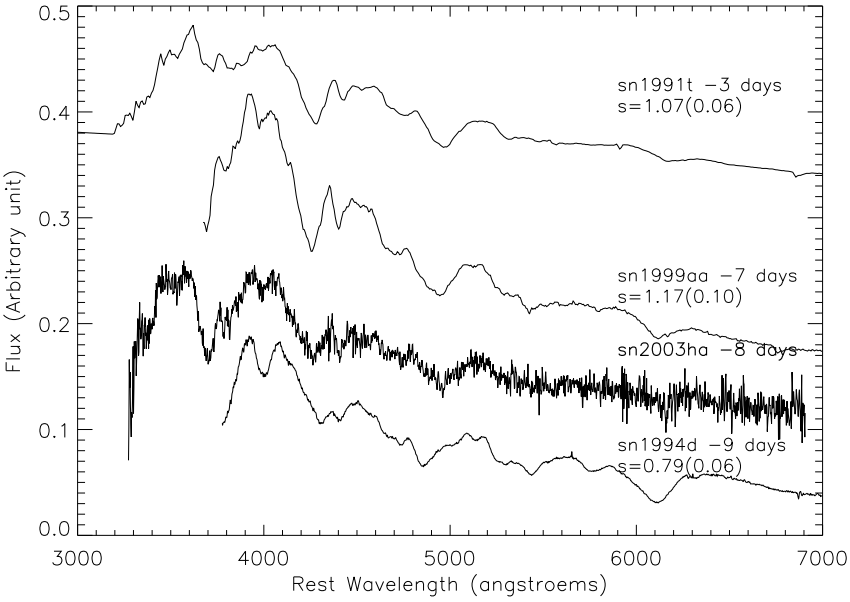

FIG. 6.9 – *Comparaison de sn2003ha avec d'autres SNIa de même âge. On constate effectivement que cet objet n'appartient ni à la classe des SNIa normales ni à celle des sur-lumineuses.*

contraindre le type de galaxie sous-jacente. A partir de la spectroscopie seule, on peut difficilement tirer une conclusion sur le type de cet objet comme l'atteste le tableau (Tab. 6.4) du fait de la proximité des χ^2.

Les résidus normalisés obtenus pour ces différents types sont donnés dans la figure (Tab. 6.11).

Le décalage vers le rouge de ce candidat est estimé à $z = 0.94 \pm 0.01$, en utilisant seulement les raies du spectre. La distribution en décalage vers le rouge est donnée dans la figure (Fig. 6.12) et montre

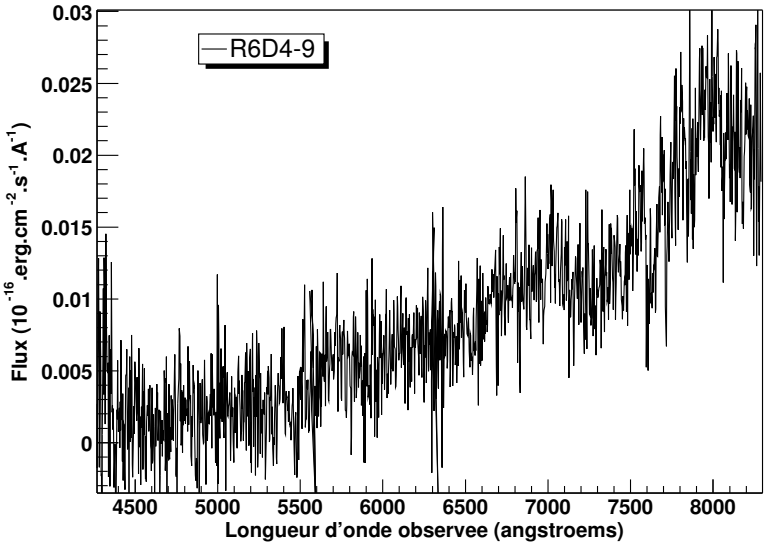

FIG. 6.10 – *Spectre extrait de R6D4-9. Le spectre est dans le référentiel terrestre.*

type	SN	âge	Galaxie	z	q (%)	χ^2	ndf	$p(\chi^2)$ (%)
Ia	sn1981b	0	sa	0.945	59.53	0.78939	1375	1.000000e+02
Ia sur-lumineuse	sn1999aa	-3	sb	0.943	54.22	0.88269	1375	9.992946e+01
Ic	sn1994i	-5	sa	0.947	69.87	0.87915	1375	9.995049e+01

TAB. 6.4 – *Classification de R6D4-9 par type de SN. Ce tableau présente le meilleur résultat de chaque type.*

plusieurs dégénérescences possibles. Il faut noter qu'il s'agit de toutes les solutions, quel que soit le χ^2 et que par conséquent, le tri par χ^2 croissant va naturellement favoriser certaines solutions.

Le tableau (Tab. 6.4) donne le même décalage vers le rouge pour les trois types de supernova, $z = 0.94 \pm 0.01$. La différence de χ^2 Ia/Ia particulière et Ia/Ic permettent difficilement, de rejeter ces deux autres types. Les ajustements semblent seulement rejeter l'hypothèse d'une galaxie de type morphologique Sc.
La courbe de lumière préliminaire (Fig. 6.14) qui par ailleurs présente bien la forme d'une courbe de lumière d'une SNIa, donne un maximum de luminosité autour du 31 août 2003. Cette courbe montre que le spectre a été obtenu $2/(1+z) \sim 1.0$ jour après le maximum de luminosité.
Dans ce type de situation, une analyse visuelle est indispensable en plus de l'analyse statistique. Dans le cas présent, on constate que R6D4-9 est parfaitement ajusté par sn1981b (une SNIa normale) au maximum. Et muni de la coube de lumière, on peut conclure qu'effectivement R6D4-9 est effectivement une SNIa normale. La solution de l'ajustement la plus proche contenu de l'âge du spectre est donnée dans la figure (Fig. 6.13).

Si dans le cas présent, le meilleur ajustement couvre l'ensemble de la gamme spectrale de R6D4-9, un tel décalage vers le rouge rend difficile un ajustement correct dans la partie ultraviolet du spectre.
La supernova R6D4-9 est la supernova la plus lointaine actuellement spectrée à l'aide du VLT dans l'expérience SNLS. Les SNIa à grands décalages vers le rouge sont encore rares dans la littérature et donc précieuses, notamment pour la mesure de la métallicité.

A ce propos, il est intéressant de constater le bon accord entre le spectre local (sn1981b) et R6D4-9, notamment dans la partie ultraviolet. La métallicité de R6D4-9 semble identique à celle du modèle local.

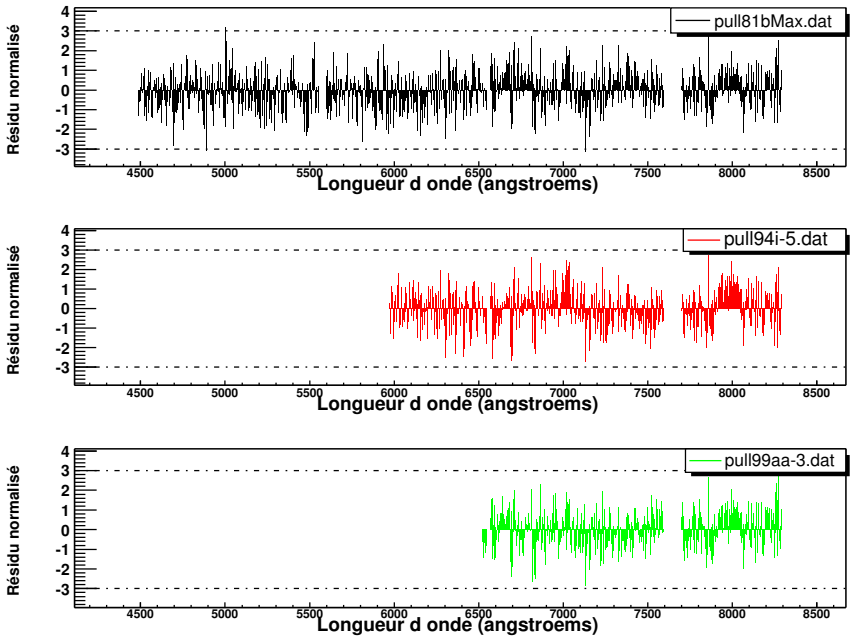

FIG. 6.11 – *Comparaison des résidus d'ajustement du spectre de R6D4-9 pour différents types de SN.*

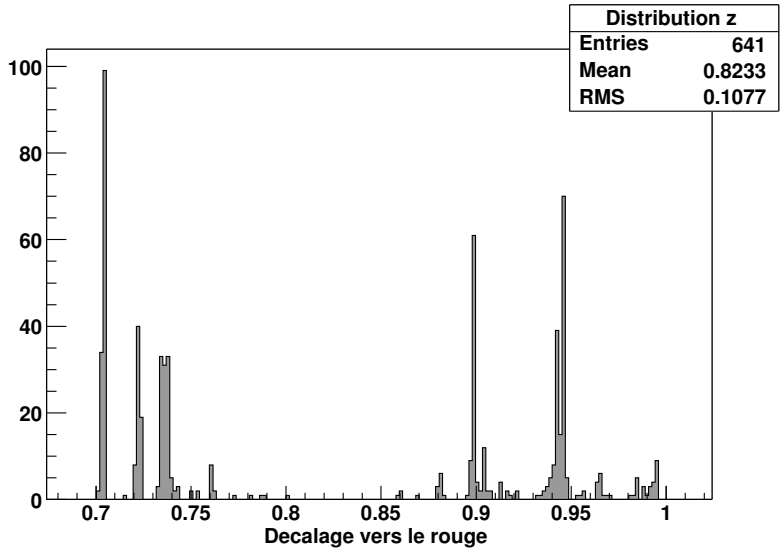

FIG. 6.12 – *Distribution en décalage vers le rouge de l'ensemble des solutions pour ajuster le spectre de la R6D4-9. On constate plusieurs pôles de dégénérescence.*

Si un seul spectre ne permet pas de conclure l'uniformité de la métallicité en fonction du décalage vers le rouge, il s'agît d'une information intéressante qui pourra être vérifiée lorsque la statistique le permettra.

On peut conclure que R6D4-9 est une supernova de type Ia à $z = 0.94$ *proche du maximum de luminosité lorsqu'elle a été spectrée.*

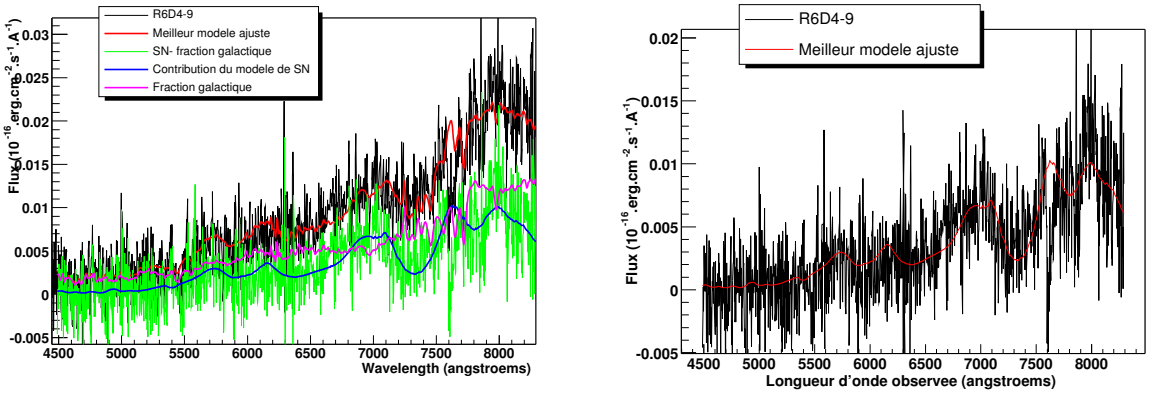

FIG. 6.13 – *A droite : meilleur ajustement de R6D4-9 avec sn1981b au maximum de luminosité. A gauche : spectre observé soustrait de la contribution galactique (environ 60%). Tous les spectres sont dans le référentiel de la supernova.*

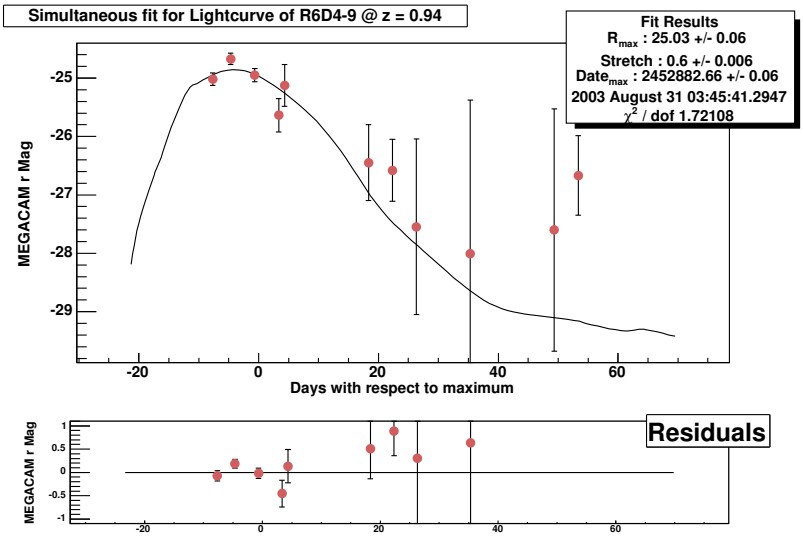

FIG. 6.14 – *Courbe de lumière préliminaire de R6D4-9 dans la bande R.*

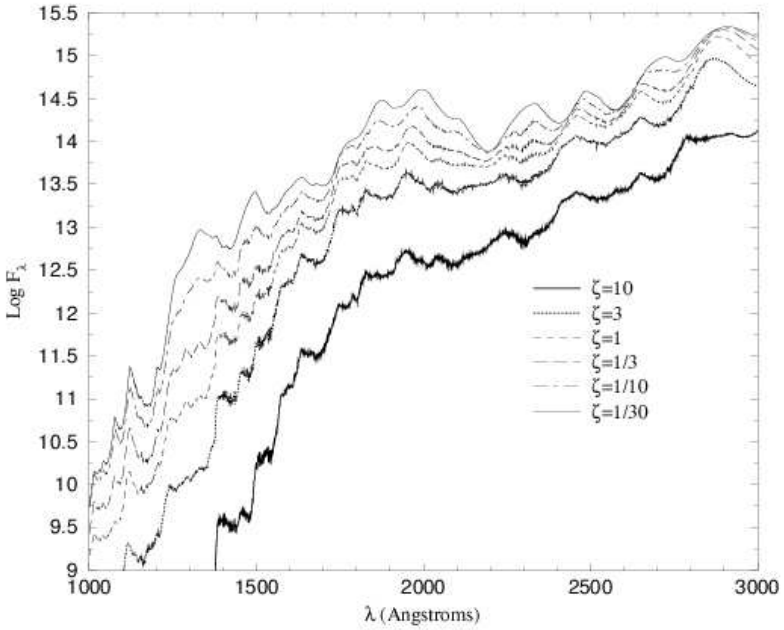

FIG. 6.15 – *Modèles de spectres de métallicité différentes pour des spectres 7 jours après l'explosion. ζ désigne le rapport à la métallicité d'une SNIa normale. Figure extraite de Lentz et al. (2000)*

6.2.4 Un cas typique : R7D4-7

Ce candidat a été découvert au cours de la campagne 7 du SNLS. Un spectre a été obtenu le 29 septembre 2003. Les conditions d'observation sont résumées dans le tableau (Tab. 6.1). Aucun spectre de la galaxie hôte n'a pu être extrait lors de la réduction des données et aucune raie galactique ne permet d'estimer le décalage vers le rouge. Le signal sur bruit de ce spectre est de 2.13 par pas de 2.66Å. Le spectre de ce candidat est présenté dans la figure (Fig. 6.16).

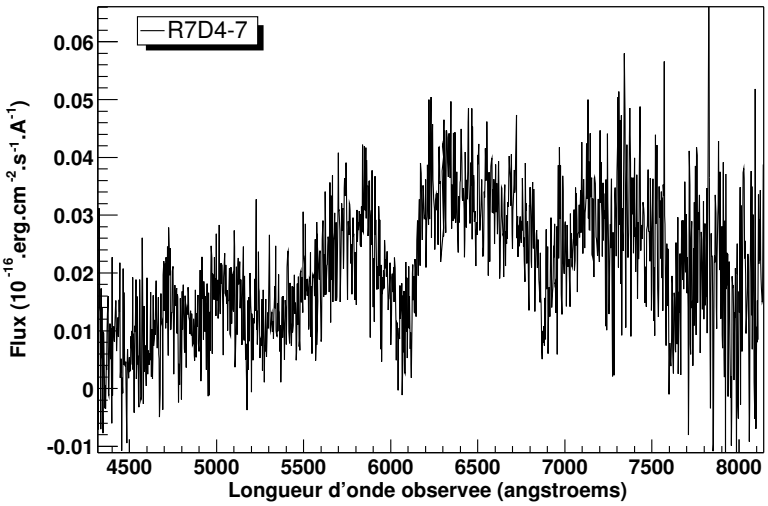

FIG. 6.16 – *Spectre extrait de R7D4-7. Le spectre est dans le référentiel terrestre.*

L'analyse détaillée de la note donne des solutions dont le χ^2 varie entre 0.799 pour la meilleure solution ajustée et 1.497, un millier de solutions plus tard. Toutefois, les 50 premières solutions sont des SNIa dont l'âge est centré autour du maximum. Le tableau (Tab. 6.5) présente les meilleurs résultats d'ajustement pour chaque type de supernova sélectionné.

type	SN	âge	Galaxie	z	q (%)	χ^2	ndf	$p(\chi^2)$ (%)
Ia	sn1981b	0	starb5	0.603	26.41	0.79987	1364	1.000000e+02
Ia sur-lumineuse	sn1991t	10	starb3	0.588	25.64	0.89755	1364	9.971078e+01
Ia sous-lumineuse	sn2000cx	7	sc	0.417	1.70	0.92841	1364	9.715057e+01
Ic	sn1994i	-4	starb5	0.600	17.1	0.94197	1364	9.373707e+01

TAB. 6.5 – *Classification de R7D4-7 par type de SN. Ce tableau présente le meilleur résultat de chaque type.*

L'analyse montre que nombre de solutions, une fois de plus, sont équiprobables mais semblent néanmoins favoriser une supernova de type Ia autour du maximum de luminosité. Le type morphologique semble aussi être une galaxie starburst. Concernant le décalage vers le rouge, l'histogramme de la figure (Fig. 6.17) montre que celui trouvé, $z = 0.60 \pm 0.01$ est largement favorisé. Sur cette même figure, on constate des "points d'attraction" qui semblent apparaitre avec un écart de 0.2 en décalage vers le rouge. Une analyse approfondie de cette caractéristique a montré qu'en fait il s'agit de solutions décalées d'une ou plusieurs caractéristiques spectrales dont la largeur représente environ 250-300Å soit un décalage proche de 0.2.

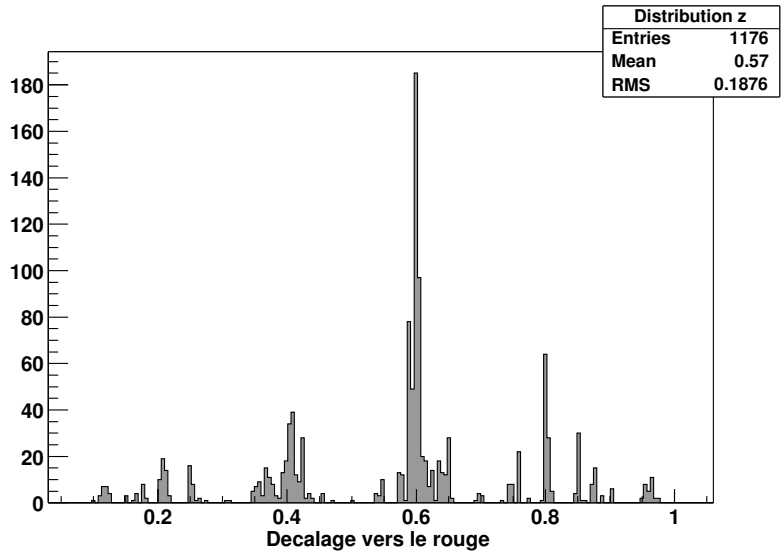

FIG. 6.17 – *Histogramme de distribution du décalage vers le rouge parmi les solutions.*

L'écart de χ^2 entre la meilleure solution de la SNIa et la meilleure solution obtenue pour une SNIc (cf. Tab. 6.5) rejette clairement l'hypothèse d'un spectre de SNIc. Aucune courbe de lumière n'a encore été construite, mais d'après les informations photométriques *on-line*, on peut essayer d'estimer un maximum vers la fin septembre (autour du 27), cela semble en accord avec le résultat de $\mathcal{SN}$-fit, autour du maximum de luminosité.

La figure (Fig. 6.18) présente le meilleur ajustement obtenu pour cet objet.

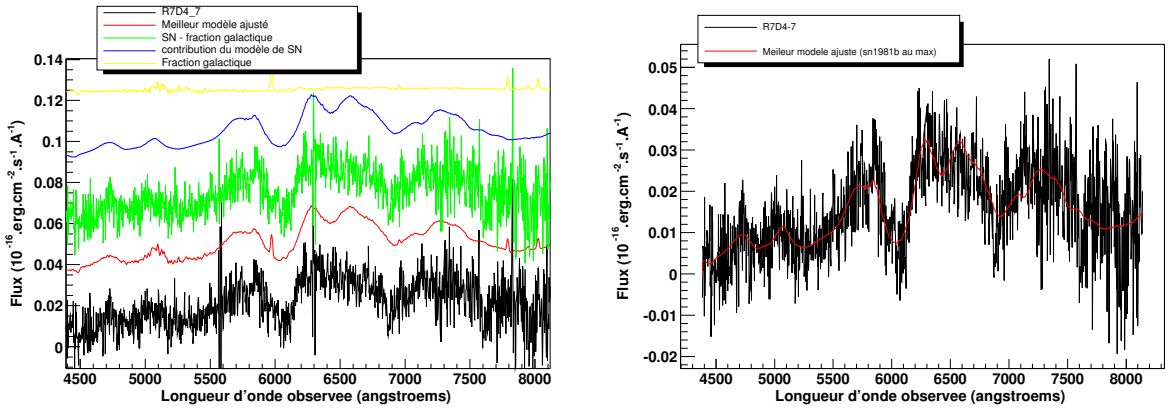

FIG. 6.18 – *A droite : meilleur ajustement de R7D4-7 avec sn1981b au maximum. Les spectres sont volontairement décalés en hauteur pour améliorer la lisibilité. A gauche : spectre observé soustrait de la contribution galactique (environ 26%). Tous les spectres sont dans le référentiel terrestre.*

Donc, d'après les analyses menées, R7D4-7 est une SNIa décalé vers le rouge de $z = 0.60$ spectrée autour de son maximum de luminosité.

6.2.5 Un exemple difficile : R9D1-03A

Ce candidat a été découvert pendant la campagne 9 du SNLS au mois de novembre 2003. Un spectre a été obtenu le 29 novembre 2003. Les conditions d'observation sont résumées dans le tableau (Tab. 6.1). Un spectre de la galaxie hôte a aussi été extrait et le décalage vers le rouge a été mesuré précisément : $z = 0.611 \pm 0.001$. Le signal sur bruit moyen de ce spectre est de 2.27 par pas de 2.66Å. Le spectre du candidat et de sa galaxie hôte sont donnés dans la figure (Fig. 6.19).

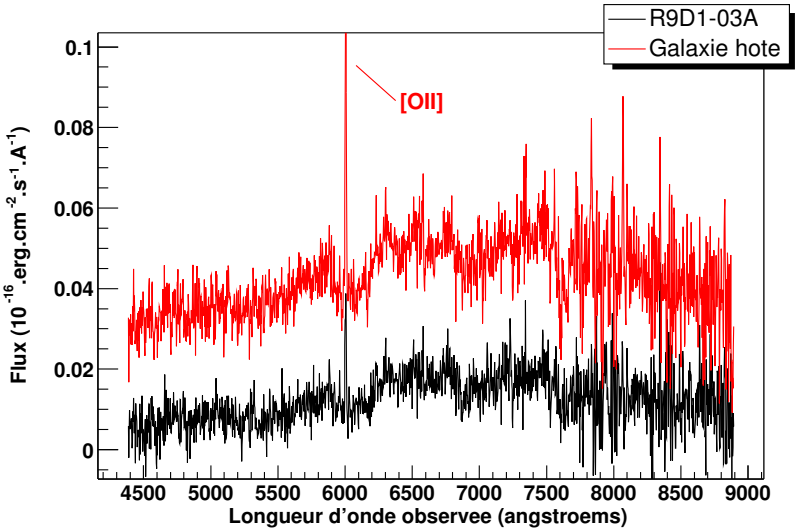

FIG. 6.19 – *Spectres extraits de R9D1-03A (spectre du bas) et de sa galaxie hôte (spectre du haut). Les spectres sont dans le référentiel terrestre.*

type	SN	âge	Galaxie	z	q (%)	χ^2	ndf	$p(\chi^2)$ (%)
Ia	sn1992a	-5	hôte	0.593	92.12	0.49945	1627	1.000000e+02
Ia sur-lumineuse	sn1991t	0	hôte	0.593	91.81	0.50105	1627	1.000000e+02
Ic	sn1994i	-5	hôte	0.593	81.37	0.56020	1627	1.000000e+02
Ia sous-lumineuse	sn1986g	-3	hôte	0.611	89.23	0.60531	1627	1.000000e+02

TAB. 6.6 – *Classification de R9D1-03A par type de SN. Ce tableau présente le meilleur résultat de chaque type.*

L'analyse détaillée montre que les 101 solutions du deuxième cas donnent des χ^2 variant entre 0.499 et 0.702. La faiblesse des χ^2 obtenus dans ce cas rend impossible la classification de ce spectre. De même la classification par type donnée dans le tableau (Tab. 6.6) ne permet pas de contraindre le type de la SN. Aucune courbe de lumière ni aucune information photométrique *on-line* ne permet d'apporter de contrainte complémentaire pour discriminer les différents résultats. Toutefois, visuellement, ce spectre présente des structures spectrales similaires à celles d'une supernova. Dans un cas comme celui-ci où la fraction de galaxie hôte ajustée est extrêmement importante, on peut aussi donner les résultats issus du cas 3 qui n'utilise que des modèles (y compris un modèle galactique). Ils sont donnés dans le tableau (Tab. 6.7)

Si la dégénérescence n'est pas levée, même en n'utilisant pas de galaxie hôte, on constate que la figure (Fig. 6.20) suffit pour conclure que R9D1-03A est effectivement une supernova de type Ia. Pour confirmer ce résultat, le tableau (Tab. 6.8) donne les résultats après resommation des pas du spectre à 20Å. Les pas du spectre d'erreur sont aussi resommés (quadratiquement).

type	SN	âge	Galaxie	z	q (%)	χ^2	ndf	$p(\chi^2)$ (%)
Ia	sn1992a	5	starb4	0.611	41.53	0.87831	1627	9.998473e+01
Ia sous-lumineuse	sn2000cx	-3	starb5	0.621	20.53	0.88638	1627	9.996110e+01
Ia sur-lumineuse	sn1999aa	-3	starb4	0.612	39.64	0.88946	1627	9.994532e+01
Ic	sn1994i	-3	starb4	0.611	53.11	0.95544	1627	8.994860e+01

TAB. 6.7 – *Classification de R9D1-03A par type de SN. Ce tableau présente le meilleur résultat de chaque type dans le cas d'un ajustement n'utilisant pas la galaxie hôte.*

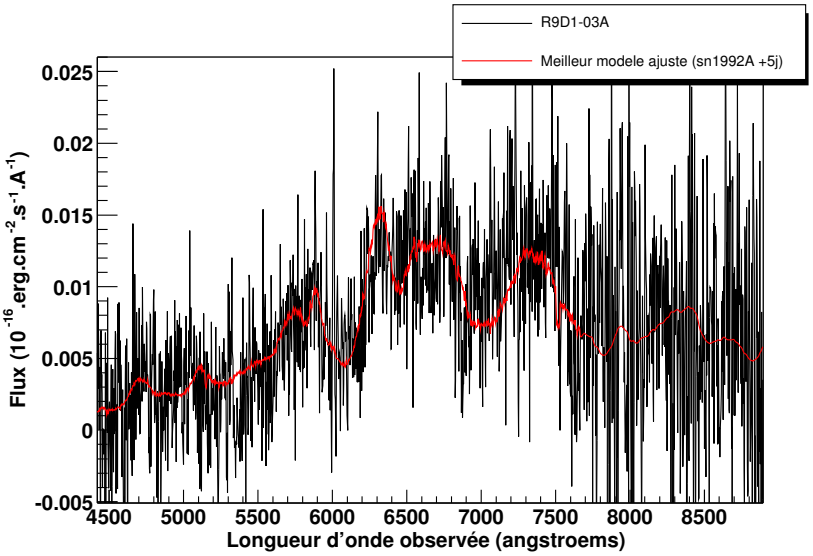

FIG. 6.20 – *Spectre de R9D1-03A avec le meilleur modèle ajusté sans utiliser de galaxie hôte. Les spectres sont dans le référentiel terrestre.*

type	SN	âge	Galaxie	z	q (%)	χ^2	ndf	$p(\chi^2)$ (%)
Ia	sn1992a	9	hôte	0.606	78.82	0.75762	210	9.963774e+01
Ia sur-lumineuse	sn1999aa	-1	hôte	0.623	81.01	0.76607	210	9.950794e+01
Ia sous-lumineuse	sn2000cx	1	hôte	0.628	72.28	0.77596	210	9.930652e+01
Ic	sn1994i	11	hôte	0.616	87.85	0.80011	210	9.850019e+01

TAB. 6.8 – *Classification de R9D1-03A par type de SN. Ce tableau présente le meilleur résultat de chaque type dans le cas d'un ajustement n'utilisant pas la galaxie hôte.*

R9D1-03A est un spectre de supernova de type Ia décalé vers le rouge de 0.611. La phase n'est pas contrainte précisement.

6.2.6 Un bel exemple à grand z : R11D2-21A

Ce candidat a été découvert lors de la campagne 11 du SNLS au mois de janvier 2003 et a été spectré le 21 janvier 2004. Les conditions d'observation sont résumées dans le tableau (Tab. 6.1). Aucune galaxie hôte n'a pu être extraite des images. Et le spectre ne contient pas de raie d'émission galactique permettant d'estimer le décalage vers le rouge *a priori*. Le signal sur bruit moyen de ce spectre est de 2.95 par pas de 2.66Å.

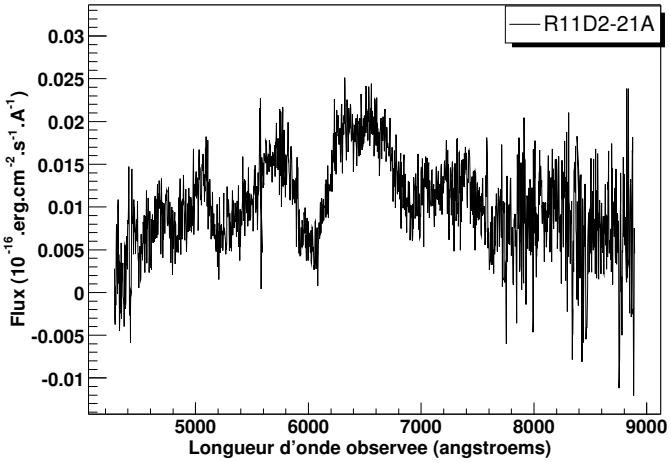

FIG. 6.21 – *Spectre extrait de R11D2-21A. Le spectre est dans le référentiel de la supernova.*

Dans cette classification par type, on donne les résultats issus de l'analyse dans le cas 2 (on connaît le décalage vers le rouge de la galaxie, mais on laisse une liberté de déplacement du spectre de la SN modèle) pour différents types de SN. Le tableau (Tab. 6.9) donne les résultats obtenus pour ces différents types de SN.

type	SN	âge	Galaxie	z	q (%)	χ^2	ndf	$p(\chi^2)$ (%)
Ia	sn1999ee	-4	sa	0.622	14.48	0.91889	1666	9.917062e+01
Ia sur-lumineuse	sn1999aa	-7	sa	0.651	5.01	1.10640	1666	1.442607e-01
Ic	sn1994i	1	sa	0.617	17.034	2.52216	1666	0.000000e+00

TAB. 6.9 – *Classification de R11D2-21A par type de SN. Ce tableau présente le meilleur résultat de chaque type.*

On pense que le décalage vers le rouge est estimé à $z = 0.62 \pm 0.01$. Toutefois, la trop faible différence entre les premiers résultats ne permet pas d'apporter de contrainte sur l'âge de la SN au moment de l'observation spectrale. On remarque en outre que la contamination du spectre de la SN pas la galaxie hôte est relativement faible (<15% en moyenne). La faiblesse de cette fraction contaminante ne permet pas d'apporter une contrainte importante sur le type morphologique de la galaxie. Toutefois, on pourra aisément rejeter l'hypothèse d'une galaxie de type Sc ou de type Starburst.
La comparaison des résidus normalisés pour les deux meilleures solutions avec sn1999ee à -4 jours et sn1994d à -9 jours (Fig. 6.22) permet de conclure sur un âge autour de 4 jours avant le maximum puisque les structures spectrales sont mieux reconstruites avec le premier modèle qu'avec le second. L'observation du spectre laisse par ailleurs penser qu'il s'agit d'un spectre pré-maximum.

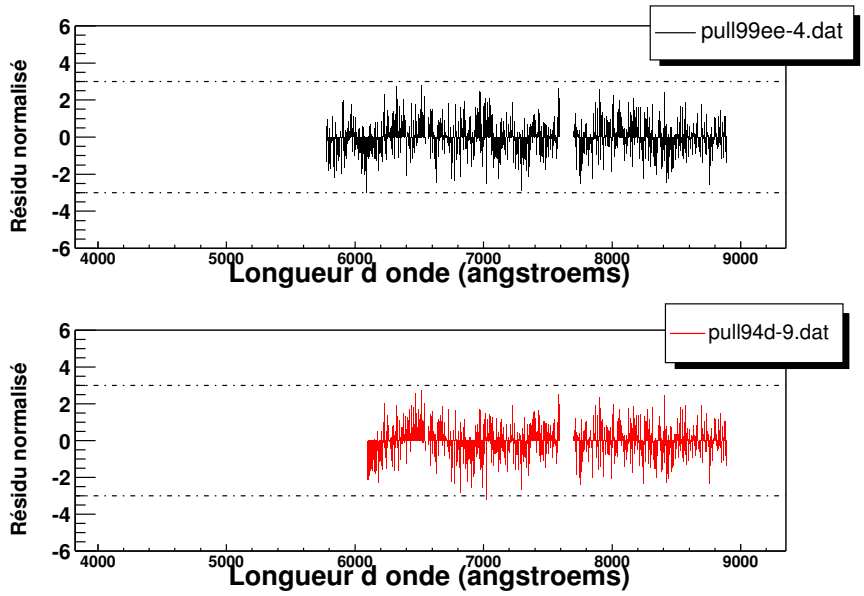

FIG. 6.22 – *Comparaison des résidus normalisés des deux meilleures solutions SNIa (sn1999ee à -4 jours et sn1994d à -9 jours) de l'ajustement du spectre de R11D2-21A.*

Le tableau (Tab. 6.9) permet de rejeter les hypothèses d'une SNIa particulière sur-lumineuse ou d'une SNIc.

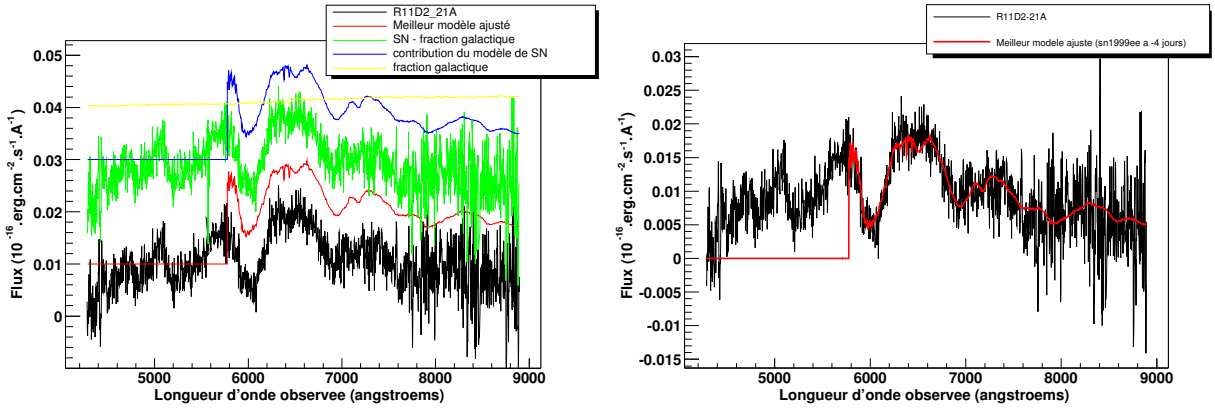

FIG. 6.23 – *A droite : meilleur ajustement de R11D2-21A avec sn1999ee à -4 jours. Les spectres sont volontairement décalés en flux pour rendre les résultats plus lisibles. A gauche : spectre observé soustrait de la contribution galactique (environ 14%). Tous les spectres sont dans le référentiel terrestre.*

R11D2-21A est une supernova de type Ia décalée vers le rouge de 0.622. D'après $\mathcal{SN}$-fit, la SN était agée de -4 jours au moment de l'acquisition du spectre.

6.3 Les résultats d'identification de l'échantillon de spectres

On présente la totalité des résultats des spectres identifiés pour pouvoir s'y référer sans avoir à utiliser la note de collaboration.

Nom	type	$z_{\mathcal{SN}-fit}$	z_{Gal}	$age_{\mathcal{SN}-fit}$	age_{CL}	Galaxie	$\mathcal{S}/\mathcal{B}$
R4D4-7	Ic	0.176	0.167	4	3.5	Sa	13.29
R4D4-8	Ia	0.580	0.570	-1	0	Sc	1.55
R4D4-11	Ia	0.634	0.634	5	3	SB1	2.55
R4D4-14	Ia	0.285	0.285	-7	-8.6	Sb	12.28
R4D4-19	Ia	0.468	0.468	7	6.2	SB4	8.22
R6D4-9	Ia	0.94	-	0	1	Sb	2.55
R6D4-10	Ia	0.905	0.905	-7	-9.5	SB5	1.70
R7D4-7	Ia	0.60	-	0	?	Sc	2.13
R8D1-30A	Ia ?	0.68	-	-7	?	Sb	1.44
R8D4-28A	Ia	0.591	0.591	15	?	SB4	3.02
R9D1-03A	Ia	0.593	0.611	-5	?	SB1	2.27
R10D1-01B	Ia	0.498	0.498	2	?	E	17.95
R10D1-04A	Ia	0.695	0.687	-2	?	Sa	5.95
R10D1-05A	Ia	0.331	0.330	-9	?	Bulge	24.55
R11D1-06A	Ia	0.555	0.560	9	?	E	4.70
R11D1-16A	Ia	0.556	0.556	-9	?	S0	12.61
R11D2-19A	Ia	0.84	-	-7	?	Sb	2.03
R11D2-21A	Ia	0.62	-	-9	?	E	2.95

TAB. 6.10 – *Liste des candidats observés avec le VLT-FORS1, de juin 2003 à janvier 2004 et identifiés comme SNI.*

6.4 Remarques générales sur les observations

La figure (6.24) donne la distribution du *seeing* mesuré pour chacun des spectres. On constate qu'une seule supernova a été observée avec un *seeing* au delà des spécifications demandées au VLT, c'est à dire d'avoir un *seeing* de 1" au maximum pour activer le programme d'observation.

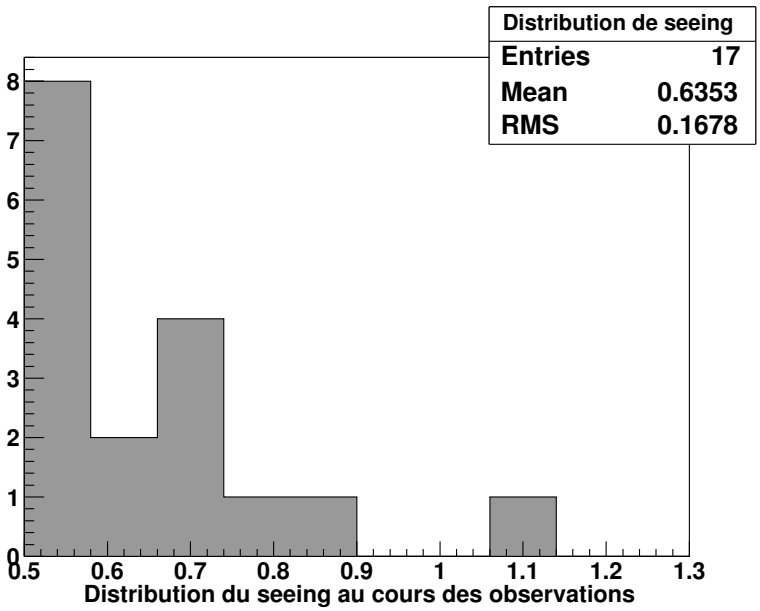

FIG. 6.24 – *Distribution du seeing mesuré pour chacun des spectres de l'échantillon analysé.*

La distribution en magnitude des objets analysés est donnée dans la figure (Fig. 6.25). La magnitude

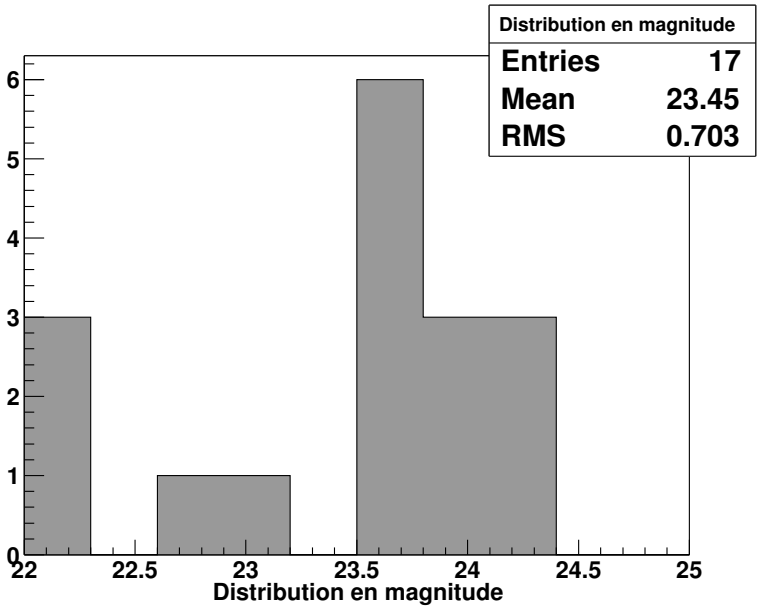

FIG. 6.25 – *Distribution des magnitudes observées dans la bande i' pour les différents candidats analysés.*

moyenne des objets clairement identifiés est de 23.4 dans la bande i'.
D'après le tableau (Tab. 6.1) qui résume les informations concernant les observations spectrométriques, on constate que la galaxie hôte est extraite dans la moitié des cas. Par conséquent dans l'autre cas, on doit utiliser l'ajustement avec des spectres de la base uniquement. Cependant, la mesure du décalage vers le rouge à partir des raies de cette galaxie hôte est possible dans près de 75% des cas.

La distribution des distances d'association entre le candidat et la galaxie hôte est donnée dans la figure (Fig. 6.26).
Dans la figure du bas, la distance d'association en secondes d'arc est convertie en kiloparsec. Cela signifie qu'on a pris en compte la cosmologie ($H_0 = 71 km.s^{-1}.Mpc^{-1}$, $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.28, 0.72)$). Notons que dans cette figure, le point à 3.54" présent dans la figure du haut a été éliminé puisque la galaxie en question n'est pas la galaxie hôte du candidat. La procédure qui détermine la distance d'association n'a pas été en mesure de déterminer la véritable distance et a choisi la galaxie la plus proche de la SN, dans le champ.

Il n'existe pas de tendance particulière en ce qui concerne la distance d'association en fonction du décalage vers le rouge.

6.5 Évaluation de quelques performances de $\mathcal{SN}$-fit

6.5.1 Ajustement du décalage vers le rouge

La figure (Fig. 6.27) montre la comparaison entre le décalage vers le rouge mesuré à partir des raies de la galaxie hôte et le décalage vers le rouge du meilleur résultat issu de $\mathcal{SN}$-fit. Cette seconde mesure ne prend pas en compte les informations sur l'âge du spectre à partir de la courbe de lumière pour la bonne raison que très peu d'entre elles sont actuellement disponibles. Sur l'ensemble des spectres ajustés,

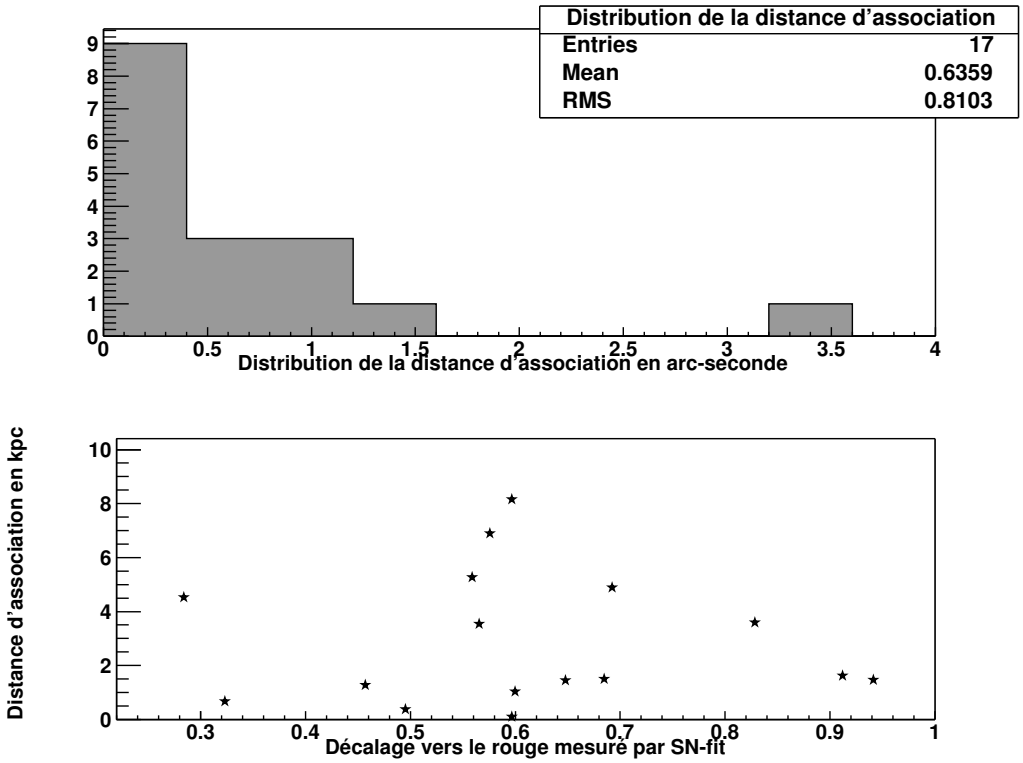

FIG. 6.26 – *En haut : distribution de la distance d'association entre le centre de la galaxie hôte et le centre du candidat (en seconde d'arc). En bas : distance d'association convertie en kiloparsec en fonction du décalage vers le rouge. Il n'existe pas de corrélation évidente entre les deux grandeurs. Le point à 3.54" a été éliminé de la figure puisqu'il ne s'agit certainement pas de la galaxie hôte du candidat.*

on obtient la distribution en décalage vers le rouge de la figure (Fig. 6.28). Dans cette distribution, on a exclue la supernova de type Ic dont on sait que le décalage vers le rouge mesuré par le spectre de la SN est toujours plus faible que celui de la galaxie hôte. Ceci est du à la faible vitesse d'éjection du matériel dans la photosphère. D'après la figure (Fig. 6.27), on pourrait penser que la précision sur le décalage vers le rouge est extrêmement bonne mais la présence de raies galactiques dans le spectre du candidat lui même ou dans le spectre de l'hôte biaise le résultat puisque le modèle se fixe sur ces dites raies d'émission. En effet, dans 75% des cas, le décalage vers le rouge est fixé par ces raies d'émission, comme l'atteste les résultats du tableau (Tab. 6.10). Dans l'hypothèse où on éliminerait les raies galactiques, le biais resterait inchangé du fait de la présence du *break* de Balmer qui est un palier en flux abrupt autour de 4000Å.
Quoiqu'il en soit, on peut conclure que la présence des raies galactiques assure une très bonne mesure du décalage vers le rouge. Quantitativement, la précision sur le décalage vers le rouge est de l'ordre de 10^{-3} (soit $300km.s^{-1}$) sur le décalage vers le rouge lorsqu'il est mesuré avec la galaxie hôte sinon, d'après la figure (Fig. 6.28), le décalage est de l'ordre de 10^{-2} (soit $3000km.s^{-1}$). On choisira ces incertitudes pour la mesure des vitesses dans le prochain chapitre.

6.5.2 Ajustement de l'âge de la supernova

Des simulations ont été menées à partir des spectres de synthèse de Nugent pour des rapport signal-sur-bruit variant de 1 à 5 par pas d'une unité et ont montré que $\mathcal{SN}$-fit retrouve l'âge du spectre de

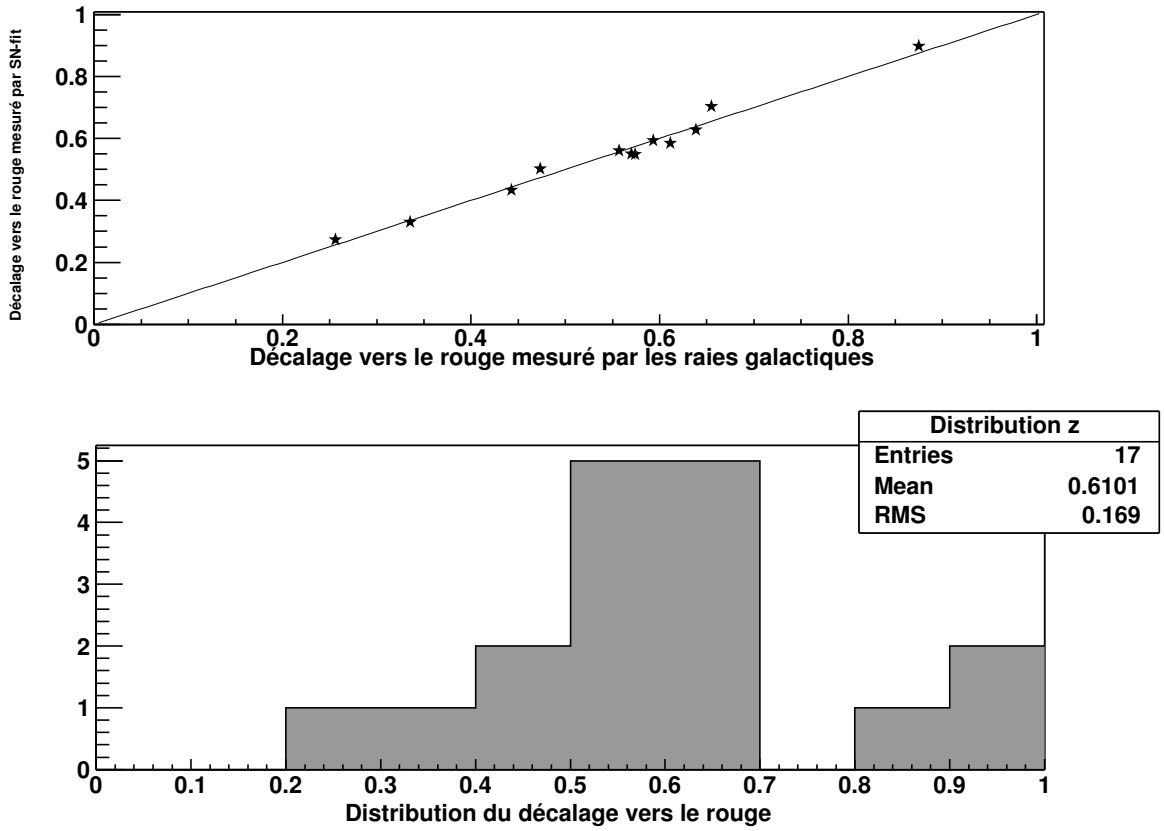

FIG. 6.27 – *En haut, comparaison entre le décalage vers le rouge mesuré avec les raies de la galaxie hôte et le décalage vers le rouge ajusté par $\mathcal{SN}$-fit. La droite est la droite d'équation y=x. En bas, il s'agit de la distribution du décalage vers le rouge de l'échantillon analysé.*

synthèse avec une précision de l'ordre de 2/3 jours environ en se servant de tous les autres spectres de la base.
On cherche maintenant à comparer l'âge "ajusté" par $\mathcal{SN}$-fit qui est déterminé de manière discrète de l'âge attribué aux spectres de la base associée et l'âge déterminé de manière continue avec l'ajustement de la courbe de lumière sur les points expérimentaux. La disposition des quelques points disponibles par rapport à la droite d'équation $y = x$ permet de conclure que $\mathcal{SN}$-fit ajuste bien l'âge des spectres. D'ailleurs, on avait vu en début de chapitre que la distribution en âge de la base de spectres est relativement uniforme, notamment entre -4 et + 20 jours pour les SNIa normales.

La figure (Fig. 6.30) nous permet d'évaluer à 2 jours environ la précision sur l'âge lorsqu'on l'utilise $\mathcal{SN}$-fit et sa base de spectres associée. C'est la précision qui sera utilisée lors de la mesure des vitesses en fonction de l'âge. Par contre, si l'âge est connu par ajustement de la courbe de lumière, on prendra directement l'incertitude sur cet ajustement.

6.5.3 Quelques remarques sur l'ajustement de la fraction de galaxie

Ainsi que nous l'avons étudié au début du chapitre, $\mathcal{SN}$-fit est en mesure d'évaluer la proportion énergétique de galaxie présente dans le spectre à étudier. Il peut s'agir de la galaxie hôte si elle existe ou

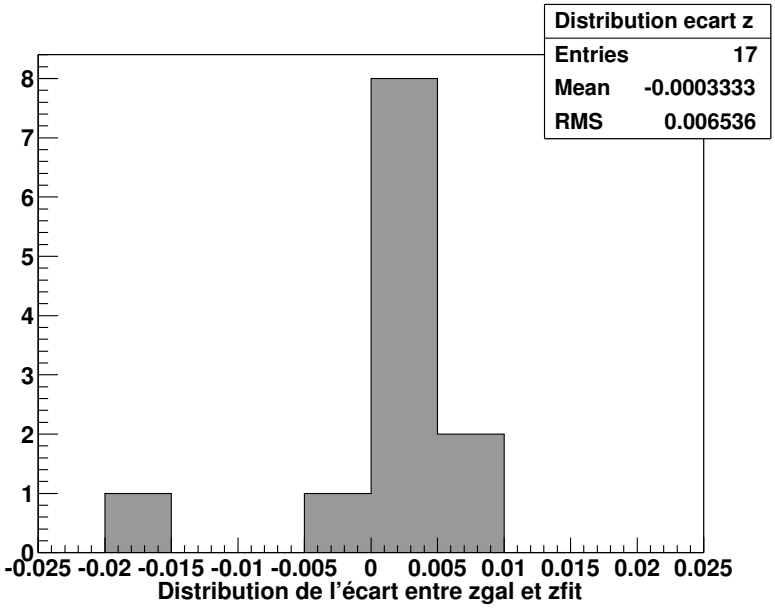

FIG. 6.28 – *Distribution de l'écart entre le décalage mesuré par les raies galactiques et celui ajusté par $\mathcal{SN}$-fit.*

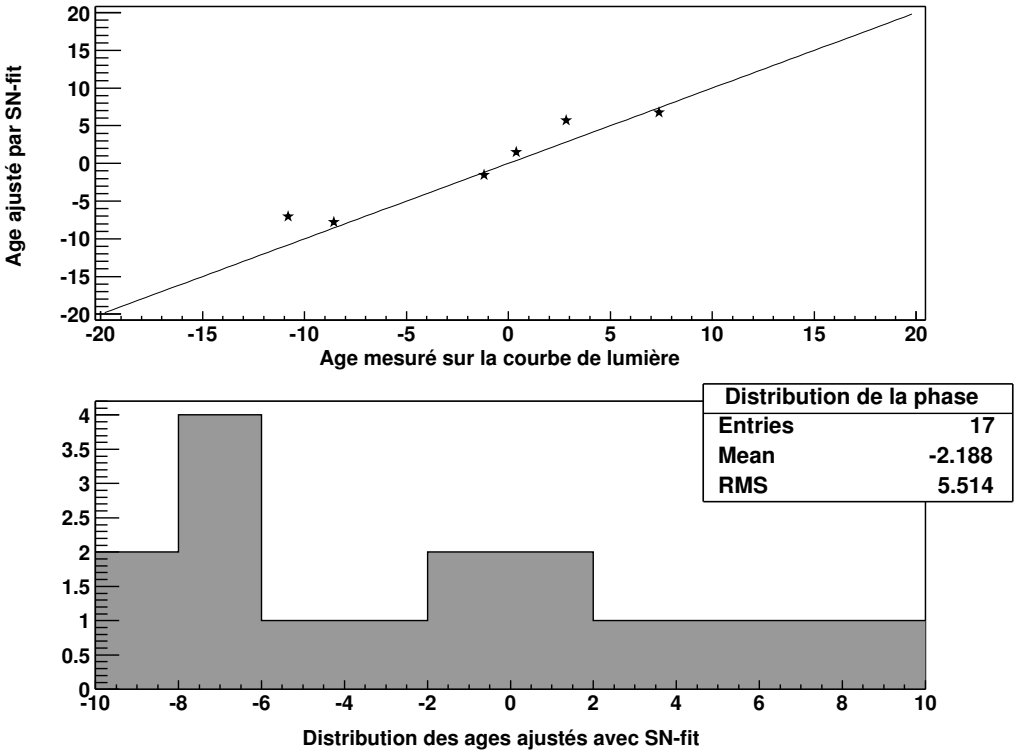

FIG. 6.29 – *Comparaison de âge ajusté avec l'âge obtenu sur la courbe de lumière.*

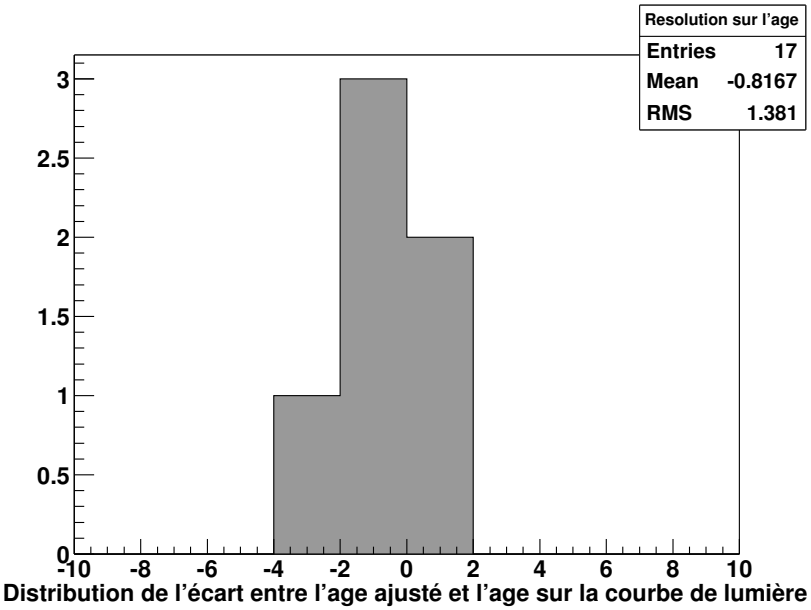

FIG. 6.30 – *Distribution de l'écart entre l'âge ajusté par la courbe de lumière et celui ajusté par $\mathcal{SN}$-fit*

d'un des modèles de la base en guise de substitut.
Des simulations ont été effectuées à partir de spectres de synthèse constitués d'une fraction variable de galaxies pour des rapports signal-sur-bruit variant de 1 à 5 par pas de une unité. Cette simulation conclut que $\mathcal{SN}$-fit retrouve la fraction de galaxie avec une précision d'environ 5%.
Le tableau (Tab. 6.11) donne matière à comparer les différentes fractions de galaxie ajustées, selon que la galaxie hôte a été utilisée (colonne $q_{\text{hôte}}$) ou non (colonne q_{temp}).

Le tableau contient tous les candidats ayant un spectre de galaxie hôte extrait. On constate que plus le

Nom	type	$\mathcal{S}/\mathcal{B}_{SN}$	$\mathcal{S}/\mathcal{B}_{\text{hôte}}$	$q_{\text{hôte}}$ (%)	q_{temp} (%)
R4D4-7	Ic	13.29	11.06	62.5	62.5
R4D4-8	Ia	1.55	2.57	88.0	42.0
R4D4-14	Ia	12.28	15.55	52.7	41.2
R8D4-28A	Ia	3.02	5.12	62.8	64.9
R9D1-03A	Ia	2.27	3.27	92.1	41.4
R10D1-04A	Ia	5.95	14.37	35.1	51.7
R10D1-05A	Ia	24.55	14.43	86.4	58.2
R11D1-06A	Ia	4.70	4.61	82.8	76.8

TAB. 6.11 – *Comparaison des fractions de galaxie ajustée en utilisant la galaxie hôte et en utilisant un modèle de galaxie.*

rapport signal-sur-bruit des deux spectres est élevé, plus la différence entre ces deux quantités est faible. Cela signifie simplement que si le rapport signal-sur-bruit des deux spectres est important, typiquement aux alentours de 14 par pas de 3Å environ, on pourra raisonnablement se fier à la valeur de la fraction ajustée en utilisant deux modèles. Sinon, la valeur fournie n'est pas digne de confiance.

6.5.4 Conclusion partielle

Sur l'ensemble des 18 spectres analysés dans cet échantillon, préalablement sélectionnés pour avoir été identifiés comme SNIa par l'analyse en ligne, 17 d'entre eux gardent leur statut et un seul semble douteux (Ia ?). Il faut se rendre compte que les informations photométriques et/ou l'analyse visuelle restent des points clés pour identifier les spectres, du fait de la faiblesse des rapports signal-sur-bruit. En effet, 7 spectres ont nécessité une analyse visuelle ou un recours à la courbe de lumière (pour celles qui sont disponibles) pour conclure. Parmi eux, 5 présentent un rapport signal-sur-bruit plus faible ou égal à 3.

6.6 Quelques conclusions intéressantes sur l'échantillon de spectres

6.6.1 Le taux de supernovæ de type Ia particulières à grand z

L'analyse systématique des spectres en utilisant l'ensemble de la base de spectres, *i.e.* en incluant les spectres de SNIa particulières pourrait permettre d'évaluer un taux de supernova particulière dans l'échantillon mais étant donné que l'étalonnage en flux des spectres n'est pas absolu il n'est pas possible de conclure actuellement. La connaissance du flux au maximum des courbes de lumière de ces candidats est un élément indispensable. Néanmoins, du point de vue de la spectroscopie seule, un seul candidat est confirmé sur-lumineux (sn2003ha) et les autres candidats, même s'ils montrent parfois des solutions Ia normales et Ia sur-lumineusee très proches n'ont pas la qualité de signal suffisante pour pouvoir réaliser sérieusement cette discrimination.

6.6.2 Répartition par type morphologique des galaxies hôtes

Lors de l'analyse des spectres par $\mathcal{SN}$-fit, on a systématiquement réalisé le cas où la galaxie hôte n'est pas connu. On a donc utilisé les spectres de galaxie de la base de spectres. Des simulations menées sur le programme d'identification ont montré qu'il est capable de retrouver les grandes classes morphologiques, à savoir que si le rapport signal-sur-bruit est trop faible (typiquement <5), il peut différencier les galaxies de type morphologique E/S0 des galaxies de type Sa/Sb *a fortiori* de Sc. De même, il peut retrouver les galaxies de type morphologique *Starburst*. Cependant, $\mathcal{SN}$-fit n'est pas capable d'aller plus finement dans la classification morphologique. Pour réaliser cette simulation, on a réalisé des spectres de synthèse avec différents modèles de galaxie et différents rapport signal sur bruit. De même, on a aussi fait varier la fraction de galaxie contaminante. On a ensuite rentré ces spectres dans $\mathcal{SN}$-fit et on a été sa capacité à retrouver les paramètres de départ.
La table (Tab. 6.12) donne la distribution des types morphologiques pour l'échantillon de SNIa étudié d'après les solutions du programme.

type	E/S0	Sa/Sb	Sc/Starburst
SNLS	28%(5)	33%(6)	39%(7)
Sullivan et al. (2003)	28%(10)	26%(9)	46%(10)

TAB. 6.12 – *Répartition des candidats de l'échantillon par type morphologique des hôtes et comparaison avec les résultats de Sullivan et al. (2003). Entre parenthèses, on donne le nombre d'événements par classe d'objet.*

On constate que les résultats avec les 18 SNIa étudiées ne sont pas en désaccord flagrant avec les résultats de Sullivan et al. (2003). Dans son article, Sullivan a fait une campagne de spectroscopie sur un sous-échantillon de SNIa lointaines du SCP pour estimer la morphologie des galaxies hôtes. Si l'objectif

scientifique était de tester l'influence de la morphologie des galaxies hôtes sur les résultats de cosmologie (et il n'y en a pas, les différents diagramme de Hubble sont équivalents), il a pu établir la répartition des SNIa en fonction du type morphologique, présentée dans le tableau (Tab. 6.12).

Ainsi, le programme permet de trouver le type morphologique de la galaxie hôte avec une relativement bonne précision. Des analyses sur une plus grande statistique de SNIa permettra sans doute de préciser le résultat.

6.7 Conclusion et perspectives

A l'aide de l'échantillon utilisé, on a prouvé que $\mathcal{SN}$-fit s'avère être un outil très efficace pour réaliser une identification rapide des spectres. Le programme montre sa limite pour des spectres dont le rapport signal-sur-bruit est inférieur à 3 par pas de 3Å. Mais permet encore de rejeter des solutions suite à une analyse visuelle ou grâce aux informations fournies par la courbe de lumière (contrainte sur l'âge entrainant l'élimination de solutions). Avec ce logiciel, on peut atteindre une précision de l'ordre de deux jours sur la détermination de l'âge du spectre et une précision de 10^{-2} sur l'estimation du décalage vers le rouge.
J'ai ainsi pu vérifier la distribution du type morphologique pour cet échantillon dont les résultats concordent avec Sullivan et al. (2003).
La faiblesse du signal sur bruit ne permet pas de différencier les Ia normales, des Ia particulières.
La version actuellement disponible (version 3.0) doit pouvoir être améliorée dans le futur, notamment en prenant en compte le rougissement du à la galaxie hôte. D'autre part, l'extension de la base de spectres se révele indispensable, notamment pour l'identification des spectres de SNe de type "non Ia". L'avènement de SNFactory dont l'objectif est d'obtenir 300 spectres de très haute résolution, extrêmement proches devrait permettre de compléter la base de spectres.

Références

Lentz E.J., Baron E., Branch D., Hauschildt P.H. & Nugent P.E. (2000), *Metallicity Effects in Non-LTE Model Atmospheres of Type IA Supernovae*, ApJ, **530**, pp. 966–976.

Li W., Filippenko A.V., Treffers R.R., Riess A.G., Hu J. & Qiu Y. (2001), *A High Intrinsic Peculiarity Rate among Type IA Supernovae*, ApJ, **546**, pp. 734–743.

Sainton G. (2004), *Spectroscopic classification of the SNLS VLT spectra*, sNLS collaboration note.

Sullivan M., Ellis R.S., Aldering G., Amanullah R., Astier P., Blanc G., Burns M.S., Conley A., Deustua S.E., Doi M., Fabbro S., Folatelli G., Fruchter A.S., Garavini G., Gibbons R. et al. (2003), *The Hubble diagram of type Ia supernovae as a function of host galaxy morphology*, MNRAS, **340**, pp. 1057–1075.

Chapitre 7

Mesure de vitesses et recherche d'évolution

Introduction

Dans ce chapitre, on calcule la vitesse d'éjection du matériau pour certaines raies présentes dans le spectre afin de les comparer avec les spectres locaux. Une telle comparaison permet de donner des indications précieuses sur l'existence d'une évolution éventuelle parmi les supernovæ de type Ia en fonction du décalage vers le rouge.

Au regard des résultats obtenus dans le chapitre précédent, la seule raie spectrale pour laquelle il est possible de réaliser des comparaisons est celle du calcium H&K (commune à tous les spectres locaux ou non) dont la longueur d'onde moyenne au repos est 3945.12Å.

7.1 Le profil P-Cygni

Lors de l'explosion de la supernova, on peut considérer que l'éjecta est en expansion homogène. Peu de temps après l'explosion, la matière est encore soumise à des interactions hydrodynamiques compliquées. Mais après seulement 1 jour, les matériaux éjectés sont suffisamment dilués (à l'exception du centre) pour que les interactions hydrodynamiques deviennent négligeables : ainsi, ils sont projetés dans l'espace, librement. Les éjecta les plus rapides dépassent les plus lents ce qui fait apparaître une structure dans le profil de vitesse, la vitesse v d'une couche étant proportionnelle à sa distance R au centre : $v = R/t$ où t est le temps écoulé depuis l'explosion. Les vitesses d'éjection dans les supernovæ sont typiquement de l'ordre de $10000 km.s^{-1}$.

Ce type de loi de vitesse est appelé *expansion homologue*. Remarquons que pour cela, on néglige le rayon initial de la pré-supernova. Mais celui-ci devient effectivement négligeable après quelques jours.

Dans le cas d'un profil de vitesse homologue, la surface de résonance pour une longueur d'onde donnée est un plan perpendiculaire à la ligne de visée. Si l'axe z est sur la ligne de visée, z diminuant vers l'observateur et prenant son origine au centre de l'explosion, un plan de coordonnée z a une composante de vitesse $v_z = z/t = z.v_{phot}/r_{phot}$ où v_{phot} est la vitesse d'expansion de la photosphère et r_{phot} son rayon. Ce plan est alors responsable du flux à la longueur d'onde $\lambda = \lambda_0[1 + (z/r_{phot})/(v_{phot}/c)]$: la longueur d'onde λ_0 est décalée par la composante de vitesse sur l'axe z.

Le flux à une longueur d'onde donnée est calculé en intégrant sur tous les rayons lumineux caractéristiques d'un plan donné.

On se reportera à la figure (Fig. 7.1) pour une illustration d'un profil typique. La formation d'une telle raie se schématise en trois parties : pour $z \geq 0$, le flux est décalé vers le rouge par rapport au centre de la raie ; pour $z < 0$, la matière entre la photosphère et l'observateur entraîne une absorption du continuum.

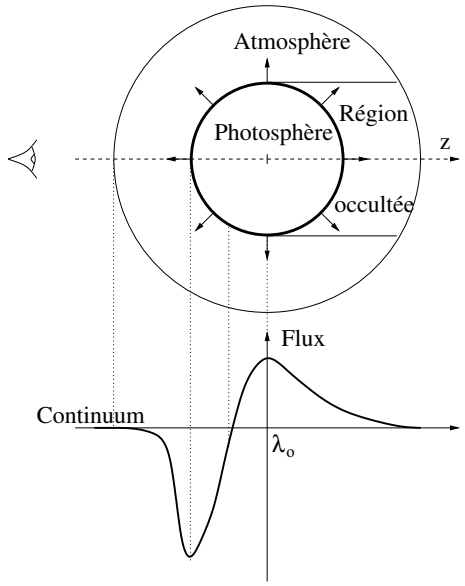

FIG. 7.1 – *Illustration d'un profil P-Cygni.*

7.2 La mesure des vitesses

La mesure des vitesses s'effectue d'après la recherche du centre du profil d'une raie. Cette valeur centrale est le résultat d'un ajustement du profil par une gaussienne plus un continuum. L'algorithme utilisé est celui de Levenberg-Marquardt dont on pourra trouver les détails dans Press (2002).

Dans cette section, on présente la mesure de la vitesse de la raie de calcium CaH&K, commune à tous les spectres de l'échantillon de SNIa présentés dans le chapitre précédent. La figure (Fig. 7.2) donne un exemple d'ajustement d'un profil de raie.

7.2.1 Le choix des candidats

Parmi les 18 spectres analysés dans le chapitre précédent, seuls les spectres de SNIa confirmées spectroscopiquement ont été retenus.
Chacun d'entre eux a été ramené dans le référentiel au repos avec le décalage vers le rouge de la galaxie lorsqu'il y avait lieu ou le décalage vers le rouge issu de l'ajustement par $\mathcal{SN}$-fit sinon. La mesure du profil de vitesse du calcium CaH&K a été réalisée sur les spectres dont la contribution galactique a été soustraite.

7.2.2 Les résultats des mesures

Le tableau (Tab. 7.1) présente les résultats des mesures pour le sous échantillon de spectres. La mesure a été effectuée avec un logiciel[1] utilisant une interface graphique. Le profil est ajusté à partir de la sélection de deux points de part et d'autre du profil.

Certaines difficultés ont été rencontrées lors de l'ajustement de raies polluées par la présence d'autres éléments comme l'illustre la figure (Fig. 7.3).
Il existe différentes interprétations pour tenter d'expliquer l'origine de cette composante dans le profil du

[1] développé par G. Garavini

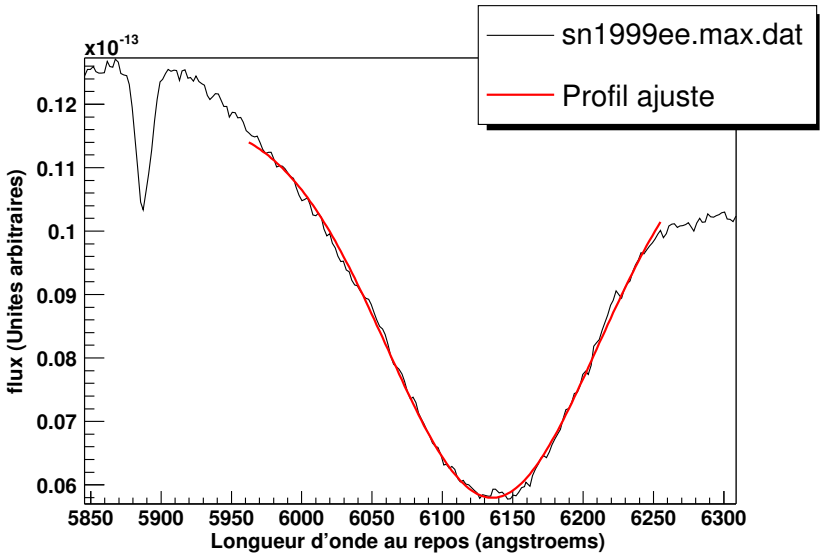

FIG. 7.2 – *Exemple d'ajustement du profil de la raie de silicium, SiII dans le spectre sn1999ee pris au maximum de luminosité. C'est la comparaison de la longueur d'onde au minimum avec la longueur d'onde réelle de la raie qui permet de calculer la vitesse d'expansion de l'élément dans la photosphère.*

SN	z	âge	λ_{centre}	vitesse ($km.s^{-1}$)
R4D4-11	0.634	+4.3	3739.59	15629
R4D4-14	0.285	-8.3	3707.93	18036
R4D4-19	0.468	+6.1	3790.09	11789
R6D4-9	0.94	+1.0	3766.33	13596
R7D4-7	0.60	(0)	3765.14	13686
R9D1-03A	0.611	(+5)	3758.11	14221
R10D1-04A	0.687	(-2)	3782.34	12378
R10D1-05A	0.330	(-9)	3682.67	20002
R11D1-16A	0.556	(-9)	3769.44	13360
R11D1-21A	0.62	(-4)	3710.56	17836
R11D2-19A	0.84	(-4)	3715.00	17499

TAB. 7.1 – *Mesure des vitesses de la raie Ca H&K dans les spectres de SNIa du SNLS. Les jours indiqués entre parenthèses sont ceux obtenus avec $\mathcal{SN}$-fit et non avec la photométrie.*

CaH&K. En effet, certains pensent que cette composante est due à la présence de silicium SiII (3858Å ou 3807Å) et est reproduite dans les simulations NLTE (*Non-Local Thermodynamic Equilibrium*) comme l'a montré Nugent et al. (1997) par exemple. En revanche, le code d'analyse SINOW a besoin d'une composante de calcium H&K à grande vitesse (CaII HV) pour reproduire cette caractéristique spectrale (Hatano et al. 1999). Jusqu'à présent, aucune des deux hypothèses ne prend le pas sur l'autre.

Pour résoudre le problème, on a éliminé la partie inopportune avant d'ajuster le profil.

Un mot sur les incertitudes de mesure

Pour les spectres dont le décalage vers le rouge a été déterminé à l'aide des raies galactiques, on a pris une erreur de $300km.s^{-1}$ sinon, on a pris une erreur dix fois plus importante, soit $3000km.s^{-1}$. Concernant les erreurs sur l'âge du spectre, s'il a été daté avec la courbe de lumière, alors la précision est

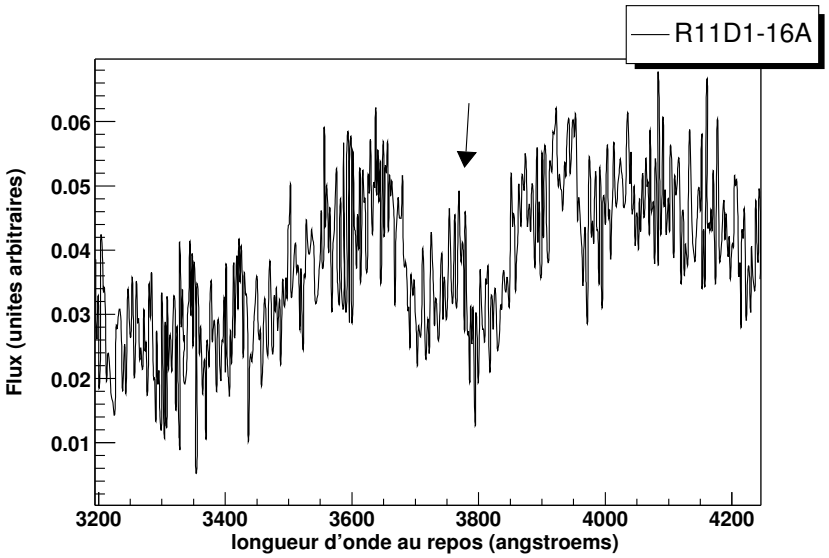

FIG. 7.3 – *Exemple de raie de calcium H&K polluée par un autre élément. La flèche pointe sur l'élément qui n'est pas du calcium et qui fausse le résultat.*

de l'ordre d'un quart de jour (résultat donné par l'ajustement des courbes de lumière), sinon, on a pris l'erreur donnée par le résultat du chapitre précédent, c'est à dire deux jours.

7.3 Comparaison avec des spectres proches

Ces mesures ont été reportées dans la figure (Fig. 7.4) présentant la vitesse d'expansion du calcium Ca H&K en fonction de l'âge du spectre. La comparaison avec les vitesses de cet élément, calculées sur des spectres proches montre qu'il n'existe pas de différence notable entre les deux échantillons.
Pour les spectres locaux dont les mesures proviennent de Garavini (2004b), elles sont données sans incertitude.

Le cas particulier sn2003hb, SNIa sur-lumineuse

Comme nous l'avons étudié auparavant, sn2003hb (R4D4-14) est une supernova de type Ia sur-lumineuse dont les caractéristiques spectrales s'apparentent à la fois à celles d'une SNIa normale (type sn1981b par exemple) et celles d'une SNIa sur-lumineuse. Cette supernova appartient à une classe hybride, les SNIa de type sn1999aa du nom de la première SNIa ayant de telles caractéristiques. Garavini (2004a) a réalisé les mesures de vitesse sur le profil de la raie CaH&K de sn1999aa pour différentes phases du spectre et aucune différence significative n'a été détectée par rapport aux vitesses mesurées sur les spectres de SNIa normales. Pour le spectre de sn2003hb, nous trouvons un résultat comparable à celui de sn1999aa puisqu'il n'y a pas de différence de vitesse non plus.

7.4 Conclusion

On constate déjà que la vitesse du CaH&K pour les supernovæ normales, avant le maximum de luminosité, présente une cassure franche pour passer de $22000 km.s^{-1}$ à $14000 km.s^{-1}$. Ensuite, après le maximum, la vitesse décroît d'environ $4000 km.s^{-1}$ en 50 jours. Dans la figure (Fig. 7.4), la ligne

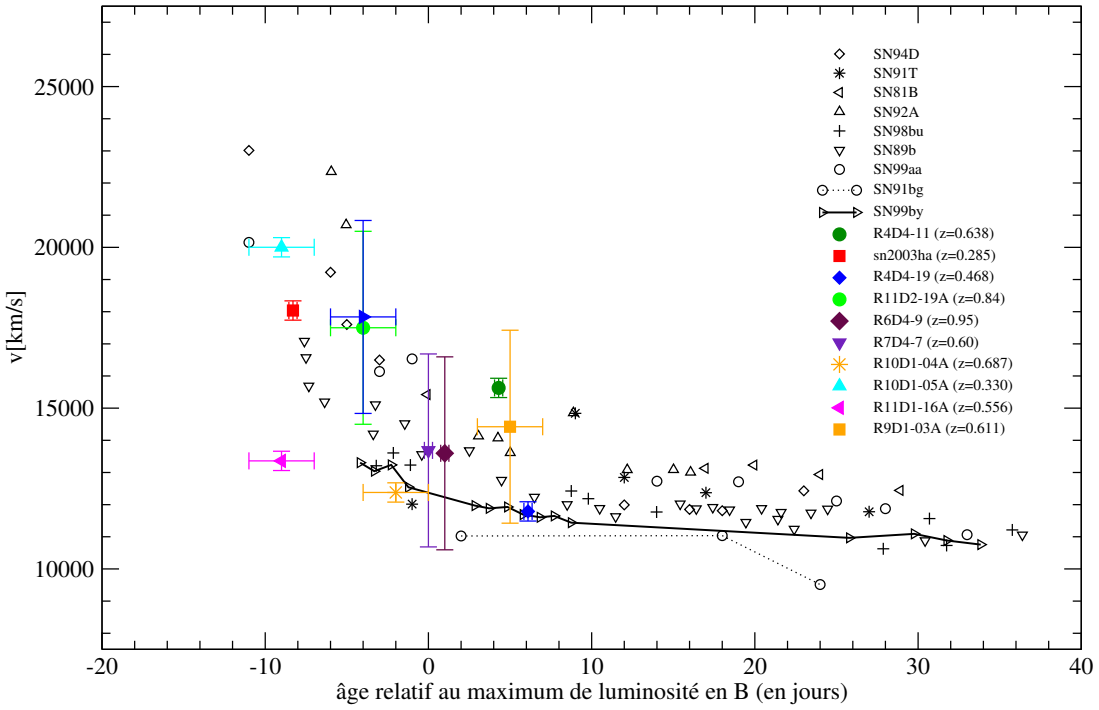

FIG. 7.4 – *Vitesses d'expansion du CaH&K de quelques supernovæ de type Ia à grand décalage vers le rouge (symboles pleins) comparées à celles estimées avec des SNIa locales (symboles ouverts).*

pointillée et la ligne continue montrent la tendance de la vitesse pour deux supernovæ de type Ia sous-lumineuses.

On constate par ailleurs que les spectres à grand décalage vers le rouge sont tous normaux. Selon les articles de Li et al. (2001a) et Li et al. (2001b), si le taux de supernovæ sous-lumineuses est de l'ordre de 16% pour les spectres locaux, les simulations Monté Carlo réalisées ont montré qu'il tombait à moins de 2% à grand décalage vers le rouge (typiquement celui auquel on observe nos spectres). Dans cet article, plusieurs facteurs tel que le biais de Malmquist, le temps de déclenchement (ce n'est plus le cas pour le SNLS avec un suivi de l'ordre de 3 jours) et l'extinction sont à l'origine de la sous-estimation du taux de SNIa sous-lumineuses.

Donc avec les mesures effectuées sur la raie de calcium CaH&K, aucune évolution des spectres en fonction du décalage vers le rouge n'est mise en évidence. Cela signifie que le modèle de cosmologie mettant en évidence l'expansion accélérée de l'univers n'est pas remis en cause. Mais surtout, l'hypothèse de standardité des SNIa reste valable. D'un point de vue photométrique, Knop et al. (2003), à l'aide de 11 candidats suivis photométriquement avec le télescope spatial Hubble, avait montré que les SNIa à grand décalage vers le rouge présentaient les mêmes courbes de lumière que les SNIa locales. Ici, on apporte une preuve supplémentaire avec la spectroscopie. Ce résultat, est en accord avec Garavini (2004b) qui a réalisé la même démarche avec les spectres à grand décalage vers le rouge du Supernova Cosmology Project avec le VLT-FORS1.

Finalement, du point de vue de l'identification seule, la mesure des vitesses pourrait, au vue du schéma (Fig. 7.4), être un indicateur supplémentaire pour séparer les SNIa "normales" des SNIa "particulières". En effet, ces dernières présentent des valeurs extrémales des vitesses.

Références

Garavini G. (2004a), *Direct spectroscopic analysis of the peculiar SN1999aa*, ApJ.

Garavini G. (2004b), *Search for spectral evolution in high redshift Type Ia supernovae : evidence for SN1991T/SN1999aa-like object at z=0.279*.

Hatano K., Branch D., Fisher A., Baron E. & Filippenko A.V. (1999), *On the High-Velocity Ejecta of the Type IA Supernova SN 1994D*, ApJ, **525**, pp. 881–885.

Knop R.A., Aldering G., Amanullah R., Astier P., Blanc G., Burns M.S., Conley A., Deustua S.E., Doi M., Ellis R., Fabbro S., Folatelli G., Fruchter A.S., Garavini G., Garmond S. et al. (2003), *New Constraints on Ω_M, Ω_Λ, and w from an Independent Set of 11 High-Redshift Supernovae Observed with the Hubble Space Telescope*, ApJ, **598**, pp. 102–137.

Li W., Filippenko A.V. & Riess A.G. (2001a), *Monte Carlo Simulations of Type IA Supernova Observations in Supernova Surveys*, ApJ, **546**, pp. 719–733.

Li W., Filippenko A.V., Treffers R.R., Riess A.G., Hu J. & Qiu Y. (2001b), *A High Intrinsic Peculiarity Rate among Type IA Supernovae*, ApJ, **546**, pp. 734–743.

Nugent P., Baron E., Branch D., Fisher A. & Hauschildt P.H. (1997), *Synthetic Spectra of Hydrodynamic Models of Type IA Supernovae*, ApJ, **485**, pp. 812–+.

Press W.H., *Numerical recipes in C++ : the art of scientific computing* (2002).

Conclusion

Depuis bientôt une décennie, les supernovæ de type Ia sont utilisées pour leur caractère standard du fait de l'uniformité de leur processus explosif. Assuré de cette caractéristique, des équipes internationales, telles que le SCP et le SNLS cherchent aujourd'hui à regarder plus loin encore, soit pour confirmer l'accélération de l'expansion de l'univers, d'une part, soit pour affiner la précision des mesures en augmentant le nombre d'objets observés, d'autre part.
Au travers des différentes campagnes de recherche 2001 à 2003, dans l'une ou l'autre des deux équipes, cette thèse s'est concentrée sur l'analyse complète des supernovæ du point de vue de la spectroscopie.
L'une des premières étapes a été la réduction de spectres de SNIa parmi les plus lointaines jamais observées ($0.2 < z < 1.1$), obtenues avec le spectrographe à échelettes ESI, monté sur le télescope Keck (de la classe des 10 mètres), avec le Supernova Cosmology Project.

La mise en oeuvre de l'expérience SNLS en mars 2003 dont l'objectif est d'observer plusieurs centaines de supernovæ de type Ia lointaines ($0.3 \leq z \leq 1$) en 5 ans conduit actuellement à l'acquisition d'une dizaine de nouveaux spectres à chaque lunaison. Ce travail de thèse a conduit à l'émergence d'un logiciel ($\mathcal{SN}$-fit) qui permet une identification quasi automatique des spectres en temps réel, en fournissant simultanément le type du candidat, son décalage vers le rouge et dans la plupart des cas son âge. $\mathcal{SN}$-fit peut aussi estimer la fraction de galaxie hôte présente dans le spectre à étudier. Si ce programme est avant tout spécialisé à l'identification des spectres de supernovæ, il est aussi possible d'identifier d'autres objets variables, tels que des noyaux actifs de galaxie (AGN) ou des quasars.

Avec l'assurance de la robustesse de $\mathcal{SN}$-fit, testée avec un échantillon de spectres provenant du VLT, on a évalué la répartition des supernovæ de type Ia en fonction de la morphologie des galaxies hôtes et un résultat similaire à celui de Sullivan et al. (2003) a été obtenu.

Ensuite, avec les spectres confirmés comme étant ceux de SNIa, avec la spectroscopie (c'est à dire sans l'aide des informations photométriques pour lever les dégénérescences des solutions), on a évalué la vitesse d'expansion de la raie de calcium CaH&K autour de 4000Å, présente dans tous les spectres à grand et petit décalage vers le rouge. La comparaison de ces vitesses de notre lot à grand décalage vers le rouge avec un lot de supernovæ de type Ia locales a permis de montrer qu'**aucune évolution** n'est mise en évidence. De fait, l'hypothèse de standardité fondamentale pour effectuer les mesures de cosmologie n'est pas remise en cause.

Quatrième partie

Annexes

Annexe A

Les spectres ESI du SCP

A.1 Généralités

Dans cette section, on présente plus en détail les spectres des candidats présentés dans la section précédente. Pour la campagne du printemps 2001, ces observations ont eu lieu entre le 22 et le 25 avril 2001 et pour la campagne du printemps 2002, entre le 12 et le 14 avril 2002. On a utilisé le spectrographe ESI en mode *échelle* pour obtenir une meilleure résolution spectrale.

A.2 La réduction des spectres

La réduction des spectres a été réalisée avec le logiciel IRAF (dont on peut trouver les principales commandes dans l'annexe C) selon la schéma usuel décrit dans le chapitre de réduction de données spectrales. On ne possède pas de spectre d'erreur pour ces objets et donc l'identification sera faite avec une variance plate de valeur 1. La résolution spectrale donne un pas de 0.15Å, rendant le spectre naturellement illisible donc tous les pas des spectres sont resommés à 10Å. Il est à noter qu'aucun spectre de galaxie hôte n'a été extrait. En effet la position de la fente a été choisie de telle sorte à minimiser la contamination de tout signal extérieur du fait de la faible magnitude des candidats.

A.3 L'identification des spectres

Les identifications réalisées avec $\mathcal{SN}$-fit n'utilisent que les spectres de la base de spectres associée. Le tableau (Tab. A.1) présente un résumé des résultats d'identification des spectres. Puisqu'aucune courbe de lumière n'a encore été faite, il est impossible de vérifier la validité des âges des spectres obtenus avec le programme d'identification de spectre. Ensuite, les figures montrant les spectres des candidats pour lesquels il a été effectivement possible d'extraire un spectre, sont données. Pour certains d'entre eux, $\mathcal{SN}$-fit donne une contribution de la galaxie hôte très proche de 100%, ce qui conduit à un spectre extrait complètement plat. C'est la cas de sn2001gk (Fig. A.1), de sn2001gx (Fig. A.7) notamment.

IAUC/SCP nom	T_{exp}(s)[a]	PA[b]	Type	Z	SN	Âge[c]	z détermination
sn2001gk	3600	-45	?	0.661	-		H&K et $H\delta$ dans le spectre
sn2001gm	1200	-45	Ia	0.47	+7	sn1996x	raies du spectre du candidat
sn2001gn	7900	-45	Ia	1.10	-7	sn1990n	raies du spectre du candidat
sn2001gp	10800	+45	?	1.067 ?	-		raies du spectre du candidat
sn2001gq	5400	+50	Ia	0.671	-	-	H&K et $H\delta$ dans le spectre
sn2001gt	3600	-30	Ia	0.56	-7	sn1990n	raies du spectre du candidat
sn2001gv	3000	0	Ia	0.601	-		[OII] et [OIII] dans le spectre
sn2001gw	480	+70	Ia	0.363	+2	sn1994d	[OII] dans le spectre
sn2001gx	3600	-45	?	0.579	-		Ca H&K dans le spectre
sn2001gz	27200	-10	?	-	-	-	
sn2001ha	2700	-10	Ia	0.58	max	sn1981b	raies du spectre du candidat
sn2001hb	7200	-60	Ia	-	-	-	
sn2001hd	3000	+64	Ia	0.51	+5	sn1992a	$H\alpha$ et NaD dans le spectre
sn2001he	7200	+70	Ia	0.59	-7	sn1990n	raies du spectre du candidat
S01-021	3600	-30	-	-	-	-	-
S01-058	10800	+30	-	-	-	-	-
sn2002fl	1800	+40	Ia	0.25	+9	sn1992a	raies du spectre du candidat
C02-008	600	+45	?	0.31	-3	-	raies du spectre du candidat
S02-016	3600	0	?	-	-	-	-
S02-027	3600	-68	?	-	-	-	-
S02-032	4680	-30	?	-	-	-	-
S02-035	3600	-30	?	-	-	-	-
S02-049	3979	-8	?	-	-	-	-

[a] T_{exp} : Temps d'exposition total investi par objet.
[b] PA (Position angle) : Angle de la fente relative à l'angle parallactique.
[c] Âge : Date du spectre, relativement au maximum de luminosité de l'objet déterminé dans le filtre B au repos.

TAB. A.1 – *Résultats d'identification des spectres des campagnes de printemps 2002 et 2003 avec Keck-ESI.*

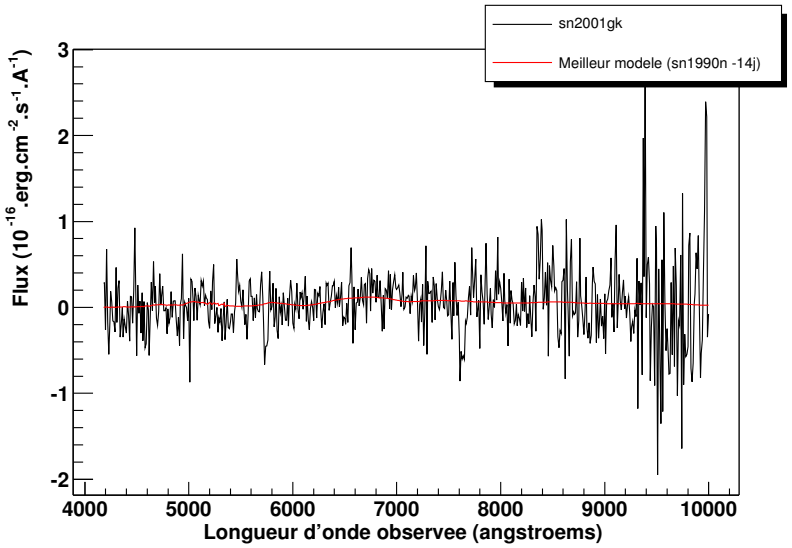

FIG. A.1 – *En noir, spectre de sn2001gk dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte, dans son référentiel. En rouge, meilleur modèle ajusté : sn1992a à +5 jours, est le meilleur spectre ajusté. Son décalage vers le rouge est de 0.49.*

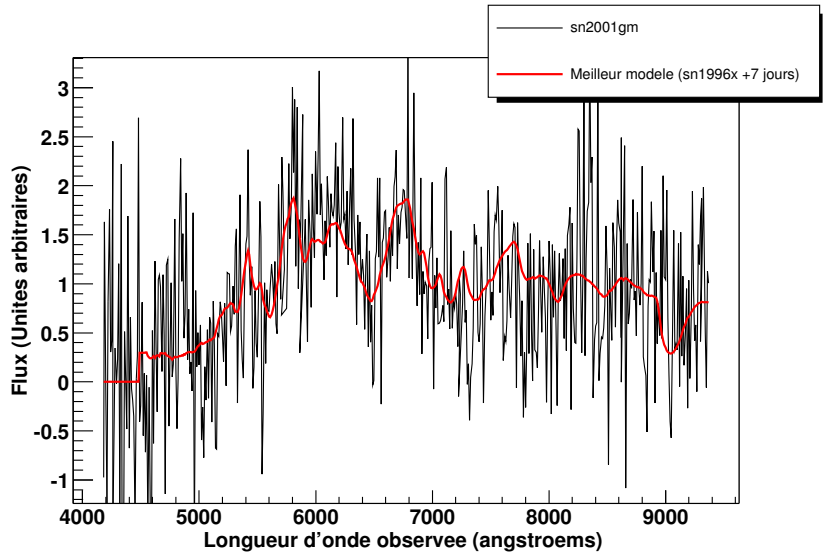

FIG. A.2 – *En noir, spectre de sn2001gm dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte, dans son référentiel. En rouge, meilleur spectre ajusté : sn1996x à +7 jours décalé vers le rouge de 0.47.*

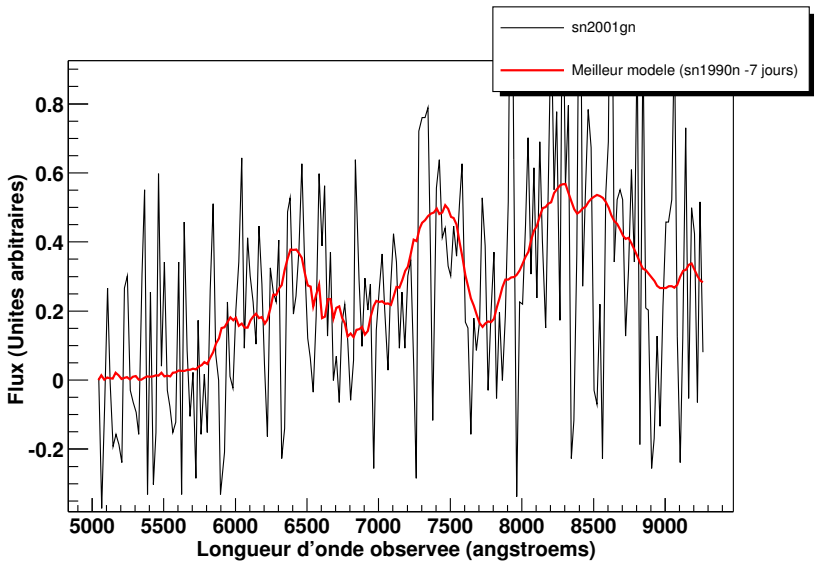

FIG. A.3 – *En noir, spectre de sn2001gn dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte, dans son référentiel. En rouge, meilleur spectre ajusté : sn1990n à -7 jours décalé vers le rouge de 1.12.*

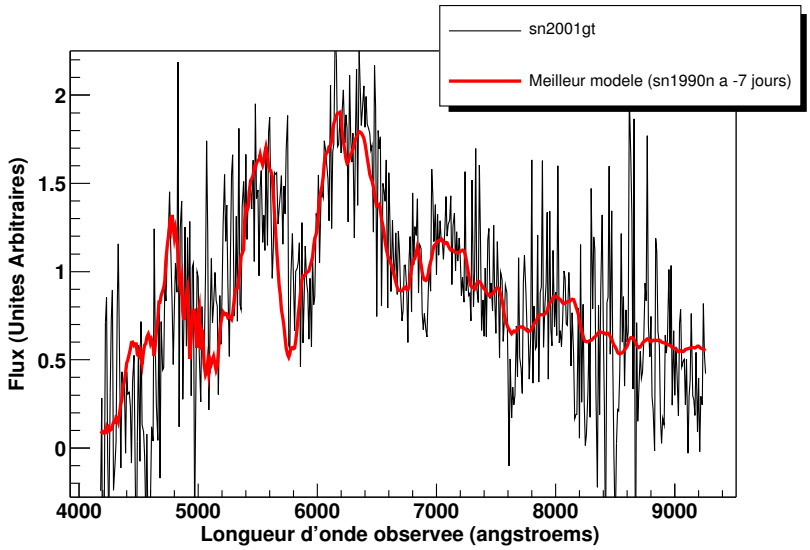

FIG. A.4 – *En noir, spectre de sn2001gt dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte, dans son référentiel. En rouge, meilleur spectre ajusté : sn1990n à -7 jours, décalé vers le rouge de 0.56.*

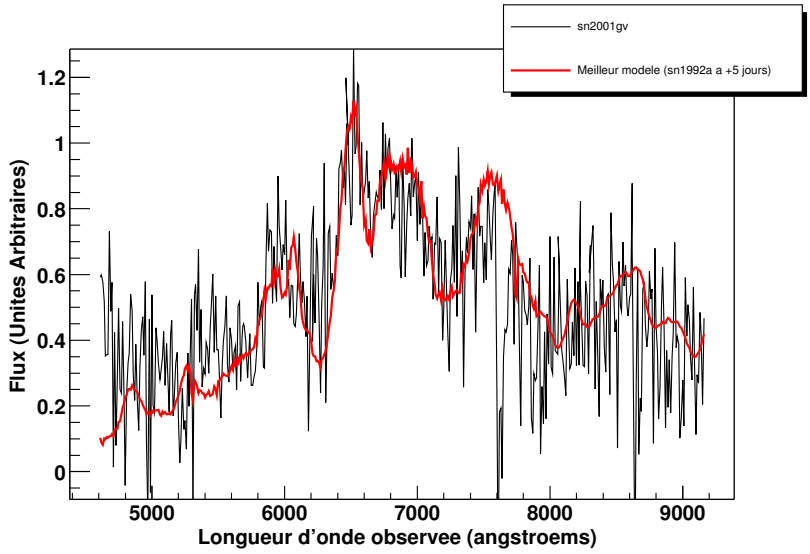

FIG. A.5 – *En noir, spectre de sn2001gv dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte, dans son référentiel. En rouge, meilleur modèle ajusté : sn1992a à +5 décalé vers le rouge de 0.601.*

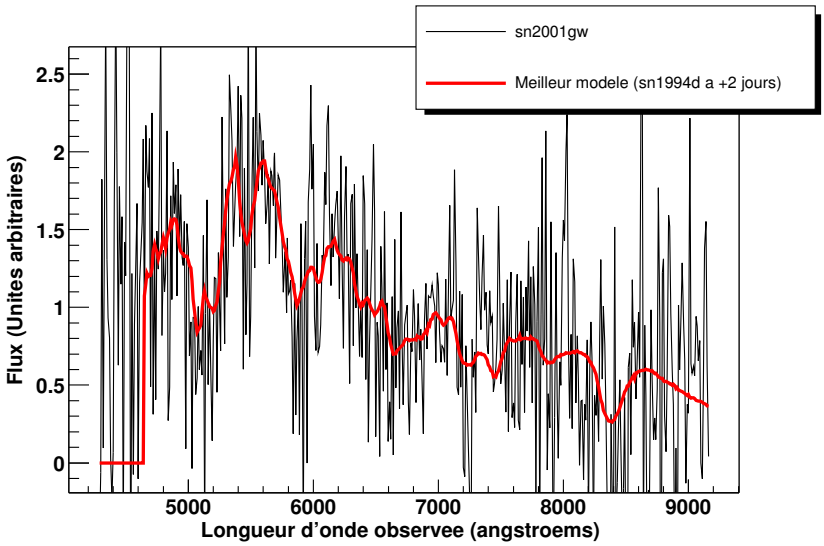

FIG. A.6 – *En noir, spectre de sn2001gw dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte, dans son référentiel. En rouge, meilleur modèle ajusté : sn1994d à +2 jours, décalé vers le rouge de 0.363.*

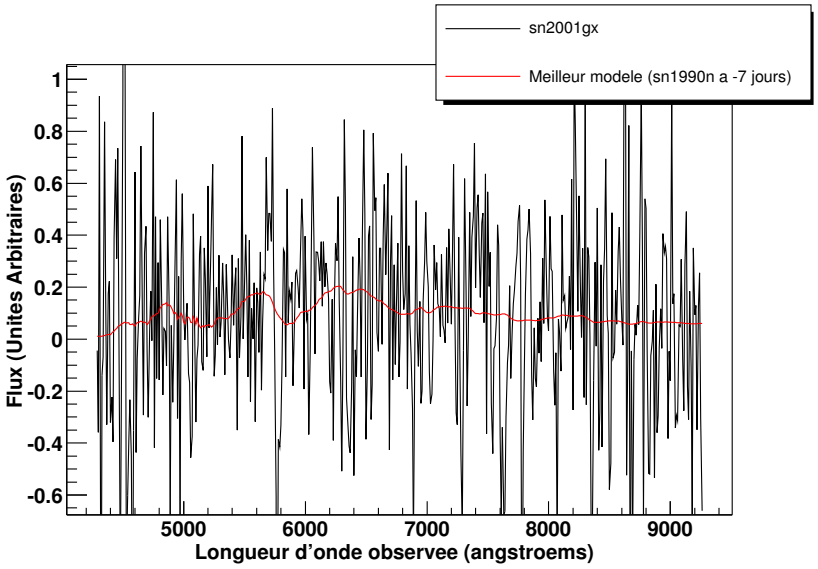

FIG. A.7 – *En noir, spectre de sn2001gx dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte, dans son référentiel. En rouge, meilleur modèle ajusté : sn1990n à -7 jours, décalé vers le rouge de 0.579.*

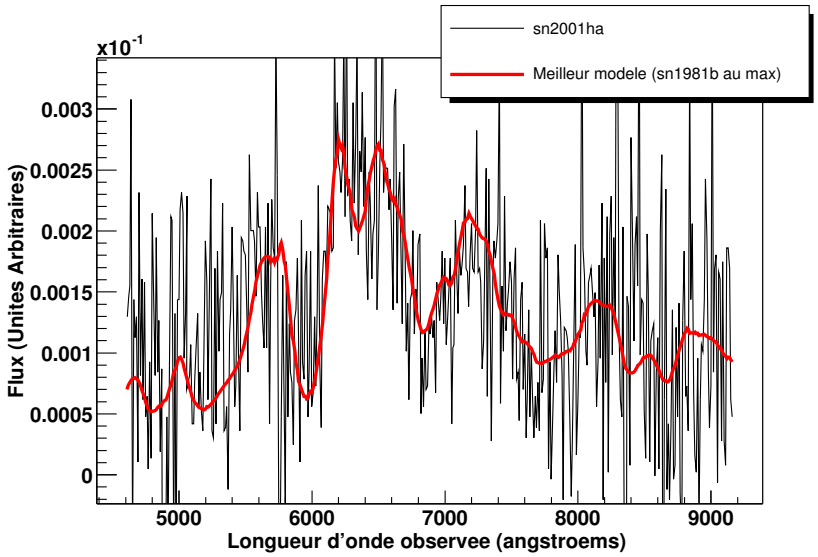

FIG. A.8 – *En noir, spectre de sn2001ha dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte, dans son référentiel. En rouge, meilleur modèle ajusté : sn1981b au maximum, décalé vers le rouge de 0.58.*

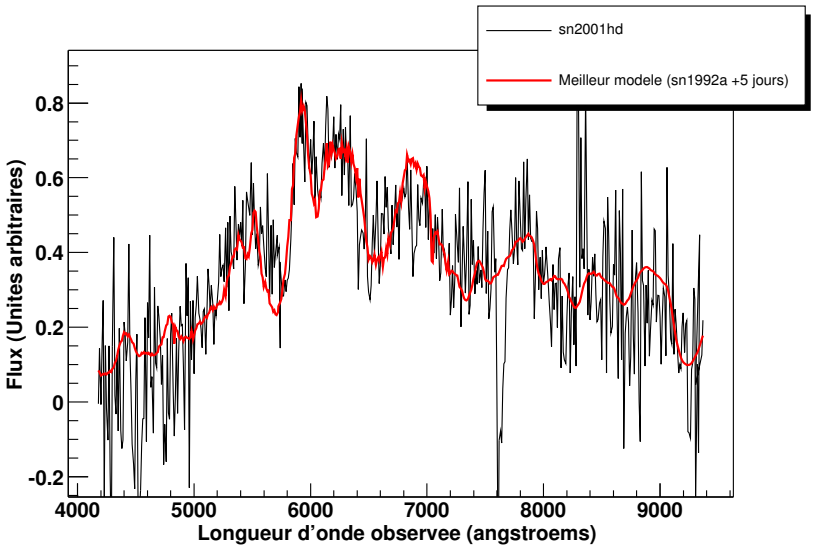

FIG. A.9 – *En noir, spectre de sn2001hd dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte, dans son référentiel. En rouge, meilleur modèle ajusté : sn1992a à +5 jours décalé vers le rouge de 0.510.*

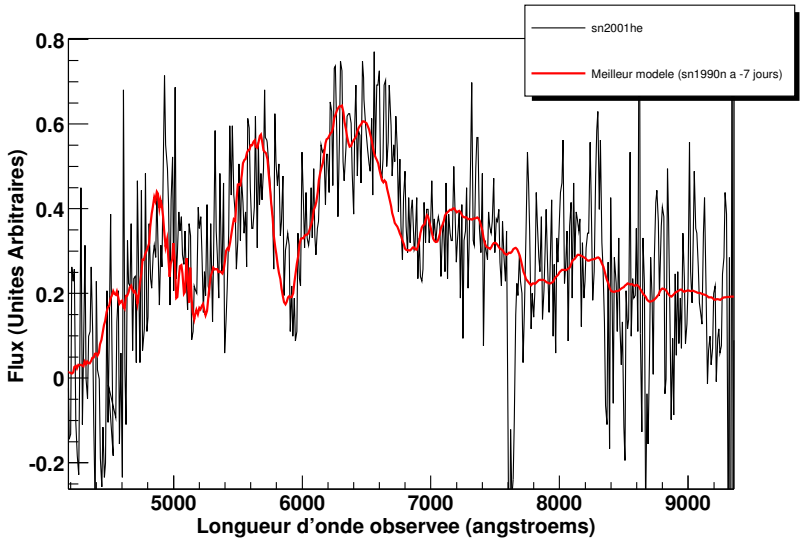

FIG. A.10 – *En noir, spectre de sn2001he dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte, dans son référentiel. En rouge, meilleur modèle ajusté : sn1992a à +5 jours, décalé vers le rouge est de 0.49*

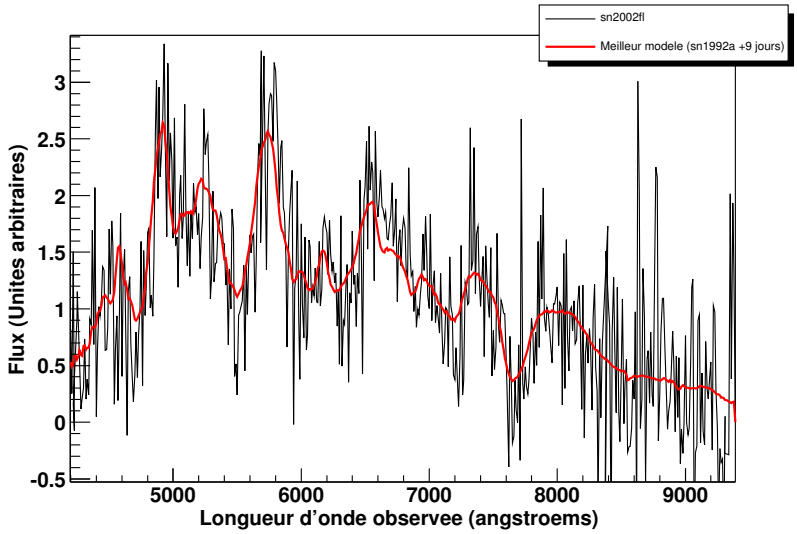

FIG. A.11 – *En noir, spectre de sn2002fl dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte, dans son référentiel. En rouge, meilleur modèle ajusté : sn1992a à +9 jours décalé vers le rouge de 0.25*

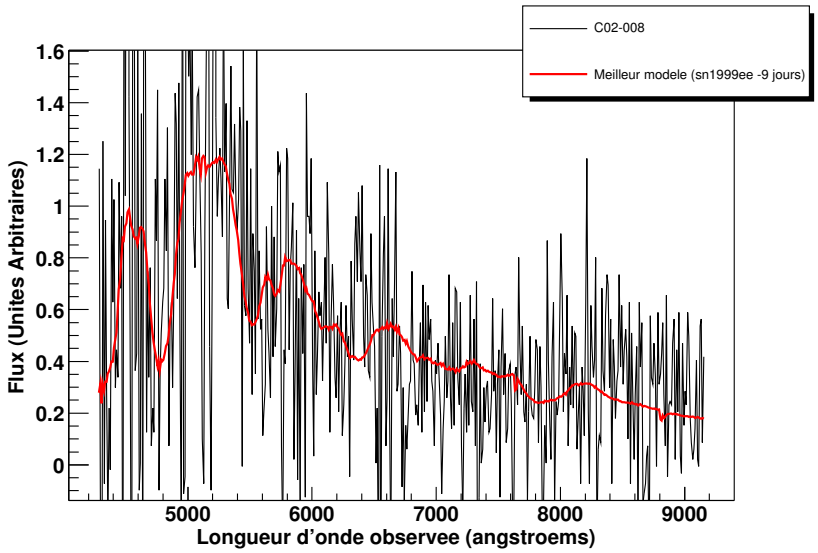

FIG. A.12 – *En noir, spectre de C02-008 dont on a soustrait la contribution de la galaxie hôte, dans son référentiel. En rouge, meilleur modèle ajusté : sn1999ee à -9 jours décalé vers le rouge de 0.30.*

Annexe B

Les spectres ESI à haute résolution

B.1 Généralités

Dans cette section, on présente quelques détails de l'identification de spectres à haute résolution obtenus lors de la campagne d'observation de l'automne 2001. Ces spectres, découvert avec la caméra CFHT12k du CFHT, ont été obtenus avec le spectrographe ESI de Keck.

B.2 La réduction des spectres

La réduction des spectres a été réalisée avec le logiciel IRAF (dont on peut trouver les principales commandes dans l'annexe C) selon le schéma usuel décrit dans le chapitre de réduction de données spectrales. On ne possède pas de spectre d'erreur pour ces objets et donc l'identification sera faite avec une variance plate de valeur 1. La résolution spectrale donne un pas de 0.15Å, rendant le spectre naturellement illisible donc tous les pas des spectres sont resommées à 10Å. Il est à noter qu'aucun spectre de galaxie hôte n'a été extrait. En effet la position de la fente a été choisie de telle sorte à minimiser la contamination de tout signal extérieur du fait de la faible magnitude des candidats.

B.3 L'identification des spectres

Dans cette partie, on présente les spectres qui ont pu être réduits ainsi que les résultats de leur identification. Les résultats détaillés n'y figurent pas car les spectres d'erreur n'ayant pas été extraits, l'utilisation de $\mathcal{SN}$-fit s'est faite avec une variance plate (soit donc sans erreur).

B.3.1 sn2001kg - Shalimar

Ce candidat a été spectré pendant 6000s le 20 octobre 2001 et 6000s également le 23 octobre 2001. Le spectre brut est donné dans la figure (Fig. B.1).
Le décalage vers le rouge a pu être établi à l'aide des raies d'émission de la galaxie hôte : $z = 0.283 \pm 0.001$.

B.3.2 sn2001kh - Déjavu

Ce candidat a été spectré pendant 6000s le 20 octobre 2001. Le spectre brut est donné dans la figure (Fig. B.2).

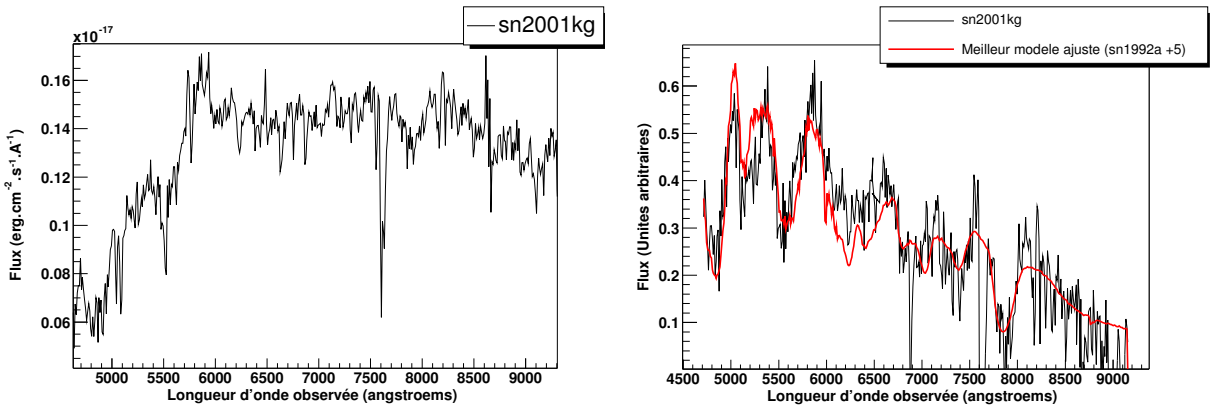

FIG. B.1 – *A gauche : spectre de sn2001kg observé au Keck avec ESI. A droite : spectre de sn2001kg après ajustement du modèle et soustration de la contribution galactique auquel on a superposé le meilleur modèle donné par $\mathcal{SN}$-fit. Les spectres sont dans le référentiel terrestre.*

Le décalage vers le rouge a pu être établi à l'aide des raies d'émission de la galaxie hôte : $z = 0.283 \pm 0.001$.

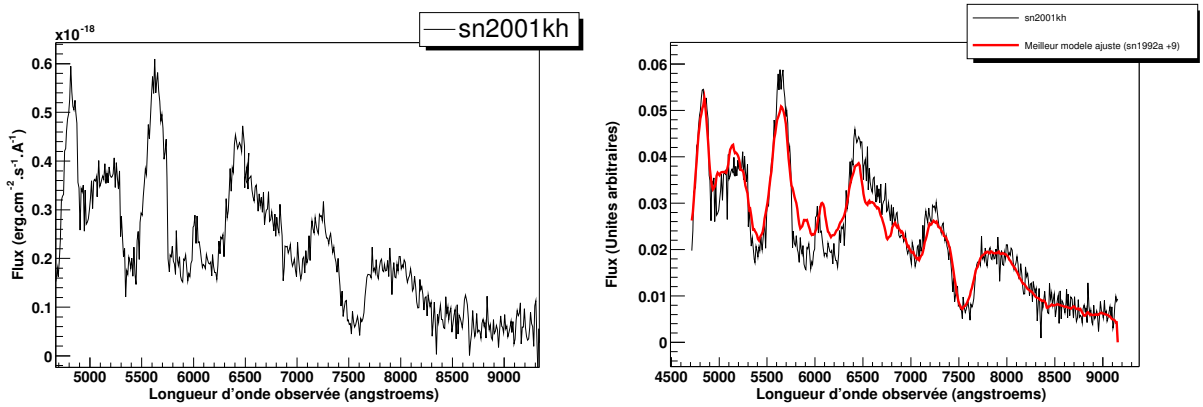

FIG. B.2 – *A gauche : spectre de sn2001kh observé au Keck avec ESI. A droite : spectre de sn2001kh après ajustement du modèle et soustration de la contribution galactique auquel on a superposé le meilleur modèle donné par $\mathcal{SN}$-fit. Les spectres sont dans le référentiel terrestre.*

B.3.3 sn2001kf - Lily

Ce candidat a été spectré pendant 6000s le 20 octobre 2001 et à nouveau 6000s le 14 novembre. Le spectre brut est donné dans la figure (Fig. B.3).
Le décalage vers le rouge a pu être établi par ajustement avec $\mathcal{SN}$-fit : $z = 0.06$. La courbe de lumière de cet objet n'a pas encore pu être réalisée en l'absence de référence profonden ce qui rend difficile la détermination de l'âge du spectre. On constate sur la figure (Fig. B.3) que le résultat n'est pas vraiment satisfaisant en terme de qualité d'ajustement. La raison vient du manque de spectre de supernova de type IIP dans la base de spectres.

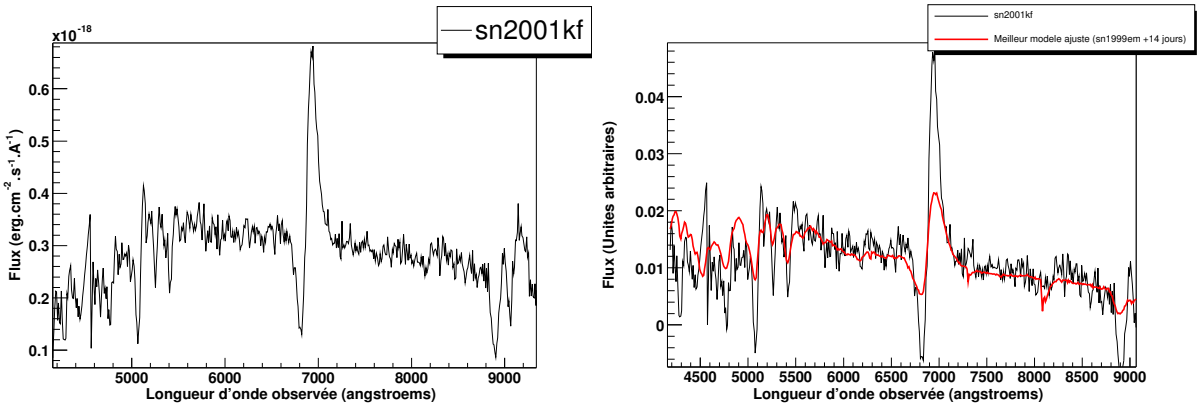

FIG. B.3 – *A gauche : spectre de sn2001kf observé au Keck avec ESI. A droite : spectre de sn2001kf après ajustement du modèle et soustration de la contribution galactique auquel on a superposé le meilleur modèle donné par $\mathcal{SN}$-fit. Les spectres sont dans le référentiel terrestre.*

Annexe C

Les commandes essentielles pour réduire avec Iraf et Midas

Cette partie présente rapidement les commandes utilisées pour la réduction spectrale soit avec **IRAF**, soit avec **MIDAS**. La syntaxe des commandes se trouve dans les manuels d'utilisateur, notamment Massey et al. (1992).
Si vous utilisez IRAF en mode *longue fente*, il faut vous mettre dans le paquetage `noao/imred/twodspec/longslit`. Pour le mode *echelle*, aller dans `noao/imred/echelle`. Pour le mode *longue fente* de MIDAS, il faut ouvrir le contexte correspondant : `SET/CONTEXT LONG`. Le premier tableau présente les commandes pour la réduction *longue fente* avec IRAF et MIDAS. Le deuxième tableau explicite la marche à suivre pour réduire des données *echelle* avec IRAF.

IRAF	MIDAS	Description
LIST	CREATE/ICAT	Création de liste d'images
ZEROCOMBINE	COMBINE/LONG	Combinaison des poses de biais
FLATCOMBINE	COMBINE/LONG	Combinaison des poses flat
RESPONSE	NORMALIZE/FLAT	Ajustement de la fonction au profil de flat
CCDPROC	COMPUTE/PIXEL	Soustraction du biais et division par le flat normalisé
APALL	EXTRACT/LONG	Extraction du spectre et calcul du spectre de variance
IDENTIFY	CALIBRATE/LONG	Identification des raies de la lampe à émission discrète
REIDENTIFY	CALIBRATE/TWICE	Re-identification des lignes
REFSPECTRA		Relie la relation de dispersion et les spectres à calibrer
DISPCOR	APPLY/DISPERSION	Applique la relation de dispersion sur les spectres
STANDARD	RESPONSE/LONG	Calcule la sensibilité du détecteur avec l'étoile standard
SENSFUNC		Ajustement par une fonction d'efficacité et application de la fonction d'extinction
	EXTINCTION/LONG	Correction par la fonction d'extinction
CALIBRATE	CALIBRATE/LONG	Calibration en flux des spectres "science"

TAB. C.1 – *Tableau de résumé des commandes de réduction spectrale pour le type longue fente, avec IRAF et MIDAS.*

Pour automatiser la réduction spectrale des données *échelle*, des scripts ont été implémentés en IRAF.

IRAF	Description
LIST	Création de liste d'images
ZEROCOMBINE	Combinaison des poses de biais
FLATCOMBINE	Combinaison des poses flat
ESIBIAS	Soustraction de l'offset
RESPONSE	Ajustement de la fonction au profil de flat
CCDPROC	Soustraction du biais et division par le flat normalisé
APALL	Extraction du spectre et calcul du spectre de variance
ECIDENTIFY	Identification des raies de la lampe à émission discrète pour chaque ordre
ECREIDENTIFY	Re-identification des lignes à intervalle régulier
REFSPECTRA	Relie la relation de dispersion et les spectres à calibrer
DISPCOR	Applique la relation de dispersion sur les spectres
CONTINUUM	Ajustement du continuum pour chaque ordre
SCOMBINE	Recombinaison des ordres pour donner un spectre en une pièce
STANDARD	Calcule la sensibilité du détecteur avec l'étoile standard
SENSFUNC	Ajustement par une fonction d'efficacité et application de la fonction d'extinction
	Correction par la fonction d'extinction
CALIBRATE	Calibration en flux des spectres "science"

TAB. C.2 – *Tableau de résumé des commandes de réduction spectrale pour le type échelle, avec IRAF.*

Références

Massey P., Valdez F. & Barnes J. (1992), *A User's Guige to Reducing Slit Spectra with IRAF*, NOAO.

Annexe D

Resommation, lissage & Co.

Introduction

Il n'est pas rare que lorsque le spectre est réduit, il soit nécessaire de resommer les pas ou d'effectuer un lissage afin de le rendre plus lisible visuellement. Dans cette petite annexe, on se propose de faire un point rapide sur les méthodes employées pour effectuer chacune de ses tâches.

D.1 Resommation

Lorsqu'on fait une resommation (un *rebinning*), on fait l'hypothèse que le signal est poissonnien.
On définit la relation d'étalonnage en longueur d'onde en utilisant une longueur d'onde de départ λ_o, un pas $\delta\lambda$ et un nombre de pas :

$$\lambda_i = \lambda_0 + (i-1) \times \delta\lambda$$

Où λ_i est la longueur d'onde du i-ème pixel.
Deux cas apparaissent selon qu'on possède ou pas le spectre d'erreur :

- Si on ne possède pas le spectre d'erreur, on va sommer le signal entre les bornes. Si on resomme N fois le spectre, on aura la formule suivante pour chaque pas λ_j :

$$F_j = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} f(i) \tag{D.1}$$

- Par contre, si on a le spectre d'erreur, c'est le signal pondéré qu'on va resommer. En effet, plus l'erreur d'un pas va être grande, moins la contribution de celui-ci doit être grande. En effet, si on appelle w_i le poids associé au pas contenant le flux f_i, la resommation de N pas va donner :

$$F_j = \frac{1}{w}\sum_{i=1}^{N} w(i) \times f(i) \tag{D.2}$$

  Où $w_i = 1/\sigma_i^2$, avec σ_i, l'erreur associée au i-ème pas. Et $w = \sum_N w_i$.
  Il est aussi nécessaire de resommer le spectre d'erreur et donc l'erreur de chaque nouveau pas sera telle que :

$$\frac{1}{\sigma_j} = \sqrt{\sum_{i=1}^{N} \frac{1}{\sigma_i^2}} \tag{D.3}$$

Mais dans la majorité des cas, on ne veut pas faire une resommation avec un nombre entier de fois le pas original, mais avec une resommation quelconque avec des bornes en longueur d'onde qui ne sont pas des λ_i. La solution consiste donc à intégrer le signal entre les nouvelles bornes et interpoler le signal de ces bornes à partir de l'ancienne relation d'étalonnage. Il ne faut pas oublier à la fin de multiplier chaque pas par le rapport de l'ancienne taille de pas avec la nouvelle afin de conserver les unités.

D.2 Lissage

Il ne s'agit pas d'une partie formelle sur la théorie du signal, mais seulement de quelques remarques sur les différents lissages utilisés. Parmi les différents filtres couramment appliqués sur les spectres, il y a le filtre rectangulaire (*Boxcar*), le filtre de Savitsky-Golay et le filtre gaussien pondéré par la variance.

- Boxcar : pour chaque pas de longueur d'onde, cet algorithme fait le moyenne du flux des n pas de part et d'autre du pas central et finalement fait la moyenne des trois valeurs, les deux moyennes et la valeur du flux central. Appliqué au cas des supernovæ, le filtre rectangulaire a des effets désastreux à grandes longueurs d'onde puisqu'il a tendance à augmenter le niveau de bruit du fait des variations rapides du signal dans le spectre.

- L'algorithme de Savitsky-Golay (SG) est un filtre passe bas qui réalise une moyenne sur une fenêtre glissante : dans le cas d'un spectre ayant un flux f_i par pas i, le filtre SG remplace le flux du pas i par une combinaison linéaire d'un nombre donné de pas autour :

$$g_i = \sum_{n=N_G}^{N_D} c_n \times f_{i+n}$$

  où n_G et n_D sont le nombre de pas utilisés à gauche et à droite respectivement du point i. $c_n = 1/(n_R + n_D + 1)$.
  On pourra trouver des informations pour implémenter cet algorithme dans Press (2002).

- Filtre gaussien pondéré : intrinsèquement, les spectres de supernovæ ont des structures spectrales très larges du fait de la grande largeur angulaire de la photosphère. Pour de tels spectres, le filtre optimal semble être un filtre gaussien de même largeur que les caractéristiques spectrales. Et comme le rapport signal sur bruit n'est pas uniforme du fait de la présence plus importante de ciel qui augmente le bruit, le filtre le plus approprié est le filtre gaussien pondéré. On pourra trouver des informations pour implémenter cet algorithme dans Press (2002).

Références

Press W.H., *Numerical recipes in C++ : the art of scientific computing* (2002).

Index

A

Absorptions galactiques 64

B

Break de Balmer 90

C

Caméra MegaCam 40
Chandelle standard 28
Coalescence binaire 26
Constante de Hubble 28
Coordonnées comobiles 27
Core collapse 17
Correction d'offset 48
Cosmologie 27
Courant d'obscurité 48
Courant plat 48
Courbe de lumière 10
critique (densité) 1

D

Diagramme de Hubble 30
Diagramme Hertzsprung-Russel
    Description 8
Diagramme Herzsprung-Russel
    Branche horizontale 8
    Séquence principale 8
Distance de luminosité 28
Déflagration 26
Dégénérescence 8
Détection
    Glissante 41
    Méthode classique 34
Détonation 26
    Retardée 26

E

EO4UPF 95
Equation d'état 28
Equation de Friedmann-Lemaitre 28
ESI
    Efficacité quantique 70
    Schéma 69
    Spectrogramme 72
Etalonnage
    En flux 60
    En longueur d'onde 56
    Relation de dispersion 56
Evolution des SNIa 133
Evolution stellaire 7
Expansion homologue 133
Extinction atmosphérique 59
Extraction de spectre
    Algorithme de Hornes 53
    Algorithme de Marsh 51
    Détériorations 51
    Méthode optimisée 53
    Principe 50

F

Filtre
    de Savitsky-Golay 158
    Gaussien pondéré 158
    Rectangulaire 158
Finding chart 82
Flash 8
    d'hélium 8, 26
Flat-fielding 48
FORS
    Efficacité quantique 79
    Grismes 79
    Schéma optique 78
    Spectrogramme 80

G

Galaxies
    Raies caractéristiques 90
Géante rouge 8

H

Hubble (constante) 1

I

Identification 89
Décalage vers le rouge 89
SN-fit 93
Index 159
IRAF 47, 155

K

Keck
Caractéristiques optiques 68

L

Laplacien
voir Rayons cosmiques 49
Levenberg-Marquardt 134
Lissage des spectres 158
Loi de Bouguer 59

M

Magnitude
AB 29
Absolue 29
Apparente 29
Mesure de vitesse 134
MIDAS 47
Midas 155
Modèle
Sub-Chandrasekhar 26
Super-Chandrasekhar 26
Modèle standard 27
Métrique de Roberston-Walker 27

N

NAG 95
Naine blanche 10
Niveau de base 48
Nucléosynthèse 16

O

Objets variables 89
Observations
Photométriques 41
Spectroscopiques
Principe observationnel 81
Réglages 79
Temps d'exposition 80
Optique active 75

P

Pelures d'oignon 13
Phase nébulaire 10
Phase photosphérique 10
Photodissociation 14
Point Spread Function (PSF) 51
Poussière galactique 64
Profil P-Cygni 10, 133
Protoétoile 8

R

Raies telluriques 61
Rayons cosmiques 49
Rebond 14
Recombinaison des spectres 58
Relation de Hubble 29
Resommation 157
Réduction de données 47
Logiciels 47
Pré-traitement 48
Réfraction atmosphérique 51

S

Seeing 51
SN-fit 93
Ajustement de la galaxie hôte 96
Algorithme 95
Base de spectres 97
Formatage des fichiers 97
Généralités 94
Interface graphique 100
Mode d'emploi 103
Performances 126
Recouvrement spectral 95
Robustification 96
Régions d'intérêt 96
SNLS 41
SNu (SuperNova unit)
voir Taux d'explosion 20
Spectres SCP 143
Spectrographe
Keck-ESI 67, 69
VLT-FORS1 75
Spectroscopie haute résolution 38, 151
Structure en couches 8, 13
Supernovae 7
Classification **10**
De type Ia 18
Gravitationnelles 12
Particulières 16, 23, 136
Thermonucléaires 18

Système symbiotique 25

T

Taux d'explosion 20
Tiles 43
ToADs 35
Télescope
    Canada-France-Hawaii 39
    VLT 74
    W.M. Keck 67

V

Vitesse d'éjection 133
VLT
    Caractéristiques 76

Z

Zoologie 10

Résumé

Cette thèse a permis de comparer les caractéristiques spectrales des supernovæ de type Ia en fonction du décalage vers le rouge ("évolution").

Dans le cadre des collaborations Supernova Cosmology Project (SCP) et SuperNova Legacy Survey (SNLS), dont l'objectif scientifique commun est l'étude de l'énergie noire à l'aide de supernovæ de type Ia à grand décalage vers le rouge, une part importante du travail de thèse est consacrée à la réduction des données spectrales, étape nécessaire pour obtenir le spectre physiquement exploitable à partir de données observées. La réduction de l'ensemble des spectres SCP issus du spectrographe *à échellettes* Keck-ESI a permis d'obtenir des supernovæ de type Ia parmi les plus lointaines jamais observées. Dans l'expérience SNLS, l'identification spectroscopique est essentiellement réalisée avec le spectrographe *longue fente* FORS1 monté au foyer du VLT UT1. Pour le SNLS, il s'agit de réduire et d'identifier une dizaine de spectres par lunaison pendant 5 ans.

Dans le cadre de cette thèse, un logiciel d'identification en temps réel de SNIa a été developpé, il permet d'établir le type, le décalage vers le rouge et l'âge du candidat quasi automatiquement. Il évalue aussi la contamination de la galaxie hôte (dont on peut aussi estimer la morphologie) dans le spectre. Le logiciel a été testé sur un échantillon de spectres analysés en détail.

Par ailleurs, pour certains d'entre eux, on a mesuré la vitesse du CaH&K (3945.12Å) dans la photosphère puis on a comparé les résultats avec les mêmes mesures réalisées sur un lot de spectres proches. Ce résultat a permis de confirmer l'hypothèse de standardité des SNIa à grand décalage vers le rouge. C'est une hypothèse fondamentale pour mesurer les paramètres cosmologiques avec les supernovæ de type Ia.

Mots-clefs : supernovæ : général — évolution — spectres — CaH&K — méthodes : statistique — cosmologie : énergie noire — spectrographe : FORS — ESI

Abstract

This thesis allowed to compare the spectral features of type Ia supernovae in function of the redshift ("evolution").

Within the collaboration of the Supernova Cosmology Project (SCP) and the SuperNova Legacy Survey (SNLS), which both aim at discovering highly redshifted type Ia supernovae, a large fraction of this thesis is devoted to the spectral data reduction. One used to work on the reduction of the whole set of data from the échellettes spectrograph ESI mounted on the focus of the 10 meters class telescope Keck obtained by the SCP. Hence, we got some type Ia supernovae among the farthest ever observed. I also worked on the reduction of the spectral data from the SNLS experiment, mainly obtained with the long-slit spectrograph FORS1 mounted on VLT. SNLS has to reduce and identify about ten spectra per moon phase during 5 years. In the framework of this thesis, a software has been developed. It is able to estimate simultaneously the type, the redshift and the phase of the candidate. It's also possible to fit the fraction (and the morphological type) of host galaxy contaminating the studied spectrum. The software has been tested in very details on a sample of candidates from the SNLS.

Using these spectra, one finally measured the velocity of the calcium CaH&K (λ3945.12Å) into the supernova photosphere and compared the results with the same measurements done on a sample of local type Ia supernovae. The comparison confirmed the homogeneity of the high redshifted type Ia supernovae. It's fundamental to measure cosmological parameters with type Ia supernovae.

Keywords : supernovæ : general — evolution — spectra — CaH&K — method : statistical — cosmology : dark energy — spectrograph : FORS — ESI