

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

présentée par

Flora Cellier-Holzem

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

 $Sp\acute{e}cialit\acute{e}:$

Particules, Noyaux, Cosmologie (ED 517)

Spectroscopie des Supernovae de type Ia des expériences SuperNova Legacy Survey et Nearby SuperNova Factory pour la cosmologie

Soutenue prévue le 4 octobre 2013 devant le jury composé de :

MM	Pierre	ANTILOGUS	Directeur de thèse
	Christophe	BALLAND	Directeur de thèse
	Emmanuel	GANGLER	Rapporteur
	Christopher	LIDMAN	Examinateur
	Stephen	SMARTT	Rapporteur
	Jean-Paul	TAVERNET	Examinateur





PhD THESIS OF THE UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

presented by

Flora Cellier-Holzem

Submitted in fulfillment of the requirements for the degree of

DOCTEUR ÈN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Speciality:

Particles, Nuclei, Cosmology (ED 517)

Spectroscopy of Type Ia Supernovae with the SuperNova Legacy Survey and Nearby SuperNova Factory experiments for cosmology

To be defended on October 4^{nd} 2013 in front of the committee :

Mr	Pierre	ANTILOGUS	Supervisor
	Christophe	BALLAND	Supervisor
	Emmanuel	GANGLER	Referee
	Christopher	LIDMAN	Examiner
	Stephen	SMARTT	Referee
	Jean-Paul	TAVERNET	Examiner



All work and no play makes Jack a dull boy Jack Torrance dans *The Shining* de S. Kubrick

Pour B.

Remerciements



mettons un

peu d'ordre



d'après Ursus Wehrli

Remerciements

Table des matières

Introduction

1	\mathbf{Sup}	ernovae de type Ia et contexte cosmologique	3
	1.1	Modèle standard de la cosmologie	3
		1.1.1 Modèle de Freidmann-Lemaître-Robertson-Walker	4
		1.1.2 Paramètres cosmologiques	6
		1.1.3 Mesure de distance	6
	1.2	Supernova de type Ia	8
		1.2.1 Classification des supernovae	8
		1.2.2 Qu'est-ce qu'une SN Ia?	9
		1.2.3 Variabilité des SNe Ia et paramétrisation	13
		1.2.4 SNe Ia particulières	15
	1.3	Résultats cosmologiques	16
	1.0	1.3.1 Cosmologie avec les SNe Ja	16
		1.3.2 Combinaison avec d'autres sondes cosmologiques	19
2	Les	expériences SNLS et SNF	23
	2.1	Deux expériences complémentaires pour observer les SNe Ia à bas et haut redshift	23
	2.2	SuperNova Legacy Survey : SNLS	24
		2.2.1 Photométrie au CFHT	25
		2.2.2 Sélection des candidats pour la spectroscopie	29
		2.2.3 Aspects généraux de la spectroscopie de SNLS	30
		2.2.4 Spectroscopie au VLT	31
		2.2.5 État des lieux des travaux SNLS	36
	2.3	Nearby SuperNova Factory : SNF	37
		2.3.1 Alertes et découvertes	37
		2.3.2 Spectro-photométrie à l'UH-88 avec SNIFS	38
		2.3.3 Réduction et calibration des données SNF	40
		2.3.4 Lots de données SNF	42
9	Dát	commination du nadabift at identification des SNe le VIT du SNIS à 5 ans	45
3	2 1	Introduction	16 16
	0.1	2.1.1 Puta acientificuos de la graetrogeopie	±0 16
		2.1.2 Content de l'angles VITT const définition des écleretilles VITT et VITT?	±0 46
		5.1.2 Contexte de l'analyse VLI 5 ans : definition des échantillons VLII et VLI2 4	47
	9.0	5.1.5 Objectils de mon travall	±1 40
	3.2	Estimation du <i>reasnit</i> et identification	48 40
		3.2.1 Le cahier des charges	48
		3.2.2 Les outils à ma disposition	48

1

		3.2.3 Détermination du <i>redshift</i>	54
		3.2.4 Identification de la nature des candidats SN Ia	59
	3.3	Résultats	64
		3.3.1 Conditions d'observation	64
		3.3.2 Décalage vers le rouge et identification	66
		3.3.3 Spectres individuels	69
		3.3.4 Propriétés photométriques marginales de plusieurs objets	70
	3.4	Caractérisation du nouvel échantillon de SNe Ia	72
		3.4.1 Comparaison des propriétés moyennes des SNe Ia et SNe Ia de l'échan- tillon VLT2	73
		3.4.2 Caractérisation de la soustraction galactique pour l'échantillon VLT2	78
		3.4.3 Comparaison et combinaison avec l'échantillon VLT1	80
		3.4.4 Constitution de l'échantillon spectroscopique total de SNLS	84
4	Évo	olution spectrale des supernovae de type Ia	87
	4.1	Introduction	88
		4.1.1 La question de l'évolution spectrale des SNe la	88
	4.0	4.1.2 Ma contribution	89
	4.2	Etat des lieux sur l'evolution des SNe la avec le <i>redshift</i>	89
		4.2.1 Premieres etudes : differences entre haut et bas <i>redshift</i>	89
		4.2.2 Etude Sullivan et al. (2009) : evolution demographique	91
		4.2.5 Analyse avec les sive la sivil 5 ans du VLI par banand et al. (2009)	92
		4.2.4 Etude de Magure et al. (2012) : evolution galactique :	94
	13	Étude de l'ávolution spectrale à partir des spectres movens SNLS VLT	90
	4.0	4.3.1 Construction des spectres moyens	98
		4.3.2 Différences spectrales avec les échantillons VLT1 et VLT2	99
		4.3.3 Spectres movens de l'échantillon VLT 5 ans au maximum	106
		4.3.4 Interprétation de l'évolution spectrale avec z	109
	4.4	L'apport des spectres à très bas z	117
		4.4.1 Présentation des échantillons à bas <i>redshift</i>	117
		4.4.2 Combinaison avec les spectres VLT	125
F	T 14:	liention des dennées SNIS et SNE neur différencier des modèles de for	
0	mat	tion de SN Ia	135
	5.1	Introduction	136
		5.1.1 Pourquoi avoir recours aux modèles?	136
		5.1.2 Mon travail	137
	5.2	Zoologie des modèles	138
		5.2.1 Modèles d'explosion	138
		5.2.2 Propagation de la lumière avec le code de transfert radiatif PHOENIX	141
		5.2.3 Comparaison des modèles W7 et DD25 combinés à PHOENIX	142
	5.3	Comparaison entre modèles et observations	148
		5.3.1 Échantillon SNLS VLT1 confronté aux modèles	148
		5.3.2 Échantillon SNF ajusté par les modèles	167
	5.4	Une SN Ia observée comme modèle	176
		5.4.1 Une supernova exceptionnellement normale : SN2011fe	177
		5.4.2 Comparaison de SN2011fe avec les spectres SNF	179

5.4.3	Premières conclusions et prespectives
Conclusion	189
Appendices	191
A Spectres VLT	des SNe Ia et SNe Ia \star des dernières données SNLS mesurées au 193
Bibliographi	e 217

Table des matières

Liste des figures

1.1	Classification spectrale des différents types de supernovae	8
1.2	Comparaison des courbes de lumière et spectres des différents types de supernovae	10
1.3	Courbes de lumière et spectre de SN 1994D	10
1.4	Identification des raies sur le spectre de SN 1994D au maximum	11
1.5	Évolution du spectre d'une SN Iaavec la diminution de l'opacité des éjectas	12
1.6	Profil P-Cygni d'une raie	13
1.7	Courbes de lumière etspectres de SNe Ia particulières	16
1.8	Diagramme de Hubble	18
1.9	Contrainte des paramètres cosmologiques w et Ω_m (en gris) en combinant SNe Ia,	
	CMB, BAO et H_0	20
2.1	Extérieur et intérieur du dôme du CFHT à Hawaï	25
2.2	Caméra MegaCam et son ensemble de filtres	25
2.3	Position des 4 champs SNLS dans le ciel	26
2.4	Détection du candidat SN 03D4ag	27
2.5	Courbes de lumière mesurées par la méthode de rolling-search	28
2.6	Sélection des candidats SN Ia pour la spectroscopie	29
2.7	Télescopes spectroscopiques Gemini, VLT et Keck	30
2.8	Mesure simultanée de 15 spectres en mode MOS au VLT	33
2.9	Spectre 2D de SN 05D1dx soustrait du ciel et calibré en longueur d'onde	35
2.10	Spectre de SN 05D1dx calibré en flux et en longueur d'onde	36
2.11	Télescope UH88	38
2.12	Spectrographe SNIFS	38
2.13	Principe du spectrographe à champ intégral à trame de micro-lentilles	39
2.14	Voie photométrique de SNIFS	40
2.15	Spectres de SNF20080522	41
3.1	Spectre moyen de galaxie elliptique de Kinney	50
3.2	Spectres de galaxies elliptiques PEGASE2 à différents âges	50
3.3	Ajustement du modèle SALT2 sur les courbes de lumière et le spectre de SN $05\mathrm{D1}\mathrm{dx}$	53
3.4	Détermination du <i>redshift</i> de SN 07D1ah à partir de raies galactiques	55
3.5	Détermination du $redshift$ de SN 06D2hm à partir de la forme de la supernova $% f(x)=0$.	57
3.6	Détermination du $redshift$ de SN 06D4jt à partir de la forme de la supernova $\ .$.	58
3.7	Identification de la SN Ia 06D1du	59
3.8	Comparaison spectrale d'une SN I a et d'une SN Ib/c \ldots \ldots \ldots	60
3.9	Identification de la SN Ia 07D1cc	61
3.10	Identification de la SN Ia \star 06D1bg $\hfill de la SN$ Ia \star 06D1bg {\hfill de la SN} Ia	61
3.11	Identification de la SN? 06D1ch	62

3.12	Identification de la SN IIp 06D1jx	63
3.13	Identification de la SN Ia-pec 07D1ah	72
3.14	Distributions des propriétés des SNe Ia et SNe Ia \star de l'échantillon VLT2	76
3.15	Evolution des propriétés des SNe la et SNe la \star du VLT2	-77
3.16	Comparaison des spectres moyens bruts de l'échantillons VL12 sans SN 07D1ab	70
9 17	en fonction de la fraction de galaxie soustraite	(9 01
0.17 2.10	Distributions des propriétés des SNe la + SNe la + des échantillons VIII et VIIZ	01
3.10	Distributions des proprietes des sive ra $+$ sive ra \star des échantinons vibri sans et	83
3.19	Distributions en z de l'échantillon spectroscopique total de SNLS	85
41	Évolution spectrale en fonction de z extrait de l'étude de Sullivan et al (2009)	92
4.2	Évolution spectrale en fonction de z extrait de l'étude de Balland et al. (2009)	93
4.3	Évolution spectrale en fonction de z extrait de l'étude de Maguire et al. (2012)	95
4.4	Évolution spectrale en fonction de z extrait de l'étude de Folev et al. (2012)	97
4.5	Distributions en z et en phase des SNe Ia \star à bas et haut z de l'échantillon VLT1	100
4.6	Spectres moyens en fonction à bas et haut z de l'échantillon VLT1	101
4.7	Distributions en z et en phase des SNe Ia \star à bas et haut z de l'échantillon VLT2	103
4.8	Spectres moyens en fonction à bas et haut z de l'échantillon VLT2	103
4.9	Suppression des résidus galactiques dans les spectres moyens à bas et haut $z \hdots$.	104
4.10	Spectres moyens en fonction à bas et haut z de l'échantillon VLT2 $\ldots \ldots$	106
4.11	Distributions en z et en phase des SNe Ia \star à bas et haut z de l'échantillon VLT2	107
4.12	Spectres moyens en fonction à bas et haut z de l'échantillons VLT 5 ans sans raies	
	galactiques	108
4.13	Evolution des propriétés photométriques des SNe la du VLT 5 ans en fonction de z	111
4.14	Spectres moyens à bas et haut <i>stretch</i> issu de l'échantillons VLT 5 ans	112
4.15	Spectres moyens en fonction de la couleur, sans et avec correction de couleur	114
4.10	Spectres moyens a bas et naut z avec des proprietes photometriques similaires	110
4.17	Superposition du spectre de l'ir ogdin mesure par SNF et par HS1	120
4.10	Spectres moyens des échantillons SNF et HST à bas z	121
4.19	Distributions des propriétés des SNe la des échantillons HST et SNE	120
4 21	Distributions des propriétés des SNe la des échantillons SNF et VLT 5 ans	127
4.22	Spectres movens des échantillons SNF à bas z et VLT 5 ans à haut z	128
4.23	Spectres movens des échantillons SNF à bas z et VLT 5 ans à haut zavec les	
	mêmes propriétés photométriques	129
4.24	Distributions des propriétés des SNe Ia des échantillons HST et VLT 5 ans	131
4.25	Spectres moyens des échantillons HST à bas z et VLT 5 ans à haut z	132
4.26	Spectres moyens des échantillons HST à bas z et VLT 5 ans à haut z avec les	
	mêmes propriétés photométriques	133
5.1	Structure de l'étoile après explosion donnée par un modèle de pure déflagration W7	140
5.2	Structure de l'étoile après explosion donnée par un modèle delayed detonation	
	DD25	141
5.3	Séries temporelles des spectres W7 et DD25 autour du maximum $\hdots \hdots \h$	143
5.4	Courbes de lumière <i>UBVRI</i> des modèles W7 et DD25	144
5.5	Comparaison entre les spectres W7 et DD25	146
5.6	Comparaison entre les courbes de lumière des modèles W7 et DD25	147

5.7	Distributions en redshift et phase de l'échantillon $VLT1_{NoGal}$	149
5.8	Ajustement du spectre de SN 04D1hx par les modèles W7 et DD25	150
5.9	Ajustement du spectre de SN 04D4hf par les modèles W7 et DD25	150
5.10	Évolution des valeurs du F-Test et du rapport S/N pour discriminer les modèles	151
5.11	Ajustement du spectre de SN 04D2cf par les modèles W7 et DD25	153
5.12	Ajustement du spectre de SN 05D2ac par les modèles W7 et DD25	153
5.13	Ajustement du spectre de SN 04D2an par les modèles W7 et DD25	154
5.14	Ajustement du spectre de SN 04D2fs par les modèles W7 et DD25	154
5.15	Définition de la largeur équivalente	156
5.16	Mesure de la largeur équivalente de la raie du Ca II sur le spectre de SN 04D2cf	157
5.17	Mesure de la largeur équivalente de la raie du Ca II sur le spectre W7 6 jours	158
5.18	Évolution de EW Ca des spectres modèles avec la phase	159
5.19	Évolution de EW Ca de la SN Ia standard SN2011fe avec la phase	160
5.20	Évolution de EW Ca des spectres observés avec la phase	160
5.21	Intégration du spectre d'une SN Ia à différents redshift dans les bandes ugriz	161
5.22	Comparaison de la courbe de lumière de SN $05D2ei$ dans la bande g avec les	
	modèles W7 et DD25	162
5.23	Comparaison de la courbe de lumière de SN 06D2cc dans la bande g avec les	
	modèles W7 et DD25	163
5.24	Comparaison de la courbe de lumière de SN 05D2dw dans la bande r avec les	
	modèles W7 et DD25	164
5.25	Comparaison des courbes de lumière moyennes des modèles W7 et DD25	165
5.26	Comparaison des courbes de lumière moyennes observées	166
5.27	Ajustement du spectre de SN2007le par les modèles W7 et DD25	168
5.28	Ajustement du spectre de SNF20080707-012 par les modèles W7 et DD25	168
5.29	Ajustement du spectre de SNF20070820-000 par les modèles W7 et DD25	169
5.30	Ajustement du spectre de PTF09dnl par les modèles W7 et DD25	169
5.31	Ajustement du spectre de SNF20061111-002 dans l'UV par les modèles W7 et	
	DD25	171
5.32	Ajustement du spectre de SNF20070820-000 dans l'UV par les modèles W7 et	
	DD25	171
5.33	Ajustement du spectre de SNF20080920-000 dans l'UV par les modèles W7 et	
	DD25	172
5.34	Ajustement du spectre de PTF09d nl dans l'UV par les modèles W7 et DD25 $$. .	172
5.35	Largeur équivalente du Ca II des spectres SNF observés dans l'UV au maximum	174
5.36	Caractéristiques photométriques des SNe Ia SNF en fonction de EW Ca $\ .\ .\ .$	175
5.37	Évolution avec la phase de la proportion de spectres mieux ajustés dans l'UV par	
	W7 ou DD25	175
5.38	Découverte de SN2011fe par le télescope PTF	177
5.39	Série temporelle des spectres de SN2011fe mesurée par SNF	178
5.40	Ajustement du spectre de SNF20080810-001 par SN2011fe au maximum de lumi-	
	nosité	180
5.41	Ajustement du spectre de SNF20060621-015 par SN2011fe au maximum de lumi-	
	nosité	180
5.42	Ajustement du spectre de PTF09dnl par SN2011fe au maximum de luminosité $\ .$	181
5.43	Ajustement du spectre de SNF20070330-024 par SN2011fe au maximum de lumi-	
	nosité	181
5.44	Distributions des indicateurs spectraux des spectres ajustés par SN2011fe	184

$5.45 \\ 5.46$	Corrélations entre les indicate	185 186
A 1	Spectre de 05D1dx 1013	194
A 2	Spectre de 05D1dx_1046	194
A 3	Spectre de 05D1hm 1063	194
A 4	Spectre de 05D1if 1065	195
A 5	Spectre de 05D2le_1065	195
A 6	Spectre de $06D1bg$ 1330	195
A 7	Spectre de $06D1bo$ 1330	196
A 8	Spectre de 06D1cm 1342	196
A 9	Spectre de 06D1cx 1339	196
A.10	Spectre de 06D1dc 1360	197
A 11	Spectre de 06D1dl 1360	197
A.12	Spectre de 06D1du 1358	197
A.13	Spectre de 06D1eb 1364	198
A.14	Spectre de 06D1eb 1369	198
A.15	Spectre de 06D1fd_1395	198
A.16	Spectre de 06D1fx 1413	199
A.17	Spectre de 06D1gl 1417	199
A.18	Spectre de 06D1hi 1424	199
A.19	Spectre de 06D1ix 1447	200
A.20	Spectre de 06D1if 1447	200
A 21	Spectre de $06D1jz$ 1452	200
A.22	Spectre de $06D1kf$ 1453	201
A.23	Spectre de 06D1kg 1477	201
A 24	Spectre de 06D1kh 1483	201
A.25	Spectre de 06D2ag 1121	202
A.26	Spectre de 06D2bo 1134	202
A.27	Spectre de 06D2hm 1447	202
A 28	Spectre de 06D2hu 1449	203
A 29	Spectre de 06D2iw_1456	203
A.30	Spectre de 06D4ba 1280	203
A.31	Spectre de 06D4bo 1280	204
A.32	Spectre de 06D4bw 1279	204
A.33	Spectre de 06D4gs 1358	204
A 34	Spectre de $06D4$ jh 1413	205
A.35	Spectre de 06D4jf 1418	205
A 36	Spectre de $07D1ab$ 1483	205
A 37	Spectre de 07D1ad_1484	206
A 38	Spectre de 07D1ah 1699	206
A 39	Spectre de 07D1bl 1707	206
A.40	Spectre de 07D1bs_1711	207
A.41	Spectre de 07D1bu 1711	207
A.42	Spectre de $07D1by$ 1715	207
A.43	Spectre de $07D1ca$ 1719	208
A.44	Spectre de 07D1cc 1719	208
A.45	Spectre de $07D1cd_{1724}$	208

A.46 Spectre de 07D1cf_1723	209
A.47 Spectre de 07D2aa_1487	209
A.48 Spectre de 07D2ae_1485	209
A.49 Spectre de 07D2ag_1485	210
A.50 Spectre de 07D2ah_1486	210
A.51 Spectre de 07D2aw_1515	210
A.52 Spectre de 07D2bd_1510	211
A.53 Spectre de 07D2be_1510	211
A.54 Spectre de 07D2bi_1514	211
A.55 Spectre de 07D2bq_1518	212
A.56 Spectre de 07D2cb_1536	212
A.57 Spectre de 07D2cq_1539	212
A.58 Spectre de 07D2ct_1540	213
A.59 Spectre de 07D2du_1570	213
A.60 Spectre de 07D2fy_1596	213
A.61 Spectre de 07D2fz_1596	214
A.62 Spectre de 07D4aa_1630	214
A.63 Spectre de 07D4cy_1694	214
A.64 Spectre de 07D4dp_1713	215
A.65 Spectre de 07D4dq_1713	215
A.66 Spectre de 07D4dr_1713	215
A.67 Spectre de 07D4ec_1722	216
A.68 Spectre de 07D4ed_1731	216
A.69 Spectre de 07D4ei_1725	216

Liste des figures

Liste des tables

3.1	Caractéristiques des échantillons VLT1 et VLT2	47
3.2	Conditions d'observation des SNe Ia, SNe Ia et SN Ia-pec de l'échantillon VLT2	66
3.3	Résultats de l'identification des SNe Ia, SNe Ia et SN Ia-pec de l'échantillon VLT2	2 68
3.4	Propriétés moyennes des SNe Ia et SNe Ia* de l'échantillon VLT2	73
3.5	Propriétés moyennes des SNe Ia $+ \mathrm{SNe}$ Ia \star des échantillons VLT1, VLT2 et VLT	
	5 ans	82
3.6	Caractéristiques des campagnes d'observation à Gemini, VLT et Keck $\ \ldots \ \ldots$	84
4.1	Propriétés moyennes des SNe Ia utilisées pour construire les spectres moyens de	
	l'échantillon VLT1	100
4.2	Propriétés moyennes des SNe Ia utilisées pour construire les spectres moyens des	
	échantillons VLT2	105
4.3	Propriétés moyennes des SNe Ia utilisées pour construire les spectres moyens de	
	l'échantillon VLT 5 ans	107
4.4	Propriétés moyennes des SNe Ia utilisées pour construire les spectres moyens des	
	échantillons VLT1, VLT2 et VLT 5 ans	110
4.5	Propriétés moyennes des deux échantillons de SNe Ia du VLT 5 ans à bas et haut	
	stretch	112
4.6	Propriétés movennes des deux échantillons de SNe Ia bleues et rouges du VLT 5	
	ans	113
4.7	Propriétés movennes des deux échantillons de SNe Ia du VLT 5 ans avec les mêmes	
	distributions photométriques à bas et haut z	117
4.8	Propriétés photométriques des SNe Ja communes aux échantillons HST et SNF	121
4.9	Propriétés movennes des deux échantillons de SNe Ia HST et SNF à bas z	122
4 10	Propriétés moyennes des deux échantillons de SNE la SNE et VLT	126
4 11	Propriétés moyennes des deux échantillons de SNe Ia de SNF et VLT 5 ans avec	120
1.11	les mêmes distributions photométriques à has et haut z	129
4 1 2	Propriétés movennes des deux échantillons de SNe la HST et VLT	130
1.12	Propriétés moyennes des deux échantillons de SNe la de HST et VLT 5 ans avec	100
4.10	les mômes distributions photomótriques à bas et baut a	122
	les memes distributions photometriques à bas et naut 2	100
5.1	Propriétés photométriques movennes des spectres SNLS VLT mieux ajustés par	
	W7 ou par $DD25$	155
5.2	Moyennes des indicateurs spectraux des SNe Ia ajustées par SN2011fe en fonction	
	de la valeur de Δ_{min}	183
5.3	Movennes des paramètres photométriques des SNe Ia aiustées par SN2011fe en	
	fonction de la valeur de Δ_{min}	186
	110010	

Liste des tables

Introduction

D'après les observations et les prédictions du modèle du Big Bang, l'univers est en expansion, qui devrait ralentir sous l'effet de la gravitation. En utilisant les supernovae de type Ia (SNe Ia) comme des chandelles standardisables, les travaux de Perlmutter et al. (1997, 1999) avec le Supernova Cosmology Project (SCP) et ceux de Riess et al. (1998) et Schmidt et al. (1998) avec le High-z Supernova Search Team (HzT) ont mis en évidence qu'au contraire l'expansion de l'univers est accélérée (Prix Nobel de Physique 2011). Un phénomène irait donc à l'encontre des effets de la gravitation : c'est l'énergie noire. L'un des enjeux de la cosmologie moderne est de mieux comprendre la nature de cette énergie, sa proportion dans l'univers et les lois physiques auxquelles elle obéit.

Les SNe Ia sont un outil puissant pour ce genre d'étude et seront décrites dans le chapitre 1 dans un contexte cosmologique. En plus d'avoir permis la découverte expérimentale de l'énergie noire, elles sont aujourd'hui le moyen le plus direct de contraindre cette composante avec la mesure de leur distance de luminosité. Les études utilisants ces objets reposent sur la comparaison de vastes lots de SNe Ia considérées comme des chandelles standardisables dans des régions en *redshift* différentes. La question de la réelle homogénéité de cette classe d'objet est alors fondamentale en cosmologie utilisant les SNe Ia pour savoir si différentes populations de SNe Ia existent et s'il faut apporter des corrections supplémentaires pour les utiliser afin de contraindre les paramètres cosmologiques et réduire les incertitudes systématiques.

Ma thèse s'inscrit dans ce contexte pour tester l'évolution des SNe Ia et mieux comprendre ces objets. Je l'ai effectué au laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Énergies (LPNHE), où l'équipe de recherche Supernova et Cosmologie est spécialisée dans l'étude des SNe Ia et fait partie des leaders mondiaux de la cosmologie utilisant ces objets. L'équipe est est particulièrement engagée dans des programmes d'observation internationaux comme l'expérience SuperNova Legacy Survey (SNLS) et l'expérience Nearby SuperNova Factory (SNF) qui seront décrites dans le chapitre 2. Ces expériences complémentaires permettent l'observation de SNe Ia à la fois proches et lointaines. Le LPNHE est l'un des rares laboratoires où cohabitent des chercheurs de ces deux collaborations ce qui en fait un lieu unique pour le genre d'étude que je mène dans cette thèse.

J'ai tout d'abord constitué un nouvel échantillon de spectres SNe Ia mesurés dans le cadre de l'expérience SNLS. Ce programme de 5 ans (2003-2008) avait pour but de mesurer des SNe Ia lointaines pour contraindre le paramètre de l'équation d'état de l'énergie noire. La prise de données de SNLS est terminée et l'analyse cosmologique des données des 3 premières années d'expérience est aujourd'hui publiée. Les efforts sont maintenant concentrés sur l'analyse finale qui regroupera les 5 ans de données. Dans ce contexte, j'ai analysé les spectres de SNe Ia SNLS mesurés au Very Large Telescope (VLT). La spectroscopie est ici essentielle pour s'assurer que les objets utilisés sont bien des SNe Ia et pour déterminer leur *redshift*. J'ai ainsi constitué l'échantillon spectroscopique total VLT de SNLS qui sera présenté dans le chapitre 3. Les SNe Ia avec des données photométriques suffisantes seront intégrées au diagramme de Hubble SNLS final.

La cosmologie utilisant les SNe Ia est basée sur la comparaison d'objets proches et lointains. Dans ce cadre, une question fondamentale se pose alors : les propriétés des SNe Ia évoluent-elles avec le *redshift* et pouvons nous réellement comparer les données sur une gamme de *redshift* étendue. Cette question reste ouverte aujourd'hui et sera abordée dans le chapitre 4 à partir des spectres du nouvel échantillon VLT. Pour cela je comparerai des spectres à différent *redshift* de cet échantillon de SNe Ia lointaines avec des spectres de SNe Ia proches provenant en particulier de l'expérience SNF.

Pour aller plus loin dans notre compréhension des propriétés des SNe Ia et ainsi réduire les incertitudes systématiques sur les paramètres cosmologiques, une approche innovante est l'utilisation de modèles de formation de SNe Ia. Pour amorcer l'utilisation de ce genre de modèles dans le but de déterminer les processus physiques mis en jeu dans l'explosion d'une SN Ia, je testerai dans le chapitre 5 si les données ont le pouvoir de discriminer différents modèles entre eux et quelles sont les structures spectrales ou paramètres qui permettent cette différentiation. Je confronterai pour cela de vastes lots de données de SNLS et SNF avec des spectres et courbes de lumière synthétiques produits par différents modèles d'explosion.

Chapitre 1

Supernovae de type Ia et contexte cosmologique

Sommaire

1.1 Mo	odèle standard de la cosmologie	3
1.1.1	Modèle de Freidmann-Lemaître-Robertson-Walker	4
1.1.2	Paramètres cosmologiques	6
1.1.3	Mesure de distance	6
1.2 Su	pernova de type Ia	8
1.2.1	Classification des supernovae	8
1.2.2	Qu'est-ce qu'une SN Ia?	9
	1.2.2.1 Mécanisme d'explosion	9
	1.2.2.2 Évolution de la luminosité : courbe de lumière \ldots \ldots \ldots	9
	1.2.2.3 Spectres d'une SN Ia \ldots	11
1.2.3	Variabilité des SNe Ia et paramétrisation	13
	1.2.3.1 Variabilité des courbes de lumières	13
	1.2.3.2 Autres variations	14
1.2.4	SNe Ia particulières	15
1.3 Ré	sultats cosmologiques	16
1.3.1	Cosmologie avec les SNe Ia	16
1.3.2	Combinaison avec d'autres sondes cosmologiques	19

1.1 Modèle standard de la cosmologie

La cosmologie est l'étude des propriétés, origine et évolution de l'univers et de son contenu. Le modèle actuellement accepté est celui du modèle standard ACDM (univers composé principalement d'énergie noire et de matière noire froide) qui est en accord avec la majorité des observations. Il repose sur la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson- (cf section 1.1.1) qui, combinée aux équation d'Einstein, relie le contenu de l'univers à sa géométrie. Ces équations font émerger des paramètres qui régissent le modèle cosmologique (cf section 1.1.2) et qui sont accessibles par des mesures de distances (cf section 1.1.3).

1.1.1 Modèle de Freidmann-Lemaître-Robertson-Walker

Métrique d'un univers homogène et isotrope : Dans le cadre de la relativité générale, la métrique de l'univers considéré comme homogène et isotrope (principe cosmologique) est décrite en coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) par la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW Robertson 1929; Walker 1937)

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

où ds est l'élément de distance et t le temps propre¹. La courbure spatiale de l'univers est décrite par le paramètre k qui vaut -1, 0 ou 1 pour un univers respectivement ouvert, plat ou fermé. L'équation peut également s'écrire non plus en fonction de r mais en fonction de la coordonnée comobile² radiale χ avec $r = S_k(\chi)$ tel que :

$$d\chi = \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} S_k(\chi) = \sin(\chi) & \text{si} \quad k = 1\\ S_k(\chi) = \chi & \text{si} \quad k = 0\\ S_k(\chi) = \sinh(\chi) & \text{si} \quad k = -1 \end{cases}$$
(1.2)

et l'équation 1.1 se réécrit comme :

$$ds^{2} = dt^{2} - a^{2}(t) \left[d\chi + S_{k}(\chi)^{2} (d\theta^{2} + \sin^{2}\theta d\phi^{2}) \right]$$
(1.3)

Facteur d'échelle et taux d'expansion de l'univers : Le paramètre a(t) de l'équation 1.1 représente le facteur d'échelle normalisé (aujourd'hui à t_0 , $a(t_0) = 1$) adimensionné qui décrit une expansion ou une contraction de l'espace. Ce facteur d'échelle permet de définir le taux d'expansion de l'univers, appelé paramètre de Hubble H(t):

$$H(t) = \frac{\dot{a}}{a} \quad \text{avec} \quad \dot{a} = \frac{da}{dt} \tag{1.4}$$

Ce paramètre aujourd'hui (à t_0) est appelé constante de Hubble et vaut $H_0 = 74.8 \pm 3.1 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Riess et al., 2011).

Relation entre le contenu et la courbure de l'univers : En parallèle à la métrique FLRW, la courbure de l'espace-temps de l'univers est directement relié à son contenu énergétique par les équations d'Einstein :

$$G_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} \tag{1.5}$$

avec G la constante gravitationnelle de Newton et Λ la constante cosmologique. La courbure de l'univers est représentée par le tenseur d'Einstein $G_{\mu\nu}$. Le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$ décrit le contenu en matière et/ou énergie de l'univers et $g_{\mu\nu}$ sa métrique. En considérant le contenu de l'univers comme un fluide parfait (de viscosité et conductivité thermique nulles ou négligeables),

¹temps dans le référentiel où l'objet est immobile dans l'espace

 $^{^2 {\}rm coordonnée}$ qui prend en compte l'expansion de l'univers

le tenseur énergie-impulsion peut se diagonaliser et s'écrire sous la forme

$$T^{\nu}_{\mu} = \begin{pmatrix} \rho & 0 & 0 & 0\\ 0 & p & 0 & 0\\ 0 & 0 & p & 0\\ 0 & 0 & 0 & p \end{pmatrix}$$
(1.6)

avec ρ la densité et p la pression de ce fluide parfait.

Lien entre le contenu de l'univers et sa dynamique d'expansion : En introduisant la métrique FLRW de l'équation 1.1 et le tenseur énergie-impulsion 1.6 dans l'équation d'Einstein 1.5, cette dernière devient pour un univers homogène et isotrope sous l'hypothèse du fluide parfait :

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{k}{a^2(t)} + \frac{\Lambda}{3}$$
(1.7)

$$\dot{H} + H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right) = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3}$$
(1.8)

Les équations 1.7 et 1.8 sont appelées les équations de Friedmann-Lemaître (Friedmann, 1922) et relient le contenu de l'univers à son taux d'expansion et à la variation de ce taux (accélération ou décélération).

Contenu de l'univers : Le contenu de l'univers de pression p et densité ρ relié à la dynamique d'expansion dans les équations de Friedmann-Lemaître (1.7 et 1.8) se divise en plusieurs composantes i avec chacune une équation d'état $p_i = w_i \times \rho_i$ avec w_i le paramètre d'état. La conservation de l'énergie d'un fluide de densité ρ_i et de pression p_i dans un volume $V \propto a^3$ nous donne

$$\rho_i \propto a^{-3(1+w)}$$

et nous permet de savoir comment se diluent les différentes composantes de l'univers lors de l'expansion. Nous distinguons alors 3 cas pour les 3 composantes de l'univers :

- cas non-relativiste : il s'agit de matière où la pression est nulle, soit $w_m = 0$, qui se dilue avec $\rho_m \propto a^{-3}$,
- cas relativiste : il s'agit de radiation où l'équation est $p_r = \rho_r/3$ avec $w_r = 1/3$, qui se dilue plus vite que la matière avec $\rho_r \propto a^{-4}$,
- cas énergie noire : la composante est de densité uniforme et n'est pas affectée par l'expansion : elle est responsable de l'accélération de l'expansion ($\dot{a} > 0$). Pour cela, la pression de ce fluide est négative ($w_{\Lambda} < -1/3$ pour un univers plat) avec $w_{\Lambda} = -1$ qui implique $p_{\Lambda} = -\rho_{\Lambda}$ et $\rho_{\Lambda} =$ constante dans le cas de la constante cosmologique.

L'équation de Friedmann-Lemaître en incluant les différentes composantes de l'univers (matière, radiation et énergie noire) devient :

$$H^{2} \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^{2} = \frac{8\pi G\rho_{r}}{3} + \frac{8\pi G\rho_{m}}{3} - \frac{k}{3} + \frac{\Lambda}{3}$$
(1.9)

1.1.2 Paramètres cosmologiques

L'équation de Friedmann-Lemaître 1.9 peut s'écrire autrement pour mettre en évidence des paramètres représentant la proportion de chaque composante dans l'univers. Pour cela, la densité critique ρ_c aujourd'hui (à t_0) est définie pour un univers plat (k = 0) où $\Lambda = 0$ à partir de l'équation 1.7 :

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \tag{1.10}$$

Cette densité critique permet d'introduire de nouveaux paramètres de fraction de chaque composante $i: \Omega_i = \rho_i / \rho_c$. Un paramètre définit ainsi la fraction actuelle de chaque composante :

$$\Omega_m = \frac{8\pi G\rho_{m0}}{3H_0^2} \quad \text{pour la matière}$$
(1.11)

$$\Omega_r = \frac{8\pi G\rho_{r0}}{3H_0^2} \quad \text{pour la radiation}$$
(1.12)

$$\Omega_{\Lambda} = \frac{\Lambda}{3H_0^2}$$
 pour la constante cosmologique (1.13)

Un paramètre équivalent est déterminé pour la courbure k :

$$\Omega_k = -\frac{k}{a(t_0)^2 H_0^2} \quad \text{si l'univers est plat}: \quad \Omega_k = 0 \tag{1.14}$$

ce qui permet de diviser l'équation 1.9 (à t_0) par H_0 et d'obtenir

$$1 = \Omega_m + \Omega_r + \Omega_k + \Omega_\Lambda \quad \text{ou} \quad \Omega_{tot} \equiv \Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda = 1 - \Omega_k \tag{1.15}$$

Ainsi, la dynamique d'un univers plat avec la métrique FLRW est donc entièrement décrite par ces paramètres dits cosmologiques $\{\Omega_m, \Omega_r, \Omega_\Lambda, H_0\}$. Le but de la cosmologie moderne est de déterminer ces paramètres, et en particulier remonter au paramètre w_Λ (noté w usuellement) pour déterminer la nature de l'énergie noire et si elle correspond à la constante cosmologique (w = -1) ou non.

1.1.3 Mesure de distance

L'histoire de l'expansion peut être retracée en déterminant sa vitesse en fonction de l'âge de l'univers. Ceci est possible grâce à l'utilisation d'objets cosmiques en connaissant leur décalage vers le rouge et leur distance de luminosité.

Décalage vers le rouge ou redshift z: Lorsqu'une source lumineuse est en mouvement par rapport à l'observateur, les longueurs d'onde émises λ_{em} des spectres sont décalées vers le rouge si l'objet s'éloigne (redshift) ou vers le bleu s'il se rapproche et deviennent λ_{obs} . C'est l'effet Doppler-Fizeau caractérisé par :

$$1 + z = \frac{\lambda_{obs}}{\lambda_{em}} \tag{1.16}$$

Dans le cadre d'un univers décrit par la métrique FLRW, le *redshift* peut être relié au facteur d'échelle a(t) à l'époque t où la lumière a été émise :

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t)} \quad \text{en considérant} \quad a(t_0) = 1 \quad \text{devient} \quad a(z) = \frac{1}{1+z} \tag{1.17}$$

Ainsi une mesure de redshift est directement liée à la mesure du facteur d'échelle.

Distance de luminosité d_L : Cette distance par rapport à l'observateur est reliée à l'époque d'émission du signal et dépend des paramètres cosmologiques

$$d_L = (1+z)a(t_0)S_k(\chi) \quad \text{, avec un univers plat}: \quad S_k(\chi) = \chi = r \tag{1.18}$$

Deux comportement sont identifiables en fonction de la valeur du redshift :

• z < 0.1: l'univers n'est pas influencé par les paramètres cosmologiques, cette région s'appelle le flot de Hubble. Nous obtenons alors la loi de Hubble :

$$a(t_0)\chi \simeq \frac{zc}{H_0} \tag{1.19}$$

• z > 0.1: d_L dépend directement des paramètres cosmologiques Ω_m et Ω_Λ (Ω_r est très faible aujourd'hui et peut être négligé dans les équations) :

$$a(t_0)\chi = \frac{c}{H_0} \int_{(1+z)}^1 \frac{d\hat{a}}{\hat{a}^2 \sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m \hat{a}^{-3}}} \quad \text{avec} \quad \hat{a} = \frac{a(t)}{a(t_0)}.$$
 (1.20)

Ainsi, les paramètres cosmologiques peuvent être contraints à travers d_L en connaissant z. La distance de luminosité n'est pas directement accessible : elle dépend de la luminosité L émise par l'objet observé :

$$d_L = \sqrt{\frac{L}{4\pi f}} \tag{1.21}$$

où seul le flux f reçu est mesurable. Pour s'affranchir de ce problème, il faut utiliser une classe d'objets de même luminosité intrinsèque. Dans ce cas, la mesure du flux f est une mesure de d_L connue à une constante \sqrt{L} près.

Magnitude : Mesurer le flux f de l'objet revient à mesurer sa magnitude apparente m par rapport au flux f_{ref} d'une étoile de référence :

$$m = -2.5 \log_{10} \left(\frac{f}{f_{ref}} \right) = -2.5 \log_{10}(f) + C \tag{1.22}$$

où C est une constante et définit le point zéro de l'échelle de magnitude. Une magnitude absolue M de l'objet est également définie : contrairement à m, elle est indépendante de la distance et traduit la luminosité intrinsèque du corps observé. Elle est définie comme la magnitude apparente que percevrait un observateur situé à une distance de 10 pc :

$$M = -2.5 \log_{10} \left(\frac{L}{4\pi (10 \ pc)^2} \right) + C \tag{1.23}$$

Cela nous permet de définir le module de distance μ (en nous affranchissant de la constante C) qui remplace d_L pour évaluer la distance à laquelle l'objet se situe :

$$\mu = m - M = 5\log_{10}(d_L) - 5 \quad \text{où } d_L \text{ est exprimé en parsec}$$
(1.24)

1.2 Supernova de type Ia

Les supernovae de type Ia sont considérées comme des chandelles standard car elles obéissent au même mécanisme d'explosion. De plus, ces objets sont suffisamment lumineux pour être visibles même à grand redshift ($z \sim 1$) ce qui en fait des candidats idéaux pour mesurer les distances de luminosité et contraindre les paramètres cosmologiques.

1.2.1 Classification des supernovae

Historiquement, les supernovae ont été classées en différents groupes selon leur spectre (résumé sur la figure 1.1) mesuré peu après l'explosion (phase photosphérique où les raies sont vues en absorption). La première séparation a été faite par Minkowski (1941) en fonction de la présence (type II) ou non (type I) de raies d'hydrogène dans les spectres.

Une classification plus détaillée a été mise au point par Elias et al. (1985) et repose sur les caractéristiques spectrales. Cela permet d'affiner la classifications des type I en définissant les SN Ia, SN Ib et SN Ic (cf figure 1.1). Avec cette classification, une supernova de type Ia, noté SN Ia, est une supernova qui ne présente pas de raie d'hydrogène dans son spectre, mais possède du silicium. Pour définir des sous-groupes dans les SN II, la domination ou non des raies d'hydrogène est utilisée, ainsi que la forme des courbes de lumière et permet d'identifier des SN IIb, SN IIL et SN IIP (cf figure 1.1).



FIGURE 1.1: Classification des différents types de supernovae reposant sur leur caractéristiques spectrales (Image extraite de la thèse Fourmanoit 2010).

Cette classification ne reflète pas les processus physiques qui sont mis en jeu : il faut attendre les travaux de Whelan & Iben (1973) pour déterminer que le mécanisme d'explosion des SNe Ia est fondamentalement différent des autres types : c'est une explosion thermonucléaire contrairement au SN Ib, SN Ic et types II qui sont des supernovae gravitationnelles³.

³effondrement gravitationnel d'une étoile massive en fin de vie

1.2.2 Qu'est-ce qu'une SN Ia?

Bien qu'elles soient utilisées en cosmologie, les SNe Ia ne sont pas des objets complètement connus. En particulier, les mécanismes d'explosion, ou la source de leur variabilité ne sont pas encore déterminés précisément. Ceux sont des objets encore très étudiés d'un point de vu astrophysique et cosmologique.

1.2.2.1 Mécanisme d'explosion

Les SNe Ia sont des explosions thermonucléaires d'une naine blanche⁴ ayant atteint la masse critique de Chandrasekhar de $1.4M_{\odot}^{5}$ (Chandrasekhar, 1931). Le mécanisme amenant la naine blanche à cette masse n'est pas encore élucidé mais deux scénarii principaux existent :

- sénario simple dégénéré ou single degenerate (Whelan & Iben, 1973) : la naine blanche accrète de la matière (principalement de l'hélium) d'un compagnon qui est généralement une géante rouge⁶. Cette accumulation de matière comprime l'étoile dont la température et la densité internes augmentent. Lorsque la masse de Chandrasekhar est atteinte, les conditions de température et de densité sont telles que la fusion explosive du carbone se déclenche et la naine blanche explose en SN Ia.
- sénario double dégénéré ou double degenarate (Iben & Tutukov, 1984; Webbink, 1984) : deux naines blanches sont en système binaire serré et gravitent l'une autour de l'autre s'approchant par émission d'ondes gravitationnelles. Les deux naines blanches finissent par fusionner et la masse résultante dépasse celle de Chandrasekhar. L'objet à peine formé explose en SN Ia.

Dans les deux cas, la flamme thermonucléaire fait complètement exploser l'astre en quelques secondes. La combustion du carbone et de l'oxygène permet la synthèse d'éléments lourds au coeur dense et chaud (principalement Ni, Co et Fe), d'éléments de masse intermédiaire (Si, Mg, Ca et S) dans les couches intermédiaires à plus faible densité et éventuellement des résidus de combustible (C et O) qui n'ont pas brûlés en périphérie.

La désintégration radioactive des éléments fournit une grande quantité d'énergie (de l'ordre de 10^{51} erg). Elle provient principalement de la désintégration du ⁵⁶Ni en ⁵⁶Co puis en ⁵⁶Fe. En effet, le ⁵⁶Ni est présent en grande quantité dans la SN Ia (de l'ordre de $0.6M_{\odot}$) et est responsable de la luminosité de la supernova. Cette énergie est ensuite libérée sous forme de rayonnement et d'énergie cinétique qui alimente l'expansion de la SN Ia.

1.2.2.2 Évolution de la luminosité : courbe de lumière

Juste après l'explosion, la SN Ia est chaude, dense et opaque. Au fur et à mesure que son enveloppe s'étend, la lumière peut se propager et parvenir à l'observateur. Une variation de sa luminosité est donc observée : en 15 jours à partir du début de l'explosion, la luminosité est maximale, puis elle décroît lentement pendant quelques mois. L'évolution de cette luminosité en fonction du temps est appelée courbe de lumière et est principalement due à la désintégration du 56 Ni (quelques jours après l'explosion), puis celle du 56 Co (~2 mois après l'explosion).

⁴étoile inerte très dense et peu lumineuse composée principalement de carbone et d'oxygène

 $^{^5 {\}rm M}_{\odot}$ représente la masse solaire : $1 {\rm M}_{\odot} \sim 2 \times 10^{30} {\rm kg}$

 $^{^{6}}$ étoile peu dense et de grande dimension

La courbe de lumière d'une SN Ia est caractéristique et se distingue de celle des autres types. En effet, en comparant sur la figure 1.2a les courbes de lumière schématiques des principaux types de supernovae (définis sur la figure 1.1), nous remarquons que les SNe Ia ont une plus grande luminosité au maximum qui décroît ensuite plus lentement que les autres types.



FIGURE 1.2: Comparaison des courbes de lumière schématiques (a) et des spectres (b) de SN Ia (en bleu), Ib/Ic (en rouge) et II (IIP et IIL en vert). Les jours sont données par rapport au maximum de luminosité soit 2 semaines après l'explosion (Images extraites de la thèse de Fourmanoit 2010).

La luminosité des SNe Ia est en pratique mesurée à travers différents filtres photométriques. Les filtres standards utilisés en astronomie sont les filtres du système Johnson-Cousins dit UBVRI, aussi appelé filtres de Bessel (Bessell, 1990). Cela revient à intégrer le spectre dans ces différentes bandes photométriques au cours de la vie de la SN Ia (usuellement mesurés en MJD^7). Cette méthode est illustrée sur la figure 1.3 pour la supernova SN 1994D découverte par Treffers et al. (1994).



FIGURE 1.3: Courbes de lumière de la supernova SN 1994D (a). Chaque point revient à intégrer le spectre dans les filtres de Bessel illustré sur le spectre de SN 1994D au maximum de luminosité (b) (graphiques construits à partir d'après des données de Patat et al. 1996).

 $^{^7}Modified$ Julian Day avec $MJD=JD-2\,400\,000.5$ où JDreprésente le nombre de jours écoulés depuis le 1^{er} Janvier -4712

1.2.2.3 Spectres d'une SN Ia

Spectre au maximum :

Les différents types de supernovae ont des spectres qui se distinguent les uns des autres (cf figure 1.2b) car les éléments présents dans ces objets sont différents et se manifestent par des raies spectrales différentes. Le spectre d'une SN Ia est caractéristique au maximum de luminosité et est facilement distinguable des autres types. En particulier, les raies d'absorption caractéristiques sont : le silicium ionisé une fois Si II à 4000 Å et 6150 Å ou le doublet du soufre ionisé une fois S II vers 5400 Å. D'autres raies sont visibles dans le spectre au maximum mais sont moins caractéristiques comme Ca II ou Mg II car elles sont présentes dans les spectres des autres types. Toutes ces raies sont indiquées sur le spectre de SN 1994D au maximum (cf figure 1.4)



FIGURE 1.4: Identification des principales raies d'absorption (en rouge) d'une SN Ia sur le spectre de SN 1994D au maximum de luminosité (en noir).

Formation des raies :

Les photons sont émis par les couches internes de la supernova. En traversant les différentes couches de la supernova, ils sont absorbés par l'éjecta optiquement épais car l'objet est encore dense et chaud. Les raies du spectre seront alors en absorption : c'est la phase "photosphérique". Au fur et à mesure que l'enveloppe s'étend et se dilue, la profondeur optique diminue, dévoilant des couches de plus en plus internes de la supernova (cf figure 1.5).

Lorsque le coeur de l'objet est visible, l'éjecta est devenu transparent et rayonne aux longueurs d'onde des transitions électroniques (l'excitation provient du rayonnement du coeur ou des désintégrations des éléments radioactifs formés lors de l'explosion). C'est la phase dite "nébulaire" et le spectre est constitué de raies en émissions.



FIGURE 1.5: Évolution du spectre d'une SN Ia au cours du temps : au fur et à mesure que l'opacité diminue (dilution des éjectas au cours du temps), les couches plus profondes deviennent visibles. La lumière est alors absorbée par les couches externes créant ainsi des raies d'absorption dans le spectre.

En plus de la diminution de l'opacité, l'expansion de l'enveloppe de la supernova influence également le spectre par la création de raies de profile "P-Cygni" (cf figure 1.6). La supernova est une sphère en expansion : une partie des éjectas s'approche de l'observateur, tandis que l'autre partie s'éloigne. La lumière émise par la surface stellaire au coeur est absorbée par la région d'absorption qui masque la surface stellaire à l'observateur : cette région s'approchant de nous, la raie en absorption est décalée vers le bleu. Une partie de la lumière qui va dans les lobes d'émissions (cf figure 1.6a) est diffusée vers nous sous la forme d'une raie en émission. Une partie de ces lobes d'émission s'éloigne et une autre s'approche : la raie sera centrée sur la longueur d'onde dans le référentiel au repos, avec une largeur due au décalage vers le bleu et vers le rouge (cf figure 1.6b).



FIGURE 1.6: Supernova en expansion : (a) une partie de l'éjecta s'approche de l'observateur (en bleu) tandis que l'autre s'éloigne (en rouge) entraînant la formation d'une raie de profil P-Cygni (b). Une partie de la raie est en absorption et est décalée vers le bleu. L'autre partie en émission est centrée sur la longueur d'onde de la raie au repos (Image extraite de la thèse Chotard 2011).

1.2.3 Variabilité des SNe Ia et paramétrisation

Les SNe Ia, même si elles obéissent au même mécanisme de formation et paraissent semblables les unes aux autres, ne sont pas réellement des chandelles standard. En effet, une variabilité existe et les SNe Ia doivent être considérées comme une classe standardisable d'objets. Pour les utiliser comme indicateur de distance, cette variabilité doit être identifiée et corrigée. Les principales causes de variabilité des SNe Ia peuvent être considérées soit comme intrinsèques, qui sont attribuées dans ce cas aux variations du système de progéniteurs et à la physique d'explosion, soit comme extrinsèque, causées par le milieu interstellaire et circumstellaire (e.g. présence de poussière).

1.2.3.1 Variabilité des courbes de lumières

Si toutes les SNe Ia étaient identiques, leur courbes de lumière se superposeraient parfaitement. Malheureusement, ce n'est pas le cas : une dispersion de 40% existe au niveau de la luminosité au maximum dans la bande B, permettant une estimation des distances avec une précision de l'ordre de 20%. Plusieurs corrections peuvent être apportées pour réduire cette dispersion et reposent sur des corrélations empiriques.

Effet de stretch :

Une corrélation entre la luminosité et le taux de décroissance de la courbe de lumière a été mise en évidence par Phillips (1993). C'est la corrélation brighter-slower : une SN Ia plus brillante (petite magnitude) a tendance à avoir une luminosité qui décroît lentement. Ce taux de décroissance peut être décrit par plusieurs paramètres. L'un d'entre eux est la décroissance de magnitude entre le maximum et 15 jours plus tard dans la bande B, noté Δm_{15} introduit par Phillips (1993). L'autre paramètre populaire est le stretch s introduit par Perlmutter et al.

(1997, 1999). Ce paramètre est un facteur d'étirement du temps de la courbe de lumière (cela revient à dilater la largeur de la courbe de lumière).

Les deux paramètres sont équivalents pour décrire les courbes de lumière et sont liés par la relation $\Delta m_{15} \simeq (1.96 \pm 0.17) \times (s-1) + 1.07$ suivant un ajustement effectué par Perlmutter et al. (1997).

Effet de couleur :

Une autre corrélation a été mise en évidence par Tripp (1998) entre la luminosité dans la bande B et la couleur c. Cette couleur est la différence entre les magnitudes dans la bande B et V mesurées au maximum de luminosité dans la bande B :

$$c = (B - V)_{Bmax} \tag{1.25}$$

Une SN Ia sera qualifiée de supernova bleue si c < 0 (plus de flux dans la bande B) et rouge si c > 0 (plus de flux dans la bande V). Une SN Ia bleue a tendance à être plus brillante (et inversement, une SN Ia rouge sera moins lumineuse) : c'est la corrélation brighter-bluer.

Cette variation de couleur peut être intrinsèque ou due à la présence de poussière sur la ligne de visée entre la supernova et l'observateur qui absorbent une partie du flux et rougissent l'objet. Pour corriger la contribution des poussières, une loi d'extinction est utilisée, comme la populaire loi de correction de couleur de Cardelli et al. (1989) (notée CCM). Elle exprime l'absorption totale dans une bande (la bande V par exemple) comme :

$$A_V = R_V \times E(B - V)$$
 avec $E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0$ et $R_V = 3.1$ (1.26)

où E(B-V) représente l'excès de couleur qui est la différence entre la couleur observée et la couleur intrinsèque, et R_V est le rougissement de la Voie lactée (Cardelli et al., 1989).

1.2.3.2 Autres variations

D'autres corrélations ont été déterminées pour standardiser les SN Ia en considérant des indicateurs spectraux ou des informations sur les galaxies hôtes.

Propriétés de la galaxie hôte :

Les SNe Ia explosent au sein d'une galaxie qui peut influencer les propriétés de la supernova. En effet, une corrélation a été identifiée par Sullivan et al. (2006b) entre le taux de SNe Ia et l'environnement d'explosion : le taux de SNe Ia est 10 fois plus élevé dans des galaxies actives avec une population stellaire jeune dites de type tardif (typiquement des galaxies spirales) que dans les galaxies passives, vieilles avec une forte métallicité⁸ appelé aussi de type précoce (elliptiques). De plus, les SNe Ia les plus brillantes avec un *stretch* élevé explosent préférentiellement dans les galaxies de type précoce (Hamuy et al., 1996; Howell et al., 2007).

⁸ proportion d'éléments plus lourd que l'hydrogène et l'hélium

Plus récemment, Sullivan et al. (2010), Lampeitl et al. (2010) et Kelly et al. (2010) ont mis en évidence une corrélation entre la magnitude corrigée des effets de *stretch* et de couleur (après standardisation) et la masse galactique (ou la métallicité) : les SNe Ia sont en moyenne 10% plus lumineuses dans des galaxies massives à forte métallicité (type précoce).

Propriétés spectrales :

Les spectres des SNe Ia ne sont pas similaires à une date donnée : une variabilité existe principalement dans la partie UV des spectres, la plus sensible à l'environnement et à la physique d'explosion. En particulier, les proportions d'éléments crées et leur degré d'ionisation influencent les profondeurs des raies d'absorptions des spectres.

Toujours dans le but de mieux standardiser les SNe Ia, des corrélations peuvent être recherchées entre la magnitude dans la bande B et les propriétés des spectres via des indicateurs spectraux comme par exemple la profondeur de certaines raies spectrales. En effet, les dernières études en date, comme par exemple l'étude de Walker et al. (2011), ont montré une corrélation entre la dispersion de la luminosité des SNe Ia après standardisation et les profondeurs du Si II et Mg II. Dans le même esprit, l'analyse de Arsenijevic et al. (2008) (puis celle de Walker et al. 2011) a observé une corrélation entre le paramètre x_1 et la profondeur du Si II à 4000Å. En revanche, aucune corrélation n'a été observée avec la couleur, excepté dans l'étude de Nordin et al. (2011) ce qui en fait un résultat singulier dans la communauté.

Les rapports de raies \mathcal{R} sont également utilisés pour la recherche de corrélation. C'est ce qu'ont fait Nugent et al. (1995) avec les rapports de raies du silicium $\mathcal{R}_{5800\text{\AA}/6150\text{\AA}}$ et du calcium $\mathcal{R}_{3650\text{\AA}/3925\text{\AA}}$: les SNe Ia plus brillantes ont tendance à avoir des rapports de raies plus élevés. D'autres études du même genre ont suivi, comme celles de Bongard et al. (2006) ou Foley et al. (2008b) avec les rapports de raies, mais également avec la profondeur des raies (Hachinger et al., 2006; Bronder et al., 2008). Les corrélations mettant en jeu des indicateurs spectraux nécessitent des spectres à très bon rapport signal-sur-bruit et ne permettent pas encore de rivaliser avec la standardisation utilisant les paramètres photométriques (couleur et stretch).

Cependant, une étude réalisée par Bailey et al. (2009) sur des spectres de SNe Ia proches de très bonne qualité, a montré que la corrélation entre le rapport de flux $\mathcal{R}_{6420\text{\AA}/4430\text{\AA}}$ et la magnitude en B permet de réduire considérablement la dispersion.

1.2.4 SNe Ia particulières

Même avec une standardisation des SNe Ia qui permet de réduire fortement la dispersion de leur luminosité au maximum, certains objets restent particuliers et diffèrent des SNe Ia standards dites "Branch-normal" (Branch et al., 2006). Ce sont tout de même des SNe Ia car leur spectres présentent certaines des raies caractéristiques, mais elles sont considérées comme des SNe Ia non standards et forment une sous-catégorie d'objets. Ces SNe Ia particulières sont sur-lumineuses ou sous-lumineuses et les catégories sont définies en référence à deux SNe Ia observées en 1991 :

- SN 1991bg ou une SN Ia sous-lumineuse : cette supernova étudiée par Filippenko et al. (1992a) est moins lumineuse que la normale (environ 2.5 magnitude d'écart dans la bande B au maximum) et plus rouge. Elle est reconnaissable par ses courbes de lumière qui décroissent rapidement et qui ne présentent pas de deuxième pic dans les bandes R et I (cf figure 1.7a). Son spectre diffère également d'une SN Ia standard avec des absorptions importantes de Ti II vers 4000 Å ainsi que des raies étroites dans la phase nébulaire.
- SN 1991T ou une SN Ia sur-lumineuse : cette supernova étudiée par Filippenko et al. (1992b) est plus lumineuse que la normale (d'environ 0.6 magnitude dans la bande B au maximum). La raie caractéristique du Si II à 6150 Å est moins marquée dans le spectre proche du maximum (cf figure 1.7b). Ce dernier est dominé par les raies du fer Fe III. La ressemblance avec une SN Ia classique augmente au fur et à mesure des semaines. En revanche, les courbes de lumière ne présentent pas de particularités et sont semblables à celles d'une SN Ia standard.

Les SNe Ia qui ressemblent à l'un de ces deux objets (du point de vu du spectre ou des courbes de lumière) sont alors considérées comme particulières et sont de type 91T ou de type 91bg (cf figure 1.7). Elles ne sont pas incluses dans les études cosmologiques pour ne pas polluer l'échantillon avec des SNe Ia non standard.



FIGURE 1.7: (a) Courbes de lumière dans la bande R d'une SN Ia standard et des SNe Ia particulières SN 1991T et SN 1991bg (Image extraite de l'étude de Li et al. 2001); (b) Spectres d'une SN Ia standard (SN 1998aq), d'une SN Ia de type 91T (SN 1999aa) et d'une SN Ia de type 91bg (SN 1999by) (Image extraite de l'étude de Matheson et al. 2008).

1.3 Résultats cosmologiques

1.3.1 Cosmologie avec les SNe Ia

Principe de l'ajustement des paramètres cosmologiques :

Les SNe Ia sont utilisées pour déterminer le module de distance μ_B dans la bande B en les standardisant : la magnitude dans la bande B au maximum m_B^* est corrigée des effets de couleur via le terme βc et du stretch avec le terme $\alpha(s-1)$:

$$\mu_B = m_B^* - M + \alpha(s - 1) - \beta c \tag{1.27}$$
À chaque SN Ia correspond une valeur intrinsèque de m_B^* , s et c qui sont déterminés sur les courbes de lumière à l'aide d'un modèle spectro-photométrique de SN Ia (comme SALT2 mis au point par Guy et al. (2007) pour l'expérience SuperNova Legacy Survey). Les paramètres M, α et β sont eux ajustés simultanément avec d_L (qui dépend des paramètres cosmologiques d'après les équations 1.18 et 1.20) par une minimisation du χ^2 :

$$\chi^{2} = \sum_{SNe\ Ia} \frac{\left[\mu_{B} - 5\log_{10}(d_{L}(z,\Omega_{m},\Omega_{\Lambda},w)/10\text{pc})\right]^{2}}{\sigma_{\mu_{B}}^{2} + \sigma_{int}^{2}}$$
(1.28)

L'erreur σ_{μ_B} représente l'incertitude propagée depuis les paramètres de l'ajustement des courbes de lumière $(m_B^*, s \text{ et } c)$. Le terme σ_{int} prend en compte la dispersion intrinsèque des SNe Ia ainsi que les incertitudes systématiques. Nous ne savons pas la valeur de cette erreur aujourd'hui. Dans ce cas, Astier et al. (2006) l'ajustent pour que le χ^2 réduit soit égal à 1.

Ainsi, à partir d'un ensemble de données, la minimisation du χ^2 (eq 1.28) permet de contraindre les paramètres cosmologiques à travers d_L (eq 1.18, 1.20 et 1.19) et d'ajuster les paramètres M, α et β .

Diagramme de Hubble :

À partir d'un échantillon de 472 SNe Ia, Conley et al. (2011) obtiennent le diagramme de Hubble (module de distance en fonction du *redshift*) montré sur la figure 1.8. Cet échantillon contient :

- 123 SNe Ia à bas redshift (z < 0.1) provenant de la combinaison de différents relevés dont les principaux sont le Calán/Tololo (Hamuy et al., 1996), le CfAI (Center for Astrophysics) (Riess et al., 1999), CfAII (Jha et al., 2006)), CfAIII (Hicken et al., 2009) et CSP (Carnegie Supernova Project) (Contreras et al., 2010),
- 93 SNe Ia à redshift intermédiaire (0.1 < z < 0.4) du Sloan Digital Sky Survey Supernova Survey (SDSS-SS Holtzman et al. 2008; Kessler et al. 2009),
- 242 SNe Ia à redshift intermédiaire et haut redshift (0.2 < z < 1) de l'échantillon 3 ans du SuperNova Legacy Survey (SNLS Guy et al. 2010),
- 14 SNe Ia à haut redshift (0.7 < z < 1.4) du Hubble Space Telescope (HST Riess et al. 2007).

Pour un univers plat, Conley et al. (2011) estiment le paramètre d'état de l'énergie noire $w = -0.91^{+0.16}_{-0.20}(\text{stat})^{+0.07}_{-0.14}(\text{sys})$ avec les erreurs statistiques (stat) et systématiques (sys) uniquement à partir des SNe Ia. Ce résultat est compatible avec la constante cosmologique.

Incertitudes systématiques :

Au fur et à mesure que les échantillons de SNe Ia se peuplent, les incertitudes statistiques diminuent. Ce sont aujourd'hui les incertitudes systématiques qui limitent l'utilisation des SNe Ia dans les travaux cosmologiques.



FIGURE 1.8: Diagramme de Hubble construit à partir de 472 SNe Ia des échantillons bas-z (en bleu), SDSS (en vert), SNLS (en jaune) et HST (en rouge). Le résidu entre les données et le meilleur ajustement est sous le diagramme (Image extraite de l'étude de Conley et al. 2011).

La principale source d'erreur dans l'analyse de Conley et al. (2011) est la calibration photométrique. Cela est dû au fait que les SNe Ia sont mesurées à différents *redshifts* : le spectre est décalé vers le rouge et les filtres photométriques dans le référentiel de l'observateur n'intègrent pas la même portion du spectre. Il faut donc comparer des flux mesurés dans des bandes différentes (pour plus de détails, se référer à Regnault et al. 2009 et Betoule et al. 2013).

Une autre source d'erreur provient des modèles de courbes de lumière utilisés. En effet, ces modèles reposent sur un lot d'entraînement de SN Ia fini : il y a donc des incertitudes statistiques. De plus, l'ajustement de la courbe de lumière par le modèle est également source d'erreur et dépend du modèle utilisé (se référer à Guy et al. 2010 pour la comparaison de différents modèles : SALT2 et SiFTO).

La limite de détection des relevés peut également être source d'erreur. En effet, les objets lointains apparaissent peu lumineux : s'ils sont trop faibles, ils ne seront pas détectés. Le relevé ne mesurera dans ce cas que les SNe Ia les plus brillantes à haut *redshift*. Cela induit un biais de sélection (biais de Malmquist) qu'il faut prendre en compte (Perrett et al., 2010).

Une autre source d'incertitude est liée directement notre connaissance des SNe Ia. Nous ne connaissons pas encore suffisamment leur propriétés physiques et les corrélations qui existent entre les différents paramètres observables. De plus, les SNe Ia sont utilisées sur une grande gamme en *redshift* : la question de l'évolution se pose pour savoir si différentes populations de SNe Ia existent et si d'autres corrections sont à prendre en compte.

1.3.2 Combinaison avec d'autres sondes cosmologiques

En plus des SNe Ia, d'autres sondes cosmologiques existent. Chaque sonde permet de poser des contraintes sur les paramètres cosmologiques de manière différente. Si une sonde est utilisée seule, de nombreuses dégénérescences entre les différents paramètres limitent les contraintes sur le modèle cosmologique. Pour réduire les incertitudes sur les paramètres cosmologiques et vérifier la concordance des différentes observables pour tester la robustesse du modèle Λ CDM, les sondes sont combinées entre elles. Les contraintes combinées avec les SNe Ia sont fournies par :

- le fond diffus cosmologique ou Cosmic Microwave Background (CMB). Cela correspond à la surface de dernière diffusion des photons de l'univers primordial chaud et dense, autrement dit, une carte de l'univers à z ~ 1100. Malgré sa grande uniformité, le CMB présente des anisotropies en température reliées à la distribution de matière à cette époque. La forme du spectre de puissance des anisotropies de température en fonction de la taille angulaire sur le ciel permet de contraindre les différents paramètres cosmologiques. Les expériences majeures dans ce domaine sont aujourd'hui WMAP (Larson et al., 2011) et PLANCK (Planck Collaboration et al., 2013),
- les oscillations acoustiques de baryons ou Baryon Acoustic Oscillations (BAO). Cela représente l'oscillation des baryons dans le plasma de noyaux, électrons et photons avant la recombinaison (moment où la température a suffisamment diminué pour permettre la recombinaison des électrons et des noyaux). Ces oscillations ont été gelées après la recombinaison imprimant ainsi leur empreinte dans la distribution de matière. Cette échelle est accessible en mesurant la distribution des galaxies et permet de contraindre les paramètres cosmologiques. L'expérience principale est aujourd'hui le relevé de galaxie BOSS du SDSS (Percival et al., 2010).

Sullivan et al. (2011) ont fixé la constante de Hubble H_0 fournie par le programme Supernovae and H_0 for the Equation of State (SHOE Riess et al. 2007, 2009) et combiné les SNe Ia de Conley et al. (2011) avec le spectre de puissance de WMAP7 (Larson et al., 2011) et le comptage de galaxies rouges du SDSS (Percival et al., 2010). Il obtient ainsi pour un univers plat la contrainte sur le paramètre d'état de l'énergie noire $w = -1.061^{+0.069}_{-0.068}$ (stat+sys) ainsi que $\Omega_m = 0.269 \pm 0.015$ (cf figure 1.9a). Le paramètre w est donc mesuré à 6.5% près, et l'univers est composé de 26.9% de matière (baryonique et noire) et de 73.1% d'énergie noire.

Si seules les incertitudes statistiques sont prises en compte pour les SNe Ia, la contrainte est plus précise (cf figure 1.9b). Cela démontre que les efforts doivent aujourd'hui se concentrer sur la réduction des incertitudes systématiques qui limitent l'utilisation des SNe Ia pour contraindre les paramètres cosmologiques.

Les nouveaux résultats de la collaboration PLANCK (Planck Collaboration et al., 2013) présentent des tensions avec les résultats des SNe Ia. En particulier, la valeur du paramètre $\Omega_m^{Planck} = 0.315 \pm 0.017$ n'est pas compatible avec $\Omega_m^{SNIa} = 0.269 \pm 0.015$ obtenu en combinant les SNe Ia avec d'autres sondes (Sullivan et al., 2011). Une analyse en cours incluant la nouvelle collaboration Join Light-curve Analysis entre SDSS et SNLS (JLA) avec les travaux de Betoule et al. (2013), Kessler et al. (2013) et Mosher & JLA collaboration (in prep) va dans le sens de réduire la tension évoquée par la collaboration Planck⁹.

⁹Analyse cosmologique de la collaboration JLA en cours de publication



FIGURE 1.9: Contrainte des paramètres cosmologiques w et Ω_m en combinant les SNe Ia (en bleu) avec WMAP7 et les BAO (en vert) à H_0 fixé dans un univers plat. Les contours sont données à 68.3%, 95.4% et 99.7% d'indice de confiance. La ligne horizontale repère la valeur w = -1 dans le cas d'une constante cosmologique. Dans le cas (a) les incertitudes statistiques et systématiques sont prises en compte pour les SNe Ia. Dans le cas (b) seules les incertitudes statistiques sont prises en compte, réduisant ainsi le contour des contraindre (Images extraites de l'étude de Sullivan et al. 2011).

Conclusion du chapitre 1

Le modèle de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker combiné aux équations de la relativité générale, donne une description de la géométrie et de la dynamique de l'univers en fonction de son contenu via les paramètres cosmologiques H_0 , Ω_m , Ω_Λ et w.

Les observations convergent toutes vers le modèle Λ CDM avec un univers en expansion accélérée composé à 27% de matière (4% baryonique et 23% noire) et à 73% d'énergie noire compatible avec la constante cosmologique.

Les supernovae de type SN Ia peuvent être utilisées comme chandelles standardisables pour mesurer les distances de luminosité dans un contexte cosmologique. Elles ont permis la mise en évidence expérimentale de l'accélération de l'expansion de l'univers et apportent aujourd'hui des contraintes forte sur les paramètres cosmologiques. Leur utilisation est aujourd'hui limitée par les incertitudes systématiques et les efforts sont concentrés vers la réduction de ces erreurs pour une meilleure contrainte du modèle cosmologique. Supernovae de type Ia et contexte cosmologique

Chapitre 2

Les expériences SNLS et SNF

Sommaire

	2.1	Deux expériences complémentaires pour observer les SNe Ia à bas					
		$\mathbf{et} \mathbf{h}$	$\operatorname{aut} \mathit{redshift} \ldots \ldots$	23			
	2.2	Sup	erNova Legacy Survey : SNLS	24			
	2.2.1 Photométrie au CFHT						
			2.2.1.1 Caractéristiques du programme photométrique	25			
			2.2.1.2 Mesure du flux d'une SN Ia	26			
	2.2.2 Sélection des candidats pour la spectroscopie						
	2.2.3 Aspects généraux de la spectroscopie de SNLS						
	2.2.4 Spectroscopie au VLT						
		2.2.4.1 Prise de données au VLT					
			2.2.4.2 Réduction et calibration des données spectrales	34			
		2.2.5	État des lieux des travaux SNLS	36			
	2.3	Nea	rby SuperNova Factory : SNF	37			
2.3.1 Alertes et découvertes			Alertes et découvertes	37			
		2.3.2 Spectro-photométrie à l'UH-88 avec SNIFS					
		2.3.3 Réduction et calibration des données SNF					
2.3.4 Lots de données SNF				42			

2.1 Deux expériences complémentaires pour observer les SNe Ia à bas et haut *redshift*

Après les expériences de premières générations comme Supernova Cosmology Project (SCP Perlmutter et al. 1997, 1999) et High-Z Supernova Search Team (HzT Schmidt et al. 1998; Riess et al. 1998) qui ont permis la découverte de l'accélération de l'expansion de l'univers, les expériences de deuxième génération ont vu le jour. Elles ont pour but d'augmenter la statistique avec des données de meilleure qualité et des erreurs contrôlées (comme le soulignent Howell et al. 2009).

Les études cosmologiques utilisant les SNe Ia reposent sur la comparaison d'objets sur différentes gammes de *redshift* dans un diagramme de Hubble. Toutes les expériences ne sondent pas les mêmes régions en redshift : elles ont des rôles différents et sont complémentaires pour les études cosmologiques.

Relevés à haut redshift : ces expériences observent un champ profond sur une zone angulaire réduite du ciel pour mesurer des SNe Ia lointaines. Ces objets étant très éloignés, leur luminosité apparente est faible : pour les observer, les expériences doivent être sensibles et capables de mesurer des sources peu lumineuses en un temps non prohibitif (~1 heure). Une fois observées, ces SNe Ia peuplent le haut du diagramme de Hubble où les différents modèles cosmologiques peuvent être différenciés (cf chapitre 1). L'expérience à haut redshift (0.2 < z < 1) de référence est le relevé SuperNova Legacy Survey (SNLS Astier et al. 2006) qui représente le plus grand lot de données de SNe Ia de qualité à haut redshift à ce jour.

Relevés à bas redshift : la couverture angulaire du ciel est plus grande afin de compenser une profondeur de champ plus faible pour mesurer le maximum d'objets proches. Ces SNe Ia à 0 < z < 0.1 sont peu influencées par la cosmologie (zone du flot de Hubble, cf chapitre 1) et permettent d'ancrer le diagramme de Hubble à bas *redshift*. De plus, du fait de leur proximité, leur luminosité apparente est plus élevée : la quantité de flux mesuré est alors plus importante augmentant ainsi le rapport signal-sur-bruit. Cela en fait des candidats idéaux pour étudier les propriétés des SNe Ia et réduire les erreurs systématiques. C'est pour cela que l'expérience *Nearby SuperNova Factory* (SNF Aldering et al. 2002) a été mise en place, afin de constituer un large échantillon de SNe Ia proches avec une grande précision spectro-photométrique.

Les deux expériences sont donc complémentaiares pour construire le diagramme de Hubble et contraindre les paramètres cosmologiques. Elles peuvent également être mises en parallèle pour élucider une question fondamentale en cosmologie utilisant ces objets : les propriétés des SNe Ia évolutent-elles avec le *redshift* ? Ma thèse s'est déroulée au LPNHE où cohabitent ces deux expériences ce qui en fait un lieu unique pour les études que je testerai dans le chapitre 4.

2.2 SuperNova Legacy Survey : SNLS

SNLS est une expérience de 5 ans au sein du programme Deep Survey du Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey (CFHT-LS) (Astier et al., 2006; Boulade et al., 2003). Ce programme spectro-photométrique avait pour but de détecter et de suivre des SNe Ia à redshift intermédiaire et à haut redshift pour mesurer l'équation d'état de l'énergie noire via le paramètre w. L'objectif est d'atteindre une précision sur w de 0.05 en ne considérant que les incertitudes statistiques et 0.10 en ajoutant les incertitudes systématiques. Conduite de 2003 à fin 2008, cette expérience était composée de deux volets :

- un programme photométrique au *Canada-France-Hawaii Telescope* (CFHT) pour détecter les nouveaux candidats et mesurer leurs courbes de lumière dans plusieurs bandes photométriques par une méthode de *rolling-seravh* (ou recherche glissante) (cf section 2.2.1),
- un suivi spectroscopique des candidats SN Ia préalablement sélectionnés (cf section 2.2.2) pour identifier si le candidat est bien une SN Ia et déterminer son *redshift*. Les spectres sont mesurés à des télescopes de la classe de 8-10 mètres : plus de la moitié des spectres de SNe Ia de SNLS ont été mesurés au Very Large Telescope (VLT) (cf section 2.2.4), le reste ayant été réparti entre les télescopes Gemini-Nord et Sud et Keck I et II (cf section 2.2.3)

2.2.1 Photométrie au CFHT

2.2.1.1 Caractéristiques du programme photométrique

Environ 1200h d'observation ont été allouées entre 2003 et 2008 au programme photométrique de SNLS au télescope CFHT de 3.6m de l'observatoire de Mauna Kea d'Hawaï (cf figure 2.2). Les mesures ont été réalisées avec l'imageur haute résolution et grand champ MegaPrime placé au foyer primaire du télescope.



FIGURE 2.1: Dôme du CFHT vu de l'extérieur (a) au sommet du Mauna Kea à Hawaï et vu de l'intérieur (b) avec l'instrument MegaPrime abritant la caméra dans la nacelle noire à 15m de hauteur (Crédits : CFHT).

Instrument MegaCam au CFHT : La caméra utilisée pour les mesures photométriques de SNLS est la caméra MegaCam (Boulade et al., 2003; Regnault et al., 2009) hébergée par l'imageur MegaPrime. La caméra est une mosaïque de 40 CCDs de 2048×4612 pixels chacun (cf figure 2.2a). Les pixels sont carrés de 13.5 µm de côté avec une résolution angulaire de 0.185" chacun, soit un champ total observé de 1 deg² pour l'ensemble de la caméra. Pour sélectionner les longueurs d'onde dans lesquelles les objets sont observés, un ensemble de filtres photométriques *ugriz* interchangeables (cf figure 2.2b) est disposé devant le plan focal. Ils sont adaptés des filtres SDSS (Fukugita et al., 1996).



FIGURE 2.2: La caméra MegaCam lors de son assemblage (a) (Crédits : CFHT) et l'ensemble de filtres *ugriz* (b) utilisé comparé aux filtres standard *UBVRI*.

Champs d'observation : Avec cette caméra MegaCam, le *Deep Survey* du CFHT couvre 4 champs indépendants (D1, D2, D3 et D4) de 1 deg² chacun (cf figure 2.3). Ces champs ont été choisis en raison de la faible quantité de poussière de ces régions du ciel : peu d'extinction galactique car ils sont éloignés du plan de la galaxie d'une part, et d'autre part car il y a peu d'étoiles brillantes saturantes. Il y a trois champs équatoriaux et un champ nord. Ils ont également été choisis car ils sont observables par d'autres expériences et télescopes, en particulier pour la spectroscopie avec les télescopes VLT, Gemini et Keck.



FIGURE 2.3: Position des 4 champs SNLS (D1, D2, D3 et D4) du *Deep Survey* du CFHT-LS dans le ciel, ainsi que les 3 champs (W1, W2 et W3) du *Wide Survey* du CFHT-LS. Le plan écliptique (pointillés serrés) et le plan galactique (pointillés espacés) sont indiqués sur la carte (Crédits : CFHT).

2.2.1.2 Mesure du flux d'une SN Ia

Découverte d'une SN Ia : En observant les champs SNLS, la détection d'un candidat SN Ia se fait en comparant l'image observée avec une image de référence du champ. Cette image de référence est l'empilement d'observation des mois précédents du champ dans les différentes bandes photométriques. L'apparition d'une source lumineuse dans l'image observée, qui était absente de l'image de référence indique la présence d'un objet de luminosité variable. C'est ainsi qu'a été découverte SN 03D4ag¹ sur la figure 2.4. Ces objets peuvent être des SNe Ia, mais aussi des étoiles variables, noyaux actifs de galaxie ou encore des supernovae gravitationnelles.

La détection et la mesure du flux du candidat SN Ia se fait en soustrayant l'image observée et l'image de référence. Pour cela, plusieurs étapes sont nécessaires. L'image observée doit être réduite, puis aligné géométriquement et photométriquement avec l'image de référence.

¹Le nom des supernovae SNLS correspond à la nomenclature SNLS : les deux premiers chiffres représentent l'année d'observation, suivi du champ (de D1 à D4) et de deux lettres pour identifier l'objet.



Supernova SNLS-03D4ag

FIGURE 2.4: Détection du candidat SN 03D4ag : un zoom successif depuis le champ D4 jusqu'à la galaxie hôte de la SN Ia montre l'apparition d'un objet à luminosité variable qui peut être une SN Ia (Crédits : CFHT).

Réduction des données photométriques : Les images observées sont tout d'abord corrigées des effets instrumentaux comme les effets de bord des CCD, le bruit de lecture, mais sont également nettoyées des cosmiques, objets parasites (satellites artificiels par exemple) et pixels morts ou saturés. Cette étape est assurée par le programme Elixir développé par Magnier & Cuillandre (2004). Elixir permet également de corriger la réponse photométrique des pixels qui n'est pas uniforme sur l'ensemble de la mosaïque, d'un CCD à l'autre et de pixel à pixel. Une exposition uniforme de la caméra permet d'évaluer l'image de champ plan (ou *flat field*) des CCD qui est soustraite à l'image de science. Plus de détails sur la réductions des données photométriques sont disponibles dans l'analyse de Regnault et al. (2009).

Calibration géométrique : Dans un premier temps, les données photométriques réduites doivent être alignées géométriquement sur la grille de pixels pour pouvoir soustraire les images de référence et ainsi obtenir le signal de la SN Ia. En effet, une même position de pixel ne pointe pas sur le même point du ciel d'une exposition à l'autre. Cela est causé par une précision insuffisante du pointage du télescope. De plus un décalage est systématiquement appliqué lors d'observations successives d'un même champ, pouvant aller jusqu'à 1.5′, pour limiter l'impact des pixels morts et des espaces entre les CCD (Regnault et al., 2009). La correspondance entre les coordonnées des pixels de l'image et les coordonnées astronomiques dans le ciel est assurée par la comparaison entre le catalogue d'objets présents sur l'image (construit à l'aide du logiciel SExtractor mis au point par Bertin & Arnouts 1996) et des catalogues astrométriques de référence. La transformation géométrique qui relie ces catalogues est déterminée : les images observées peuvent alors être alignées géométriquement.

Calibration photométrique : Pour obtenir le flux du candidat SN Ia il faut exprimer toutes les mesures sur la même échelle photométrique (Regnault et al., 2009; Betoule et al., 2013). Cette calibration se déroule en deux étapes :

- Transfert dans le système de magnitude de Landolt : le flux des candidats est mesuré relativement à celui d'étoiles tertiaires présentes dans le champ. Ces étoiles sont observées par MegaCam en alternance au cours de la même nuit avec des étoiles secondaires du catalogue de référence de Landolt (Landolt, 1992) qui sont situées hors du champ de science. Cette étape permet de relier l'échelle des magnitudes instrumentales de MegaCam au système de magnitude de Landolt (*UBVRI*) dans lequel la magnitude des étoiles secondaires est connue. Cette étape est nécessaire car les magnitudes des SNe Ia proches qui sont combinées aux données SNLS dans le diagramme de Hubble, sont connues dans le système de magnitude de Landolt. En effet, pour pouvoir comparer ces SNe Ia dans les études cosmologiques, elles doivent être sur la même échelle photométrique.
- Conversion en unités physiques : pour obtenir les observations en unités physiques, une étoile standard primaire de magnitude absolue et de spectre connus est utilisée. Dans SNLS 3 ans, c'est l'étoile BD +17 4708 (Bohlin & Gilliland, 2004) mesurée au HST (Hubble Space Telescope) qui a été choisie (l'expérience Sloan Digital Sky Survey II Supernova Survey a également utilisé cette étoile primaire comme référence). Cette étoile est trop brillante pour être observée directement par MegaCam. Elle a alors été mesurée dans le système UBVRI de Landolt (Landolt & Uomoto, 2007) et peut donc être convertie en magnitude MegaCam. La calibration HST de l'étoile primaire est donc transférée à celle des étoiles tertiaires de SNLS via les observations de Landolt dans le système UBVRI.

Le flux du candidat SN Ia est donc mesuré au cours du temps pour obtenir les courbes de lumière dans les différentes bandes photométriques.

Mesure des courbes de lumière : Le but de l'expérience SNLS était d'observer le maximum de SNe Ia dans un temps imparti. Pour cela, une méthode de "recherche glissante" (ou *rolling-search*) a été mise en place (cf figure 2.5).



FIGURE 2.5: Courbes de lumière de 150 candidats SNe Ia dans les bandes gri mesurées simultanément entre mai 2004 et janvier 2006 par la méthode du *rolling-search*.

Cela consiste à revenir tous les 3 ou 4 jours (2 ou 3 jours dans le référentiel de la supernova) sur les 4 champs dans toutes les bandes photométriques. Cela permet une détection des nouveaux candidats en même temps que le suivi photométrique des candidats déjà découverts sans attendre l'identification spectroscopique de l'objet. La courbe de lumière peut ainsi être reconstruite à postériori, après l'identification.

2.2.2 Sélection des candidats pour la spectroscopie

Pendant les 5 années d'expérience, les courbes de lumière multi-bandes d'environ 1000 candidats SNe Ia ont été mesurées au CFHT. Le temps d'observation alloué aux télescopes spectroscopiques n'est pas suffisant pour mesurer un spectre pour tous les candidats photométriques afin d'identifier la nature de l'objet et de déterminer son *redshift*. Pour réduire le nombre de candidats, les objets ont été pré-sélectionnés par une procédure photométrique basée sur les premières données des courbes de lumière, décrite par Sullivan et al. (2006a) et Perrett et al. (2010).

Les premiers points des courbes de lumière des candidats sont ajustés par une procédure de minimisation de χ^2 avec un modèle de SN Ia basé à la fois sur des modèles de courbes de lumière (Goldhaber et al., 2001; Knop et al., 2003) et de spectres (Nugent et al., 2002). Le meilleur ajustement de courbe de lumière fournit une estimation du *redshift* (avec une précision de 10%), de la phase (à 2 ou 3 jours près) et du *stretch*. L'inspection visuelle du meilleur ajustement des courbes de lumière sur les données permet une discrimination entre les SNe Ia et les autres objets à luminosité variable. Par exemple, les premiers points des courbes de lumière en *gri* du candidat SN 04D4jr de la figure 2.6a sont bien ajustés par le modèle de SN Ia. Cet objet est probablement une SN Ia et est sélectionné pour la spectroscopie. En revanche pour SN 04D1la (cf figure 2.6b), les données sont mal reproduites et le candidat n'est probablement pas une SN Ia, mais peut être une SN Ib ou SN Ic et n'est pas sélectionné pour la spectroscopie.



FIGURE 2.6: Ajustement des premiers points des courbes de lumières g (étoile) r (croix) et i (cercle) de 04D4jr (a) et 04D1la (b) par un modèle de SN Ia (lignes tiret en g, pointillée en r et continue en i). Sous chaque graphique est représenté l'écart entre le modèle et les données pour chaque point (Image extraite de l'analyse de Sullivan et al. 2006a).

Les candidats les plus prometteurs sont alors prioritaires pour la spectroscopie et sont répartis entre les différents télescopes de 8-10m en fonction de leur position dans le ciel et des paramètres photométriques estimés approximativement par la méthode ci-dessus. Environ 500 spectres ont été mesurés, soit environ la moitié des candidats photométriques de SNe Ia du SNLS.

2.2.3 Aspects généraux de la spectroscopie de SNLS

L'expérience SNLS a bénificié d'environ 1500 heures d'observation à 3 télescopes de 8-10m : VLT, Gemini et Keck. Je donne ici un résumé des différentes caractéristiques des 3 programmes spectroscopiques.



FIGURE 2.7: Télescopes de la classe des 8-10m utilisés pour la spectroscopie de SNLS : (a) le télescope Gemini Nord à Hawaï, (b) le VLT au Chili et (c) les télescopes Keck I et II à Hawaï (Crédits : ESO, Gemini Observatory/AURA et Keck Observatory).

Télescopes Gemini Nord et Sud (Hawaï et Chili) (cf figure 2.7a) : ces télescopes mis en oeuvre par l'AURA² à la fois dans l'hémisphère Nord et Sud ont observé les 4 champs SNLS pendant 60h par semestre d'août 2003 à mai 2008 avec le spectrographe GMOS (*Gemini Multi-Object Spectrograph*) (Hook et al., 2004). Quand cela était possible, les télescopes Gemini ont observé préférentiellement les candidats à plus haut redshift (z > 0.6), car ils bénificient du mode d'observation nod-and-shuffle (Glazebrook & Bland-Hawthorn, 2001). Cette technique de va-et-vient consiste à déplacer légèrement la position de l'objet dans la fente tout en transférant les charges sur une zone tampon du CCD toute les minutes. L'image du ciel est ainsi mesurée sur la même partie du CCD que la supernova, pendant la même pose. En soustrayant les images de la zone tampon et de la partie active du CCD, le fond de ciel est éliminé réduisant la présence de raies résiduelles du ciel dans la partie rouge du spectre. De plus, le spectrographe GMOS est plus sensible dans le rouge que celui du VLT. Le programme spectroscopique de Gemini a observé plus de 200 candidats et identifié environ 160 SNe Ia (soit 35% des SNe Ia de SNLS). Les données et leur analyse spectroscopique ont toutes été publiées par :

- Howell et al. (2005) pour la 1^{ère} année de données,
- Bronder et al. (2008) pour les $2^{\grave{e}me}$ et $3^{\grave{e}me}$ années de données,
- Walker et al. (2011) pour les deux dernières années de données.

² The Association of Universities for Research for Astronomy

Very Large Telescope (Chili) (cf figure 2.7b) : ce télescope de l'*European Southern Observatory* (ESO) dans l'hémisphère Sud ne peut pas observer le champ D3. Avec deux grands programmes de l'ESO de 240 heures chacun (ESO *Large Programs* 171.A-0486 et 176.A-0589), le VLT a observé de juin 2003 à septembre 2007 la moitié des candidats sélectionnés dans la section 2.2.2. Il a permis l'identification d'environ 200 SNe Ia (cf chapitre 3) soit 45% des SNe Ia de SNLS. Les spectres sont publiés par :

- Balland et al. (2009) pour les trois premières années de données du VLT
- Cellier-Holzem & the SNLS collaboration (in prep) pour la dernière année de données.

Télescopes Keck I et II (Hawaï) (cf figure 2.7c) : contrairement au VLT, ces télescopes de l'hémisphères Nord peuvent observer le champ D3 (comme Gemini-Nord). SNLS a bénéficié de 30h d'observation par semestre de mai 2003 à avril 2008 aux télescopes Keck qui ont observé environ 100 candidats, préférentiellement autour d'un *redshift* de 0.5 pour l'étude dédiée d'Ellis et al. (2008). Environ 80 SNe Ia ont été identifiées par les télescopes Keck, soit 20% des SNe Ia SNLS et sont publiées par :

- Ellis et al. (2008) pour les deux premières années de données
- Fakhouri & SNLS collaboration (in prep) pour les trois dernières années de données.

2.2.4 Spectroscopie au VLT

J'étudierai les spectres VLT dans le chapitre 3 pour constituer l'échantillon spectroscopique final de SNLS mesuré au VLT. Pour cette raison, je détaille ici plus précisément les aspects de prise de données, de réduction et de calibration des spectres mesurés au VLT dans cette section.

2.2.4.1 Prise de données au VLT

Prise de données avec FORS :

Les spectres SNLS observés au VLT ont été mesurés à l'aide des deux versions du spectroimageur FORS (FOcal Reducer and low dispersion Spectrograph) : FORS1 et FORS2. FORS est un instrument multi-fonctions qui a été utilisé par notre étude comme spectrographe. Il couvre un domaine de longueur d'onde allant de l'UV proche à l'infra-rouge proche (330 nm $< \lambda < 1100$ nm). L'instrument FORS est composé de plusieurs pièces mobiles : un masque à longue fente ou 19 paires de fente mobiles, deux collimateurs interchangeables (HR : High Resolution, ou SR : Standard Resolution) et des roues à filtres. Le détecteur composé de CCD permet finalement la mesure du spectre. Pour décrire cet instrument, je retrace ci-dessous le chemin de la lumière dans FORS jusqu'à l'obtention des spectres.

L'image du champ se forme au foyer Cassegrain du télescope. C'est ici que les fentes sont choisies et positionnées. Pour les mesures SNLS, deux modes spectroscopiques ont été utilisés :

 le mode spectroscopie longue fente (LSS : Long Slit Spectroscopy) composé de deux masques : un masque gravé de 9 fentes longues de 6.8' et de largeurs différentes (de 0.28" à 2.50") sur lequel un second masque vient sélectionner la fente positionnée sur l'objet cible, le mode spectroscopie multi-objets (MOS : Multi-Object Spectroscopy) illustré par la figure 2.8 : un plan composé de lames mobiles permet de former 19 fentes longues de 20" à 22" et de largeurs réglables, positionnées sur les objets désirés afin d'obtenir leur spectre simultanément. Par exemple, lors de l'observation de la supernova 05D1dx le 12 novembre 2005, les 15 fentes de la figure 2.8b ont été formées et positionnées par rapport à l'image du champ montrée figure 2.8a. Le spectre de la supernova a ainsi été mesuré dans la fente n°10 en même temps que ceux d'objets voisins dans les autres fentes (en particulier des galaxies hôtes de supernovae du SNLS détectées antérieurement) représentés figure 2.8c.

Pour nos observations, la largeur des fentes est choisie en fonction du seeing. Ce paramètre traduit la qualité de l'image et correspond à la taille de la tache d'étalement d'une source ponctuelle sur l'image : il est en moyenne de 0.7'' ou 0.8'' au VLT. Le critère fixé pour la largeur de la fente pour les observations SNLS est : largeur $\simeq seeing + 0.2''$, un compromis qui permet de capter le maximum de photons de la cible tout en limitant le flux du ciel, sans dégrader la résolution spectrale souhaitée pour l'étude spectroscopique.

La lumière passe ensuite à travers l'ensemble de lentilles du collimateur. La taille de l'image en sortie dépend du collimateur utilisé : l'image sera deux fois plus grande avec le collimateur HR. En sortie du collimateur, le faisceau est dirigé vers un prisme dont une face est gravée d'un réseau, appelé "grism" (contraction de grating et de prism) qui disperse la lumière. Il existe plusieurs types de grisms de résolutions différentes, choisis en fonction de la couverture spectrale souhaitée. Un filtre est associé à chaque grism afin de sélectionner uniquement l'ordre 1 de diffraction et éviter ainsi tout recouvrement avec des ordres supérieurs. Les spectres SNLS ont principalement été mesurés à l'aide du grism 300V associé au filtre GG435 : le spectre décalé vers le rouge est mesuré de 445 nm à 865 nm, avec une résolution spectrale de $R \sim 500$. Pour des objets plus lointains (typiquement pour z > 0.8) où la couverture spectrale souhaitée doit être décalée vers le rouge, le grism 300I associé au filtre OG590 a alors été utilisé. La couverture spectrale est effectivement plus adaptée (de 600 nm à 1100 nm) mais le signal-sur-bruit S/Ndu spectre obtenu est dégradé. En effet, dans cette gamme de longueur d'onde, le spectre est parasité d'une part par un ciel plus lumineux, avec de fortes raies d'émission et d'autre part, par des franges d'interférence provoquées par l'épaisseur des CCD proche de la longueur d'onde des photons (phénomène de fringing).

La lumière est finalement focalisée sur le détecteur de FORS pour obtenir les spectres. Il est composé d'une matrice de CCD de $24 \,\mu\text{m}$ d'épaisseur de $2\text{k} \times 2\text{k}$ pixels pour FORS1, et $2\text{k} \times 4\text{k}$ pour FORS2. Dans les deux cas, la résolution du détecteur est de 0.2'' par pixel et le champ couvert est de $6.8' \times 6.8'$ avec le collimateur SR (deux fois moins avec le collimateur HR). Pour les observations SNLS, l'utilisation du collimateur SR nous permet d'obtenir des spectres de qualité suffisante pour l'étude spectroscopique (voir partie 3.1.1).

Les deux instruments FORS1 et FORS2 ont été utilisés pendant la campagne d'observation de SNLS. Ces deux spectro-imageurs sont semblables mais avec une différence majeure : les CCD de FORS2 sont optimisés dans le rouge ce qui le rend plus sensible que FORS1 dans cette gamme de longueur d'onde. Le choix de l'utilisation de l'un ou l'autre de ces instruments a été déterminé par leur disponibilité. La pression pour observer avec FORS2 était forte pendant la première demande de temps au VLT (2003-2005) : le temps a alors été alloué préférentiellement à FORS1. Pour la seconde période (2005-2007), cette pression a diminué avec la mise en service de nombreux instruments de qualité au VLT : les observations ont été possibles à la fois avec FORS1 et FORS2.



FIGURE 2.8: Mesure simultanée de 15 spectres en mode MOS lors de l'observation de SN 05D1dx le 12 novembre 2005 : l'image du champ (a) permet de régler et positionner les fentes sur les objets à mesurer (b) afin d'obtenir les spectres 2D en coordonnées spatiales verticalement et spectrales horizontalement (c).

(c)

Optimisation du rapport signal-sur-bruit :

Afin d'optimiser le S/N des spectres pour l'identification des SNe Ia et la détermination de z, un maximum de flux provenant de la cible doit être mesuré sans que le temps d'exposition soit prohibitif. Pour cela, la quantité d'atmosphère traversée par la lumière doit être la plus faible possible pour limiter l'absorption du flux : cette dernière est d'autant plus importante que la couche d'atmosphère traversée est épaisse. Cette quantité d'atmosphère est mesurée par le paramètre de masse d'air χ :

$$\chi = \frac{1}{\cos Z}$$

où Z est l'angle zénithal entre le zénith (où la couche d'atmosphère à traverser est la plus fine) et la ligne de visée du télescope. La masse d'air vaut au minimum 1 quand l'objet observé est au zénith. Ici, une masse d'air inférieure à 1.6 a été requise pour les observations SNLS.

Les objets ciblés apparaissent peu lumineux car ils sont très éloignés : leur magnitude apparente observée dans la bande *i* dans le référentiel de l'observateur le jour de l'acquisition du spectre, est typiquement $m_i \sim 24$. Trois ou quatre expositions de 700 à 900 secondes chacune sont nécessaires pour mesurer un spectre de bonne qualité : le temps d'exposition est calculé pour obtenir le S/N = 5 par intervalle de 10 Å requis pour l'identification des SNe Ia. Le temps d'exposition est ici séparé en plusieurs poses pour éliminer les signaux parasites dus aux passages de rayons cosmiques sur les CCD.

Les spectres mesurés, comme montrés figure 2.8c, sont à 2 dimensions : position spatiale verticalement et dispersion horizontalement. Le spectre des objets quasi-ponctuels que nous observons est une trace de quelques pixels de largeur (plus l'objet est étendu spatialement, plus la largeur en pixel augmente) dont l'intensité varie en fonction de la longueur d'onde. Des raies d'émission du ciel se superposent à ces spectres, et s'étirent sur toute longueur de la fente. La réduction de ces spectres bruts permet, entre autre de supprimer ces raies parasites. Ces spectres doivent également être calibrés en longueur d'onde et en flux avant d'être analysés dans des études de science.

2.2.4.2 Réduction et calibration des données spectrales

Extraction avec PHASE :

Une méthode d'extraction a été mise au point spécifiquement pour l'échantillon de Balland et al. (2009) mesuré en mode LSS. Ces spectres ont été extraits à l'aide du pipeline *PHotometry Assisted Spectral Extraction* (PHASE) développé par Baumont et al. (2008) pour cet échantillon et utilisé dans Balland et al. (2009). Cette méthode repose sur la construction d'un modèle photométrique de la galaxie hôte à l'endroit exact où la fente a été positionnée. Ce modèle est ensuite utilisé lors de l'extraction pour séparer la composante SN de celle de la galaxie. Ainsi, 70% des spectres de l'échantillon de Balland et al. (2009) ont été extraits séparément de leur galaxie hôte. Typiquement, toute SN à au moins de 2″ du centre de sa galaxie a été extraite séparément de son hôte. Dans le cas contraire, du fait de la dégénérescence trop importante, la supernova est confondue avec la galaxie et le spectre obtenu est alors un mélange du signal de la supernova et de son hôte.

Extraction standard :

L'extraction et la calibration en longueur d'onde et en flux des autres spectres de l'échantillon VLT étudié dans le chapitre 3, ont été réalisés par Chris Lidman³. Le pipeline PHASE utilisé pour l'analyse de l'échantillon de Balland et al. (2009), a été développé uniquement pour les spectres mesurés en mode LSS et ne supporte pas le mode MOS. L'extraction utilisée ici pour l'échantillon de Cellier-Holzem & the SNLS collaboration (in prep) mesuré majoritairement en mode MOS, est donc différente que celle de l'échantillon précédent. Les principales étapes du travail de réduction et de calibration sont présentées ici.

³Astronome au Australian Astrophysical Observatory, membre de la collaboration SNLS clidman@aao.gov.au

L'image à 2 dimensions obtenue après la pose d'acquisition dans une fente est une mosaïque de pixels repérés par leurs coordonnées spatiales (x, y) sur les CCD. L'observation brute au pixel (x, y) est notée r_{xy} et est en unité ADU (Analog to Digital Unit) non physique. La première étape de réduction de données est de corriger r_{xy} des irrégularités propres à la matrice du CCD. Cela consiste dans un premier temps à soustraire le niveau de biais b_{xy} , qui représente le niveau minimum systématiquement présent dans l'image. Ce niveau de biais est obtenu en calculant la médiane de plusieurs images observées avec un temps de pose nul diaphragme fermé. Cette procédure permet de visualiser le niveau de base du détecteur à supprimer. Dans un deuxième temps, la correction de la variation de sensibilité pixel à pixel est réalisée en divisant par l'image de champ plan (flat field) f_{xy} . Celui-ci est obtenu en éclairant le capteur uniformément, soit en éclairant uniformément une partie du ciel sans étoile (sky flat) en début et/ou fin de nuit. Un flat field normalisé f_{xy}^{norm} est alors calculé à partir de la médiane d'une série de flats. La donnée corrigée du biais et du flat field devient :

$$d_{xy} = \frac{r_{xy} - b_{xy}}{f_{xy}^{norm}}$$

L'observation d_{xy} est ensuite calibrée en longueur d'onde pour faire correspondre une longueur d'onde à chaque x. Pour cela, le spectre de lampes spectrales (Hélium, Mercure/Cadmium et Argon) dont la position en longueur d'onde des raies d'émission est connue, est mesuré au télescope. Par rangée de pixels (à y fixé), chaque raie d'émission de la lampe correspond à une position x: une relation de dispersion est alors construite à partir de la position de plusieurs raies. Cette relation est alors appliquée pour chaque rangée du CCD. La donnée d_{xy} devient ainsi $d_{\lambda y}$.

Comme évoqué précédemment dans la section 2.2.4.1, les raies du ciel parasitent les données $d_{\lambda y}$. Pour soustraire le ciel, son spectre $s_{\lambda y}$ est extrait en moyennant quelques rangées de pixels ne contenant que du signal du ciel, au dessus et en dessous de la position de l'objet. Le spectre du ciel est interpolé à la position de l'objet. Le flux $F_{\lambda y}$ de l'objet cible est obtenu en soustrayant $s_{\lambda y}$ à $d_{\lambda y}$ à y fixé :

$$F_{\lambda y} = d_{\lambda y} - s_{\lambda y}$$

À cette étape du traitement des données, le spectre 2D du candidat SN Ia soustrait du ciel et calibré en longueur d'onde est obtenu comme montré sur la figure 2.9 avec le spectre de SN 05D1dx obtenu à partir de la figure 2.8 dans la fente n°10.



FIGURE 2.9: Spectre 2D de SN 05D1dx observé le 12 novembre 2005 corrigé du biais et du *flat field*, soustrait du ciel et calibré en longueur d'onde

Le spectre est extrait de cette image 2D en utilisant la procédure optimisée de Horne (1986). Des poids sont associés à chaque pixel à une longueur d'onde donnée, en fonction de la quantité de flux reçue. Une moyenne pondérée sur une colonne fixée, permet d'obtenir une estimation du flux moyen \hat{F}_{λ} pour chaque longueur d'onde. Ce flux est encore en unités ADU, une calibration en flux est donc nécessaire pour ramener le spectre en unité physique. Une première étape consiste à corriger le spectre de l'absorption atmosphérique. Cette absorption est d'autant plus importante que la couche d'atmosphère traversée est épaisse et dépend donc de la masse d'air χ définie dans la section 2.2.4.1. Le flux reçu $\hat{F}_{reçu}$ se déduit en fonction du flux émis $\hat{F}_{émis}$ par la relation

$$\hat{F}_{recu}(\lambda) = \hat{F}_{\acute{e}mis}(\lambda) \times 10^{-0.4\chi\kappa(\lambda)}$$

avec $\kappa(\lambda)$ la courbe d'extinction atmosphérique à Paranal.

La dernière étape pour obtenir le spectre de science en unité physique, est une correction de la réponse de l'instrument. En effet, l'efficacité n'est pas la même pour tout le plan du CCD, et les flux mesurés ne sont donc pas équivalents d'une région à l'autre. Pour résoudre ce problème, il faut connaître la courbe de réponse de l'instrument. Une (ou plusieurs) étoile standard, dont le spectre absolu est tabulé, est alors observée dans des conditions aussi proches que possible que pour la supernova : le rapport entre les flux absolu et observé nous donne directement la courbe de réponse de l'instrument en fonction de la longueur d'onde. Lorsque le spectre du candidat est divisé par cette courbe de réponse, le flux $F(\lambda)$ est obtenu en unité physique (en ergs/cm²/s/Å) et le spectre, à l'image de celui de 05D1dx de la figure 2.10, est prêt pour l'analyse de science.



FIGURE 2.10: Spectre de SN 05D1dx observé le 12 novembre 2005 à z = 0.58, calibré en flux et en longueur d'onde, non ré-échantillonné en longueur d'onde

2.2.5 État des lieux des travaux SNLS

La première analyse cosmologique de SNLS a été publiée par Astier et al. (2006) et est basée sur les 71 SNe Ia mesurées lors de la première année de l'expérience (de août 2003 à juillet 2004). La calibration photométrique et les distances de luminosité des 252 SNe Ia des trois premières années de SNLS sont également publiées (Regnault et al., 2009; Guy et al., 2010) et ont été utilisés dans les études cosmologiques pour déterminer les paramètres cosmologiques :

- Conley et al. (2011) ont estimé $w = -0.91^{+0.16}_{-0.20} (\text{stat})^{+0.07}_{-0.14} (\text{sys})$ avec les erreurs statistiques (stat) et systématiques (sys) à partir des SNe Ia uniquement en combinant les données SNLS 3 ans avec les SNe Ia d'autres relevés (cf chapitre 1),
- Sullivan et al. (2011) ont déterminé w = -1.061^{+0.069}_{-0.068} avec les erreurs statistiques et systématiques, en combinant les SNe Ia avec d'autres sondes cosmologiques (cf chapitre 1) : le spectre de puissance de WMAP7 (Larson et al., 2011), le relevé de galaxie de SDSS (Reid et al., 2010) et les contraintes sur la constante de Hubble fournies par SHOES (Riess et al., 2009, 2011) dans un univers plat.

Pour réduire les incertitudes systématiques causées par la calibration photométrique, une intercalibration entre les données SNLS 3 ans et SDSS a été réalisée par Betoule et al. (2013). L'analyse cosmologique avec les données SNLS 3 ans et SDSS recalibrées est maintenant terminée et la publication est en cours de préparation.

Les efforts sont aujourd'hui concentrés sur l'analyse SNLS finale avec les données des 5 années d'expérience. L'échantillon spectroscopique total de SNLS est maintenant constitué (cf section 3.4.4) avec 427 SNe Ia. La photométrique des données 5 ans est en cours d'analyse et l'analyse cosmologique finale de SNLS est prévue pour 2014.

2.3 Nearby SuperNova Factory : SNF

L'expérience SNF (Aldering et al., 2002) a commencé en 2004 et continue encore aujourd'hui la prise de données avec l'instrument SuperNovae Integral Filed Spectrograph (SNIFS Lantz et al. 2004) au télescope University of Hawaii de 2.2m (UH88) au sommet du Mauna Kea à Hawaï (cf figure 2.11). Ce programme a pour but le suivi spectro-photométrique de précision (environ 1%) de SNe Ia proches (0.01 < z < 0.01) pour peupler le bas du diagramme de Hubble et déterminer les corrections de filtres nécessaires à appliquer pour l'observation de SN Ia à haut redshift. SNF a également pour mission d'étudier précisément les propriétés des SNe Ia pour comprendre l'origine de leur diversité, la physique d'explosion ou encore la mise en évidence de différentes populations de SNe Ia. Le but est ici une meilleure standardisation des SNe Ia pour réduire les erreurs systématiques dans les travaux cosmologiques.

2.3.1 Alertes et découvertes

La découverte de nouveaux candidats n'est pas réalisée directement à l'UH88, mais par d'autres télescopes qui alertent la communauté sur la présence d'une éventuelle SN Ia avec ses coordonnées. Ce système d'alerte a été assuré de 2004 à 2008 par le télescope Palomar de 1.2m à l'aide de la caméra grand champ QUEST-II (Rabinowitz et al., 2003) qui a sélectionné tous les objets à luminosité variables. À partir de 2008, les candidats SN Ia ont été les objets sélectionnés par la collaboration *Palomar Transient Factory* (PTF Law et al. 2009) ainsi que les supernovae publiques via IAU-CBAT⁴.

Les candidats sont alors programmés dans l'agenda de la nuit d'observation pour mesurer un premier spectre en vu d'une identification (Bailey et al., 2008). S'il s'agit bien d'une SN Ia,

⁴International Astronomical Union - Central Bureau for Astronomical Telegrams http://www.cbat.eps. harvard.edu/index.html



FIGURE 2.11: Télescope UH88 vu de l'extérieur (a) au sommet du Mauna Kea à Hawaï, et vu de l'intérieur (b) qui abrite le spectrographe SNIFS accroché sous le télescope (Crédits : UH88).

le suivi spectro-photométrique est programmé : un spectre est alors mesuré toutes les 2 ou 3 nuits tout au long de la courbe de lumière. Pour chaque SN Ia de SNF, une série temporelle de spectres est alors disponible tout au long de la vie de l'objet.

2.3.2 Spectro-photométrie à l'UH-88 avec SNIFS

Le suivi spectro-photométrique des SNe Ia est assuré par l'instrument SNIFS (cf figure 2.12) à l'UH-88. Il est composé de deux voies spectroscopiques (voie bleu et voie rouge), d'une voie photométrique et une voie de guidage décrites ci-dessous.



FIGURE 2.12: Spectrographe SNIFS au télescope UH88 (a) expliqué sur le schéma (b) (Images extraites la thèse de Buton 2009).

Voies spectroscopiques :

SNIFS est un spectrographe à champ intégral (IFS pour Integral Field Spectrosgraph) de type TIGRE (Bacon et al., 1995). La lumière d'un champ de $6.4'' \times 6.4''$ est tout d'abord dirigée vers la voie spectroscopique par un prisme puis séparée en deux faisceaux par une lame dichroïque vers la voie bleue (3200 Å à 5200 Å) et la voie rouge (5100 Å à 1000 Å). Chaque voie possède une trame de 15×15 micro-lentilles qui divisent spatialement l'image en 225 carrées ou spaxels. Chaque faisceau passe au travers du collimateur puis est dispersé par un grism pour obtenir un spectre par micro-lentille. Le CCD de 2046×4096 pixels détecte alors 225 spectres par image avec une résolution de 5.65 Å pour la voie bleue et 7.54 Å pour la rouge. Cela permet d'obtenir le spectre de la supernova, mais également de son environnement proche comme celui de sa galaxie hôte. Les spectres sont stockés sous la forme d'un cube de données en trois dimensions : deux dimensions spatiales et une dimension en longueur d'onde (cf figure 2.13).



FIGURE 2.13: Spectrographe à champ intégral à trame de micro-lentilles : l'image du plan focal est découpée en 225 spaxels par la trame de micro-lentille. Un spectre est obtenu pour chaque micro-lentille à l'aide d'un grism. Les 225 spectres sont stockés dans un cubes de données en trois dimensions : deux spatiales et une en longueur d'onde (Image extraite la thèse de Buton 2009).

Voie photométrique et de guidage :

Lorsque le prisme d'entrée de SNIFS n'oriente pas la lumière vers la voie spectroscopique, le faisceau est dirigé vers la voie photométrique et de guidage. Elle est composée de deux caméras côte à côte derrière une roue à filtres (cf figure 2.14). La caméra photométrique utilise les 5 filtres *ugriz* pour suivre l'absorption atmosphérique au cours de la nuit. La caméra de guidage fonctionne uniquement avec le filtre V de Bessell pour guider le télescope et aider à la focalisation lors des observations spectroscopiques. Les détecteurs CCD de chaque caméra sont composés de 2046×4096 pixels pour un champ de $4.5' \times 9'$ avec une résolution spatiale de 0.137''/pixel.



FIGURE 2.14: Entrée des voies photométriques et de guidage de SNIFS (a) avec les filtres (b) : V pour le guidage et *ugriz* pour la photométrie (b) (Images extraites la thèse de Buton 2009).

2.3.3 Réduction et calibration des données SNF

Comme dans l'expérience SNLS, les données brutes doivent être réduites et calibrées avant d'obtenir un spectre utilisable dans les analyses de science. Les étapes générales sont résumées ici et plus de détails sont disponibles dans les thèses de Pereira (2008) et Buton (2009).

Réduction : Les données sont tout d'abord soustraites du biais (niveau zéro des pixels) déterminé par des poses de 0s réalisées en début et fin de nuit sur toutes les voies. Les données sont nettoyées des courants d'obscurité (effets thermiques des CCD) observés lors de longues poses (environ 1 heure) obturateur fermé au cours de la journée. De plus, comme dans SNLS, les données sont corrigées du *flat field* obtenu par la voie spectroscopique en observant le champ plat d'une lampe de spectre continu.

Calibration spatiale et en longueur d'onde : Un modèle optique et géométrique du télescope permet de déterminer la position spatiale des spectres et leur étalement sur les *spaxels* voisins. Des poses d'arc sont réalisées sur les voies spectroscopiques en observant une lampe à raies d'émission connue et en repérant la position du spectre sur les CCD. Une relation entre la longueur d'onde des raies et leur position sur le spectre est alors déterminée puis appliquée à l'image à étalonner. Ces poses sont réalisées immédiatement après la pose de science.

Extraction des sources ponctuelles : Pour obtenir les spectres des sources ponctuelles qui nous intéressent (SNe Ia et étoiles), un modèle empirique de PSF (*Point Spread Function*) à trois dimensions mis au point dans la thèse de Buton (2009) est ajusté sur le cube de données. Il s'agit de la somme d'une Gaussienne (représente le coeur du profil) et d'une Moffat (loi de puissance utilisé par Moffat 1969 pour modéliser les ailes du profil) pour que la fonction décroîsse plus

lentement qu'une simple Gaussienne. L'ajustement se fait suivant deux paramètres : la largeur effective de la PSF (qui s'apparente au seeing) et un paramètre d'aplatissement de la fonction.

Calibration en flux : Comme dans l'expérience SNLS, pour calibrer les spectres en flux et les obtenir en unités physique, les données sont corrigées en tenant compte de l'absorption atmosphérique et de la courbe de réponse combinée du télescope, de l'instrument et du détecteur (Buton et al., 2013). Ces corrections sont déterminées à partir des observations spectro-photométriques d'étoiles connues au cours de la nuit d'observation.

Soustraction galactique : Même si la trame de micro-lentille nous permet d'obtenir le spectre à l'endroit où la supernova a explosé, une fraction de la galaxie hôte est généralement présente dans le même *spaxel* (la SN Ia peut parfois exploser loin de la galaxie et aucune composante galactique n'est alors visible). Pour séparer la composante SN et la galaxie (Bongard et al., 2011), des poses de références de la galaxie hôte sont mesurées après la disparition de la galaxie attendue dans chaque pose d'observation de la SN Ia est déduit sous la forme d'un cube de données où seule la galaxie apparaît. La soustraction de ce signal à l'image de science permet d'obtenir le signal de la SN Ia sans galaxie.

Après ces réduction et calibrations, les spectres des SN Ia sont obtenus, comme c'est le cas pour $SNF20080522^5$ sur la figure 2.15a où le spectre mesuré au maximum est la combinaison du spectre de la voie bleue et de celui de la voie rouge. Un spectre est mesuré tous les 2 à 3 jours quand cela est possible, pour obtenir une série temporelle qui retrace l'évolution du spectre au cours de la vie de la SN Ia (cf figure 2.15b).



FIGURE 2.15: Spectre de SNF20080522 mesuré au maximum de luminosité (a) où les voies bleue et rouge ont été combinées. 17 spectres (b) ont été mesurés au cours de différentes poses (indiquées à droite du graphique) tous les 2 ou 3 jours, de -4 jours à 44 jours après le maximum. Les spectres sont dans le référentiel de l'observateur.

 $^{{}^{5}}$ Cette nomenclature utilisée par SNF correspond à la date du premier spectre mesuré (SNF + année + mois + jour). Par contre, lorsque l'objet a déjà une dénomination donnée par PTF ou un nom public (SN + année + deux lettres d'identification), ce nom est conservé.

Les courbes de lumière sont obtenues par intégration des spectres des séries temporelles. Cela permet d'obtenir les courbes de lumière dans n'importe quel système de filtres. En revanche, contrairement à SNLS, les données spectroscopiques et photométriques ne sont pas indépendantes.

2.3.4 Lots de données SNF

Les spectres de plus de 250 SNe Ia proches (0.01 < z < 0.1) ont été mesurés par SNF au cours de la campagne d'observation (depuis 2004). Ces spectres sont mesurés entre 3200 Å et 9700 Å avec un pas de 2.4 Å dans la voie bleue et 2.9 Å dans la voie rouge et une résolution respectivement de 5.65 Å et de 7.54 Å. Parmi ces objets, certains n'ont pas suffisamment de spectres dans leur série temporelle (moins de 5 spectres) et/ou ont des courbes de lumière de mauvaise qualité ou mal ajustées par les modèles de SNe Ia. Ces objets sont retirés de l'échantillon : il reste un échantillon de 120 SNe Ia utilisable pour la cosmologie. La grande majorité de ces SNe Ia ont au moins un spectre mesuré avant le maximum de luminosité. En moyenne 15 spectres sont disponibles par SN Ia ce qui permet une étude de l'évolution temporelle des SNe Ia. Cela représente un avantage par rapport à l'échantillon SNLS où seulement un spectre est mesuré par objet. Cet échantillon est séparé équitablement en deux ensembles indépendants (sans objet en commun) pour les études cosmologiques : un échantillon d'entrainement pour tester les analyses, et un échantillon de validation pour vérifier si un résultat compatible est mis en évidence.

Conclusion du chapitre 2

Les expériences SNLS et SNF sont deux programmes complémentaires qui sondent l'univers à des époques différentes pour peupler le diagramme de Hubble sur toutes les gammes de *redshift*.

SNLS a observé des champs profonds par photométrie et spectroscopie indépendamment pour détecter des SNe Ia lointaines (0.2 < z < 1). C'est aujourd'hui le plus vaste échantillon de SNe Ia à haut *redshift* qui en fait un lot de données largement utilisé par la communauté pour des études à la fois cosmologiques comme l'ont fait par exemple Sullivan et al. (2011), mais aussi pour étudier les SNe Ia afin de mieux connaître ces objets (par exemple Ellis et al. 2008). Dans le chapitre suivant, je construirai le nouvel échantillon de spectres VLT qui complètera les lots de données déjà existant pour former l'échantillon spectroscopique final de SNLS.

SNF est une expérience grand champ dédiée aux SNe Ia proches (0.01 < z > 0.1). Ce lot de données est le plus vaste à bas *redshift* avec des séries temporelles de spectres de grandes qualités. Il est donc privilégié pour les études de précision sur les SNe Ia comme l'étude de SNe Ia particulières (par exemple Aldering et al. 2006), ou au contraire d'une SN Ia exceptionnellement normale (SN2011fe Pereira et al. 2013), mais aussi des études spectrales plus générales comme la loi d'extinction (Chotard et al., 2011) ou les propriétés des galaxies hôtes (Childress et al., 2013).

Les échantillons de SNe Ia de ces deux analyses me permettront par la suite de tester l'évolution des propriétés des SNe Ia en comparant des objets à bas et haut *redshift*. Les expériences SNLS et SNF

Chapitre 3

Détermination du *redshift* et identification des SNe Ia VLT du SNLS à 5 ans

Sommaire

3.1	Introduction		
	3.1.1 Buts scientifiques de la spectroscopie		.6
	3.1.2	Contexte de l'analyse VLT 5 ans : définition des échantillons VLT1 et	
		VLT2 4	:6
	3.1.3	Objectifs de mon travail	7
3.2	Estimation du <i>redshift</i> et identification 4		
	3.2.1	Le cahier des charges $\ldots \ldots 48$	
	3.2.2	Les outils à ma disposition	
		3.2.2.1 Corrélation avec des spectres observés sans composante galac-	
		tique : SNID	:8
		3.2.2.2 Comparaison à des spectres observés et modèles d'hôte : SN -fit	
		et superfit	:9
		3.2.2.3 Modèle spectro-photométrique de SN la : SALT2 5	1
	3.2.3	Détermination du <i>redshift</i>	4
		3.2.3.1 Estimation à partir des raies spectrales de la galaxie hôte 5	4
		3.2.3.2 Estimation basée sur le spectre de la supernova 5	6
	3.2.4	Identification de la nature des candidats SN Ia	9
3.3	Rési	ıltats6	4
	3.3.1	Conditions d'observation	4
	3.3.2	Décalage vers le rouge et identification	
	3.3.3	Spectres individuels	
	3.3.4	Propriétés photométriques marginales de plusieurs objets	
3.4	Caractérisation du nouvel échantillon de SNe Ia		
	3.4.1	Comparaison des propriétés moyennes des SNe Ia et SNe Ia \star de l'échan- tillon VLT2	
	3.4.2	Caractérisation de la soustraction galactique pour l'échantillon VLT2 7	8
		3.4.2.1 Constitution de l'échantillon et construction des spectres moyens 7	8
		3.4.2.2 Comparaison spectrale en fonction de la fraction d'hôte 7	8

3.4.3	Comparaison et combinaison avec l'échantillon VLT1		
	3.4.3.1 Comparaison des spectres moyens bruts des échantillons VLT		
		et VLT2	80
	3.4.3.2	Propriétés moyennes des échantillons VLT1 et VLT2	81
3.4.4	Constitution de l'échantillon spectroscopique total de SNLS		84

3.1 Introduction

3.1.1 Buts scientifiques de la spectroscopie

Le but d'un programme spectroscopique comme celui de SNLS est de déterminer précisément le redshift du plus grand nombre de SNe Ia et de s'assurer de la pureté de l'échantillon. Cette étape est indispensable à la construction du diagramme de Hubble pour contraindre les paramètres cosmologiques. En effet, une mauvaise détermination du redshift ou l'inclusion d'une non SN Ia pollue le diagramme de Hubble et fausse l'ajustement des paramètres cosmologiques. Pour accéder à une estimation précise de z et une identification non ambigüe des candidats SN Ia, les raies de la supernova et de sa galaxie hôte (quand elles sont présentes dans le spectre) doivent être distinguables sans être dominées par le bruit. Le défi a été de mesurer le maximum de spectres de qualité d'objets lointains pendant un temps d'observation limité alloué aux télescopes. Pour cela, SNLS requiert des spectres d'une qualité suffisante avec un rapport signalsur-bruit $S/N \sim 5$ par intervalle de 10 Å pour la spectroscopie.

Afin de remplir ces conditions, l'expérience SNLS a bénéficié d'un vaste programme spectroscopique avec environ 1500 heures d'observation allouées à des télescopes de la classe des 8-10 mètres, en particulier au Very Large Telescope (VLT) qui a mesuré environ la moitié des spectres SNLS. Ce télescope bénéficie d'une grande surface collectrice pour mesurer le maximum de signal avec un temps d'exposition de moins de 1 heure et une résolution spectrale de $\lambda/\Delta\lambda \sim 500$ au milieu du spectre, suffisante pour l'étude demandée. De plus, l'identification des SNe Ia est basée sur le spectre dans le visible (là où il est le plus caractéristique) dans le référentiel de la supernova. Pour s'assurer de mesurer les candidats dans cette région spectrale quelque soit le redshift, les spectrographes utilisés ont une large couverture en longueur d'onde.

3.1.2 Contexte de l'analyse VLT 5 ans : définition des échantillons VLT1 et VLT2

Les analyses cosmologiques SNLS 3 ans sont maintenant achevées et les contraintes cosmologiques ont été calculées pour les SNe Ia seule (Conley et al., 2011) et les SNe Ia combinées à d'autres sondes Sullivan et al. (2011). La moitié des spectres des SNe Ia de l'échantillon sur lequel se base cette étude ont été mesurés au VLT pendant les 3 premières années de SNLS, entre juin 2003 et juillet 2006. La grande majorité de ces spectres a été observée en mode longue fente (cf section 2.2.4.1) et a été publiée dans Balland et al. (2009). L'ensemble de ces spectres représente l'échantillon spectroscopique SNLS VLT 3 ans contenant 139 spectres de 124 SNe Ia. Dans ce qui suit, j'appellerai ce lot de données, l'échantillon **VLT1**. Les spectres de cet échantillon VLT1 ont reçu un traitement particulier : ils ont été extraits à l'aide du pipeline PHASE développé par Baumont et al. (2008) (cf chapitre 2). Dans 70% des cas, les spectres ont ainsi pu être extraits séparément de leur galaxie hôte. Les efforts de la collaboration SNLS sont aujourd'hui concentrés sur l'analyse à 5 ans qui reposera sur l'échantillon total des spectres mesurés au cours des 5 années d'expérience. Pour construire cet échantillon, il faut analyser les spectres mesurés pendant les 2 dernières années de SNLS, pour les ajouter à l'échantillon déjà existant. Cette deuxième partie des spectres SNLS du VLT inclut 87 spectres de 85 candidats, mesurés d'août 2006 à septembre 2007 auquel s'ajoute la supernova SN 06D2bo mesurée en mode longue fente en février 2006. Cette dernière avait souffert d'une mauvaise extraction et classification à l'époque de l'analyse spectrale de l'échantillon VLT1 et n'a donc pas été publiée dans Balland et al. (2009). À ce nouvel échantillon s'ajoutent 18 spectres de 17 objets observés en mode multi-objets (cf 2.2.4.1) durant la période d'acquisition de l'échantillon VLT1 dont 8 ont été confirmés comme SN Ia. Cet échantillon de 106 spectres pour 103 candidats sera appelé **VLT2** par la suite. Contrairement à l'échantillon VLT1, les spectres VLT2 n'ont pas été extraits à l'aide de PHASE. Ces spectres ont été extraits et réduits par Chris Lidman qui a utilisé la méthode d'extraction standard décrite dans le chapitre 2. Parmi cet échantillon, j'ai identifié 66 SNe Ia (cf 3.3.2).

Les propriétés des deux échantillons évoquées ci-dessus des deux échantillons VLT1 et VLT2 sont résumées dans le tableau 3.1.

	VLT1	VLT2
Dates	juin 2003 - juillet 2006	août 2006 - septembre 2007
Extraction	PHASE	standard
Mode	longue fente	multi-objet (+ quelques longues fentes)
Publication	Balland et al. (2009)	Cellier-Holzem & the SNLS collaboration (in prep)
Nb de SN Ia	124	66

TABLE 3.1: Résumé des caractéristiques des échantillons VLT1 et VLT2

3.1.3 Objectifs de mon travail

Dans le contexte de l'analyse SNLS 5 ans, mon but a été de constituer l'échantillon VLT final en complétant l'échantillon VLT1 avec les spectres de SNe Ia de l'ensemble VLT2. Ces spectres m'ont été fournis par Chris Lidman qui les avait préalablement extraits et réduits. Les méthodes d'acquisition au VLT et la réduction de ces spectres ont été décrites dans le chapitre précédent (cf secction 2.2.4).

À partir des spectres, j'ai déterminé le redshift de ces objets et identifié la nature des candidats SN Ia. La méthode utilisée sera présentée dans la partie 3.2. Les objets que j'ai identifiés comme SN Ia forment l'échantillon spectroscopique à 5 ans de l'expérience SNLS mesuré au VLT qui sera décrit dans les sections 3.3 et 3.4. Dans la partie 3.4.3, je comparerai puis combinerai ce nouvel ensemble de spectres à l'échantillon VLT1 pour former l'échantillon spectral SNLS VLT final. À la fin de ce travail (voir partie 3.4.4), en combinant les spectres mesurés aux télescopes Gemini, VLT et Keck, nous pourrons construire l'échantillon spectroscopique total de SNLS, qui est aujourd'hui le plus vaste ensemble de spectres de cette qualité de SNe Ia à z intermédiaire et à haut z.

3.2 Estimation du *redshift* et identification

3.2.1 Le cahier des charges

Pour atteindre la précision voulue de 10% sur le paramètre d'état de l'énergie noire, l'expérience SNLS doit répondre à certains critères. Cela est également vrai pour le programme spectroscopique du VLT : des conditions sont à remplir pour l'estimation du *redshift* et pour l'identification de la nature des candidats.

Le redshift entre directement comme paramètre du diagramme de Hubble. Une erreur sur son estimation ou une incertitude trop élevée ont donc des conséquences directes sur l'ajustement des paramètres cosmologiques. L'un des buts de la spectroscopie est d'obtenir des redshifts fiables et précis.

En ce qui concerne l'identification de la nature des candidats, il nous faut accéder au signal de l'objet sans être dominé par le bruit pour discriminer les SNe Ia des autres types d'objets variables. Or, le candidat SN Ia est observé au sein de sa galaxie hôte. Lors de l'acquisition du spectre, une partie du flux de cette galaxie est mesurée dans la même fente : le spectre obtenu est alors une combinaison du flux du candidat SN Ia qui nous intéresse, et de celui de sa galaxie hôte. Contrairement à l'échantillon VLT1 pour lequel l'algorithme PHASE a permis dans 70% des cas d'extraire séparément le spectre du candidat SN Ia de celui de sa galaxie, un seul spectre composite (candidat + galaxie) a été obtenu pour l'échantillon VLT2 étudié ici. Eliminer cette contamination galactique dans le spectre est alors essentielle pour une bonne identification de la nature du candidat. Nous avons alors recours à des modèles de galaxies et de SN Ia pour séparer les deux composantes. De plus, une fois la composante galactique soustraite, nous devons être capables d'identifier le signal restant comme étant oui ou non celui d'une SN Ia. Les spectres sont bruités, il n'est donc pas aisé de reconnaître le spectre d'une SN Ia et de le différencier d'un autre type d'objet. Plusieurs outils existent aujourd'hui pour aider à identifier les candidats SNe Ia et sont exposés dans la partie 3.2.2.

Une spécificité de SNLS est de faire l'identification et la détermination des *redshift* en double et indépendamment. Pour l'échantillon VLT2, l'analyse a été menée parallèlement par Chris Lidman et moi avec des outils différents. Tous nos résultats (*redshift* et identification) ont été recoupés : je discuterai cette comparaison de résultats dans les sections 3.2.3 et 3.2.4.

3.2.2 Les outils à ma disposition

Pour ce genre d'étude spectroscopique, la communauté scientifique dispose de différents outils pour ajuster les spectres et reconnaître s'il s'agit ou non d'une SN Ia. Je décris ici les outils principaux, en expliquant ce qui a motivé mon choix pour cette étude.

3.2.2.1 Corrélation avec des spectres observés sans composante galactique : SNID

Pour ajuster un spectre de SN Ia, nous pouvons utiliser le code SNID (SuperNova IDentification) développé par Blondin & Tonry (2007). Ce programme est basé sur une bibliothèque de spectres observés, qui sont tour à tour ajustés sur les données. Le redshift est estimé à partir de la corrélation entre le spectre observé et le spectre SNID. Ce programme a l'avantage de bénéficier d'une vaste librairie de spectres (plus de 300) de supernovae de tout type : SN Ia, SN Ib, SN Ic, et plusieurs types de SN II ainsi que des spectres de supernovae particulières. SNID est donc capable d'ajuster tout type de supernova, permettant ainsi une identification de la nature du candidat. Le résultat obtenu est une suite de spectres observés qui s'ajustent le mieux à celui de notre candidat, avec une estimation du *redshift*.

En revanche, SNID ne possède pas de modèle de galaxie et ne peut donc pas ajouter une composante galactique aux spectres de la librairie pour l'ajustement. Ainsi, l'ajustement de SNID échoue si le spectre de l'objet est suffisamment contaminé par sa galaxie hôte pour que les raies et la forme de la supernova soient noyées dans le signal galactique.

3.2.2.2 Comparaison à des spectres observés et modèles d'hôte : SN-fit et superfit

D'autres outils existent pour palier au problème de la présence de l'hôte dans le spectre de la supernova : superfit développé par Howell et al. (2005) ou SN-fit mis au point dans la thèse de Sainton (2004) et utilisé par Balland et al. (2006, 2007). Ces programmes reposent comme pour SNID, sur un catalogue d'environ 300 spectres de SNe Ia, SNe Ib/c et SNe II mesurés à bas redshift à des phases variées. Une procédure de minimisation de χ^2 permet d'ajuster le spectre observé à partir des spectres de supernovae de la librairie combinés à un spectre de galaxie. Cette composante galactique peut provenir directement de la galaxie hôte si le spectre de la galaxie a été extrait sans la supernova. Dans le cas contraire, si le spectre de l'hôte n'est pas disponible, une composante galactique est ajoutée à partir de spectres provenant de plusieurs librairies de galaxies :

- les séries spectrales moyennes de Kinney et al. (1996) : les séquences spectrales sont construites en moyennant des spectres observés selon leur type. Les types disponibles dans cette librairie sont les galaxies précoces de type elliptique E (voir figure 3.1) et S0, et les galaxies plus tardives de type spirale Sa, Sb et Sc. Le meilleur ajustement de la composante galactique correspond à une fraction d'un de ces spectres moyens.
- les séries de spectres synthétiques PEGASE2 (Fioc & Rocca-Volmerange, 1997, 1999) : il s'agit d'une grille de modèles galactiques variant en âge (de 1 à 13 Gyrs par pas de 1 Gyr) et en type de galaxies. Les différents types disponibles correspondent à différentes lois de formation d'étoile et vont des galaxies E (voir figure 3.2) ou S0, à des galaxies spirale Sa, Sb, Sc ou Sd. Le type et l'âge du modèle de galaxie PEGASE2 sont déterminés lors de la procédure de minimisation globale pour ajuster le spectre observé.

Les spectres synthétiques générés par PEGASE2 que nous utilisons, comme ceux de la figure 3.2 ne contiennent pas de raies d'émission contrairement à celui de la figure 3.1 issu de la librairie Kinney. Les deux librairies sont donc complémentaires : PEGASE2 permet d'avoir accès à un plus grand nombre de spectres de galaxies à différents stades de leur formation, alors que Kinney remédie à l'absence de raies d'émission dans le modèle précédent. Le programme SN-fit n'utilise que les spectres de Kinney, alors que **superfit** a recourt aux deux librairies de galaxies. Contrairement à SNID, le *redshift* n'est pas déterminé ici par corrélation, mais à partir des raies galactiques ou des raies de la supernova (à l'image des *redshifts* que j'ai déterminés dans la partie 3.2.3).

Les programmes que je viens de décrire sont basés sur la comparaison avec des spectres observés. La qualité de l'ajustement est alors limitée par l'échantillonnage en longueur d'onde et en phase. Le recours à un modèle de supernova permet de s'affranchir de ce problème.



FIGURE 3.1: Spectre moyen de galaxie elliptique de la librairie de Kinney et al. (1996) obtenu à partir de spectres observés. Les principales raies d'absorption sont indiquées en rouge sur le spectre, ainsi que l'absorption atmosphérique en bleu à 5500 Å.



FIGURE 3.2: Séquence de spectres synthétiques PEGASE2 (Fioc & Rocca-Volmerange, 1997, 1999) d'une galaxie elliptique à différents stades de sa formation, de 1 Gyr à 12 Gyr par pas de 1 Gyr.

3.2.2.3 Modèle spectro-photométrique de SN Ia : SALT2

J'ai choisi d'utiliser dans cette étude le modèle spectro-photométrique SALT2 (deuxième version de Spectral Adaptative Lightcurve Template) développé par Guy et al. (2005, 2007). Ce modèle repose sur une décomposition en 2 composantes principales des données spectro-photométriques d'un lot d'entrainement de SNe Ia. Ce lot d'entrainement est un échantillon de spectres et de courbes de lumière de SNe Ia identifiées à bas et haut redshifts qui pavent l'espace des paramètres en longueur d'onde et en phase. Pour s'assurer un espace des paramètres continu, les données photométriques et spectroscopiques sont interpolées par des *B-splines* d'ordre 3. Cet échantillon est évolutif et est complété au fur et à mesure par de nouvelles SNe Ia. Une nouvelle version de SALT2 est disponible à chaque mise à jour du lot d'entrainement.

Le flux F d'un candidat SN Ia et ses variations temporelles et en longueur d'onde (λ dans le référentiel de l'objet), sont modélisés par :

$$F(\Phi,\lambda) = x_0 \times [M_0(\Phi,\lambda) + x_1 M_1(\Phi,\lambda)] \times \exp[c C L(\lambda)]$$

où la phase Φ correspond au temps écoulé par rapport à la date du maximum de luminosité dans la bande B de la supernova dans son référentiel. La séquence spectrale de la supernova est décrite par : la séquence spectrale moyenne $M_0(\Phi, \lambda)$ et sa variabilité $M_1(\Phi, \lambda)$. La décomposition en composantes principales se fait en fonction de deux paramètres : x_0 la normalisation de la séquence spectrale, et un facteur de forme de la courbe de lumière x_1 intrinsèque à la supernova, relié au *stretch s* (introduit dans le chapitre 1) par Guy et al. (2005, 2007) :

 $s = 0.98 + 0.091x_1 + 0.003x_1^2 - 0.00075x_1^3$ (pour le stretch défini dans SALT).

Cette modélisation prend en compte la variation de couleur des SNe Ia par une loi moyenne de correction de couleur $CL(\lambda)$ associée à une "couleur" c. Cette couleur est définie au maximum de luminosité dans la bande B par

$$c = (B - V)_{Bmax} - \langle B - V \rangle_{entrainement}$$

où $\langle B-V \rangle$ est la valeur moyenne pour le lot d'entraînement de SALT2, égale ici à -0.057 (Guy et al., 2005). Les paramètres x_0 , x_1 et c sont intrinsèques à chaque SN Ia et sont déterminés par l'ajustement du modèle sur les courbes de lumière de chaque objet. Les composantes principales $M_0(\Phi,\lambda)$ et $M_1(\Phi,\lambda)$, et la loi $CL(\lambda)$ dépendent du modèle et sont calculées à partir du lot d'entrainement.

Dans notre étude, ce modèle SALT2 est dans un premier temps ajusté par minimisation du χ^2 sur les courbes de lumière de chaque objet dans plusieurs bandes en connaissant son redshift¹. Les paramètres photométriques du meilleur ajustement sont : la magnitude dans la bande B au maximum, la date du maximum dans la bande B, x_1 et la couleur c. Par exemple pour SN 05D1dx à $z = 0.58 \pm 0.01$ (supernova évoquée dans le chapitre précédent à la section 2.2.4), l'ajustement des courbes de lumière de la figure 3.3a dans les bandes g, r, i, z nous permet de déterminer la date du maximum $D_{Bmax} = 53666.6 MJD$ ainsi que les paramètres photométriques $x_1 = 0.746$ et c = -0.074. Ces courbes de lumière sont en MJD (cf chapitre 1).

Les paramètres photométriques du meilleur ajustement sont ensuite fixés et une séquence spectrale est alors ajustée sur le spectre observé. L'ajustement fournit les paramètres spectro-

¹L'estimation du *redshift* est basée sur les raies galactiques (cf section 3.2.3.1). Si ces raies ne sont pas visibles dans le spectre, l'estimation se base sur les raies de la supernova elle-même (cf section 3.2.3.2).

scopiques : la phase Φ ainsi que les paramètres de recalibration, le type et la fraction de l'hôte décrits ci-dessous.

Pour palier aux éventuelles imperfections de calibration des spectres, une "recalibration" du modèle photométrique est incluse dans la procédure de minimisation. Cette fonction de recalibration permet d'obtenir le flux recalibré F_{recal} à partir du flux F et est paramétré par :

$$F_{recal}(\lambda) = F(\lambda) \times \exp(-\sum_{i=0}^{n} \gamma_i \Lambda^i) \quad \text{avec} \quad \Lambda = \frac{\lambda(\text{\AA})}{4400} - 1$$

où les $\gamma_i (i \in [0, n])$ sont les coefficients de recalibration. Deux coefficients sont généralement suffisants : la normalisation globale γ_0 et l'inclinaison γ_1 du spectre. Les modèles avec et sans recalibration sont superposés (en rouge) au spectre SN 05D1dx+galaxie sur la figure 3.3b et sont respectivement représentés par une ligne continue et une ligne pointillée. Ce modèle contient une composante galactique obtenue à partir des même spectres synthétiques ou observés utilisés par le programme superfit (voir 3.2.2.2) : les spectres synthétiques PEGASE2 (Fioc & Rocca-Volmerange, 1997, 1999) ou les spectres observés de Kinney et al. (1996). Les galaxies spirales Sb de PEGASE2 ne sont pas utilisées dans SALT2 car l'ajustement échoue avec ce type de galaxie. Cela est dû a une dégénérescence entre les Sb et certains âges de galaxies Sa et Sc. Contrairement à superfit ou à \mathcal{SN} -fit, les spectres galactiques sont ici interpolés pour s'affranchir en partie du caractère discret de ces librairies. Lors de l'ajustement du spectre observé par SALT2, le type et l'âge du modèle de galaxie PEGASE2 ou Kinney sont déterminés par interpolation entre deux spectres galactiques contigüs lors de la minimisation globale. Parfois, l'ajustement du spectre est meilleur sans ajout d'une composante galactique, noté dans ce cas "NoGalaxy" (Baumont et al., 2008). La fraction de la galaxie correspondant au meilleur ajustement, notée f_{qal} , est la contribution du modèle de galaxie $gal(\lambda)$ au spectre composite $(SN + gal)(\lambda)$:

$$f_{gal} = \frac{\int gal(\lambda)d\lambda}{\int (SN + gal)(\lambda)d\lambda}$$

Une fois que la composante galactique et sa fraction dans le spectre observé ont été ajustées, la galaxie est soustraite. Dans le cas de SN 05D1dx, le meilleur ajustement de galaxie correspond à 63% d'une galaxie PEGASE2 S0 agée de 12Gyrs et est représentée en bleu sur la figure 3.3b. Le spectre obtenu après soustraction (sur la figure 3.3c) est à priori décontaminé du signal de son hôte et est prêt à être identifié. Cependant, certaines traces de l'hôte peuvent encore être présentes dans le spectre, en particulier lorsque les modèles PEGASE2 sans raies d'émission galactiques sont utilisés : les résidus de ses raies peuvent alors persister dans le spectre soustrait de l'hôte. Ces raies sont étroites et ne parasitent pas la forme globale du spectre pour l'identification. Aucune erreur n'est ajoutée lors de la soustraction de l'hôte (modèle de galaxie sans spectre d'erreur associé). Ainsi, comme le flux globale du spectre diminue et que l'erreur reste inchangée, le rapport signal-sur-bruit diminue quand l'hôte est soustrait.

En résumé, le meilleur ajustement de SALT2 nous permet de caractériser une supernova par des paramètres spectroscopiques, les principaux étant ici le redshift, la phase du spectre, le type et la fraction de l'hôte. Les autres paramètres importants sont photométriques avec la couleur c, le stretch s, la date du maximum de luminosité et la magnitude dans la bande B au maximum dans le référentiel de la supernova. Seul SALT2 nous permet d'avoir accès à ces paramètres, car un modèle de SN Ia est ici construit pour reproduire les données spectro-photométriques.


FIGURE 3.3: Ajustement des données spectro-photométriques de SN 05D1dx par le modèle SALT2 à $z = 0.58 \pm 0.01$. Les points des courbes de lumière dans les bandes g, r, i, z sont ajustés par le modèle sur la figure (a) pour déterminer les paramètres photométriques. Le spectre (en gris) de la figure (b) est alors ajusté par le modèle spectroscopique (en rouge) avec (ligne continue) et sans (ligne pointillée) recalibration. Ce modèle contient une composante galactique (en bleu) qui est soustraite au signal pour obtenir le spectre de la figure (c) du candidat SN Ia mesuré 12.4 jours après le maximum. Le creux d'absorption à 7600 Å dans le référentiel de l'observateur est une absorption tellurique et n'est pas reproduite par SALT2.

L'utilisation de SALT2 a néanmoins des inconvénients. Comme je l'ai évoqué précédemment, le lot d'entrainement de SALT2 ne contient que des données de SNe Ia : le modèle est capable d'ajuster uniquement les SNe Ia, pas les autres types de supernova. Cela signifie que si le candidat est une SN Ib ou une SN Ic par exemple, le modèle tentera d'ajuster un spectre et des courbes de lumière de SN Ia et échouera (cf 3.2.4). Ainsi, nous n'avons pas accès directement à une identification des autres types de supernovae : lorsque l'ajustement échoue et que l'objet ne semble pas être une SN Ia, l'inspection visuelle du spectre est alors nécessaire pour identifier les raies caractéristiques d'une SN Ib, SN Ic ou SN II et déterminer la nature de l'objet. Dans ce cas, les outils SNID, superfit ou SN-fit peuvent aussi s'avérer utiles (Baumont et al., 2008).

3.2.3 Détermination du redshift

Pour construire le diagramme de Hubble avec les SNe Ia, le redshift est une donnée indispensable. Mon travail au sein de la collaboration SNLS a consisté dans un premier temps, a déterminer ce paramètre pour les 103 candidats SN Ia du nouvel l'échantillon VLT2 en utilisant les spectres calibrés en flux et en longueur d'onde, non soustraits de leur galaxie hôte. Pour déterminer le redshift z des candidats SN Ia, il faut identifier les raies d'éléments de longueur d'onde émises λ_{em} connues dans chaque spectre et les faire correspondre aux longueurs d'onde observées λ_{obs} :

$$z+1 = \frac{\lambda_{obs}}{\lambda_{em}}$$

En considérant que λ_{em} est parfaitement connue, l'incertitude du redshift dépend directement de la précision sur λ_{obs} . Les raies ayant une certaine largeur sur le spectre, la détermination de cette longueur d'onde revient à mesurer la valeur centrale de la raie. Pour cela, j'utilise le programme MIDAS (Munich Image Data Analysis System développé par l'ESO) pour ajuster la raie par une gaussienne : j'obtiens la valeur centrale et la largeur à mi-hauteur. Cette largeur est une indication de l'erreur sur λ_{obs} . Ainsi, le redshift est d'autant plus précis que les raies utilisées sont étroites : les supernovae ont des raies larges dues à leur enveloppe en expansion alors qu'au contraire les galaxies ont des raies d'émission ou d'absorption fines. Ces raies galactiques étroites sont donc privilégiées pour estimer le redshift, à condition qu'elles soient visibles dans le spectre.

3.2.3.1 Estimation à partir des raies spectrales de la galaxie hôte

Dans le cas où des raies galactiques sont visibles dans le spectre, le redshift moyen est calculé à partir de ceux estimés indépendamment pour chaque raie. Les éléments les plus utilisés pour λ_{em} sont l'oxygène une fois ionisé [O II] à 3727 Å, le doublet de [O III] à 4959 Å et 5007 Å, l'hydrogène H_{α} à 6563 Å, H_{β} à 4861 Å ainsi que les autres raies d'émission de Balmer, ou encore la double absorption du calcium Ca II H & K à 3934 Å et 3968 Å. Cette méthode est illustrée sur la figure 3.4 avec la détermination du redshift sur le spectre du candidat SN 07D1ah observé le 27 août 2007. Le redshift a été estimé à $z = 0.342 \pm 0.001$ à l'aide de plusieurs raies d'émission qui sont identifiées sur la figure 3.4a par des lignes de couleur superposées au spectre. Ces 5 raies sont chacune ajustées par une fonction gaussienne sur les figures suivantes : [O II] (en bleu) est identifiée à $\lambda_{[OII]} = 5001$ Å à partir de l'ajustement de la figure 3.4b, H_{β} (en vert) est repéré à $\lambda_{H_{\beta}} = 6521$ Å et le doublet [O III] (en jaune) à $\lambda_{[OIII]} = 6652$ Å et 6717 Å à partir de la figure 3.4c, et enfin H_{α} (en rouge) à $\lambda_{H_{\alpha}} = 8803$ Å d'après la figure 3.4d.

Nous affectons une erreur de 0.001 aux redshifts déterminés ici, typique de l'erreur obtenue à partir de raies galactiques (Balland et al., 2006; Baumont et al., 2008; Hook et al., 2005; Howell et al., 2005; Lidman et al., 2005). Cette erreur $\sigma_{\lambda_{obs}}$ est reliée à la largeur à mi-hauteur $\delta_{\lambda_{obs}}$ de l'ajustement gaussien des raies galactiques par la relation : $\delta_{\lambda_{obs}} = 2.36 \cdot \sigma_{\lambda_{obs}}$. Propagée au redshift, cette erreur devient :

$$\sigma_z = \frac{\delta_{\lambda_{obs}}}{2.36 \cdot \lambda_{em}} = (1+z) \frac{\delta_{\lambda_{obs}}}{2.36 \cdot \lambda_{obs}}$$

Pour SN 07D1ah, l'ajustement gaussien de MIDAS de la raie [O II] (voir figure 3.4b) nous donne accès à la valeur centrale 5001 Å et à la largeur à mi-hauteur 13 Å. Dans ce cas, l'erreur sur le redshift est $\sigma_z \sim 0.001$. Cette erreur dépend théoriquement de la valeur z, mais je décide d'affecter cette même erreur de 0.001 à tous les redshift. La largeur des raies peut être due à la dispersion en longueur d'onde par pixel (2.5 Å par pixel au VLT). En effet, une raie, même fine, s'étale sur plusieurs pixels sur le CCD (2 ou 3 pour une raie fine du ciel). La dispersion de vitesse des étoiles au sein de la galaxie joue également un rôle dans l'étalement des raies galactiques. Cette contrainte physique limite la précision sur le *redshift*. En effet, avec une dispersion de $\sigma_v \sim 150 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ en moyenne (la dispersion dépend du type de la galaxie) (Forbes & Ponman, 1999; Kourkchi et al., 2012), l'erreur sur le *redshift* est

$$\sigma_z = \frac{\sigma_v}{c} \simeq 5 \times 10^{-4}$$
 à bas z où $v = z \cdot c$

Par la suite, les *redshifts* déterminés à partir de raies galactiques seront ainsi donnés avec 3 chiffres significatifs et une erreur de 0.001.



FIGURE 3.4: Détermination du redshift $z = 0.342 \pm 0.001$ de SN 07D1ah observée le 27 Août 2007. Les raies d'émission galactiques sont identifiées sur le spectre (a) par les lignes de couleur, puis chaque raie est ajustée par une fonction gaussienne : [O II] sur la figure (b) en bleu, H_β en vert et le doublet [O III] en jaune sur la figure (c), et H_α en rouge sur la figure (d).

3.2.3.2 Estimation basée sur le spectre de la supernova

Les raies galactiques ne sont pas toujours présentes dans le spectre observé. Dans ce cas, la procédure de détermination du *redshift* expliquée ci-dessus (en 3.2.3.1) n'est plus applicable. L'estimation se fait alors à partir des raies de la supernova elle-même. Pour cela, un premier *redshift* est déterminé grossièrement à l'aide des larges raies en P-Cygni de la supernova, Ca II ou Si II (respectivement à ~3700 Å et ~4000 Å ou ~6150 Å pour les plus proches). Par exemple, ces deux raies sont utilisées pour la détermination du *redshift* de SN 06D2hm (observée le 18 décembre 2006) : à partir de leur position sur le spectre 3.5a, nous évaluons $z \simeq 0.57$ dans un premier temps. Une grille en *redshift* est alors définie en faisant varier la valeur z par pas de 0.005 autour de cette première valeur. Pour chaque valeur de *redshift* de la grille, les courbes de lumière et le spectre du candidat SN Ia sont ajustés par le modèle SALT2 (cf 3.2.2.3). Le χ^2 réduit, noté χ^2_{ν} , est ainsi obtenu en fonction de z comme illustré par la figure 3.5b. L'ajustement est effectué à chaque z pour les différents types de galaxie disponibles y compris sans composante galactique (cas noté "Nogal"). Le *redshift* correspondant au meilleur ajustement est repéré par le minimum de χ^2_{ν} , ici à z = 0.565 pour une galaxie Sa.

Comme dans le cas précédent (cf 3.2.3.1), la précision sur le redshift est limitée par la largeur des raies. Les raies en P-Cygni d'une SN Ia sont larges à cause d'une vitesse élevée des éjectas (entre 10 000 et 15000 km s⁻¹ Benetti et al. 2005) et l'erreur sera donc plus élevée que pour les raies galactiques. La détermination de la largeur à mi-hauteur d'une la raie d'absorption nous permet d'obtenir une estimation de l'erreur. Par exemple, pour SN 06D2hm, j'estime cette erreur à partir de la raie d'absorption du Ca II ($\lambda_{obs} \sim 5750$ Å). La largeur à mi-hauteur de cette raie est $\delta_{obs} \sim 150$ Å ce qui correspond ici à une erreur sur le redshift de $\sigma_z \sim 0.02$. Cette valeur est surestimée car typiquement, nous déterminons la position λ_{obs} de la raie avec une meilleure précision que la largeur à mi-hauteur. Typiquement, l'erreur sur la redshift devient $\sigma_z \sim 0.01$.

Ainsi, si j'attribue une erreur au redshift de 0.01, les valeurs déterminées par le minimum de χ^2_{ν} doivent être arrondies à deux chiffres significatifs. Dans ce cas, je choisis le redshift correspondant à la valeur de χ^2_{ν} la plus proche du minimum. Par exemple, pour SN 06D2hm, la valeur la plus proche est $z = 0.56 \pm 0.01$.

Le résultat donné par cette méthode doit être contrôlé et nécessite une inspection visuelle du meilleur ajustement du spectre par le modèle utilisant cette valeur de z. Dans 80% des cas, la valeur de redshift donnée par le minimum de χ^2_{ν} , correspond au meilleur ajustement visuel à 0.01 près. Cet écart concorde avec l'erreur typique affectée aux redshifts estimés à partir de la forme de la supernova.

Pour un petit nombre de cas, l'écart entre le redshift déterminé par le minimum de χ^2_{ν} , et celui correspondant à l'ajustement visuellement optimal, est supérieur à l'erreur 0.01. Par exemple, le redshift de SN 06D4jt déterminé par le minimum du graphique 3.6a, est z = 0.795 avec une galaxie Sd. L'ajustement du spectre SN + galaxie (voir figure 3.6b) et celui du spectre de la supernova soustraite de l'hôte (voir figure 3.6c) sont légèrement décalés vers le rouge. Dans un cas pareil, nous déterminons un nouveau redshift voisin du premier, ici z = 0.76, mieux adapté pour reproduire de façon satisfaisante le spectre avec le signal de la galaxie (figure 3.6d) et celui de la supernova seule (figure 3.6e). Les SNe Ia pour lesquelles la détermination du redshift par le minimum de χ^2_{ν} n'est pas optimale, ont toutes un spectre bruité ($S/N \leq 1$) et une fraction de galaxie élevée ($f_{gal} > 40\%$).



FIGURE 3.5: Détermination du redshift de SN 06D2hm observée le 18 décembre 2006. Un premier redshift est estimé à $z \simeq 0.57$ à partir des raies Ca II (en bleu) et Si II (en vert) sur le spectre (a). Les données spectro-photométriques sont ajustées par le modèle SALT2 de z = 0.54 à 0.58 par pas de 0.005 pour obtenir le graphique (b) pour différents types de galaxies (points de couleurs correspondent aux valeurs de χ^2). Le meilleur ajustement correspond à z = 0.565, arrondi à $z = 0.56 \pm 0.01$ avec une galaxie Sa, et est représenté sur la figure (c) : le modèle (en rouge) avec (ligne continue) et sans (ligne pointillée) recalibration auquel une composante galactique a été ajoutée (en bleu) est superposé au spectre (en gris).

Pour contrôler les valeurs de z, tous les redshifts ont également été estimés par Chris Lidman. Sa méthode d'estimation basée sur les raies galactiques est similaire à celle que j'ai présentée dans la partie 3.2.3.1. En ce qui concerne l'estimation à partir des raies de la supernova, le code **superfit** présenté dans la partie 3.2.2.2 a été utilisé. Nous avons comparé nos valeurs pour aboutir à une estimation commune. Des différences entre nos deux estimations étaient présentes dans environ 15% des cas. Dans la majeure partie de ces cas, l'écart entre nos valeurs était dans la barre d'erreur. Cela provenait soit d'un écart dans le positionnement des raies galactiques, soit dans notre jugement du meilleur ajustement des raies de la supernova en utilisant SALT2 ou superfitsuperfit.



FIGURE 3.6: Détermination du redshift $z = 0.76 \pm 0.01$ de SN 06D4jt observée 3 jours après le maximum. Le redshift est estimé à z = 0.795 pour une galaxie Sd à partir du minimum de (a) mais les ajustements (b) avec la galaxie, et (c) après soustraction de l'hôte, sont décalés vers le bleu et ne sont donc pas optimaux. $z = 0.76 \pm 0.01$ avec une galaxie Sd permet de mieux reproduire le spectre SN + galaxie (d), et la supernova seule (e). Cet écart entre les deux estimations de z peut être dû en partie au faible S/N = 1.4 et à la forte fraction de galaxie (44%). Des fluctuations sont visibles pour les galaxies Sa et Sc : ce sont des fluctuations numériques où l'ajustement de SALT2 s'accroche sur des raies autres que celles de la SN Ia (raies atmosphériques par exemple).

Pour quelques objets, l'écart était plus important : l'œil expert de Chris Lidman décelait les raies galactiques quand je ne voyais que le bruit du spectre, et inversement, une raie que je pensais galactique ne pouvait être que du bruit pour lui. Par exemple, j'ai déterminé le redshift de SN 06D1kh (figure A.24 de l'annexe A) à $z = 0.85 \pm 0.01$ à partir de la forme de la supernova, alors que Chris Lidman a identifié les raies d'absorption Ca H&K à 7410 Å et à 7465 Å à partir du spectre 2D donnant $z = 0.882 \pm 0.001$. Nous avons favorisé ici le redshift basé sur les raies galactiques : le décalage entre l'ajustement SALT2 et le spectre observé peut être attribué ici à la vitesse propre de la supernova au sein de la galaxie, et/ou à la vitesse des éjectas de la supernovae. Nous avons ainsi examiné tous les redshifts et convergé vers les résultats présentés dans la partie 3.3.2.

3.2.4 Identification de la nature des candidats SN Ia

Maintenant que le *redshift* du candidat est déterminé, il faut s'assurer que l'objet en question est bien une SN Ia pour ne pas contaminer le diagramme de Hubble avec d'autres types d'objets. Ma seconde contribution aux données SNLS a donc été d'identifier le type des candidats du nouvel échantillon VLT à partir de leur spectre connaissant leur *redshift*.

L'identification du type du candidat se fait à l'aide de l'ajustement du modèle SALT2 (partie 3.2.2.3). Cette identification repose sur la qualité de l'ajustement du modèle de SN Ia. En effet, comme je l'ai expliqué dans la partie 3.2.2.3, le modèle SALT2 ne permet pas d'ajuster une supernova autre qu'une SN Ia. Un jugement visuel de l'ajustement est nécessaire, et le modèle SALT2 est utilisé ici comme un guide pour reconnaître la forme de SN Ia dans le spectre. Chacun des 103 candidats du nouvel échantillon VLT est classé dans l'une des catégories suivantes, définies par Balland et al. (2009) et basées sur Lidman et al. (2005).

SN Ia : le candidat est certainement une SN Ia. Cette classification implique la présence d'au moins une des raies caractéristiques d'une SN Ia : le silicium Si II à 4000 Å ou à 6150 Å, ou encore le doublet du souffre vers 5600 Å. Par exemple, pour SN 06D1du (voir figure 3.7), la présence de ces raies du Si II et S II permet directement sa classification en SN Ia.



FIGURE 3.7: Identification de la SN Ia 06D1du à $z = 0.24 \pm 0.01$ observée le 20 septembre 2006 au maximum de luminosité. Les raies caractéristiques d'une SN Ia sont clairement visibles avant (a) et après la soustraction de 4% du modèle de galaxie PEGASE2 elliptique de 1 Gyr (b).

Si aucune de ces raies n'est clairement visible, le candidat peut quand même être classé comme SN Ia si l'ajustement du modèle SALT2 reproduit bien le spectre sur une large gamme de longueurs d'onde. Dans ce cas, 2 critères supplémentaires sont à prendre en compte :

• la phase Φ du spectre ne doit pas excéder 7 jours après le maximum de luminosité dans la bande B. En effet, une confusion est possible entre un spectre de SN Ia une semaine ou plus après le maximum de luminosité, et celui d'une SN Ib/c autour du maximum de luminosité (Hook et al., 2005; Howell et al., 2005) car les raies caractéristiques comme le Si II sont moins prononcées qu'au maximum de luminosité. En effet, sur la figure 3.8 le spectre de SN 07D4aa, une SN Ia observée 14 jours après le maximum à $z = 0.207 \pm 0.001$, présente des similitudes avec le spectre de SN 06D1dv, une SN Ib/c mesurée à z = 0.062au maximum.



FIGURE 3.8: Comparaison du spectre de la SN Ia SN 07D4aa (en orange) mesurée le 19 Juin 2007, soit 14 jours après le maximum, à $z = 0.207 \pm 0.001$ et le spectre de la SN Ib/c SN 06D1dv (en bleu) observée le 22 Septembre 2006 à $z = 0.062 \pm 0.001$ au maximum.

la recalibration du modèle doit être inférieure à 20% sur tout le spectre (Balland et al., 2009). Dans le cas contraire, cela pourrait indiquer que SALT2 tente de tordre le modèle de SN Ia pour palier par exemple à un problème de calibration du spectre. Cela peut également signifier que le modèle de SN Ia tente d'ajuster un spectre qui n'est pas celui d'une SN Ia standard. L'objet peut être dans ce cas une SN Ia particulière ou une non-SN Ia. En définitive, en l'absence de raies caractéristiques, ces objets sont classés dans la catégorie SN Ia*.

Par exemple, SN 07D1cc observée 1.2 jours après le maximum de luminosité à $z = 0.853 \pm 0.001$, a été identifiée comme SN Ia grâce à la qualité de l'ajustement SALT2 représenté sur la figure 3.9, malgré l'absence des raies caractéristiques et une fraction d'hôte élevée (ici 49% d'une galaxie interpolée entre les spectres moyens Sa et Sb de Kinney).



FIGURE 3.9: Identification de la SN Ia 07D1cc à $z = 0.854 \pm 0.001$ observée le 16 Septembre 2007, soit 1.2 jours après le maximum de luminosité. Les raies caractéristiques d'une SN Ia ne sont pas visibles, mais l'ajustement SALT2 reproduit bien tout le spectre (a) avec peu de recalibration. Une fois les 49% du modèle de galaxie Sa-Sb de Kinney soustrait, le spectre (b) est bien ajusté par le modèle de SN Ia.

SN Ia* : le candidat est probablement une SN Ia mais d'autres types ne peuvent pas être exclus, comme les SN Ib ou SN Ic, à cause d'une phase tardive (voir figure 3.8), ou d'un spectre bruité (faible S/N) ne permettant pas d'identifier de manière non ambigüe une SN Ia. Les candidats entrent dans cette catégorie s'ils ont une phase $\Phi > 7$ jours et/ou une recalibration supérieure à 20%, et si leur spectre ne présente pas de raies caractéristiques de SN Ia, mais que l'ajustement du modèle de SN Ia de SALT2 reproduit bien la forme des raies principales sur une grande partie du spectre. C'est le cas pour SN 06D1bg montrée figure 3.10. Cette supernova observée à $z = 0.76 \pm 0.01$, est bien reproduite par le modèle SALT2 mais n'est identifiée qu'en SN Ia* en raison de son faible S/N = 1.6. Le S/N utilisé ici et dans le reste de ce chapitre, est calculé par intervalle de 5Å le long de la gamme spectrale, puis moyenné sur tout le spectre.



FIGURE 3.10: Identification de la SN Ia \star 06D1bg à $z = 0.76 \pm 0.01$ observée le 23 août 2006, soit 8 jours après le maximum de luminosité. Les raies caractéristiques d'une SN Ia sont absentes ou non visibles, l'ajustement SALT2 est acceptable sur le spectre (a) et (b) après soustraction de 39% de galaxie PEGASE2 S0 de 1 Gyr. Compte tenu du S/N = 1.6, nous ne pouvons pas identifier de manière non ambigüe la SN Ia.

SN Ia pec : le candidat est une SN Ia particulière. Son spectre n'est pas celui d'une SN Ia standard, mais ressemble à celui des SNe Ia particulières SN 1991T, SN 1991aa ou SN 1991bg (cf chapitre 1). Dans l'échantillon VLT2, j'ai identifié une seule SN Ia-pec de type SN 1991T : SN 07D1ah (voir la section 3.3.4).

SN ? : le candidat est peut être une supernova mais le type est indéterminé. Des raies en profiles P-Cygni sont distinguables, mais la forme globale du spectre n'est pas suffisamment caractéristique pour permettre une classification en SN Ia, SN Ib, SN Ic ou type II. C'est par exemple le cas pour SN 06D1ch observée le 5 Septembre 2006 illustré par la figure 3.11.



FIGURE 3.11: Identification de la SN? 06D1ch à $z = 0.852 \pm 0.001$ observée le 5 Septembre 2006, soit 4.3 jours après le maximum de luminosité. Le meilleur ajustement contient 75% de galaxie Sa-Sb de Kinney (a). Après soustraction, des raies larges en P-Cygni sont visibles dans le spectre (b) mais la forme n'est pas suffisamment caractéristique pour identifier le type de l'objet.

Autres : le spectre du candidat n'est clairement pas celui d'une SN Ia, et peut être une SN Ib, SN Ic, SN II ou un AGN (Noyau Actif de Galaxie). Comme évoqué dans la partie 3.2.2.3, le modèle SALT2 ne permet pas directement l'identification d'un autre type de supernova. Pour classer un objet dans cette catégorie, la qualité de l'ajustement est jugée sur l'ensemble du spectre : un ajustement éloigné du spectre observé, dont les raies principales sont mal reproduites, avec une recalibration importante indique que le candidat n'est pas une SN Ia. Si la qualité de leur spectre le permet, les candidats non SN Ia peuvent bénéficier d'une classification plus précise. Par exemple, le candidat SN 06D1jx à $z \simeq 0.14$ (figure 3.12) peut directement être classé en SN II.

En effet, pour ce candidat, l'ajustement de SALT2 de la figure 3.12a est mauvais et le spectre ne correspond pas à celui d'une SN Ia mais à celui d'une SN II avec des raies d'hydrogène caractéristiques comme le confirme SNID (figure 3.12b). Pour SN 06D1jx, l'ajustement de SNID de la figure 3.12b nous indique qu'il s'agit d'une SN IIp, autrement dit une supernova de type 2 (avec de l'hydrogène) dont les courbes de lumière présentent un plateau (ch chapitre 1).



(b)

FIGURE 3.12: Identification de la SN IIp 06D1jx à $z = 0.14 \pm 0.01$ observée le 24 Décembre 2006. L'ajustement du modèle SALT2 de la figure (a) ne reproduit pas correctement la forme du spectre nous indiquant qu'il ne s'agit pas d'une SN Ia. Les raies les plus marquées dans le spectre sont des raies P-Cygni d'hydrogène, caractéristiques d'une SN II. L'utilisation de SNID sur le spectre (b) confirme que SN 06D1jx n'est pas une SN Ia, mais une SN IIp, bien ajustée par SN1999em 5 jours après le maximum à $z = 0.138 \pm 0.004$ (compatible avec $z = 0.14 \pm 0.01$).

Indéterminés : pour des spectres contaminés par une forte composante galactique (plus de 95%), aucun signal n'est visible après la soustraction de l'hôte, ne permettant pas l'identification de l'objet qui est alors classé dans cette catégorie. Les spectres mal extraits ou avec une supernova mal positionnée dans la fente entrent également dans cette catégorie.

Même si l'identification présentée ici est purement spectroscopique, l'ajustement de SALT2 fournit également des informations photométriques qui peuvent être utilisées dans un deuxième temps pour confirmer si le candidat est une SN Ia ou non. En effet, une SN Ia a classiquement une couleur comprise entre $-0.25 \le c \le 0.25$ et un paramètre x_1 dans l'intervalle $-2 \le x_1 \le 2$ (Sullivan et al., 2011). Des paramètres photométriques marginaux peuvent indiquer que la courbe de lumière du candidat ne correspond pas à celle d'une SN Ia classique. Dans ce cas, le candidat peut être soit une SN Ia particulière, soit une supernova d'un autre type.

La classification que j'ai établie reste subjective car elle nécessite un jugement humain de la qualité des ajustements du modèle SALT2. Pour vérifier et consolider cette identification, une autre classification a été réalisée indépendamment par Chris Lidman en utilisant le code superfit détaillé dans la partie 3.2.2.2. Les deux identifications ont été recoupées : le type était différent dans moins de 10% des cas. Les différences correspondaient le plus souvent à des objets identifiés comme SN Ia dans une classification, et SN Ia* dans l'autre. Par exemple, pour SN 06D1bg (figure A.6 de l'annexe A), nos classification étaient différentes : SN Ia ou SN Ia*. Par prudence, nous avons décidé de la rétrograder en SN Ia* compte tenu de la phase tardive malgré un bon ajustement du modèle sur l'ensemble du spectre. Après inspection de tous les cas litigieux, nous avons convergé vers la classification finale présentée ci-dessous.

3.3 Résultats

Parmi les 103 candidats de notre échantillon de départ, 50 ont été identifiés comme SN Ia et 16 en SN Ia*. J'ai également identifié une SN Ia particulière, SN 07D1ah. En ce qui concerne les autres catégories citées dans la partie 3.2.4, 12 candidats ont été identifiés comme SN ?, 19 comme étant autre chose qu'une SN Ia dont 1 SN Ib ou SN Ic, 7 SNe II et 7 probables SNe II, 1 AGN et 1 probable AGN, 2 supernovae surlumineuses (SNSL) à $z \sim 1.5$ identifiées par Howell & Legacy Survey (2012) et enfin 5 objets comme indéterminés. Dans les résultats présentés ici, je ne m'intéresserai qu'aux SNe Ia, SNe Ia*et SN Ia pec qui seront les seules à être intégrées au diagramme de Hubble pour les analyses cosmologiques, si leurs données photométriques sont suffisantes.

3.3.1 Conditions d'observation

Les candidats identifiés comme SN Ia, SN Ia \star SN Ia pec sont listés dans le tableau 3.2 avec leurs conditions d'observation. Dans le cas de SN 05D1dx et SN 06D1eb, deux spectres ont été mesurés pour chaque objet, à différentes phases. Je présente donc ici 69 spectres pour 67 supernovae dont les noms sont donnés colonne 1. Chacun de ces objets est repéré dans le ciel par sa position en ascension droite (RA) et en déclinaison (Dec), indiquées respectivement colonnes 2 et 3. L'acquisition du spectre a été réalisée au VLT à la date indiquée dans la colonne 4, avec un temps d'exposition se découpant majoritairement en 4 poses de 900 secondes, donné colonne 5. Ce temps d'exposition dépend directement de la magnitude apparente de l'objet donnée dans la dernière colonne du tableau 3.2. Ce paramètre représente la magnitude apparente m_i dans le référentiel de l'observateur dans la bande *i* le jour de l'acquisition du spectre. Cette quantité permet d'évaluer la luminosité apparente dans le référentiel de l'observateur de l'objet (plus m_i est élevé, moins l'objet paraît lumineux)². Les valeurs du seeing et de la masse d'air χ , calculés à partir des valeurs au début et à la fin de la pose, sont indiquées colonnes 6 et 7.

Dans 94% des cas, le grism 300V a été utilisé avec le filtre GG435, et seulement 4 SNe Ia ont été mesurées à l'aide du grism 300I associé au filtre OG590 (cf section 2.2.4.1). L'échantillon étudié ici a été observé en grande majorité en mode MOS, et seulement 7 spectres ont été mesurés en LSS.

²Les valeur de m_i proviennent pour la majeur partie des cas de la base de données du VLT. Cette donnée n'est pas disponible pour toutes les observations : dans ce cas, je donne la valeur interpolée à la phase du spectre à partir de la photométrie de la base de donnée du groupe SNLS de Toronto.

Dans ce tableau sont indiquées les 8 SNe Ia (9 spectres) mesurées en mode MOS pendant la période d'observation du VLT1, qui n'ont pas été inclus dans Balland et al. (2009). La supernova SN 06D2bo identifiée par Bazin et al. (2011) après une nouvelle extraction est également indiquée.

Nom SN	RA (J2000)	Dec (J2000)	Date	Tps d'exp. (s)	Seeing $('')$	χ	m_i
05D1 der a	02.07.47.00	04.01.57.1	2005 10 10	4 000	1.15	1.90	02.07
05D1dx = 05D1dx a	02:27:47.00 02:27:47.00	-04:01:57.1	2005 - 10 - 10 2005 - 11 - 12	4 x 900 4 x 900	1.13	1.20	20.27 02.20
05D1ux $05D1hm^{a}$	02.27.47.00 02.27.46.10	-04 .01 .07.1	2005-11-12	4 x 900 4 x 900	0.89	1.00	23.32 23.51
$05D1if^{a}$	$02 \cdot 24 \cdot 29 72$	-04 :34 :13 0	2005-11-25	4 x 900	1.12	1.15	23.51
$05D2le^{a}$	10:01:54.86	+02:05:34.8	2005-12-01	$4 \ge 900$	0.64	1.35	23.56
06D1bg	02:25:20.73	-04:06:58.2	2006-08-23	$4 \ge 900$	0.75	1.38	23.60
06D1bo	02:26:15.53	-04:20:58.6	2006-08-23	$4 \ge 900$	0.98	1.13	23.52
$06D1cm^{b}$	02:25:01.91	-04 :28 :43.2	2006-09-04	8 x 900	0.63	1.18	23.53
06D1cx	02:26:02.59	-04:14:43.7	2006-09-01	$4 \ge 900$	1.48	1.08	23.67
06D1dc	02:25:09.01	-04 :33 :13.2	2006-09-22	$4 \ge 900$	0.98	1.14	23.38
06D1dl	02:27:38.39	-04 :32 :36.6	2006-09-22	$4 \ge 900$	1.08	1.08	22.97
06 D1 du b	02:25:40.88	-04 :12 :23.3	2006-09-20	$3 \ge 750$	0.76	1.07	20.80
06D1eb	02:25:03.05	-04:06:25.2	2006-09-26	6 x 900	0.74	1.08	$23.45 \ ^{e}$
06D1eb	02:25:03.05	-04:06:25.2	2006-10-01	$3 \ge 750$	1.06	1.07	23.38^{e}
06D1fd b	02:25:54.43	-04:36:28.9	2006-10-27	$3 \ge 750$	0.65	1.27	22.37
06D1fx	02:27:41.89	-04 :46 :43.3	2006-11-14	$4 \ge 900$	0.99	1.07	22.75
06D1gl ^c	02:26:53.28	-04 :46 :29.8	2006-11-18	$9 \ge 900$	1.06	1.08	24.06
06D1hi	02:24:30.50	-04 :11 :39.4	2006-11-25	$4 \ge 900$	0.93	1.08	23.24
06D1ix b	02:26:33.63	-03:59:03.8	2006-12-18	$4 \ge 900$	0.68	1.44	22.85
06D1jf	02:24:17.47	-04:25:52.5	2006-12-18	$4 \ge 900$	1.39	1.11	23.41
06D1jz	02:27:11.07	-04:26:25.8	2006-12-23	$4 \ge 900$	0.79	1.25	21.73
06D1kf	02:26:49.27	-04 :10 :10.1	2006-12-24	$4 \ge 900$	1.10	1.07	23.37
06D1kg	02:24:32.57	-04:15:02.0	2007-01-17	$3 \ge 750$	1.25	1.29	21.91
06D1kh c	02:24:50.09	-04:42:30.6	2007-01-23	$6 \ge 900$	1.66	1.32	23.74
06D2ag a	10:01:43.36	+01:51:37.3	2006-01-26	$3 \ge 750$	0.70	1.12	21.97
06D2bo b,d	10:00:52.54	+02:03:22.9	2006-02-09	$6 \ge 900$	0.64	1.13	24.15
06D2hm	09:58:44.57	+02:19:58.7	2006-12-18	$4 \ge 900$	0.64	1.16	23.16
06D2hu	09:59:56.99	+02:08:03.3	2006-12-20	$4 \ge 900$	0.84	1.30	22.16
06D2jw c	09:59:37.59	+02:34:18.4	2006-12-27	$6 \ge 900$	0.82	1.26	24.13
06 D4 ba a	22:15:35.72	-18:13:44.7	2006-07-04	$4 \ge 900$	0.77	1.16	23.58
06 D4 bo a	22:15:28.12	-17:24:33.2	2006-07-04	$4 \ge 900$	0.71	1.03	22.73
06D4bw a	22:15:03.70	-17:53:00.2	2006-07-03	$6 \ge 900$	0.74	1.05	23.41
06D4gs ^b	22:15:14.80	-17:14:52.5	2006-09-20	$3 \ge 750$	0.84	1.28	21.59
06D4jh	22:15:31.24	-18:04:22.1	2006-11-14	$4 \ge 900$	0.59	1.09	23.02
06D4jt	22:14:45.52	-18:00:56.8	2006-11-19	$4 \ge 900$	1.13	1.39	22.96
07D1ab	02:26:44.88	-04:01:00.7	2007-01-23	$4 \ge 900$	_ <i>f</i>	1.40	22.19
07D1ad	02:27:44.72	-04:57:42.3	2007-01-24	$4 \ge 900$	1.60	1.60	21.80
07D1ah	02:27:33.33	-04:06:54.3	2007-08-27	$4 \ge 900$	1.10	1.17	24.12
07D1bl	02:27:30.62	-04:40:21.2	2007-09-04	$4 \ge 900$	1.12	1.08	25.55
07 D1 bs	02:26:04.32	-04:54:27.6	2007-09-08	$4 \ge 900$	1.06	1.37	$23.15~^{e}$
07D1bu	02:27:00.37	-04:32:32.9	2007-09-08	$4 \ge 900$	1.59	1.14	$22.93 \ ^{e}$
07D1by	02:24:05.44	-04 :32 :00.6	2007-09-12	$4 \ge 900$	0.91	1.07	23.44 e

Nom SN	RA (J2000)	Dec (J2000)	Date	Tps d'exp. (s)	Seeing $('')$	χ	m_i
07D1ca	02:24:47.20	-04 :50 :56.0	2007-09-16	$6 \ge 900$	1.19	1.10	24.00 ^e
07D1cc	02:25:16.94	-04:06:49.7	2007-09-16	$6 \ge 900$	0.81	1.09	24.14^{e}
07D1cd	02:25:33.96	-04:45:06.5	2007-09-21	$6 \ge 900$	0.99	1.11	24.22^{e}
07D1cf	02:26:34.20	-04 :58 :52.3	2007-09-20	$4 \ge 900$	2.24	1.08	25.30
07 D2aa b,c	10:02:05.50	+02:25:43.4	2007-01-27	6 x 900	0.52	1.13	24.11
07D2ae	10:01:50.58	+01:52:33.6	2007-01-25	$4 \ge 900$	0.60	1.13	22.84
07D2ag	10:00:09.01	+02:09:59.2	2007-01-25	$4 \ge 900$	0.73	1.16	21.48
07D2ah	09:59:58.16	+01:53:21.9	2007-01-26	$4 \ge 900$	0.64	1.22	23.49
07D2aw	10:02:21.66	+02:27:06.6	2007-02-24	$4 \ge 900$	0.82	1.23	23.94
07D2bd	09:58:38.09	+02:07:35.4	2007-02-19	$4 \ge 900$	0.88	1.12	23.15
07D2be	10:02:08.40	+02:40:00.6	2007-02-19	$4 \ge 900$	0.90	1.20	24.03
07D2bi	09:58:46.65	+02:40:29.9	2007-02-23	$4 \ge 900$	1.00	1.13	23.58
07D2bq	10:01:51.86	+02:00:48.4	2007-02-27	$4 \ge 900$	1.33	1.13	23.10
07D2cb	10:01:27.40	+01:55:47.7	2007-03-17	$4 \ge 900$	0.96	1.12	23.24
07D2cq	10:00:47.03	+01:52:04.1	2007-03-20	$4 \ge 900$	0.94	1.26	23.34
07D2ct	10:00:17.00	+02:17:13.8	2007-03-21	$6 \ge 900$	0.82	1.35	23.88
07D2du	10:00:30.20	+01:51:30.4	2007-04-20	$4 \ge 900$	1.24	1.34	22.88
07D2fy	09:59:32.36	+02:18:00.9	2007-05-15	$4 \ge 900$	0.58	1.16	23.51
07D2fz	10:00:13.41	+02:24:16.9	2007-05-15	$4 \ge 900$	0.50	1.15	23.21
07D4aa	22:16:59.49	-17:52:03.3	2007-06-19	$4 \ge 900$	0.59	1.02	21.18
07D4cy	22:15:02.47	-17:37:43.2	2007-08-22	$4 \ge 900$	1.20	1.20	$23.35 \ ^{e}$
07D4dp	22 :14 :33.80	-17:25:58.9	2007-09-10	$4 \ge 900$	0.82	1.23	23.28 e
07D4dq	22:14:02.17	-17:48:43.4	2007-09-10	$4 \ge 900$	0.88	1.06	22.78^{e}
07D4dr	22 :14 :43.06	-17 :18 :34.1	2007-09-10	$4 \ge 900$	1.12	1.01	$23.10^{\ e}$
07 D4 ec	22:16:09.48	-18:02:18.8	2007-09-19	$4 \ge 900$	1.33	1.21	25.08
07D4ed	22:15:18.55	-18:09:52.5	2007-09-28	$4 \ge 900$	0.43	1.14	24.12
07 D4 ei	22:16:29.93	-17:32:05.1	2007-09-22	$4 \ge 900$	0.76	1.18	23.28 e

Détermination du redshift et identification des SNe Ia VLT du SNLS à 5 ans

Notes. ^(a) Spectre mesurés en mode MOS pendant la période d'observation VLT1. Cet objet est inclus dans l'échantillon SNLS 3 ans publié par Guy et al. (2010) mais pas dans le lot de données VLT1 (Balland et al., 2009).

(b) Spectre mesuré en mode LSS.

 $^{(c)}$ Observé avec le Grism 300I et le filtre OG590.

^(d) Identifié comme SN Ia par Bazin et al. (2011) après une nouvelle extraction et estimation du redshift ^(e) Spectre pour lequel la donnée m_i n'est pas disponible dans la base de données du VLT et est déterminée à partir de la base de données de SNLS à Toronto.

 $^{(f)}$ Spectre pour lequel la valeur du seeing lors de la mesure du spectre n'est pas disponible dans la base de données du VLT.

TABLE 3.2: Liste des spectres SNe Ia, SNe Ia \star et SN Ia-pec de l'échantillon VLT2 avec leurs conditions d'observation

3.3.2 Décalage vers le rouge et identification

Les résultats de l'identification et de l'estimation du *redshift* de chacun des 67 candidats classés SN Ia, SN Ia* ou SN Ia-pec sont résumés dans le tableau 3.3. Sont listés ici, pour chacun

des 69 spectres, le type du candidat (SN Ia, SN Ia \star ou SN Ia-pec) et l'estimation du redshift affecté de son erreur, dans les colonnes 2 et 3. La source utilisée pour déterminer ce redshift est donnée colonne 4 : l'estimation est basée, soit sur les raies de la galaxie hôte (H) correspondant à une erreur sur z de 0.001, soit sur la forme de la supernova elle-même (S) avec une erreur de 0.01 (voir section 3.2.3). Parmi les 67 estimations du redshift, 20, soit 30%, sont basées sur la forme de la supernova. Les paramètres spectroscopiques correspondants au meilleur ajustement de SALT2 sont donnés de la colonne 5 à la colonne 7 avec dans l'ordre :

- la phase Φ du spectre dans le référentiel de la supernova,
- le meilleur ajustement du modèle de galaxie hôte : il s'agit soit d'un modèle PEGASE2 avec un type morphologique et l'âge en 10⁹ années (Gyr) entre parenthèse, soit un modèle de Kinney avec les deux types d'hôte contigüs entre lesquels le modèle est interpolé. Pour SN 05D2le, SN 06D1cm, SN 06D1cx, SN 06D2ag, SN 07D2fy et SN 07D4ed, l'ajustement du spectre est meilleur sans composante galactique et est indiqué "NoGalaxy",
- la fraction de galaxie hôte ajoutée au modèle de SN Ia pour ajuster au mieux le spectre observé.

La dernière colonne du tableau 3.3 représente le S/N moyen de chaque spectre, défini dans la section 3.2.4.

Nom SN	Type	Z	Source z	Φ	Modèle d'hôte	f_{gal}	$\langle S/N \rangle$
05D1dx	SNIa	0.58 ± 0.01	\mathbf{S}	-8.5	SO(1)	0.21	3.2
05 D1 dx	SNIa	0.58 ± 0.01	\mathbf{S}	12.4	S0(12)	0.63	0.9
05 D1 hm	SNIa	0.587 ± 0.001	Η	4.5	E(1)	0.83	1.5
05D1if	SNIa	0.763 ± 0.001	Η	-5.9	S0-Sa	0.54	1.0
05D2le	SNIa	0.700 ± 0.001	Η	5.9	NoGalaxy	0	1.2
06D1bg	$\mathrm{SNIa}\star$	0.76 ± 0.01	\mathbf{S}	8.0	SO(1)	0.39	1.6
06D1bo	SNIa	0.62 ± 0.01	\mathbf{S}	-3.0	$\mathrm{Sd}(1)$	0.2	2.4
06D1cm	SNIa	0.619 ± 0.001	Η	8.3	NoGalaxy	0	1.5
06D1cx	SNIa	0.860 ± 0.001	Η	-4.2	NoGalaxy	0	1.5
06D1dc	$\mathrm{SNIa}\star$	0.767 ± 0.001	Η	3.8	E-S0	0.77	2.8
06D1dl	SNIa	0.514 ± 0.001	Η	-5.2	$\mathrm{E}(1)$	0.68	3.5
06D1du	SNIa	0.24 ± 0.01	\mathbf{S}	-0.2	$\mathrm{E}(1)$	0.04	23.3
06D1eb	SNIa	0.704 ± 0.001	Η	-5.2	$\mathrm{Sd}(1)$	0.42	4.8
06D1eb	SNIa	0.704 ± 0.001	Η	-2.3	$\mathrm{Sd}(7)$	0.49	2.6
06D1fd	SNIa	0.350 ± 0.001	Η	4.9	$\mathrm{Sd}(13)$	0.33	6.9
06D1fx	SNIa	0.524 ± 0.001	Η	6.8	Sa-Sb	0.7	5.3
06D1gl	SNIa	0.98 ± 0.01	\mathbf{S}	4.3	S0-Sa	0.31	2.3
06D1hi	$\mathrm{SNIa}\star$	0.803 ± 0.001	Η	-3.3	$\mathrm{E}(4)$	0.75	3.8
06D1ix	SNIa	0.65 ± 0.01	\mathbf{S}	3.8	$\mathrm{Sd}(1)$	0.09	2.9
06D1jf	SNIa	0.641 ± 0.001	Η	1.5	Sc(4)	0.6	1.9
06D1jz	SNIa	0.346 ± 0.001	Η	3.3	SO(7)	0.73	23.6
06D1kf	SNIa	0.561 ± 0.001	Η	-6.5	$\mathrm{Sd}(1)$	0.26	2.3
06D1kg	SNIa	0.32 ± 0.01	\mathbf{S}	6.1	SO(2)	0.5	3.7
06D1kh	${ m SNIa}\star$	0.882 ± 0.001	Η	7.3	E(1)	0.37	1.1
06D2ag	SNIa	0.310 ± 0.001	Η	4.0	NoGalaxy	0	13.8

Nom SN	Type	Z	Source z	Φ	Modèle d'hôte	f_{gal}	$\langle S/N \rangle$
06D2bo	$SNIa\star$	0.82 ± 0.01	S	2.6	$\operatorname{Sa}(1)$	0.54	0.6
06D2hm	SNIa	0.56 ± 0.01	\mathbf{S}	7.9	$\operatorname{Sa}(3)$	0.02	4.9
06D2hu	SNIa	0.342 ± 0.001	Η	7.2	E-S0	0.71	16.1
06D2jw	$\mathrm{SNIa}\star$	0.90 ± 0.01	\mathbf{S}	-0.1	$\mathrm{E}(1)$	0.47	1.7
06D4ba	SNIa	0.70 ± 0.01	\mathbf{S}	9.2	$\mathrm{Sd}(2)$	0.17	1.6
06D4bo	SNIa	0.552 ± 0.001	Η	1.0	S0-Sb	0.52	5.6
06D4bw	SNIa	0.732 ± 0.001	Η	5.8	$\operatorname{Sa}(1)$	0.48	2.0
06D4gs	SNIa	0.31 ± 0.01	\mathbf{S}	-4.2	$\mathrm{E}(1)$	0.24	6.1
06D4jh	SNIa	0.566 ± 0.001	Η	3.7	$\mathrm{Sd}(2)$	0.49	3.3
06D4jt	$\mathrm{SNIa}\star$	0.76 ± 0.01	\mathbf{S}	2.9	$\mathrm{Sd}(1)$	0.44	1.4
07D1ab	SNIa	0.328 ± 0.001	Η	-0.2	$\mathrm{E}(1)$	0.51	8.0
07D1ad	SNIa	0.297 ± 0.001	Η	6.9	S0(12)	0.69	8.8
07D1ah	SNIa-pec	0.342 ± 0.001	Η	-0.6	$\mathrm{E}(1)$	0.26	7.6
07D1bl	SNIa	0.636 ± 0.001	Η	2.0	E(2)	0.50	4.3
07 D1 bs	$\mathrm{SNIa}\star$	0.617 ± 0.001	Η	0.7	Sa-Sb	0.8	1.6
07 D1 bu	SNIa	0.626 ± 0.001	Η	-2.8	$\mathrm{Sd}(5)$	0.47	4.7
07 D1 by	SNIa	0.73 ± 0.01	\mathbf{S}	-0.5	$\mathrm{Sd}(1)$	0.05	2.6
07 D1 ca	$\mathrm{SNIa}\star$	0.835 ± 0.001	Η	1.4	$\operatorname{Sa}(1)$	0.42	2.0
07 D1 cc	SNIa	0.853 ± 0.001	Η	1.2	Sa-Sb	0.49	1.9
07D1cd	$\mathrm{SNIa}\star$	0.873 ± 0.001	Η	4.1	S0-Sa	0.88	0.6
07D1cf	SNIa	0.500 ± 0.001	Η	-8.4	$\mathrm{E}(1)$	0.33	3.1
07D2aa	SNIa	0.899 ± 0.001	Η	-1.9	SO(12)	0.69	3.3
07D2ae	SNIa	0.501 ± 0.001	Η	1.7	SO(1)	0.43	7.9
07D2ag	SNIa	0.25 ± 0.01	\mathbf{S}	-2.6	$\mathrm{SO}(5)$	0.19	19.6
07D2ah	SNIa	0.780 ± 0.001	Η	-0.6	$\mathrm{SO}(1)$	0.32	3.9
07D2aw	$SNIa\star$	0.610 ± 0.001	Η	10.0	$\mathrm{E}(1)$	0.65	1.1
07D2bd	SNIa	0.572 ± 0.001	Η	2.1	Sa-Sb	0.66	3.5
07D2be	$SNIa\star$	0.793 ± 0.001	Η	7.0	$\mathrm{Sc}(1)$	0.54	1.3
07D2bi	SNIa	0.551 ± 0.001	Η	0.9	$\mathrm{SO}(1)$	0.64	1.6
07 D2 bq	SNIa	0.535 ± 0.001	Η	-3.5	$\mathrm{E}(1)$	0.6	2.0
07 D2 cb	SNIa	0.694 ± 0.001	Η	1.8	$\mathrm{Sd}(1)$	0.38	2.7
07D2cq	SNIa★	0.746 ± 0.001	Η	1.1	$\mathrm{E}(2)$	0.62	2.6
07D2ct	SNIa★	0.94 ± 0.01	\mathbf{S}	1.9	Sa-Sb	0.63	0.6
07D2du	SNIa	0.538 ± 0.001	Η	-1.4	$\mathrm{E}(1)$	0.39	3.3
07D2fy	SNIa	0.72 ± 0.01	\mathbf{S}	0.3	NoGalaxy	0	2.4
07D2fz	SNIa	0.743 ± 0.001	Η	-1.4	E-SO(1.0)	0.18	4.7
07D4aa	SNIa	0.207 ± 0.001	Н	13.9	Sb-Sc	0.28	32.9
07D4cy	SNIa★	0.456 ± 0.001	H	-0.1	Sd(9)	0.9	0.6
07D4dp	SNIa★	0.743 ± 0.001	H	-1.8	$\operatorname{Sd}(11)$	0.7	2.7
07D4dq	SNIa	0.554 ± 0.001	H	1.9	$\mathrm{E}(3)$	0.78	5.7
07D4dr	SNIa	0.772 ± 0.001	H	2.2	E(4)	0.69	2.7
07D4ec	SNIa	0.653 ± 0.001	H	-4.0	Sa-Sb	0.76	2.0
07D4ed	SNIa	0.52 ± 0.01	S	-1.5	NoGalaxy	0	3.0
07D4ei	SNIa	0.37 ± 0.01	S	-6.7	SO(1)	0.39	1.5

Détermination du *redshift* et identification des SNe Ia VLT du SNLS à 5 ans

TABLE 3.3: Résultats de l'identification des spectres SNe Ia, SNe Ia \star et SN Ia-pec de l'échantillon VLT2 avec l'estimation du *redshift* et les paramètres de l'ajustement spectroscopique

3.3.3 Spectres individuels

Les 69 spectres listés dans le tableau 3.3 sont tous présentés individuellement dans l'annexe A. Dans 88% des cas, l'ajustement de SALT2 reproduit bien le spectre dans sa globalité. Certaines différences sont néanmoins visibles localement, en particulier vers 6900 Å ou 7600 Å dans le référentiel de l'observateur. Cet écart entre le modèle et le spectre peut être expliqué par la présence de raies d'absorption atmosphériques profondes à ces longueurs d'onde (oxygène et vapeur d'eau). C'est le cas par exemple pour SN 07D2aa (voir figure A.47), où le creux d'absorption de Ca II à 3700 Å dans le référentiel de la supernova est plus profond que le modèle, mais l'ajustement global reproduit bien le spectre.

En revanche, pour un petit nombre d'objets, le spectre n'est pas correctement reproduit, en particulier autour du Si II à 4000 Å malgré un bon rapport signal-sur-bruit et une faible recalibration. C'est le cas pour les spectres suivant :

- SN 06D1dc (figure A.10) : le Si II à 4000 Å et le pic dans l'UV à 3600 Å ne sont pas reproduits par SALT2. En effet, l'ajustement du modèle SN Ia + galaxie reste au dessus du spectre total dans ces deux régions de longueur d'onde. Après soustraction de 77% de galaxie, le creux du Si II ne ressemble pas à celui d'une SN Ia standard. Une trop grande quantité de flux est soustraite : cela peut provenir d'un modèle d'hôte inadéquat. En tenant compte de ces différences, j'ai classé cette supernova en SN Ia*.
- SN 06D1fx (figure A.16) : la région du Si II à 4000 Å est mal reproduite. Comme dans le cas précédent, l'ajustement du spectre surévalue le flux et une trop grande quantité d'hôte est soustraite ($f_{gal} = 70\%$). En revanche, le reste du spectre est bien reproduit par le modèle, et cet objet a été ainsi classé en SN Ia.
- SN 06D1jz (figure A.21) : ce spectre de très bonne qualité (S/N = 23.6) est mal reproduit par SALT2. Comme précédemment, le modèle est au dessus du spectre SN Ia + galaxie et trop de galaxie est soustraite sur l'ensemble du spectre ($f_{gal} = 73\%$). En revanche, le Si II à 6150Å est visible ce qui permet de classer cet objet dans la catégorie SN Ia.
- SN 06D2hu (figure A.28) : comme le cas précédent, la présence du Si II à 6150 Å indique que cet objet est une SN Ia, alors que l'ajustement de SALT2 reproduit mal le spectre. Cela peut être dû au décalage entre le redshift déterminé à partir des raies galactiques (z = 0.342 ± 0.001) et celui de la supernova qui a un mouvement propre au sein de la galxie. En effet, le modèle SALT2 basé sur le redshift galactique est décalé vers le bleu par rapport au spectre de la supernova.
- SN 07D1ad (figure A.37) : le modèle surévalue également le spectre et une trop grande quantité de galaxie est soustraite dans ce cas. La zone du Si II à 4000 Å est affectée par cette soustraction. Cet objet est pourtant bien une SN Ia comme l'atteste la présence de Si II à 6150 Å.
- SN 07D4dq (figure A.65) : à l'image de tous les cas évoqués ci-dessus, un modèle trop élevé entraîne une soustraction trop forte de galaxie qui affecte la zone du Si II à 4000 Å. La présence de S II vers 5400 Å classe cette supernova en SN Ia.

Ainsi, pour tous ces spectres, le modèle ne reproduit pas correctement le spectre SN Ia + galaxie vers 4000 Å : l'ajustement de SALT2 est systématiquement au dessus du spectre observé. La fraction de galaxie soustraite est importante et le creux du Si II 4000 Å à ne ressemble pas

à celle attendue pour une SN Ia : un manque de flux est visible dans cette région en longueur d'onde. Cela se produit quand la contamination galactique est importante et peut donc être dû à un modèle inadapté de galaxie pour ces spectres.

Pour deux autres objets, le modèle SALT2 reproduit mal une partie du spectre : SN 06D1dl (figure A.11) et SN 07D1ab (figure A.36). Dans les deux cas, le flux décroît rapidement aux longueurs d'onde élevées en bord de spectre et n'est pas reproduit par le modèle SALT2. Cet effet peut être dû à un problème survenu lors de la calibration en flux, et l'efficacité de l'instrument qui diminue en bord du plan de CCD n'a pas correctement été corrigée.

Malgré ces différences spectrales entre le modèle et les spectres observés, j'ai décidé de ne pas exclure ces 8 objets de l'échantillon de SNe Ia du VLT2. En effet, les remarques ci-dessus ne rentrent pas en contradiction avec la classification de la partie 3.2.4 : ces spectres non-standard conservent les caractéristiques de ceux des SNe Ia. En revanche leurs spectres non-standards m'incitent à les exclure des études spectrales que je réaliserai par la suite.

3.3.4 Propriétés photométriques marginales de plusieurs objets

Pour une SN Ia standard, les paramètres photométriques c et x_1 sont typiquement compris, d'après Sullivan et al. (2011), dans les intervalles suivants : $-0.25 \le c \le 0.25$ et $-2 \le x_1 \le 2$ ce qui correspond à $0.8 \le s \le 1.2$ pour le stretch. Les distributions pour c et x_1 montrées respectivement sur les figures 3.14c et 3.14d sont cohérentes avec les limites pour une SN Ia standard, excepté pour quelques objets ayant des valeurs marginales : SN 06D1kg, SN 07D1bs, SN 07D2bi et SN 07D4cy sont des objets rougis (c > 0.2), SN 07D4ec, au contraire, est une supernova bleue (c < -0.2) et SN 07D1ah et SN 07D1by ont une valeur élevée de $x_1 > 2$. De telles propriétés photométriques peuvent être le signe que ces SNe Ia sont particulières malgré un ajustement correct de SALT2. Pour le vérifier et comprendre la cause de ces valeurs marginales, j'étudie ces objets plus en détail ci-dessous.

SN 06D1kg : Cette SN Ia à z = 0.32 a été mesurée 6 jours après le maximum de luminosité et est représentée figure A.23. Sa couleur est la plus élevée de l'échantillon (c = 0.265) alors que son stretch est standard (s = 1.1). Le spectre est plus rouge (il y a un excès de flux dans la partie rouge du spectre) que celui d'une SN Ia standard à cette phase. Cela peut être dû à de la poussière sur le trajet des photons (dans l'environnement de la supernova ou sur la ligne de visée), et/ou au fait que la supernova est intrinsèquement rouge. Ici, la supernova a explosé dans une galaxie de type précoce (S0) contenant peu de poussière. De plus, il n'y a pas de signe évident de présence de poussière sur la ligne de visée car le doublet d'absorption Na ID (à 5885 Å et 5895 Å) n'est pas visible dans le spectre. Ces raies sont en effet dues à la présence de poussière dans le milieu galactique et peuvent alors être reliées au rougissement de la supernova (Munari & Zwitter, 1997). Les raies du Si II à 4000 Å et 6150 Å de la supernova sont elles clairement visibles. Le spectre ne semble donc pas particulier, exception faite qu'il soit plus rouge que la moyenne : il n'y a aucune raison pour ne pas identifier cet objet comme SN Ia.

SN 07D2bi : Cette SN Ia à z = 0.551 est le deuxième objet le plus rouge de notre échantillon (c = 0.233) et est représenté figure A.54. Sa courbe de lumière est celle d'une SN Ia standard

avec un stretch de s = 0.99. Ce spectre a été mesuré peu de temps après le maximum ($\Phi = 0.9$ jour) et est plus rouge que la normale à cette phase. Cette couleur élevée correspondrait plus à un spectre une semaine après le maximum plutôt qu'à celle d'un spectre au maximum (le rougissement du spectre augmente avec l'âge de la supernova). L'absorption galactique Na ID sort de l'intervalle spectral disponible pour cette SN Ia et n'est donc pas visible sur le spectre. Il n'y a ici aucun signe évident de la présence de poussière sur la ligne de visée.

SN 07D4cy : À l'image des deux SNe Ia précédentes, cette SN Ia \star à z = 0.456 a une couleur élevée (c = 0.218) et un stretch normal (s = 0.96). Le spectre au maximum, visible figure A.63, est très bruité (S/N=0.6) à cause d'un seeing dégradé au moment de l'observation (seeing=1.20"). De plus, le spectre est très contaminé par l'hôte car cette supernova a explosé proche du centre de la galaxie (90% de soustraction galactique est nécessaire pour obtenir le spectre final de la SN Ia). Le spectre soustrait est inhabituellement rouge pour une SN Ia au maximum ce qui pourrait être dû à un problème de soustraction de la galaxie.

SN 07D1bs : Cette SN Ia \star à z = 0.617 a une couleur élevée (c = 0.207) et un stretch normal (s = 1.04). Contrairement aux cas précédents, son spectre au maximum de luminosité est standard (voir figure A.40), sans excès de flux dans la partie rouge du spectre. Une fraction importante d'hôte a été soustraite (80% d'une galaxie Sa-Sb) car la supernova a explosé au voisinage du centre de sa galaxie.

SN 07D4ed : Cette SN Ia à z = 0.52 est plus bleue que la normale (c = -0.209), mais avec un stretch standard (s = 1.01). Le spectre de cette supernova n'est pas contaminé par la galaxie (le meilleur ajustement de SALT2 se fait sans ajouter de composante galactique au spectre de SN Ia). Dans ce spectre mesuré 2 jours avant le maximum, nous pouvons distinguer clairement la raie d'absorption du Si II à 4130 Å, ainsi qu'un excès de flux inhabituel dans la partie UV du spectre. Le modèle SALT2 en absence de recalibration (représenté par la ligne rouge en pointillés sur la figure A.68) est également bleu et une recalibration est nécessaire pour ajuster le spectre.

SN 07D1ah : Cette supernova à z = 0.342 est la seule que j'ai identifiée comme SN Ia particulière. Je me suis intéressée à cet objet en raison de son paramètre x_1 plus élevé que la moyenne ($x_1 = 2.18$ correspondant à un stretch s = 1.18) pour une SN Ia standard. Le spectre au maximum correspond bien à celui d'une SN Ia avec la présence des raies d'absorption caractéristiques du Si II à 6150 Å et du doublet du S II vers 5300 Å (voir figure A.38). En revanche, le creux du Si II à 4000 Å est absent malgré un spectre peu bruité (S/N = 7.6), ce qui m'a fait envisager que cette SN Ia était peut être de type 91T (cf chapitre 1). Le modèle SALT2 n'arrive visiblement pas à reproduire cette zone spectrale, alors que l'ajustement est de bonne qualité sur le reste du spectre. C'est une indication que le spectre de cette supernova est particulier. L'utilisation de SNID confirme mon intuition et nous permet de vérifier qu'il s'agit bien d'une SN Ia de type 91T (voir figure 3.13) : le meilleur ajustement est le spectre de SN 2001eh, une SN Ia de type SN 1991T. J'ai ainsi classé cet objet comme SN Ia-pec, ce qui l'exclut de l'échantillon de SNE Ia étudié par la suite. Cette supernova ne sera pas non plus retenue pour l'analyse cosmologique pour ne pas polluer le diagramme de Hubble avec une supernova non standard.



FIGURE 3.13: Identification de la SN Ia-pec 07D1ah à $z = 0.342 \pm 0.001$ observée le 27 Août 2007. L'ajustement de SNID confirme qu'il ne s'agit pas d'une SN Ia standard : le spectre est bien reproduit par SN 2001eh 2 jours avant le maximum à $z = 0.344 \pm 0.006$ (compatible avec $z = 0.342 \pm 0.001$) qui est une SN Ia de type 91T. SN 07D1ah est donc une SN Ia particulière de type 91T (Filippenko et al., 1992b).

SN 07D1by : Cette supernova à z = 0.73 a été mesurée au maximum de luminosité. Malgré un x_1 élevé ($x_1 = 2.405$ correspondant à un stretch s = 1.206), je n'ai détecté aucun signe de particularité dans ce spectre (voir figure A.42). L'ajustement de SALT2 ne reproduit pas la raie d'absorption du Si II à 4000 Å. Cette raie est visible dans le spectre, mais correspond également à l'absorption de l'atmosphère à 6900 Å dans le référentiel de l'observateur.

Tous les objets discutés ici ont également été ajustés par SNID afin de vérifier nos conclusions sur la particularité ou non de ces SNe Ia. Dans tous les cas, l'ajustement de SNID confirme mon analyse : ces SNe Ia ne présentent aucun signe de particularité et peuvent être considérées comme standards et sont conservées dans l'échantillon, excepté pour SN 07D1ah qui est exclue.

3.4 Caractérisation du nouvel échantillon de SNe Ia

En éliminant la SN Ia-pec SN 07D1ah, le nombre de spectres de SNe Ia de l'échantillon VLT2 s'élève maintenant à 50 SNe Ia (avec 52 spectres), et 16 SNe Ia* (avec 16 spectres). J'étudie dans ce qui suit cet échantillon de 68 spectres en comparant, dans un premier temps (cf 3.4.1), les propriétés des SNe Ia et des SNe Ia* pour s'assurer de l'homogénéité de ces deux populations. Cela me permet de vérifier que les SNe Ia et SNe Ia* sont issues de la même population, et donc que l'échantillon de SNe Ia* n'est pas contaminé en moyenne par des supernovae d'autres types.

Dans un deuxième temps, je testerai l'impact de la soustraction de galaxie sur la qualité des spectres finaux (cf 3.4.2). Je contrôlerai ainsi à postériori la soustraction galactique et je m'assurerai que ces spectres peuvent être utilisés dans les études spectrales des SNe Ia quelle que soit leur fraction de galaxie.

L'échantillon VLT1 est complètement indépendant du lot de SN Ia VLT2. Je comparerai ces deux ensemble de spectre dans la partie 3.4.3 en commençant par tester la calibration spectrale entre VLT1 et VLT2 (cf 3.4.3.1). Puis, avant de combiner les deux échantillons pour former l'ensemble de spectres final du VLT de SNLS (noté par la suite VLT 5 ans), je comparerai les propriétés photométriques moyennes des deux ensembles pour m'assurer qu'ils sont issus de la même population de SN Ia et que le lot VLT 5 ans est homogène (cf 3.4.3.2).

Les autres spectres SNLS mesurés aux télescopes Gemini et Keck, ont subit les mêmes traitements (même identification et détermination du *redshift*) que ceux du VLT. Dans la partie 3.4.4, je joindrai ces spectres à ceux de l'échantillon VLT 5 ans pour constituer l'ensemble spectroscopique final de SNLS.

3.4.1 Comparaison des propriétés moyennes des SNe Ia et SNe Ia* de l'échantillon VLT2

Comme je l'ai déjà évoqué, une supernova est caractérisée par des paramètres déterminés d'une part par la spectroscopie avec le *redshift*, la phase du spectre, la fraction de l'hôte, le rapport S/N et la valeur du paramètres de recalibration du premier ordre γ_1 . Les autres paramètres importants sont donnés par la photométrie avec la couleur c, le *stretch* et les magnitudes. Pour caractériser et comparer les sous-échantillons de SNe Ia et SNe Ia \star , tous ces paramètres ont été calculés et leurs moyennes sont données dans la table 3.4 avec leur erreur ainsi que la valeur de la dispersion entre parenthèses.

	50 SNe Ia 52 spectres	16 SNe Ia* 16 spectres	66 SNe Ia + SNe Ia* 68 spectres
$egin{array}{llllllllllllllllllllllllllllllllllll$	$0.57 \pm 0.03 \ (0.18)$ $1.0 \pm 0.7 \ (5.1)$	$\begin{array}{c} 0.77 \pm 0.03 (0.12) \\ 2.8 \pm 0.9 (3.7) \end{array}$	$0.62 \pm 0.02 \ (0.19)$ $1.4 \pm 0.6 \ (4.9)$
$ \begin{array}{c} \langle f_{gal} \rangle \left(\sigma_{f_{gal}} \right) \\ \langle S/N \rangle \left(\sigma_{S/N} \right) \\ \langle \gamma_1 \rangle \left(\sigma_{s} \right) \end{array} $	$\begin{array}{c} 0.39 \pm 0.03 \; (0.25) \\ 5.5 \pm 0.9 \; (6.5) \\ 0.42 \pm 0.12 \; (0.86) \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.61 \pm 0.04 \ (0.17) \\ 1.6 \pm 0.2 \ (0.9) \\ 0.66 \pm 0.39 \ (1.57) \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.44 \pm 0.03 \ (0.25) \\ 4.6 \pm 0.7 \ (5.9) \\ 0.48 \pm 0.13 \ (1.06) \end{array}$
	$\begin{array}{c} 23.285 \pm 0.127 \ (0.895) \\ 23.965 \pm 0.045 \ (0.319) \end{array}$	$24.217 \pm 0.086 (0.342) \\23.981 \pm 0.089 (0.357)$	$23.511 \pm 0.110 (0.890) 23.969 \pm 0.040 (0.326)$
$\left< c \right> \left(\sigma_c \right)^{D} \\ \left< x_1 \right> \left(\sigma_{x_1} \right) \\ \left< s \right> \left(\sigma_s \right) $	$\begin{array}{c} -0.016 \pm 0.014 \ (0.101) \\ 0.215 \pm 0.109 \ (0.772) \\ 1.001 \pm 0.010 \ (0.070) \end{array}$	$\begin{array}{c} -0.045 \pm 0.033 \ (0.131) \\ 0.065 \pm 0.226 \ (0.903) \\ 0.988 \pm 0.020 \ (0.081) \end{array}$	$-0.023 \pm 0.013 (0.109)$ $0.180 \pm 0.099 (0.801)$ $0.998 \pm 0.009 (0.072)$

TABLE 3.4: Propriétés moyennes photométriques et spectroscopiques des 52 SNe Ia et 16 SNe Ia de l'échantillon VLT2. La moyenne de chaque paramètre est donnée avec l'erreur sur la moyenne et la dispersion entre parenthèses.

Redshift et S/N: Le redshift moyen de chaque sous-échantillon est donné ligne 1 et les distributions correspondantes sont illustrées par la figure 3.14a. Comme attendu, le redshift des SNe Ia \star ($\langle z \rangle_{SNIa\star} = 0.77 \pm 0.03$) est en moyenne significativement plus élevé que celui des SNe Ia ($\langle z \rangle_{SNIa} = 0.57 \pm 0.03$). En effet, la difficulté d'identification d'une SN Ia augmente avec l'éloignement de l'objet (si la raie du Si II n'est pas visible) car à temps de pose et fraction de galaxie égaux, le spectre sera plus bruité que celui d'un objet proche. Cette tendance est visible sur la figure 3.15a : les spectres les plus proches (à plus petit z) ont un meilleur S/N. La plupart des SNe Ia \star sont regroupées dans la zone de grands z et mauvais S/N de la figure. Ce résultat est confirmé par le rapport S/N moyen donné ligne 4 du tableau 3.4 : les spectres de SNe Ia ont un rapport signal-sur-bruit plus élevé ($\langle S/N \rangle_{SNIa} = 5.5 \pm 0.9$) que celui des SNe Ia \star ($\langle S/N \rangle_{SNIa\star} = 1.6 \pm 0.2$).

Phase : Un autre paramètre important pour la classification des SNe Ia est la phase Φ du spectre. Comme expliqué dans la partie 3.2.4, en l'absence de raies caractéristiques, une supernova de plus de 7 jours après le maximum de luminosité est préférentiellement classée en SN Ia plutôt qu'en SN Ia car la confusion avec une SN Ib ou une SN Ic est possible à cette phase. La ligne 2 du tableau 3.4 ainsi que les distributions en phase de la figure 3.14b confirment cette tendance : les SNe Ia ont été observées plus proches du maximum de luminosité ($\langle \Phi \rangle_{SNIa} = 1.0 \pm 0.7$ jours) que les SNe Ia $\langle \langle \Phi \rangle_{SNIa\star} = 2.8 \pm 0.9$ jours). Nous pouvons remarquer que la plupart des spectres ont été observés proche du maximum de luminosité. En effet, la stratégie d'observation de SNLS a été d'observer les candidats au plus proche de la phase $\Phi = 0$, là où les spectres de SNe Ia sont les plus caractéristiques et identifiables avec une luminosité maximale. C'est le cas pour l'échantillon VLT2, pour lequel les spectres ont été observés à une phase moyenne de $\Phi = 1.4 \pm 0.6$ jours après le maximum. Cette amélioration avait déjà été notée en cours de relevé par Balland et al. (2009).

Fraction de galaxie : La classification en SN Ia dépend également de la contamination de la galaxie hôte, comme montré à la ligne 3 du tableau 3.4. Une fraction d'hôte élevée en moyenne dans le spectre implique une identification plus difficile. La contamination par la galaxie hôte est donc plus élevée dans les spectres de SNe Ia* ($\langle f_{gal} \rangle_{SNIa*} = 0.61 \pm 0.04$) que dans ceux des SNe Ia ($\langle f_{gal} \rangle_{SNIa} = 0.39 \pm 0.03$). La figure 3.15b indique que les SNe Ia* sont bien majoritairement regroupées à z et f_{gal} élevés. Une fraction d'hôte élevée peut être due à la diminution de la taille angulaire des galaxies avec l'augmentation du *redshift*. Dans ce cas la supernova et son hôte sont indissociables dans la fente lors de l'observation et leur spectres sont mêlés. Il est alors plus difficile d'extraire le signal de la supernova séparément de son hôte. D'autres éléments sont à prendre en compte, en particulier la position de la supernova par rapport au centre de la galaxie. En effet, si une SN Ia explose au coeur de son hôte, le signal galactique sera important lors de la mesure du spectre, et cela à n'importe quel *redshift*. Ainsi, aucune corrélation n'est attendue entre le *redshift* et la fraction de galaxie, comme nous le vérifions sur la figure 3.15b.

Paramètre de recalibration γ_1 : Ce paramètre de recalibration du premier ordre peut être interprété comme l'inclinaison (un "tilt") requise pour ajuster le modèle SALT2 sur les données spectrales. La recalibration de SALT2 est en moyenne plus importante pour reproduire les SNe Ia* ($\langle \gamma_1 \rangle_{SNIa*} = 0.66 \pm 0.39$) que les SNe Ia ($\langle \gamma_1 \rangle_{SNIa} = 0.42 \pm 0.12$). Cette tendance est une conséquence directe des critères de classification (cf 3.2.4), mais reste marginale compte tenu

des erreurs. Pour être complète, je cherche si ce paramètre de recalibration est corrélé avec les autres paramètres du spectre, comme par exemple le rapport signal-sur-bruit (voir figure 3.15e) ou la fraction de galaxie (voir figure 3.15f). Aucune relation n'est visible entre ces paramètres.

Magnitude apparente dans la bande B au maximum : Pour les paramètres photométriques, la magnitude apparente dans la bande B au maximum, notée m_B^* est donnée à la ligne 5 du tableau 3.4. Ce paramètre illustre le fait que les SNe Ia \star sont en moyenne moins lumineuses $(\langle m_B^* \rangle_{SNIa\star} = 24.217 \pm 0.086)$ que les SNe Ia $(\langle m_B^* \rangle_{SNIa} = 23.285 \pm 0.127)$ car elles sont plus lointaines (à plus haut redshift). Cette tendance est montrée sur la figure 3.15c : la magnitude augmente avec le redshift et les SNe Ia \star sont regroupées majoritairement à haut z et m_B^* . Nous retrouvons ici un diagramme de Hubble, avec des SNe Ia non standardisées sans correction de couleur et de stretch pour réduire la dispersion. Ce diagramme n'est pas utilisable en l'état pour l'analyse cosmologique, mais illustre bien le fait que les objets apparaissent de moins en moins brillants quand leur distance augmente.

Magnitude corrigée de la distance dans la bande B au maximum : La magnitude apparente corrigée de la distance³, notée m_B^{*c} :

$$m_B^{*c} = m_B^* - 5\log(d_L H_0 c^{-1})$$

devient un paramètre caractéristique intrinsèque de la supernova où d_L est la distance de luminosité qui dépend du redshift et des paramètres cosmologiques $\{H_0, \Omega_M, \Omega_\Lambda\}$ ainsi que de la vitesse de la lumière c. J'ai calculé la magnitude m_B^{*c} en utilisant la valeur des paramètres cosmologiques fixée par le modèle standard de la cosmologie $\{70, 0.27, 0.73\}$ de Sullivan et al. (2011). Cette magnitude m_B^{*c} donnée à la ligne 6 du tableau 3.4, a une valeur similaire pour les deux sous-échantillons : $\langle m_B^{*c} \rangle_{SNIa} = 23.965 \pm 0.045$ et $\langle m_B^{*c} \rangle_{SNIa\star} = 23.981 \pm 0.089$. La figure 3.15d nous montre en effet qu'aucune corrélation ne semble exister entre le type (SN Ia ou SN Ia \star) et la magnitude m_B^{*c} . Cette figure nous montre également qu'une fois corrigée de la distance, la magnitude n'est plus corrélée au redshift.

Couleur, x_1 et stretch : Une remarque similaire peut être tirée concernant la couleur, le paramètre x_1 , et le stretch qui en découle, fournis par l'ajustement de SALT2, dont les valeurs sont données respectivement aux lignes 7, 8 et 9 du tableau 3.4. La couleur des SNe Ia ($\langle c \rangle_{SNIa} = -0.016 \pm 0.014$) est compatible avec celle des SNe Ia $\langle \langle c \rangle_{SNIa\star} = -0.045 \pm 0.033$) et le paramètre x_1 des SNe Ia ($\langle x_1 \rangle_{SNIa} = 0.215 \pm 0.109$) avec celui des SNe Ia \star ($\langle x_1 \rangle_{SNIa\star} = 0.065 \pm 0.226$) compte tenu de l'erreur sur la moyenne. Il en est de même pour le stretch avec $\langle s \rangle_{SNIa} = 1.001 \pm 0.010$ qui est compatible avec $\langle s \rangle_{SNIa\star} = 0.988 \pm 0.020$ en tenant compte des erreurs.

Les deux sous-échantillons ont donc en moyenne des propriétés photométriques similaires. Cela suggère que les populations de SNe Ia et de SNe Ia* sont en moyenne les mêmes pour l'échantillon VLT2. Nous concluons que l'échantillon de SNe Ia* n'est pas contaminé en moyenne par d'autres types d'objets, par rapport à l'échantillon de SNe Ia.

³cette magnitude n'est corrigée ni du *stretch* ni de la couleur et est donc différente de celle utilisée dans la contrainte des paramètres cosmologiques.



FIGURE 3.14: Distribution en redshift (a), phase (b), couleur (c) et x_1 (d) des SNe Ia (en bleu foncé) et SNe Ia \star (en bleu clair) de l'échantillon VLT2. Les valeurs moyennes de chaque distribution sont disponibles dans le tableau 3.4.



FIGURE 3.15: Évolution du rapport signal-sur-bruit (a), de la fraction de galaxie (b) de la magnitude apparente au maximum dans la bande B (c) et de la magnitude corrigée de la distance (d) des SNe Ia (cercles bleus foncés) et des SNe Ia \star (triangles bleus clairs) de l'échantillon VLT2 en fonction du *redshift*. Le paramètre de recalibration γ_1 est également représenté en fonction du S/N(e) et de la fraction de galaxie (f). Les moyennes des paramètres en ordonnée des SNe Ia (ligne continue) et des SN Ia \star (ligne pointillée) sont représentées sur chaque graphique, associée à l'erreur sur la moyenne (zone bleu foncé pour les SNe Ia, et bleu clair pour les SNe Ia \star).

3.4.2 Caractérisation de la soustraction galactique pour l'échantillon VLT2

Pour ne pas fausser l'identification et caractériser le nouvel échantillon de SNe Ia du VLT2, et dans la perspective d'utiliser ces spectres pour étudier les SNe Ia dans le prochain chapitre, il est important de contrôler la soustraction galactique. Nous devons en effet nous assurer que cette soustraction est correctement réalisée et n'a pas d'effet sur les spectres de SNe Ia ainsi obtenus. Dans le cas contraire, les spectres de SNe Ia présenteront des différences en fonction de la fraction d'hôte soustractie et ne pourront pas être utilisés en tant qu'échantillon homogène. Pour tester la soustraction de galaxie, je compare ici les spectres moyens bruts de SNe Ia après soustraction de galaxie en fonction de la fraction d'hôte.

3.4.2.1 Constitution de l'échantillon et construction des spectres moyens

Pour cette étude, je n'ai sélectionné que les spectres de SNe Ia confirmées, excluant ainsi les SNe Ia \star pour limiter les spectres à bas S/N. J'ai également exclu les 8 objets présentés dans la partie 3.3.3 pour ne pas parasiter les spectres moyens avec des spectres non-standards. Les spectres ont également été sélectionnés en fonction de leur couleur, avec -0.2 < c < 0.2pour exclure les spectres de SNe Ia trop rouges ou bleus. De plus, j'ai utilisé ici uniquement les SNe Ia avec une phase $-4 < \Phi < 4$ jours pour sélectionner les spectres à la même époque et ainsi éviter la confusion entre évolution spectrale en fonction de la fraction de l'hôte et évolution temporelle. J'ai réalisé cette étude avec des spectres autour du maximum de luminosité car cette région en phase est la plus peuplée (voir partie 3.4.1).

J'ai construit deux sous-échantillons de spectres en fonction de la fraction d'hôte soustraite : 17 spectres avec $f_{gal} < 50\%$ et 7 spectres avec $f_{gal} > 50\%$. Ces spectres ont été ramenés dans le référentiel de la supernova, puis ré-échantillonnés en longueur d'onde avec un pas de $\lambda = 5$ Å. J'ai ensuite normalisé les spectres en m'assurant que le flux intégré dans l'intervalle de longueur d'onde 4000 Å $< \lambda < 4500$ Å soit le même pour chaque spectre. Cette zone de normalisation a été choisie car elle est visible dans tous les spectres (même ceux à grand z). De plus, la variabilité des SNe Ia est plus importante dans la partie UV. La moyenne du flux \bar{F} est calculée à partir des spectres F_i pondérée par les erreurs σ_i par intervalle de longueur d'onde de 5 Å dans chaque échantillon :

$$\bar{F}(\lambda) = \frac{\sum_{i} w_i(\lambda) F_i(\lambda)}{\sum_{i} w_i(\lambda)} \quad \text{avec } w_i(\lambda) = \frac{1}{\sigma_i(\lambda)^2}$$

La dispersion pondérée σ est calculée à partir de la moyenne :

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i} w_i(\lambda) (F_i(\lambda) - \bar{F}(\lambda))^2}{\sum_{i} w_i(\lambda)}}$$

pour obtenir l'erreur sur la moyenne $\sigma_{\bar{F}}$ à 1σ (68% de niveau de confiance) :

$$\sigma_{\bar{F}} = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}$$
 avec N le nombre de spectre

3.4.2.2 Comparaison spectrale en fonction de la fraction d'hôte

J'obtiens par la méthode ci-dessus, un spectre moyen de SN Ia pour chaque échantillon que je superpose sur la figure 3.16. Pour mettre en évidence les différences entre les spectres, j'ai également représenté sous la figure, le rapport entre le spectre moyen avec $f_{gal} > 50\%$ et le spectre avec $f_{gal} < 50\%$.



FIGURE 3.16: Comparaison des spectres moyens bruts au maximum de luminosité de l'échantillon VLT2 en fonction de la fraction de galaxie soustraite : moins de 50% (en rouge) et supérieur à 50% (en bleu). L'erreur sur la moyenne est représentée à 1σ . Sur le graphique en dessous, le rapport entre les spectres $f_{gal} > 50\%$ et $f_{gal} < 50\%$ est représenté en noir.

Nous remarquons d'après la figure 3.16, que les spectres de SNe Ia sont semblables en moyenne quelle que soit la fraction de galaxie soustraite. Des différences sont néanmoins visibles. Tout d'abord, nous pouvons remarquer que le S/N est plus faible pour le spectre $f_{gal} > 50\%$. Cela est dû d'une part à un nombre de spectre plus faible pour ce sous-échantillon, mais également à la soustraction d'une partie du flux. En effet, la diminution globale du flux du spectre quand la galaxie est soustraite sans erreurs ajoutées, implique la diminution du rapport S/N (cf section 3.2.2.3).

Avec la dégradation du rapport signal-sur-bruit quand la fraction de galaxie est élevée, certaines raies ne sont plus distinguables comme le creux d'absorption de Si II à 4000 Å. Cela peut être également dû à la difficulté de retrouver le signal propre de la supernova quand la soustraction de galaxie est importante. En effet les résidus de raies galactiques sont naturellement plus marqués dans les spectres où la fraction de galaxie est plus élevée car les modèles d'hôte ne comportent pas de raies d'émission. C'est le cas pour la raie d'émission [O II] à 3727 Å ou les raies d'absorption du Ca II H&K à 3934 Å et 3968 Å. Ces dernières parasitent le creux du Si II des SNe Ia avec une fraction d'hôte supérieure à 50%, . Sur le graphique sous la figure 3.16, des différences sont visibles en bord de spectres (en dessous de 3000 Å) : ce sont des fluctuations autour de la valeur 1. Cela est dû à la diminution du nombre de spectres utilisés pour la moyenne au bord de la séquence spectrale : les spectres moyens sont alors très influencés par les spectres individuels, augmentant ainsi les fluctuations entre les spectres moyens.

La différence la plus remarquable se situe à $\lambda > 4700$ Å : le flux moyen est plus faible pour les fractions d'hôte élevées. Le flux est élevé dans le spectre des galaxies à ces longueurs d'onde (cf galaxies elliptiques des figures 3.1 et 3.2). Cette zone du spectre moyen à $f_{gal} > 50\%$, semble être influencée par une soustraction de galaxie trop forte.

En conclusion, la soustraction de galaxie ne semble pas affecter les spectres en moyenne : les effets d'une forte fraction de galaxie sont localisés dans les spectres avec des résidus de raies galactiques. Dans le rouge, la variation de flux observée reste faible compte tenu de la dispersion des spectres : nous pouvons ainsi utiliser les spectres de l'échantillon VLT2 dans les études spectrales des SNe Ia, quelle que soit la fraction de galaxie soustraite.

3.4.3 Comparaison et combinaison avec l'échantillon VLT1

L'ensemble de 66 SNe Ia du VLT2 est complètement indépendant des données VLT1 de Balland et al. (2009) : aucune supernova n'est commune aux deux échantillons. De plus, la réductions des données (extraction et calibration) a été réalisée séparément par différents groupes avec des méthodes différentes : les données VLT1 ont été traitées à l'aide de PHASE (voir la partie 3.1.2), contrairement à l'échantillon VLT2 dont les étapes de réduction ont été expliquées dans la partie 2.2.4.

Dans un premier temps, je comparerai les spectres des deux échantillons VLT1 et VLT2 pour tester la calibration spectrale. Puis, avant de joindre ces deux lots de données pour construire l'échantillon spectroscopique final VLT 5 ans, je vérifierai que ces deux populations de SNe Ia sont similaires. Cela me permettra de m'assurer de l'homogénéité de l'échantillon VLT 5 ans mais également de vérifier qu'aucun des 2 échantillons n'est biaisé par l'inclusion d'objets particuliers ou la confusion d'une SN Ia avec d'autres types.

3.4.3.1 Comparaison des spectres moyens bruts des échantillons VLT1 et VLT2

Pour comparer les deux échantillons VLT indépendants, j'ai confronté les spectres bruts moyens construits à partir des SNe Ia du VLT1 et du VLT2. Cela me permet de tester directement la calibration spectrale des deux échantillons.

Pour construire les spectres moyens, j'utilise la même méthode que celle exposée dans la partie 3.4.2.1: les spectres de SNe Ia sont utilisés après une coupure en couleur (-0.2 < c < 0.2) et en phase $(-4 < \Phi < 4 \text{ jours})$, ramenés dans le référentiel de la supernova, ré-échantillonnés par pas de $\lambda = 5$ Å et normalisés entre 4000 Å $< \lambda < 4500$ Å. J'obtiens ainsi deux sous-échantillons : 47 spectres de SNe Ia du VLT1 et 24 spectres de SNe Ia du VLT2. Les spectres moyens ont été construits à partir de la moyenne pondérée des spectres de ces deux échantillons et sont superposés sur la figure 3.17. L'erreur indiquée est à 1σ .



FIGURE 3.17: Comparaison des spectres moyens bruts au maximum des 47 spectres de l'échantillon VLT1 (en vert foncé) et 24 spectres de l'échantillon VLT2 (en vert clair) avec une erreur représentée à 1σ . Sur le graphique en dessous, le rapport entre les spectres moyens (le spectre VLT2 divisé par le spectre VLT1) est représenté en noir.

En inspectant la figure 3.17, nous remarquons que les spectres moyens des deux échantillons indépendants se superposent remarquablement bien, même si quelques différences locales sont visibles (e.g. la profondeur du creux du Si II vers 5800 Å). Pour quantifier la différence entre ces deux spectres, je calcule le rapport des deux signaux par bande de 5 Å qui est représenté sur le sous-graphique de la figure 3.17. Ce rapport fluctue autour de la valeur 1, avec une moyenne sur toute la gamme spectrale de 0.95. Cela signifie que la différence entre les spectres est en moyenne inférieure à 5% sur l'ensemble de la gamme spectrale. Les échantillons ne semblent donc pas biaisés par la calibration.

3.4.3.2 Propriétés moyennes des échantillons VLT1 et VLT2

Pour s'assurer que les ensembles VLT1 et VLT2 sont statistiquement semblables, je compare dans cette partie les propriétés photométriques et spectroscopiques des deux échantillons indépendants. Les paramètres de l'échantillon VLT2 sont directement disponibles grâce à l'analyse ci-dessus (voir partie 3.3.2). En ce qui concerne l'échantillon VLT1, les paramètres sont disponibles d'une part grâce à l'analyse de Balland et al. (2009) pour la spectroscopie avec le redshift, la phase, la fraction de galaxie hôte et le rapport S/N. D'autre part, les paramètres photométriques $(m_B^*{}^c, c \text{ et } x_1)$ ont été calculés par Guy et al. (2010) avec la même version de SALT2 que celle utilisée ici. Les propriétés moyennes des échantillon VLT1 et VLT2 sont calculées. Les lots de données sont ensuite mis en commun pour calculer les paramètres moyens de l'échantillon VLT 5 ans. Ces propriétés sont rassemblées dans le tableau 3.5 pour les SNe Ia + SNe Ia*. L'erreur sur la moyenne et la dispersion entre parenthèses sont également indiquées.

	VLT1 120 SNe Ia + SNe Ia* 135 spectres	VLT2 66 SNe Ia + SNe Ia* 68 spectres	VLT 5 ans 186 SNe Ia + SNe Ia★ 203 spectres
$\begin{array}{c} \left\langle z \right\rangle \left(\sigma_{z} \right) \\ \left\langle \Phi \right\rangle \left(\sigma_{\Phi} \right) \\ \left\langle f_{gal} \right\rangle \left(\sigma_{fgal} \right) \\ \left\langle S/N \right\rangle \left(\sigma_{S/N} \right) \\ \left\langle m_{B}^{*} \right\rangle \left(\sigma_{m_{B}^{*}} \right) \\ \left\langle m_{B}^{*c} \right\rangle \left(\sigma_{m_{B}^{*c}} \right) \\ \left\langle c \right\rangle \left(\sigma_{c} \right) \\ \left\langle x_{1} \right\rangle \left(\sigma_{x_{1}} \right) \\ \left\langle s \right\rangle \left(\sigma_{s} \right) \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.64 \pm 0.02 \ (0.21) \\ 2.9 \pm 0.5 \ (5.6) \\ 0.24 \pm 0.02 \ (0.28) \\ 4.4 \pm 0.4 \ (4.6) \\ 23.621 \pm 0.080 \ (0.832) \\ 24.005 \pm 0.037 \ (0.407) \\ -0.016 \pm 0.011 \ (0.121) \\ 0.390 \pm 0.088 \ (0.968) \\ 1.018 \pm 0.008 \ (0.087) \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.62\pm 0.02 \ (0.19) \\ 1.4\pm 0.6 \ (4.9) \\ 0.44\pm 0.03 \ (0.25) \\ 4.6\pm 0.7 \ (5.9) \\ 23.511\pm 0.110 \ (0.890) \\ 23.969\pm 0.040 \ (0.326) \\ -0.023\pm 0.013 \ (0.109) \\ 0.180\pm 0.099 \ (0.801) \\ 0.998\pm 0.009 \ (0.072) \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.63 \pm 0.01 \ (0.20) \\ 2.4 \pm 0.4 \ (5.4) \\ 0.31 \pm 0.02 \ (0.29) \\ 4.5 \pm 0.4 \ (5.1) \\ 23.582 \pm 0.062 \ (0.852) \\ 23.992 \pm 0.028 \ (0.380) \\ -0.019 \pm 0.009 \ (0.117) \\ 0.315 \pm 0.067 \ (0.916) \\ 1.011 \pm 0.006 \ (0.083) \end{array}$

TABLE 3.5: Propriétés moyennes photométriques et spectroscopique des SNe Ia +SNe Ia+des échantillons VLT1, VLT2 et VLT 5 ans. La moyenne de chaque paramètre est donnée avec l'erreur sur la moyenne et la dispersion entre parenthèse.

Les paramètres spectroscopiques des deux échantillons VLT sont listés dans les premières lignes du tableau 3.5 (redshift, la phase Φ , la fraction de galaxie f_{gal} et le rapport signal-surbruit S/N). Le redshift (voir figure 3.18a) est similaire en moyenne pour les échantillons VLT1 et VLT2 : le même intervalle en z a ainsi été exploré pendant ces deux périodes. Le rapport S/N est lui aussi compatible entre les deux ensembles : les spectres des deux échantillons ont donc les même poids dans la moyenne VLT 5 ans. En revanche, la phase représentée sur l'histogramme 3.18b, est légèrement différente pour les deux lots de données. En effet, les supernovae de l'échantillon VLT1 semblent avoir été mesurées plus tard que celles du VLT2 (~1.5 jours de différence). Cela indique que la sélection des candidats spectroscopiques mesurés au VLT a été améliorée au cours de la campagne d'observation de SNLS pour mesurer les objets plus proches du maximum, une tendance déjà notée par Balland et al. (2009).

Le paramètre le plus différent entre les deux échantillons VLT est la fraction de galaxie : il y a en moyenne 20% de galaxie en plus dans les spectres de SNe Ia VLT2. C'est une conséquence de l'utilisation des deux méthodes d'extraction différentes pour les deux échantillons. Grâce à PHASE, 70% des spectres VLT1 ont été extraits séparément de leur galaxie hôte : la fraction de galaxie ajustée par SALT2 est donc résiduelle pour ces spectres. En moyenne, sur tout l'échantillon VLT1, la fraction de galaxie donnée par SALT2 est donc moins élevée que pour l'échantillon VLT2.



FIGURE 3.18: Distribution en redshift (a), phase (b), couleur (c) et x_1 (d) des SNe Ia +SNe Ia \star des échantillons VLT 3 ans (VLT1 en vert foncé) et VLT 5 ans (VLT1+VLT2 en vert clair). Les valeurs moyennes de chaque distribution sont données dans le tableau 3.5.

Après inspections de $\langle m_B^{*c} \rangle$, $\langle c \rangle$, $\langle x_1 \rangle$ et du stretch $\langle s \rangle$, listés dans les 4 dernières lignes du tableau 3.5, je conclue que les deux échantillons VLT de SNe Ia ont des propriétés photométriques moyennes similaires (en tenant compte des erreurs). Les distributions en c et x_1 sont semblables comme l'illustrent respectivement les figures 3.18c et 3.18d.

En conclusion, la comparaison des deux échantillons VLT indique que les deux populations sont homogènes en moyenne et que les spectres ne sont pas biaisés par la calibration. Nous pouvons ainsi combiner les échantillons VLT1 et VLT2 pour former l'ensemble VLT 5 ans contenant 186 SNe Ia et SNe Ia pour un total de 203 spectres, dont les propriétés spectroscopiques et photométriques moyennes sont données dans la dernière colonne du tableau 3.5.

3.4.4 Constitution de l'échantillon spectroscopique total de SNLS

Une fois que l'ensemble VLT 5 ans est constitué, nous pouvons le combiner avec les spectres mesurés aux télescopes Gemini et Keck pour obtenir l'échantillon spectroscopique total de SNe Ia de l'expérience SNLS. Les caractéristiques des programmes spectroscopiques des 3 télescopes sont résumés dans le tableau 3.6 avec la période d'observation et le temps alloué à chaque télescope donnés dans les colonnes 2 et 3. Le pourcentage de spectres de SN Ia mesurés aux télescopes par rapport au nombre final de spectres de SN Ia observés durant les 5 années d'expérience est donné colonne 4. Le nombre de SNe Ia et de SNe Ia \star de chaque échantillon sont donnés dans la colonne 5 (un petit nombre d'objets a été mesuré par plusieurs téléscopes). Le redshift moyen de ces spectres avec l'erreur sur la moyenne, et les articles où ils sont publiés sont donnés dans les colonnes 6 et 7.

Télescope	Dates	Tps d'obs	% spec	SN Ia/Ia \star	$\langle z \rangle$	Publications
Gemini	08/2003 - 05/2008	$\sim 600 \mathrm{h}$	35%	124/35	0.66 ± 0.02	Howell et al. (2005) Bronder et al. (2008) Walker et al. (2011)
VLT	06/2003 - 09/2007	$\sim 600 \mathrm{h}$	45%	137/54	0.63 ± 0.01	Balland et al. (2009) Cellier-Holzem & the SNLS collaboration (in prep)
Keck	05/2003 - 04/2008	$\sim 300 \mathrm{h}$	20%	67/12	0.54 ± 0.02	Ellis et al. (2008) Fakhouri & SNLS collaboration (in prep)

TABLE 3.6: Résumé des caractéristiques des campagnes d'observation aux télescopes Gemini, VLT et Keck au cours des 5 années de l'expérience SNLS.

L'échantillon spectroscopique final de SNLS contient 427 spectres : 76% sont des spectres de SNe Ia et 24% de SNe Ia*. La distribution en redshift de ces 2 catégories est donnée figure 3.19a. Comme nous l'avions déjà remarqué pour l'échantillon VLT2 dans la partie 3.4.1, le redshift des SNe Ia* ($\langle z \rangle_{SNIa} \approx 0.74 \pm 0.02$) est plus élevé en moyenne que celui des SNe Ia($\langle z \rangle_{SNIa} = 0.58 \pm 0.01$). La distribution en redshift peut également être représentée en fonction de la répartition de l'observation des spectres par télescopes (voir figure 3.19b). Nous retrouvons sur cette distribution, la stratégie de répartition des observations sur chaque télescope que j'ai présentée dans le chapitre 2 : Gemini a observé préférentiellement les candidats à plus grand redshift ($\langle z \rangle_{Gemini} = 0.66 \pm 0.02$) que le VLT ($\langle z \rangle_{VLT} = 0.63 \pm 0.01$). Keck a lui mesuré, entre autres, des spectres d'objets à $z \leq 0.5$ pour l'analyse dédiée d'Ellis et al. (2008) ($\langle z \rangle_{Keck} = 0.54 \pm 0.02$).

L'analyse cosmologique finale de SNLS est en cours et se base sur cet échantillon : si les informations photométriques de ces supernovae sont suffisantes, elles rentreront dans le diagramme de Hubble.



FIGURE 3.19: Distributions en *redshift* de l'échantillon spectroscopique total de SNLS pour : (a) les SNe Ia (en vert foncé) et SNe Ia \star (en vert clair), (b) les télescopes Gemini (en bleu foncé), VLT (en bleu) et Keck (en bleu clair)

Conclusion du chapitre 3

Pour construire un diagramme de Hubble de SNe Ia, la spectroscopie est essentielle afin de déterminer le redshift et confirmer la nature des candidats. L'expérience SNLS a bénéficié d'un vaste programme spectroscopique avec 1500h d'observation à des télescopes de la classe des 8-10m. Environ la moitié des spectres de candidats SN Ia ont été mesurés au VLT. La première partie de ces spectres (mesurée au cours des 3 premières années de SNLS) a été publiée par Balland et al. (2009). Pour former l'échantillon VLT total de SNLS, il faut y ajouter la deuxième partie des spectres VLT (mesurée au cours de la 4^{ème} année de SNLS). Ma tâche au sein de la collaboration SNLS a été d'analyser cet échantillon VLT afin d'identifier les SNe Ia et d'estimer leur redshift en vue de l'analyse SNLS finale et la construction du diagramme de Hubble.

À partir des 106 spectres mesurés d'août 2006 à septembre 2007 au VLT extraits et calibrés par Chris Lidman, j'ai déterminé le *redshift* de 103 candidats SNe Ia à l'aide des raies galactiques ou de la forme de la supernova. Parmi ces candidats, j'ai identifié 50 SNe Ia (avec 52 spectres) et 16 probables SNe Ia (avec 16 spectres), notées SNe Ia \star à l'aide de l'ajustement du modèle de SN Ia SALT2 auquel une composante galactique a été ajoutée pour tenir compte de la contamination de l'hôte.

Ces 66 nouvelles supernovae forment un nouvel échantillon spectroscopique de SNe Ia mesurées au VLT dans le cadre de SNLS et sont en cours de publication (Cellier-Holzem & the SNLS collaboration, in prep)). J'ai vérifié que cet échantillon n'était pas contaminé par d'autres type d'objets et j'ai contrôlé la qualité de la soustraction galactique afin de pouvoir utiliser ces données dans des analyses spectrales. Ces SNe Ia ont des caractéristiques photométriques similaires à celles de l'échantillon VLT 3 ans et aucun signe de biais n'a été détecté entre ces deux échantillons. En comparant les spectres bruts de ces deux échantillons, j'ai vérifié que la calibration spectrale était compatible entre les ensembles VLT1 et VLT2. J'ai alors combiné les deux échantillons en un seul lot de données contenant toutes les SNe Ia et SNe Ia \star mesurées au VLT : l'échantillon VLT 5 ans.

Par le travail que j'ai effectué dans ce chapitre, un nouvel échantillon de spectres de SN Ia de bonne qualité, avec une calibration et une soustraction de galaxie maitrisées, est disponible pour la communauté. Ces spectres pourront être utilisés dans de futures études pour comprendre les caractéristiques des SNe Ia, comme je le fais dans le chapitre suivant.

En joignant les SNe Ia et SNe Ia du VLT à celles mesurées tout au long de l'expérience aux télescopes Gemini et Keck, nous obtenons l'échantillon spectroscopique final de SNe Ia de SNLS contenant 427 objets. L'analyse cosmologique de SNLS 5 ans sera basée sur cet échantillon après plusieurs coupures photométriques.

Chapitre 4

Évolution spectrale des supernovae de type Ia

Sommaire

4.1	Intro	oduction		88
	4.1.1	La quest	ion de l'évolution spectrale des SNe Ia	88
	4.1.2	Ma cont	ribution	89
4.2	État	des lieu	x sur l'évolution des SNe Ia avec le <i>redshift</i>	89
	4.2.1	Premièr	es études : différences entre haut et bas <i>redshift</i>	89
	4.2.2	Étude S	ullivan et al. (2009) : évolution démographique	91
	4.2.3	Analyse	avec les SNe Ia SNLS 3 ans du VLT par Balland et al. $\left(2009\right)$.	92
	4.2.4	Étude d	e Maguire et al. (2012) : évolution galactique	94
	4.2.5	L'analys	e de Foley et al. (2012) \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots	96
4.3	Étud	le de l'é	volution spectrale à partir des spectres moyens SNLS	
	VLT	• • • •		98
	4.3.1	Constru	ction des spectres moyens	98
	4.3.2	Différen	ces spectrales avec les échantillons VLT1 et VLT2	99
		4.3.2.1	Spectres moyens au maximum de l'échantillon VLT1	99
		4.3.2.2	Spectres moyens de l'échantillon VLT2 au maximum	102
	4.3.3	Spectres	moyens de l'échantillon VLT 5 ans au maximum $\ .$	106
	4.3.4	Interpré	tation de l'évolution spectrale avec z	109
		4.3.4.1	Évolution des propriétés photométriques moyennes	109
		4.3.4.2	Effet du <i>stretch</i> sur les spectres	111
		4.3.4.3	Effet de la couleur sur les spectres	113
		4.3.4.4	Interprétation des différences spectrales	115
4.4	L'ap	port des	s spectres à très bas z	117
	4.4.1	Présenta	tion des échantillons à bas $redshift$	117
		4.4.1.1	Les spectres HST de l'étude de Maguire et al. (2012) \ldots .	118
		4.4.1.2	Les spectres SNF	119
		4.4.1.3	Comparaison des échantillons à bas $\mathit{redshift}$	119
	4.4.2	Combina	aison avec les spectres VLT	125
		4.4.2.1	Échantillon VLT 5 ans tout <i>redshift</i> confondu	125

4.1 Introduction

4.1.1 La question de l'évolution spectrale des SNe Ia

Depuis l'utilisation des SNe Ia en tant que chandelles standard pour évaluer les distances cosmologiques, la question de la réelle homogénéité de ces objets n'a cessé d'être posée et étudiée. En particulier, une question fondamentale pour la cosmologie utilisant les SNe Ia est de savoir si leurs propriétés évoluent avec le *redhsift*. En effet, le diagramme de Hubble repose sur la comparaison de SNe Ia à différents *redshift*. Or, ces objets mesurés sur une gamme de *redshift* étendue correspondent à des SNe Ia ayant explosé à des époques différentes de l'univers. Les SNe Ia à haut *redshift* peuvent donc être différentes de celles à bas *redshift*. Si cette différence existe, elle peut être due à :

- une évolution intrinsèque : les SNe Ia ayant les mêmes progéniteurs, le même environnement et mécanisme d'explosion ont des propriétés photométriques différentes. Par exemple, rien ne garantit qu'une SN Ia d'une galaxie spirale aujourd'hui ait les même propriétés qu'une SN Ia dans une galaxie spirale à haut redshift.
- une évolution démographique : les SNe Ia à bas et haut *redshift* ont des propriétés photométriques différentes car nous n'observons pas les mêmes populations à bas et haut *redshift*. Si nous considérons que les SNe Ia observées sont représentatives des SNe Ia qui peuplent ces régions en *redshift*, les différences sont le signe d'une évolution de la population de SNe Ia avec le *redshift*. Cela peut être dû par exemple à une évolution des galaxies et donc de l'environnement d'explosion en fonction du *redshift* (Walker et al., 2012).
- un effet de sélection : les SNe Ia à bas et haut *redshift* n'ont pas les mêmes propriétés photométriques mais les échantillons observés ne sont pas représentatifs de la population de SNe Ia dans ces régions en *redshift*. Dans ce cas, les différences entre SNe Ia sont dues au fait que nous ne sélectionnons pas les mêmes objets à bas et haut *redshift*.

Tester l'évolution des propriétés de SNe Ia en fonction du *redshift* est donc cruciale pour s'assurer de l'homogénéité des échantillons de SNe Ia ou pour savoir si, au contraire, plusieurs populations de SNe Ia existent. Dans ce cas, des corrections supplémentaires ou des sous-catégories de SNe Ia devront être considérées pour la cosmologie. Tester l'évolution des SNe Ia a pour but de mieux connaître ces objets et de mieux les calibrer les uns par rapport aux autres pour les intégrer au diagramme de Hubble et ainsi réduire les incertitudes sur les paramètres cosmologiques.

Plusieurs approches sont possibles pour aborder le problème de l'évolution intrinsèque et démographique. La question peut être traitée en cherchant une évolution des paramètres photométriques des SNe Ia en fonction de z. L'évolution des SNe Ia peut également être testée d'un point de vue spectral avec la comparaison de spectres de SNe Ia à bas et haut *redshift*. C'est cette approche spectrale que j'utilise ici, car les spectres de SNe Ia sont une riche source d'information sur la physique de ces objets. Un spectre contient en effet plus de renseignements sur la composition des SNe Ia et leurs propriétés physiques, que les courbes de lumière où l'information est intégrée dans des larges bandes en longueur d'onde.
4.1.2 Ma contribution

L'étude de l'évolution des SNe Ia en fonction du *redshift* est en plein essor aujourd'hui, alimentée par la publication de lots de données spectrales et photométriques de plus en plus importants, avec par exemple les données photométriques SNLS 3 ans (Guy et al., 2010) ou les spectres HST (Maguire et al., 2012). De nombreuses études ont constaté une évolution des propriétés des SNe Ia avec le *redshift* et différentes interprétations existent dans la littérature (Howell et al., 2007; Ellis et al., 2008; Foley et al., 2008a; Sullivan et al., 2009; Balland et al., 2009; Cooke et al., 2011; Foley et al., 2012; Maguire et al., 2012). La question n'est pas encore tranchée : le problème de savoir dans quelles limites les SNe Ia peuvent être utilisées comme chandelles standardisables sur une grande gamme de *redshift* reste ouvert. Dans ce chapitre, je commencerai pas passer en revue les différentes études sur le sujet et leurs résultats dans la partie 4.2.

Dans ce contexte controversé, les spectres SNLS mesurés au VLT que j'ai présentés dans le chapitre 3 peuvent nous permettre d'aborder cette question avec un nouveau lot de données. En effet, cet ensemble de spectres bien calibrés (voir partie 3.4.3.1), avec une soustraction de galaxie maîtrisée (3.4.2), constitue un remarquable échantillon de spectres à bons S/N pour cette gamme de redshift (0.2 < z < 1.0). Je testerai ainsi l'évolution spectrale des SNe Ia à l'aide des spectres du nouvel échantillon SNLS VLT 5 ans dans la section 4.3.

Pour tester l'évolution sur une plus grande gamme de redshift, je combinerai des spectres à très bas redshift avec ceux de SNLS. Ainsi, dans la partie 4.4, en plus de spectres de la littérature, j'utiliserai pour la première fois dans ce genre d'étude, les spectres de la collaboration SuperNova Factory (SNF) qui constituent le meilleur et plus vaste lot de spectres de SNe Ia à S/N élevé et à très bas redshift (z < 0.01).

4.2 État des lieux sur l'évolution des SNe Ia avec le redshift

Depuis l'utilisation des SNe Ia comme sonde cosmologique, de nombreuses études se sont penchées sur le problème de l'évolution. La stratégie adoptée a été similaire dans ces études : la comparaison de spectres moyens de SNe Ia à bas et haut *redshift*. Je présenterai ici les résultats des principales études qui ont mis en évidence des différences spectrales entre des échantillons de SNe Ia à haut et bas z. Je m'attarderai sur les diverses interprétations données dans la littérature pour comprendre l'origine de ces différences spectrales.

4.2.1 Premières études : différences entre haut et bas redshift

L'évolution des propriétés des SNe Ia avec le redshift a tout d'abord été mise en évidence pour les paramètres photométriques par l'étude de Howell et al. (2007). Cette analyse a montré, en comparant les propriétés photométriques des SNe Ia à bas et haut redshifts (z variant de 0.03 à 1.12) que les SNe Ia à grand z ont tendance à avoir un stretch plus élevé de $8.1\% \pm 2.7\%$ ce qui correspond à une augmentation de la luminosité intrinsèque de 12%. Pour interpréter ce phénomène, Howell et al. (2007) utilisent le modèle A + B de Scannapieco & Bildsten (2005). Ce modèle à deux composantes permet de mettre en évidence deux populations de SNe Ia en fonction de leur taux d'explosion dans la galaxie hôte :

- les SNe Ia dites "rapides" (ou *prompt*) dont le taux est proportionnel au taux de formation d'étoile de la galaxie. Ces SNe Ia sont les plus brillantes avec un *stretch* élevé et ont tendance à exploser dans des galaxies de type tardif (galaxies spirales) avec une population stellaire jeune.
- les SNe Ia dites "retardées" (ou *delayed*) avec un taux d'explosion proportionnel à la masse stellaire dans la galaxie hôte. Ces dernières sont intrinsèquement moins lumineuses avec un plus petit *stretch* et sont localisées préférentiellement dans des galaxies précoces (galaxies elliptiques) avec une population stellaire plus vieille.

Le taux de formation d'étoile augmentant avec le redshift (Sullivan et al., 2006b; Mannucci et al., 2006), la population de SNe Ia plus brillantes est donc attendue à plus haut z. À partir de l'évolution du taux de SN Ia avec le redshift prédite par Sullivan et al. (2006b), ce modèle A+B estime une augmentation du stretch de 6% de z = 0 à z = 1.5, compatible avec l'augmentation observée. Howell et al. (2007) concluent ainsi que cette évolution en stretch est le signe de l'existence de deux populations de SNe Ia en fonction de l'âge des progéniteurs.

À la vue de cette constatation, la question de l'évolution spectrale s'est naturellement posée. La première étude ayant comparé des spectres moyens de SNe Ia dans différentes bandes de redshift pour tester cette évolution démographique est celle de Foley et al. (2008a). Dans cette étude, un spectre composite à haut redshift $(0.155 \le z \le 0.777)$ a été construit dans le visible à partir de SNe Ia du projet ESSENCE. Sa contrepartie à bas redshift ($z \sim 0$) a été obtenue à l'aide des SNe Ia mesurées majoritairement au télescope de 3 mètres Lick et aux satellites HST (Hubble Space Telescope) ou IUE (International Ultraviolet Explorer). Le premier résultat a été de constater que les spectres à haut redshift ont une contamination galactique plus importante que ceux à bas redshift, comme nous l'avons remarqué pour les spectres VLT dans la partie 3.4.1. Une fois la galaxie soustraite sommairement, les spectres moyens à haut et bas redshift sont remarquablement similaires. Certaines variations sont tout de même présentes entre les deux échantillons : les raies d'absorptions vers 3000 Å et celle du Fe II à 4800 Å sont plus profondes à bas redshift au maximum de luminosité. Ces variations permettent de contraindre l'évolution des raies spectrales des SNe Ia en fonction du redshift : la différence entre bas et haut redshift sur toute la gamme spectrale dans le visible (dans le référentiel de la supernova) serait inférieure à 10%.

L'étude contemporaine d'Ellis et al. (2008) (noté E08) n'a observée aucun évolution significative des SNe Ia en fonction du *redshift* en comparant des spectres moyens à z < 0.5 et z > 0.5issus des données SNLS mesurées aux télescopes Keck. Ils mettent cependant en évidence en forte hausse de la dispersion des spectres de SNe Ia dans l'UV à haut *redshift*. Cette variation intrinsèque peut être une limitation statistique forte dans l'utilisation des SNe Ia à haut *redshift* pour la cosmologie.

Les conclusions de ces deux études sont pourtant limitées, d'une part à cause de la difficulté de soustraire proprement la galaxie dans les spectres à haut *redshift* de Foley et al. (2008a), et d'autre part à cause d'un échantillon peu peuplé à bas *redshift* chez Ellis et al. (2008).

4.2.2 Étude Sullivan et al. (2009) : évolution démographique

Pour aller plus loin dans la compréhension des évolutions spectrales en fonction du redshift, Sullivan et al. (2009) ont comparé des spectres moyens de SNe Ia dans 3 gammes de redshift en s'intéressant particulièrement aux raies des éléments de masse intermédiaire (notés IME pour Intermediate Mass Elements). Les spectres SNLS de E08 ont ici été utilisés comme échantillon à redshift intermédiaire ($z \sim 0.5$). Les contreparties à haut et bas redshifts sont composées respectivement de SNe Ia mesurées au HST (Riess et al. 2007 noté R07) à $z \ge 0.9$ d'une part, et des SNe Ia de Matheson et al. (2008) (noté M08) combinées à 3 spectres UV SN 1992A (Kirshner et al., 1993), SN 1981B (Branch et al., 1983) et SN 2001ba (Foley et al., 2008b) à $z \le 0.05$ d'autre part.

L'étude de Sullivan et al. (2009) se restreint à l'analyse des spectres dans un intervalle en couleur -0.2 < c < 0.35 et en stretch 0.8 < s < 1.30 pour limiter les SNe Ia non-standards. Une coupure en phase effective (corrigée du stretch) a également été appliquée $(-1 < \Phi < 8)$. Cette dernière est appliquée pour sélectionner les spectres autour de la même époque et ainsi limiter la confusion entre évolution spectrale démographique et temporelle. L'étude a été réalisée avec des spectres autour du maximum de luminosité car cette région en phase est la plus peuplée par les échantillons de spectres existants. Les coupures de Sullivan et al. (2009) sont plus larges que celles que j'appliquerai dans ce qui suit afin d'obtenir un échantillon suffisamment peuplé pour mettre en évidence des comportements moyens.

Les spectres sélectionnés sont corrigés de l'extinction atmosphérique puis corrigés en couleur en utilisant la loi de couleur CL de SALT2 (version 2009) évoquée dans la partie 3.2.2.3. Cette dernière permet de prendre en compte la variabilité de la couleur des SNe Ia et ainsi réduire la dispersion des spectres autour de la moyenne. Les spectres sont ensuite normalisés pour avoir le même flux dans l'intervalle de longueur d'onde $3750 \text{ Å} < \lambda < 4100 \text{ Å}$, commun à tous les spectres (le choix de la zone de normalisation ne semble pas impacter les résultats de l'étude dans le visible). Les spectres normalisés sont finalement moyennés par bande de *redshift* et comparés sur la figure 4.1. Chaque spectre moyen est affecté d'une erreur estimée à partir d'une technique de bootstrap (Efron, 1982).

Les principales différences entre les 3 spectres moyens produits par Sullivan et al. (2009) se situent dans la partie UV. En effet, le spectre à haut *redshift* a globalament un excès de flux dans la partie UV par rapport à sa contribution à bas *redshift*. Dans cette région spectrale, la profondeur des raies d'absorption diminue au fur et à mesure que le *redshift* augmente. Ces raies d'absorption sont dues aux IME comme le Si II, le Ca II et Mg II indiqués sur la figure 4.1. La proportion de ces éléments ionisés une fois dépend directement de la physique de l'explosion. En effet, la luminosité des SNe Ia est en grande partie contrôlée par la décroissance radioactive du nickel ⁵⁶Ni (voir chapitre 1). Une explosion plus brillante implique donc une quantité plus importante de ⁵⁶Ni produite, aux dépens de celle des IME comme le silicium, le calcium ou le magnésium (Mazzali et al., 2007). Si une plus grande proportion de ⁵⁶Ni est présente, une plus grande quantité d'énergie est alors dégagée : la SN Ia est dans ce cas plus chaude ionisant davantage les éléments : les éléments ionisés une fois comme Si II sont ionisés une fois de plus en Si III. Une quantité plus faible d'IME ionisés une fois et donc des absorptions moins profondes dues aux Si II, Ca II et Mg II, sont ainsi attendues dans le spectre des SNe Ia les plus brillantes (Mazzali et al., 2007).



FIGURE 4.1: Spectres moyens à bas z en bleu (M08 + UV à z < 0.05), à z intermédiaire en noir (E08 à $z \sim 0.5$) et à haut z en rouge (R07 à z > 0.9) extraits de l'étude de Sullivan et al. (2009). Les barres d'erreurs sont obtenues par bootstrap. Les IME responsables des principales différences spectrales sont indiqués sur le spectre. Les redshift, stretchs s et phases (notée ici τ) moyens sont indiqués en haut à gauche pour chaque échantillon ainsi que le nombre de spectres.

Ainsi, les spectres où ces absorptions sont les moins profondes sont ceux des SNe Ia les plus brillantes à haut redshift. Cette tendance est en accord avec la constatation de Howell et al. (2007) : les SNe Ia à haut redshift ont un plus grand stretch (corrélation brighter-slower). Les différences spectrales peuvent être interprétées à l'aide du modèle A + B comme une évolution démographique des SNe Ia : la proportion de A et B évolue avec le redshift. Ainsi, les SNe Ia à grand redshift n'ont pas les mêmes propriétés et ne sont pas issues des mêmes populations.

4.2.3 Analyse avec les SNe Ia SNLS 3 ans du VLT par Balland et al. (2009)

L'étude de Balland et al. (2009) s'inscrit dans la même veine que les analyses présentées ci-dessus : comparer des spectres moyens à haut et bas *redshift* pour identifier les évolutions spectrales des SNe Ia et tenter de les expliquer dans le contexte d'une possible évolution démographique. Cette étude nous intéresse particulièrement car le but de ce chapitre est de produire une analyse similaire à partir de l'échantillon VLT 5 ans (VLT1 + VLT2), incluant les spectres VLT 3 ans (VLT1) utilisés ici.

Parmi les 124 SNe Ia + SNe Ia de l'échantillon VLT1, seuls les 90 spectres des 83 SNe Ia confirmées ont été utilisés pour limiter le nombre de spectres à bas S/N. Chaque spectre soustrait de sa galaxie hôte est corrigé de la couleur en utilisant la loi de couleur de SALT2, recalibré puis classé en fonction de son redshift dans un des deux sous-échantillons à z < 0.5 et z > 0.5. Ces deux lots de spectres sont re-divisés en fonction de la phase effective en 3 sous-catégories : spectres pré-maximum avec $\Phi < -4$ jours, spectres au maximum à $-4 < \Phi < 4$ jours et spectres post-maximum avec $\Phi > 4$ jours, permettant ainsi de comparer les spectres moyens à haut et bas redshift à des phases similaires. Dans chacune des 6 catégories ainsi construites, les spectres sont tout d'abord normalisés entre 4450 Å et 4550 Å, puis moyennés. Au maximum de luminosité, les spectres moyens sont construits à partir de 12 spectres à z < 0.5 et 45 spectres à z > 0.5et sont superposés sur la figure 4.2. Pour mettre en évidence les différences entre les spectres $(F_{z>0.5}$ et $F_{z<0.5})$, la différence entre les deux spectres moyens $\Delta^{VLT}(\lambda) = F_{z>0.5}(\lambda) - F_{z<0.5}(\lambda)$ est représentée en noir avec une erreur à 1σ sur le graphique sous la figure 4.2.



FIGURE 4.2: Spectres moyens construits à partir de l'échantillon VLT1 à bas z en noir (z < 0.5) et à haut z en bleu (z > 0.5) extraits de l'étude de Balland et al. (2009). L'erreur est représentée à 1σ . La différence Δ^{VLT} entre les deux spectres est représentée en noir sous le graphique, ainsi que Δ^{Hsiao} en rouge.

La distribution en phase des spectres à haut et bas redshift, n'est nécessairement pas la même. Pour vérifier si les différences entre les deux spectres moyens sont bien dues à une évolution avec le redshift, et non à des différences de phase, la procédure de calcul des spectres moyens est reproduite en utilisant les modèles de SN Ia de Hsiao et al. (2007). À une phase donnée, ces spectres sont exactement les mêmes quel que soit le resdhift. Les deux spectres moyens construits à partir des spectres de Hsiao et al. (2007) diffèrent donc uniquement en phase. Le résidu Δ^{Hsiao} représenté en rouge sur le sous graphique de la figure 4.2 ne rend compte que des différences en phase des spectres. Pour interpréter les résidus entre les spectres moyens observés, Balland et al. (2009) inspectent si Δ^{VLT} est compatible avec Δ^{Hsiao} . Si c'est le cas, les résidus peuvent être interprétés comme la différence de distribution en phase entre les échantillons à bas et haut redshift. Dans le cas contraire, les différences sont réelles et peuvent être attribuées à l'évolution spectrale avec le redshift.

Comme dans les études citées précédemment, Balland et al. (2009) mettent en évidence un excès de flux dans l'UV à $\lambda < 4500$ Å à haut *redshift* en particulier au niveau des raies d'absorption du Ca II ($\lambda = 3700$ Å), Si II ($\lambda = 4000$ Å), Mg II ($\lambda = 4300$ Å) et Fe II ($\lambda = 4800$ Å). Ces

différences ne sont pas dues à la variation de la phase entre les deux échantillons.

Cette étude s'est également intéressée, comme dans l'étude d'Ellis et al. (2008), à l'évolution spectrale en fonction du *redshift* hors maximum grâce aux échantillons de spectres pré et post-maximum. Pour les spectres pré-maximum, l'étude remarque une grande similarité de ces spectres moyens à haut et bas *redshift*, avec une variabilité accrue aux niveaux des raies d'absorptions des IME. La dispersion est élevée dans l'UV, due à la grande variabilité des SNe Ia dans cette région. En effet, les spectres avant le maximum sont particulièrement influencés par la variation de la métalicité des progéniteurs (Hoeflich et al., 1998; Lentz et al., 2000). Les spectres post-maximum sont également très similaires. Les seules différences observées sont attribuées à des effets de phase.

Après avoir remarqué l'évolution spectrale au maximum avec le redshift, Balland et al. (2009) ont cherché sa répercussion sur les paramètres photométriques des SNe Ia. Pour cela, les paramètres photométriques moyens ont été comparés à haut et bas redshift dans la même région en phase. L'étude constate alors que le stretch moyen est similaire à bas et haut redshift compte tenu des erreurs, contrairement aux résultats de Howell et al. (2007) et Sullivan et al. (2009). En revanche, les SNe Ia ont tendance à être plus brillantes et plus bleues (écart en couleur $c_{z<0.5} - c_{c\geq0.5} = 0.07 \pm 0.03$) à haut redshift. Les différences photométriques sont compatible avec un effet de sélection appelé biais de Malmquist (Malmquist, 1936) : l'expérience a tendance à ne sélectionner que les objets les plus brillants (et donc les bleus d'après la corrélation brighterbluer) à la limite en magnitude de l'expérience, et donc à grand redshift (les autres étant de luminosité trop faible pour être détectés).

Pour tester si un effet de sélection peut bien à l'origine des différences spectrales, Balland et al. (2009) sélectionnent deux sous-échantillons à bas et haut *redshift* avec des propriétés photométriques semblables : même moyenne, distribution et dispersion en couleur, *stretch*, et magnitude dans la bande B. Avec ces nouveaux lots de SNe Ia, les différences entre les spectres moyens au maximum de luminosité à haut et bas *redshift* disparaissent : une évolution intrinsèque des SNe Ia est alors exclue.

Un effet de sélection permettrait ainsi d'expliquer simplement l'évolution spectrale observée en fonction du *redshift*. Notons qu'il est en pratique difficile de différentier une évolution démographique réelle d'une sélection de populations différentes à bas et haut *redshift* du fait du biais de Malmquist.

4.2.4 Étude de Maguire et al. (2012) : évolution galactique

Le même constat sur l'évolution des profondeurs des creux d'absorption des IME ionisés une fois a été fait par les études qui ont suivi. Par exemple, Cooke et al. (2011) mettent en évidence ces mêmes différences spectrales entre les SNe Ia E08 à haut redshift (0.4 < z < 0.9) et les 12 spectres HST mesurés par le spectrographe STIS (*Space Telescope Imaging Spectrograph*) (campagne GO 11721) à bas redshift (0.01 < z < 0.08). En revanche, l'explication de l'origine des différences dans l'UV est ici imputée à des variations au sein de l'échantillon de SN Ia.

Leur analyse a été reprise et étendue par Maguire et al. (2012) qui ajoutent 20 spectres de SNe Ia HST (GO 11721 et GO 12298) à ceux de Cooke et al. (2011) à bas redshift. Ces

spectres sont comparés aux spectres E08 à grand redshift. Les spectres sont sélectionnés en couleur (-0.25 < c < 0.25), en stretch (0.7 < s < 1.3) et en phase $(-1 < \Phi < 4.5 \text{ jours})$. Ils sont corrigés de la couleur en utilisant la loi de couleur de Cardelli et al. (1989), notée CCM définie dans le chapitre 1. Les spectres sont enfin normalisés entre 4000 Å et 4500 Å et moyennés dans les deux bandes de redshift comme montré sur la figure 4.3. L'excès de flux dans l'UV des spectres à plus haut redshift est compatible avec une évolution à 3σ du continuum dans l'UV-proche. Cette évolution est compatible avec la différence de couleur entre la partie UV (intégré dans le filtre UV avec 2900 Å $< \lambda < 3300$ Å) et la partie visible (flux intégré dans le filtre b avec 4000 Å $< \lambda < 4800$ Å) : une couleur UV - b = 0.18 est observée entre les deux échantillons. De plus Maguire et al. (2012) mettent en évidence une augmentation de la dispersion des spectres des SNe Ia dans l'UV comme l'avaient remarqué Ellis et al. (2008).



FIGURE 4.3: Spectres moyens du HST en bleu à $z \sim 0$, et d'Ellis et al. (2008) en rouge à $z \sim 0.5$ extraits de l'étude de Maguire et al. (2012). L'erreur représentée correspond à 90% de niveau de confiance obtenue par *bootstrap*. Le graphique du bas représente la dispersion en fonction de la longueur d'onde obtenue également par *bootstrap*.

Les différences spectrales peuvent être expliquées ici par une diminution de la métallicité de la galaxie avec l'augmentation du *redshift* à l'aide de l'étude de Walker et al. (2012). Dans cette étude, une grille de modèles de SN Ia variant en luminosité bolométrique et en métallicité produit des spectres synthétiques à partir du code de transfert radiatif de Sauer et al. (2008). La partie UV des spectres est très influencée par la métallicité à cause de la présence de nombreuses raies de transition de métaux dans cette région (Hoeffich et al., 1998; Lentz et al., 2000)). Cela provoque une augmentation de la variabilité des spectres de SNe Ia dans l'UV. La métallicité influence la luminosité de la SN Ia : des progéniteurs avec une métallicité élevée produisent préférentiellement des isotopes riches en neutrons comme ⁵⁴Fe ou ⁵⁸Ni, plutôt que du ⁵⁶Ni (Iwamoto et al., 1999). Ainsi, les SNe Ia auraient tendance à être moins lumineuses en moyenne dans un environnement riche en métaux. De plus, la métallicité est plus élevée dans notre univers proche qu'à haut *redshift* : une variation de la luminosité intrinsèque et de couleur

des SNe Ia en fonction du redshift peut être déduite à partir des modèles de Walker et al. (2012).

Les variations en couleur et en magnitude prédites par ces modèles sont compatibles avec celles mises en évidence par l'étude de Maguire et al. (2012). Les différences spectrales des SNe Ia observée par Maguire et al. (2012) dans l'UV peuvent être expliquées par la variation des deux paramètres de la grille de modèles : métallicité et luminosité.

Des SNe Ia plus lumineuses devraient avoir un stretch plus élevé d'après la corrélation brighter-slower. Dans ce cas, une corrélation doit exister entre la valeur du stretch et la quantité de ⁵⁶Ni. En coupant l'échantillon en fonction du stretch, Maguire et al. (2012) mettent en évidence que les SNe Ia avec une valeur de stretch élevée ont systématiquement une expansion plus rapide de leur enveloppe (vitesse élevée des éjectas). Cette tendance peut être expliquée par la présence d'une proportion de ⁵⁶Ni plus importante à haut stretch. Une quantité plus importante d'énergie est alors dégagée sous forme d'énergie cinétique augmentant ainsi la vitesse des éjectas. Ces différences de vitesse d'éjecta se retrouvent également en coupant l'échantillon en fonction de la masse stellaire de l'hôte. Les SNe Ia à grand stretch, semblent ainsi exploser préférentiellement dans des galaxies de type tardif, où la masse stellaire est plus faible, comme l'avait mis en évidence Sullivan et al. (2006b).

Ainsi, Maguire et al. (2012) concluent que les différences spectrales sont compatibles avec l'évolution des galaxies et en particulier avec la variation de métallicité.

4.2.5 L'analyse de Foley et al. (2012)

La variation dans l'UV montrée par Maguire et al. (2012) est qualitativement compatible avec celle mise en évidence par la nouvelle étude de Foley et al. (2012). Cette dernière montre que les spectres SDSS-II (*Sloan Digital Sky Survey II*) observé au télescope Keck à 0.11 < z < 0.37ont en moyenne 20% de flux en plus dans l'UV par rapport à un échantillon de SNe Ia ESSENCE à $z \sim 0$ issus de Foley et al. (2008a).

Cette étude exclue qu'une mauvaise réduction ou un effet de sélection comme un biais de Malmquist (sélection des SNe Ia les plus brillantes à haut redshift) puisse être à l'origine de cette évolution spectrale. En effet, Foley et al. (2012) montrent que l'échantillon utilisé à plus haut redshift est représentatif de l'ensemble des SNe Ia du SDSS-II. De plus, l'étude ne trouve aucune corrélation entre le redshift et le paramètre relié à la forme des courbes de lumière Δ^1 . L'explication avancée la plus simple est qu'il doit s'agir d'une différence au niveau des hôtes des deux échantillons, mais les données ne sont pas suffisantes pour tester cette hypothèse.

En résumé, toutes les études qui se sont intéressées à la question d'une évolution des SNe Ia, ont constaté, outre des spectres remarquablement similaires, une évolution spectrale des SNe Ia en fonction du *redshit*. En particulier, les profondeurs des raies d'absorption des IME ionisés une fois diminuent au fur et à mesure que le *redshift* augmente, et le flux dans l'UV augmente à haut *redshift*. Les études s'accordent sur la cause directe de cet effet : les SNe Ia à

¹Δ est un paramètre sans unité qui décrit la forme de la courbe de lumière et relié à la luminosité au maximum dans la bande V : $M_V(t=0) = -19.504 + 0.736\Delta + 0.182\Delta^2 + 5\log(H_0/65\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}})$ mag avec $\Delta = 0$ qui correspond à $\Delta m_{15} = 1.07$ mag et un stretch s = 0.96 (Riess et al., 1996; Jha et al., 2007).

haut redshift sont plus bleues et plus chaudes et donc ionisent plus les IME entraînant une diminution des proportions du Si II, Ca II et Mg II avec l'augmentation du redshift. L'origine reste pourtant controversée : certains l'attribuent à une évolution démographique des SNe Ia, alors que d'autres l'imputent à l'évolution des propriétés des galaxies hôtes avec le redshift ou encore à un effet de sélection des SNe Ia les plus bleues à grand redshift.



FIGURE 4.4: Spectres moyens à z intermédiaire de SDSS en noir à 0.11 < z < 0.37, et à bas z issus de Foley et al. (2008a) en bleu ($z \sim 0$) extraits de l'étude de Foley et al. (2012). L'erreur est représentée à 1σ et est obtenue par bootstrap. Les graphiques représentent ensuite de haut en bas : les spectres d'erreur à 1σ , le nombre de spectres, la phase moyenne des spectres, le paramètre de forme de courbe de lumière Δ et le *redshift* des spectres utilisés pour la moyenne par intervalle de longueur d'onde.

4.3 Étude de l'évolution spectrale à partir des spectres moyens SNLS VLT

L'étude menée ici poursuit l'investigation de celles évoquées dans la partie 4.2 pour tester l'évolution spectrale avec le *redshift* à partir de spectres moyens. Tout d'abord, j'exposerai dans la section 4.3.1 la méthode utilisée pour construire ces spectres. Puis, grâce aux nouveaux paramètres photométriques des données SNLS 3 ans calculés par Guy et al. (2010), nous commencerons par produire une analyse similaire à celle de Balland et al. (2009) à partir des spectres VLT1 (échantillon défini dans le chapitre 3) pour confirmer ses résultats. Séparément, nous utiliserons le nouveau lot de données VLT2 constitué dans le chapitre 3 afin d'obtenir une comparaison à bas et haut *redshift* indépendante de la précédente. Nous pourrons ainsi tester l'accord de ces deux résultats (voir partie 4.3.2). Je combinerai ensuite les deux échantillons VLT pour augmenter la statistique et obtenir les spectres moyens SNLS VLT finaux à bas et haut *redshift* que je comparerai (voir partie 4.3.3). J'interpréterai l'évolution spectrale en fonction du *redshift* mise en évidence par cette étude, à l'aide des paramètres photométriques dans la section 4.3.4.

4.3.1 Construction des spectres moyens

Pour mettre en évidence l'évolution spectrale en fonction du redshift, des spectres moyens sont construits dans des bandes en redshift différentes. Pour cela, à partir de l'échantillon de départ choisi, les spectres sont divisés en deux ensembles de redshift par rapport à la valeur moyenne : bas redshift à z < 0.6, et haut redshift à $z \ge 0.6$. J'ai choisi cette valeur de redshift car elle me permet d'obtenir deux sous-échantillons avec un nombre de spectres similaire. Je m'assure ainsi d'avoir une statistique semblable pour chaque région en redshift.

Comme pour l'étude de Balland et al. (2009), seuls les spectres de SNe Ia confirmées sont utilisés, excluant ainsi les SNe Ia \star à bas S/N. J'exclus également les objets présentés dans la section 3.3.3 pour éliminer des spectres non-standards. Les spectres de SNe Ia varient avec la phase en particulier lorsque celle-ci est proche du maximum (comme nous l'avons vu dans le chapitre 1). Pour limiter la confusion entre évolution due au *redshift* et à la phase, les spectres sont sélectionnés dans un même intervalle de phase. Les études précédentes sur l'évolution spectrale avec le *redshift* ont été réalisées à l'aide de spectres autour du maximum : mon analyse se focalisera donc sur l'intervalle $-4 \leq \Phi < 4$ jours comme dans l'étude de Balland et al. (2009).

Pour construire les spectres moyens, une procédure similaire à celle de Balland et al. (2009), est employée. Cette méthode est celle que j'ai expliquée dans le chapitre précédent (voir section 3.4.2.1). Deux étapes supplémentaires ont cependant été ajoutées ici pour construire les spectres moyens. Tout d'abord, après avoir été sélectionnés en couleur, en phase et en redshift, puis ramenés dans le référentiel de la supernova et ré-échantillonnés en longueur d'onde par pas de 5 Å, les spectres sont corrigés de la couleur. Pour cela, j'utilise la loi de couleur $CL(\lambda)$ de SALT2² et le paramètre de c issus de l'ajustement des courbes de lumière. Comme nous l'avons évoqué dans la partie 3.2.2.3, cette opération permet d'obtenir le flux corrigé $F_c(\lambda)$ à partir du flux $F(\lambda)$:

$$F_c(\lambda) = F(\lambda) \times \exp[c CL(\lambda)]$$

 $^{^{2}}$ version de SALT2 de Guy et al. (2010)

La dispersion des spectres des SNe Ia due à la variabilité de la couleur est ainsi réduite autour de la moyenne. En plus de cette correction en couleur, chaque spectre est recalibré en utilisant le paramètre de recalibration au premier ordre γ_1 (Guy et al., 2007) :

$$F_{recal}(\lambda) = F_c(\lambda) \times \exp(-\gamma_1 \Lambda) \quad \text{avec} \quad \Lambda = \frac{\lambda(\text{\AA})}{4400} - 1$$

défini dans la section 3.2.2.3. Seul le paramètre à l'ordre 1 est utilisé ici, et non le paramètre γ_0 car la normalisation globale du spectre est assurée par la procédure de normalisation décrite ci-dessous. Cette recalibration permet de corriger de possibles erreurs de calibration des spectres en permettant une inclinaison spectrale à partir d'une longueur d'onde pivot à 4400 Å. Les deux procédures ont pour but de réduire la dispersion des spectres autour du spectres moyens causée par des effets de poussière, de couleur intrinsèque ou de calibration. Cela nous permet de nous affranchir de ces effets afin de mettre en évidence l'évolution spectrale due à la différence de redshift.

La normalisation des spectres se fait comme précédement dans l'intervalle de longueur d'onde 4000 Å $< \lambda < 4500$ Å. Cette zone de normalisation est la même que celle choisie par Maguire et al. (2012) pour permettre une comparaison entre les spectres moyens obtenus par leur étude et la mienne. Si un spectre ne contient pas cette région en longueur d'onde [4000 Å; 4500 Å] à cause d'un redsift élevé, la SN Ia correspondante est retirée de l'échantillon pour éviter un problème de normalisation. Le nombre de spectres dans chaque échantillon est donné dans le tableau 4.4. La moyenne pondérée par l'erreur sur chaque spectre est ensuite calculée par intervalle de longueur d'onde de 5 Å pour chaque échantillon en redshift, ainsi que la dispersion. L'erreur associée à cette moyenne est calculée à 1 σ .

Dans ce qui suit, je présenterai systématiquement 3 graphiques : les spectres moyens, la dispersion et le nombre de spectres utilisés pour la moyenne, en fonction de la longueur d'onde. Cela nous permettra d'identifier quelles sont les zones en longueur d'onde où les spectres de SN Ia sont les plus sujets à variation et pourquoi. Nous pourrons également contrôler si l'évolution spectrale observée reflète réellement un comportement moyen des SNe Ia, ou au contraire, s'il ne s'agit que de l'influence de quelques spectres individuels.

4.3.2 Différences spectrales avec les échantillons VLT1 et VLT2

Je construis ici les spectres moyens en fonction du *redshift* pour les deux échantillons VLT1 et VLT2 indépendants en suivant la méthode exposée ci-dessus. Si l'évolution spectrale avec le *redshift* est similaire entre les deux études, je combinerai les deux échantillons pour construire les spectres moyens VLT 5 ans en augmentant la statistique.

4.3.2.1 Spectres moyens au maximum de l'échantillon VLT1

Les spectres moyens issus de l'échantillon VLT1, sont construits à partir de 21 spectres à z < 0.6 et 26 spectres à $z \ge 0.6$ comme montré sur la figure 4.5a. Ces spectres sont autour du maximum de luminosité ($-4 \le \Phi < 4$ jours). Ces deux échantillons ont des distributions en phase similaires (voir figure 4.5b) : les valeurs moyennes données dans le tableau 4.1 (cf section 4.3.4.1) sont les mêmes compte tenu des erreurs.

Évolution spectrale des supernovae de type Ia

	VL	Л1
	z < 0.6	$z \ge 0.6$
Nb spec	21	26
$\langle z \rangle$	0.48 ± 0.02	0.74 ± 0.02
$\langle \Phi angle$	0.5 ± 0.5	0.5 ± 0.4
$\langle c \rangle$	-0.001 ± 0.017	-0.062 ± 0.017
$\langle s \rangle$	1.020 ± 0.013	1.003 ± 0.015
$\langle m_B^{*c} \rangle$	24.013 ± 0.058	23.855 ± 0.045

TABLE 4.1: Propriétés moyennes photométriques et spectroscopique des SNe Ia à bas et haut z utilisées pour construire les spectres moyens de l'échantillons VLT1. La moyenne de chaque paramètre est donnée avec l'erreur sur la moyenne à 1σ .

Les deux spectres moyens, avec une erreur à 1σ , sont superposés figure 4.6. Les différences spectrales les plus remarquables sont localisées dans la partie UV ($\lambda < 4500$ Å) : les raies d'absorption dues aux IME, en particulier le Ca II ($\lambda = 3700$ Å) et le Si II ($\lambda = 4000$ Å) sont moins profondes à haut redshift. De plus, le spectre moyen à haut redshift semble plus bleu qu'à bas z. En effet, les spectres à $z \ge 0.6$ ont un excès de flux vers 3500 Å, et un déficit vers 4600 Å. Cette tendance est confirmée en inspectant les paramètres photométriques de l'échantillon VLT1 donnés dans le tableau $4.4 : \langle c \rangle_{z<0.6} = -0.001 \pm 0.017$ est supérieure à $\langle c \rangle_{z\ge0.6} = -0.062 \pm 0.017$. Ces évolutions spectrales sont compatibles avec des SNe Ia plus brillantes, plus bleues et plus chaudes à grand redshift, avec une quantité plus faible d'IME ionisés une fois. En revanche, le stretch est compatible entre les deux régions en redshift ($\langle s \rangle_{z<0.6} = 1.020 \pm 0.013$ est compatible avec $\langle s \rangle_{z\ge0.6} = 1.003 \pm 0.015$ compte tenu de l'erreur) : je ne retrouve pas le résultat de l'étude de Howell et al. (2007).



FIGURE 4.5: Distribution en redshift (a) et en phase (b) des SNe Ia à bas z (z < 0.6 en bleu) et à haut z ($z \ge 0.6$ en rouge) de l'échantillon VLT1. Les valeurs moyennes de chaque distribution sont données dans le tableau 4.4.

Le nombre de spectres utilisés pour construire ces spectres moyens est représenté sous la figure 4.6. Sur la gamme en longueur d'onde représentée ici, ce nombre de spectres reste constant en moyenne jusqu'à 4500 Å : de moins en moins de spectres à haut redshift sont ensuite disponibles pour construire la moyenne à $z \ge 0.6$. Cette quantité de spectres reste néanmoins élevée sur une grande gamme de longueur d'onde pour $\lambda < 5200$ Å. Le nombre de spectres est ensuite faible et la moyenne est donc très influencée par les spectres individuels à haut signal-sur-bruit dans cette zone.



FIGURE 4.6: Spectres moyens à bas z (z < 0.6 en bleu) et à haut z ($z \ge 0.6$ en rouge) au maximum de luminosité construits à partir de l'échantillon VLT1 avec une erreur à 1σ . Sous ce graphique, sont représentés de haut en bas : la dispersion et le nombre de spectre pour chaque échantillon.

La dispersion des spectres autour de la moyenne est également représentée sous la figure 4.6. À bas redshift, la dispersion augmente dans la partie UV des spectres pour $\lambda < 3800$ Å. Cette tendance, également mise en évidence dans les études d'Ellis et al. (2008) et Maguire et al. (2012), reflète la variabilité des SNe Ia dans l'UV que nous avons évoquée dans le chapitre 1. Pour les spectres à haut *redshift*, cette tendance n'est pas visible sur le graphique : la dispersion est globalement plus élevée.

La figure 4.6 peut être comparée au graphique 4.2 tiré de l'étude de Balland et al. (2009) réalisée à partir du même échantillon de spectres VLT1. Les tendances observées au niveau des creux d'absorption du Ca II et Si II se retrouvent dans les deux études : les absorptions sont moins profondes dans les spectres à haut *redshift*. Le spectre à haut *redshift* semble également plus bleu avec un excès de flux dans l'UV. En revanche, l'étude de Balland et al. (2009) met en évidence une plus grande différence d'amplitude des pics dans l'UV ($\lambda < 4100$ Å) entre les deux régions de *redshift*. Ces écarts entre les deux analyses peuvent être dues à une combinaison de différences (qui ont individuellement de faibles effets) :

- la coupure en redshift est différente : Balland et al. (2009) séparent l'échantillon à z = 0.5alors qu'ici j'utilise la valeur moyenne z = 0.6. Il y a donc eu un transfert des spectres de SNe Ia à 0.5 < z < 0.6 de l'échantillon à haut redshift vers celui à bas redshift, modifiant ainsi les spectres moyens.
- la zone de normalisation varie d'une étude à l'autre. Les spectres sont normalisés entre 4450 Å et 4550 Å dans l'étude de Balland et al. (2009). Cette zone est 5 fois plus étendue dans l'analyse présentée ici : 4000 Å $< \lambda < 4500$ Å.
- les paramètres photométriques, en particulier la couleur, ne sont pas les mêmes entre les deux études. En effet, une version de SALT2 utilisée par Balland et al. (2009) pour ajuster les courbes de lumière et les spectres, est différente de celle de Guy et al. (2010) qui a calculé les paramètres photométriques que j'ai utilisés pour mon étude.

Mise à part cette différence d'amplitude des pics dans l'UV, je retrouve ici les mêmes tendances que celles observées par étude de Balland et al. (2009) avec un ensemble de spectres issu du même échantillon VLT1. De plus, j'ai montré que ces tendances représentent ici des comportement moyens de SNe Ia : les différences spectrales ne semblent pas dues à l'influence de quelques spectres individuels. J'ai également mis en évidence l'augmentation de la dispersion dans l'UV proche pour les spectres à bas z, en accord avec les études précédentes (e.g. Maguire et al. 2012). J'utilise par la suite l'échantillon VLT2 pour tester si les tendances observées sont similaires avec un échantillon indépendant.

4.3.2.2 Spectres moyens de l'échantillon VLT2 au maximum

Comme nous l'avons déjà évoqué dans le chapitre précédent, l'échantillon VLT2 est indépendant de l'ensemble VLT1 : aucune SN Ia n'est commune au deux échantillons et la méthode d'extraction des spectres est différente. L'utilisation de ce nouvel ensemble de spectres me permettra donc de confirmer ou d'infirmer les évolutions spectrales en fonction du *redshift* observées dans la partie 4.3.2.1. Les spectres moyens sont ici construits à partir de 9 spectres à z < 0.6 et 15 spectres à $z \ge 0.6$ (voir figure 4.7a). Les deux sous-échantillons ont des phases moyennes compatibles compte tenu de l'erreur données dans le tableau 4.2 et de la dispersion visible sur la figure 4.7b. Comme précédemment, les différences spectrales pourront être attribuées à l'évolution du *redshift* et non à un effet de phase. Les deux spectres moyens obtenus sont superposés sur la figure 4.8.



FIGURE 4.7: Distribution en redshift (a) et en phase (b) des SNe Ia à bas z (z < 0.6 en bleu) et à haut z ($z \ge 0.6$ en rouge) de l'échantillon VLT2. Les valeurs moyennes de chaque distribution sont données dans le tableau 4.2.

La différence de profondeur du Ca II à 3700 Å est visible : les spectres à bas *redshift* ont un creux d'absorption plus profond. Les raies galactiques sont plus marquées ici que dans les spectres VLT1 qui ont été majoritairement extraits séparément de leur galaxie grâce à l'utilisation de PHASE. En particulier les raies d'émission [O II] à 3727 Å et [O III] à 4959 Å / 5007 Å sont visibles. Les raies d'absorption du Ca II H&K sont également visibles à 3934 Å et 3968 Å dans les spectres et parasitent le creux d'absorption du Si II à 4000 Å, comme nous l'avons évoqué dans la partie 3.4.2. La présence de résidus galactiques est une difficulté supplémentaire pour mettre en évidence les différences entre haut et bas *redshift* dans cette région en longueur d'onde.



FIGURE 4.8: Spectres moyens à bas z (z < 0.6 en bleu) et à haut z ($z \ge 0.6$ en rouge) au maximum de luminosité construits à partir de l'échantillon VLT2 avec une erreur à 1σ . Ces spectres contiennent des résidus de raies galactiques [O II] à 3727 Å et Ca II H&K à 3934 Å et 3968 Å.

Suppression des raies galactiques :

Pour clarifier la différence de profondeur des creux d'absorption entre les deux régions de redshift, je choisis de supprimer ces raies galactiques des spectres de la figure 4.8. Pour cela, j'interpole le flux des spectres moyens dans un intervalle de 30 Å autour des valeurs centrales des 3 raies. Cet intervalle est suffisant car les raies galactiques sont fines et leur largeur n'excèdent pas 20 Å. J'interpole linéairement le continuum du spectre moyen entre les deux bornes de l'intervalle. L'erreur sur la moyenne est également interpolée. Les résultats de la suppression des raies [O II] et Ca II H&K sont représentés sur la figure 4.9a pour le spectre moyen à bas redshift et sur la figure 4.9b à haut redshift.



FIGURE 4.9: Suppression des résidus galactiques [O II] à 3727 Å et Ca II H&K à 3934 Å et 3968 Å dans les spectres moyens à bas z (a) et à haut z (b). Sur chaque figure, les spectres sont représentés avant la suppression des raies en couleurs foncées et après en couleurs claires (z < 0.6 en bleu et $z \ge 0.6$ en rouge). L'erreur est à 1σ .

La forme globale des spectres n'est pas changée par cette procédure et nous pouvons analyser l'évolution spectrale en fonction de z sur ces spectres moyens sans raies galactiques parasites. À partir de maintenant, les raies galactiques Ca II H&K et [O II] seront systématiquement enlevées des spectres moyens pour améliorer la lecture des graphiques.

Analyse des spectres moyens en fonction du redshift :

Les spectres moyens où les raies galactiques [O II] et Ca II H&K ont été supprimées sont superposés sur la figure 4.10. Nous pouvons remarquer que le continuum vers 4000 Å est plus élevé pour les spectres à haut redshift que pour les spectres à bas redshift. De plus, dans l'UV pour $\lambda < 3500$ Å, les spectres à $z \ge 0.6$ semblent de nouveau plus bleus (excès de flux dans l'UV) que leur contrepartie à z < 0.6. C'est ce que nous constatons également en inspectant la couleur moyenne des deux sous-échantillons du VLT2 donnée dans le tableau 4.2: $\langle c \rangle_{z < 0.6} = 0.004 \pm 0.030$

est supérieure à $\langle c \rangle_{z \ge 0.6} = -0.044 \pm 0.024$. En revanche, comme pour l'échantillon VLT1 (cf 4.3.2.1), le stretch est similaire entre les deux régions de redshift compte tenu de l'erreur sur la moyenne : $\langle s \rangle_{z < 0.6} = 1.013 \pm 0.015$ est compatible avec $\langle s \rangle_{z > 0.6} = 1.021 \pm 0.018$.

	VI	LT2
	z < 0.6	$z \ge 0.6$
Nb spec	9	15
$\langle z \rangle$	0.45 ± 0.05	0.71 ± 0.02
$\langle \Phi angle$	0.5 ± 0.9	-0.5 ± 0.6
$\langle c \rangle$	0.004 ± 0.030	-0.044 ± 0.024
$\langle s \rangle$	1.013 ± 0.015	1.021 ± 0.018
$\langle m_B^{*c} \rangle$	24.043 ± 0.091	23.850 ± 0.056

TABLE 4.2: Propriétés moyennes photométriques et spectroscopique des SNe Ia à bas et haut z utilisées pour construire les spectres moyens de l'échantillon VLT2. La moyenne de chaque paramètre est donnée avec l'erreur sur la moyenne à 1σ .

Une nouvelle différence apparaît à 3600 Å : les spectres à bas redshift ont un creux du Ca II moins large que ceux à haut redshift. Cette tendance peut être due à une différence de vitesse des éjectas : plus une raie P-Cygni est large, plus la vitesse d'expansion de l'enveloppe est grande (voir chapitre 1). En effet, ici un écart de $\Delta(\lambda_{min}) \sim 50$ Å est visible entre le minimum du creux du Ca II des deux spectres. En connaissant la longueur d'onde théorique du Ca II, $\lambda_{Ca} = 3934$ Å (d'après Hatano et al. 2002), cela correspond à un différence de vitesse $\Delta(V_{Ca})$

$$\Delta(V_{Ca}) = c \cdot \left(\frac{\Delta(\lambda_{min})}{\lambda_{Ca}}\right) \simeq 3800 \,\mathrm{km \, s^{-1}} \quad \text{pour des vitesses non relativistes} \quad V_{Ca} \ll c$$

avec c la vitesse de la lumière (en km s⁻¹). Dans ce cas, l'effet mis en évidence ici signifie que les SNe Ia de l'échantillon VLT2 à bas z ont une vitesse d'expansion plus faible. Cela coïncide avec le fait que les SNe Ia à haut *redshift* soient plus brillantes, plus bleues et plus chaudes (cf tableau 4.4) avec une plus grande quantité d'énergie dégagée qui alimente l'expansion de la supernova.

Comme dans l'étude précédente pour l'échantillon VLT1, le nombre de spectres utilisés pour construire les spectres moyens est représenté sous la figure 4.8. Mis à part en bord du spectre à haut redshift ($\lambda > 5300$ Å) où la quantité d'objets diminue, les spectres composites reflètent bien un comportement moyen des SNe Ia à bas et haut redshift. La dispersion est également représentée sous les spectres moyens. Cette dernière augmente pour $\lambda < 3800$ Å pour le spectre à bas redshift. En revanche, la variabilité des SN Ia semble être la même sur toute la gamme spectrale pour les spectres à $z \ge 0.6$.

Malgré une statistique réduite, nous observons des tendances entre les spectres moyens à bas et haut *redshift* pour l'échantillon VLT2 similaires à celles mise en évidence pour l'échantillon VLT1. Les mêmes évolutions du nombre de spectre et de la dispersion sont également visibles ici. Tous les comportements entre les deux zones de *redshift* des deux échantillons VLT1 et VLT2 indépendants sont compatibles.



FIGURE 4.10: Spectres moyens à bas z (z < 0.6 en bleu) et à haut z ($z \ge 0.6$ en rouge) au maximum de luminosité construits à partir de l'échantillon VLT2 avec une erreur à 1σ . Les raies galactiques Ca II H&K et [OII] ont ici été enlevées des spectres. Sous ce graphique, sont représentés de haut en bas : la dispersion et le nombre de spectres pour chaque échantillon.

Observer des différences spectrales similaires pour deux échantillons indépendants, confirme qu'il existe une évolution des SNe Ia en fonction du *redshift*. Nous pouvons maintenant combiner les deux ensembles pour construire les spectres moyens de l'échantillon VLT 5 ans avec une plus grande quantité de spectres.

4.3.3 Spectres moyens de l'échantillon VLT 5 ans au maximum

En joignant les échantillons VLT1 et VLT2, les spectres moyens sont maintenant obtenus à partir de 30 spectres à z < 0.6 et 41 à $z \ge 0.6$ avec des distributions en phase similaires (voir

figures 4.11a et 4.11b). C'est la première fois qu'autant de spectres sont utilisés pour construire des spectres moyens au maximum de luminosité pour tester l'évolution spectrale avec le *redshift*.



FIGURE 4.11: Distribution en redshift (a) et en phase (b) des SNe Ia à bas z (z < 0.6 en bleu) et à haut z ($z \ge 0.6$ en rouge) de l'échantillon VLT 5 ans. Les valeurs moyennes de chaque distribution sont données dans le tableau 4.4.

Les spectres moyens, obtenus par la méthode exposée dans la section 4.3.1, sont superposés sur la figure 4.12. Les propriétés photométriques moyennes des deux sous-échantillons sont données dans le tableau 4.3.

	VLT 5 ans			
	z < 0.6	$z \ge 0.6$		
Nb spec	30	41		
$\langle z \rangle$	0.47 ± 0.02	0.73 ± 0.01		
$\langle \Phi angle$	0.5 ± 0.4	0.1 ± 0.4		
$\langle c \rangle$	0.001 ± 0.015	-0.055 ± 0.014		
$\langle s \rangle$	1.018 ± 0.010	1.010 ± 0.011		
$\langle m_B^{*c} \rangle$	24.022 ± 0.048	23.853 ± 0.035		

TABLE 4.3: Propriétés moyennes photométriques et spectroscopique des SNe Ia à bas et haut z utilisées pour construire les spectres moyens de l'échantillon VLT 5 ans. La moyenne de chaque paramètre est donnée avec l'erreur sur la moyenne à 1σ .

Comme nous l'avons remarqué précédemment pour les échantillons VLT1 et VLT2, deux différences marquantes apparaissent au niveau des raies d'absorption du Ca II à 3700 Å et Si II à 4000 Å. Le rapport des deux spectres moyens est représenté sous la figure 4.12.

Le spectre à haut redshift a un creux d'absorption du Ca II H&K moins profond qu'à bas redshift. Dans cette région (3700 Å $< \lambda < 3900$ Å), le rapport entre les deux spectres (VLT 5ans_{z>0.6} ÷ VLT 5ans_{z<0.6}) est d'en moyenne 1.20 : il y a environ 20% de différence entre les



deux spectres au niveau du creux du Ca II.

FIGURE 4.12: Spectres moyens à bas z (z < 0.6 en bleu) et à haut z ($z \ge 0.6$ en rouge) au maximum de luminosité à partir de l'échantillon VLT 5 ans (VLT1 + VLT2) avec une erreur à 1σ . Les raies galactiques Ca II H&K et [O II] ont ici été enlevées des spectres. Sous ce graphique, sont représentés de haut en bas : la dispersion, le nombre de spectres pour chaque échantillon et le rapport entre le spectre à haut z et celui à bas z.

De même, dans la région du creux du Si II (3950 Å $< \lambda < 4050$ Å), les spectres à haut redshift ont une absorption moins profonde que leur contrepartie à bas redshift. Dans cette région, la différence est d'en moyenne 10% entre les deux spectres (rapport entre les deux spectres est en moyenne de 1.10).

De plus les spectres à haut redshift ont globalement un excès de flux dans l'UV proche (~6% pour $\lambda < 4100$ Å) et un déficit dans le rouge (~6% pour $\lambda > 4400$ Å). En inspectant les paramètres photométriques du tableau 4.4, nous remarquons qu'en effet, les SNe Ia à haut redshift sont plus bleues ($\langle c \rangle_{z \ge 0.6} = -0.055 \pm 0.014$) que celles à bas redshift ($\langle c \rangle_{z < 0.6} = 0.001 \pm 0.015$). Il y a une différence de couleur $\Delta(c) = 0.056 \pm 0.021$: l'écart de couleur est à 2.7 σ (0.056 \div 0.021).

Les études des spectres à bas et haut redshift évoquées dans la partie 4.2 (Ellis et al., 2008; Foley et al., 2008a; Sullivan et al., 2009; Balland et al., 2009; Cooke et al., 2011; Foley et al., 2012; Maguire et al., 2012), ont mis en évidence (à partir d'échantillons différents) un excès de flux dans la partie UV des spectres à haut redshift par rapport à ceux à bas redshift. Nous observons des tendances spectrales similaires ici, ainsi qu'un écart significatif de couleur photométrique : les SNe Ia à bas redshift sont plus rouges à 2.7σ que celles à haut redshift.

La dispersion, représentée sous la figure 4.12, a une évolution similaire que celle décrite pour l'échantillon VLT1 (voir section 4.3.2.1) et VLT2 (voir section 4.3.2.2). La variabilité des spectres de SNe Ia à bas *redshift* est plus grande dans l'UV. Pour les spectres à haut *redshift*, cette tendance n'est pas visible.

4.3.4 Interprétation de l'évolution spectrale avec z

Expliquer l'origine physique de ces différences spectrales avec le redshift est aujourd'hui un défi pour une meilleure standardisation des SNe Ia. Comme nous l'avons vu dans la partie 4.2, de nombreuses interprétations existent dans la littérature. À partir de l'analyse de Sullivan et al. (2009), les études de Balland et al. (2009); Cooke et al. (2011); Foley et al. (2012); Maguire et al. (2012) s'accordent sur un point : des creux d'absorption des IME moins profonds à haut redshift sont compatibles avec des SNe Ia plus brillantes, chaudes et bleues qui ionisent plus ces éléments à grand redshift. Des différences photométriques sont donc attendues entre les échantillons à bas et à haut redshift. Nous testerons ici si de tels écarts photométriques existent et s'ils expliquent les différences spectrales observées.

4.3.4.1 Évolution des propriétés photométriques moyennes

En inspectant les propriétés photométriques moyennes à bas et haut redshift données dans le tableau 4.4 pour les échantillons VLT1, VLT2 et VLT 5 ans, nous remarquons des différences entre les SNe Ia à bas et haut redshift. En effet, pour les 3 échantillons, les SNe Ia à haut redshift ont tendance à être plus bleues ($\langle c \rangle_{z<0.6} > \langle c \rangle_{z>0.6}$), plus brillantes ($\langle m_B^* c \rangle_{z<0.6} > \langle m_B^* c \rangle_{z>0.6}$) mais avec un stretch similaire ($\langle s \rangle_{z<0.6} \sim \langle s \rangle_{z>0.6}$). Je me concentrerai ici sur les différences entre les propriétés photométriques des SNe Ia à bas et haut redshift de l'échantillon VLT 5 ans où la statistique est la plus élevée. Les tendances évoquées ci-dessus sont illustrées pour cet échantillon la figure 4.13.

		z < 0.6			$z \ge 0.6$	
	VLT1	VLT2	VLT 5 ans $$	VLT1	$\overline{\text{VLT2}}$	VLT 5 ans $$
Nb spec	21	9	30	26	15	41
$\langle z \rangle$	0.48 ± 0.02	0.45 ± 0.05	0.47 ± 0.02	0.74 ± 0.02	0.71 ± 0.02	0.73 ± 0.01
$\langle \Phi \rangle$	0.5 ± 0.5	0.5 ± 0.9	0.5 ± 0.4	0.5 ± 0.4	-0.5 ± 0.6	0.1 ± 0.4
$\langle c \rangle$	-0.001 ± 0.017	0.004 ± 0.030	0.001 ± 0.015	-0.062 ± 0.017	-0.044 ± 0.024	-0.055 ± 0.014
$\langle s \rangle$	1.020 ± 0.013	1.013 ± 0.015	1.018 ± 0.010	1.003 ± 0.015	1.021 ± 0.018	1.010 ± 0.011
$\langle m_B^{* c} \rangle$	24.013 ± 0.058	24.043 ± 0.091	24.022 ± 0.048	23.855 ± 0.045	23.850 ± 0.056	23.853 ± 0.035

TABLE 4.4: Propriétés moyennes photométriques et spectroscopique des SNe Ia à bas et haut z utilisées pour construire les spectres moyens des échantillons VLT1, VLT2 et VLT 5 ans. La moyenne de chaque paramètre est donnée avec l'erreur sur la moyenne à 1σ .

Pour l'échantillon VLT 5 ans, des écarts en magnitude $\Delta(m_B^*c) = 0.169 \pm 0.059$, en couleur $\Delta(c) = 0.056 \pm 0.021$ et en stretch $\Delta(s) = 0.008 \pm 0.015$ existent entre l'échantillon bas z et celui à haut z. Compte tenu de l'erreur sur la moyenne, les stretchs à bas et haut z sont compatibles : nous ne retrouvons pas ici le résultat de l'étude de Howell et al. (2005) et Sullivan et al. (2009). Cela signifie que les différences spectrales prédites par Sullivan et al. (2009) dues à un écart en stretch seront dans notre cas très faible.

Des corrélations existent entre ces 3 paramètres qui permettent de corriger la magnitude dans la bande B (cf chapitre 1) :

- la corrélation brighter-bluer (les SNe Ia plus brillantes ont tendance à être plus bleues) qui fait intervenir le terme $-\beta c$,
- la corrélation brighter-slower (les SNe Ia plus brillantes ont tendance à avoir un plus grand stretch) qui intervient via le terme $\alpha(s-1)$. Les stretchs des deux échantillons étant compatibles ici, l'effet de cette corrélation est négligeable,

En utilisant les valeurs $\{\alpha;\beta\} = \{1.295 \pm 0.112; 3.181 \pm 0.131\}$ obtenues par Guy et al. (2010), nous obtenons le résidu de magnitude m_B^{*c} uniquement dû aux effets de couleur et de stretch

$$|\alpha\Delta(s) - \beta\Delta(c)| = 0.168 \pm 0.070$$

Ce résidu est compatible compte tenu de l'erreur, avec la différence de magnitude $\Delta(m_B^*c)$ entre l'échantillon à bas et à haut *redshift*. Ainsi, la différence des paramètres photométriques moyens en fonction du *redshift* peut être expliquée simplement par les corrélations brighter-bluer et brighter-slower (cette dernière est négligeable car les stretchs sont similaires entre les échantillons).

Fort de cette constatation, nous devons maintenant tester si ces écarts photométriques sont compatibles avec les différences spectrales observées dans la partie 4.3.3. Je commencerai par tester indépendamment l'effet de chaque paramètre photométrique (cf 4.3.4.2 et 4.3.4.3) sur les différences spectrales. Dans la section 4.3.4.4 je testerai si les différences spectrales persistent lorsque les échantillons à bas et haut *redshift* sont photométriquement identiques.



FIGURE 4.13: Évolution en fonction du redshift de la couleur (a), du stretch (b) et de la magnitude apparente au maximum dans la bande B corrigée de la distance (c) des SNe Ia de l'échantillon VLT 5 ans à bas redshift (cercles bleus à z < 0.6) et à haut redshift (triangles rouges à $z \ge 0.6$). Les moyennes des paramètres en ordonnée à bas z (ligne bleue) et à haut z (ligne rouge) sont représentées sur chaque graphique, associée à l'erreur à 1σ (zone bleue à bas z et rouge à haut z).

4.3.4.2 Effet du stretch sur les spectres

L'écart en stretch entre bas et haut redshift est compatible avec zéro compte tenu de l'erreur pour les 3 échantillons du tableau 4.4. Les études précédentes ont pourtant mis en évidence des différences de stretch en fonction du redshift. Pour déterminer si le stretch a une influence sur les spectres de SNe Ia, je divise en deux l'échantillon VLT 5 ans en fonction de la valeur du stretch par rapport à la valeur moyenne : 34 spectres à s < 1.013 et 37 spectres à $s \ge 1.013$, tout redshift confondu. Les deux sous-échantillons ainsi sélectionnés ont des propriétés moyennes similaires (voir tableau 4.5) excepté pour le stretch.

Evolution	spectrale	des	supernovae	de	type Ia	ı
	1		1		•/ •	

	s < 1.013	$s \ge 1.013$
Nb spec	34	37
$\langle z \rangle$	0.63 ± 0.03	0.61 ± 0.03
$\langle \Phi angle$	0.0 ± 0.4	0.6 ± 0.3
$\langle c \rangle$	-0.033 ± 0.014	-0.031 ± 0.016
$\langle s angle$	0.961 ± 0.007	1.061 ± 0.007
$\langle m_B^{*c} \rangle$	23.948 ± 0.040	23.903 ± 0.044

TABLE 4.5: Propriétés photométriques et spectroscopiques moyennes des SNe Ia à bas et haut stretch utilisées pour construire des spectres moyens à partir de l'échantillon VLT 5 ans. La moyenne de chaque paramètre est donnée avec l'erreur à 1σ .

La méthode de calcul des spectres moyens pour les deux nouveaux sous-échantillons du tableau 4.5 est la même que celle présentée dans la section 4.3.1 (avec correction de couleur et recalibration des spectres). Ces spectres moyens sont superposés sur la figure 4.14 avec une erreur à 1σ . Comme les deux échantillons ne diffèrent qu'en *stretch*, les différences spectrales observées ici peuvent être attribuées à ce paramètre. Les spectres à haut *stretch* ont un excès de flux dans la partie UV avec des creux d'absorption des IME ionisés une fois moins profond qu'à bas *stretch*. En effet, le rapport des deux spectres dans la région du Ca II (3700 Å $< \lambda < 3900$ Å) est en moyenne de 1.14 et de 1.09 dans la zone du Si II (3950 Å $< \lambda < 4050$ Å). Cette tendance est compatible avec celle observée sur les spectres à bas et haut *redshifts*. Comme pour les spectres à haut *redshifts*, les SNe Ia avec un *stretch* élevé ont tendance à plus ioniser les IME.



FIGURE 4.14: Spectres moyens à bas stretch (s < 1.013 en rouge) et à haut stretch ($s \ge 1.013$ en bleu) au maximum de luminosité à partir de l'échantillon VLT 5 ans avec une erreur à 1σ . Les raies galactiques Ca II H&K et [O II] ont ici été enlevées des spectres.

L'étude de Maguire et al. (2012) a mis en évidence une différence de vitesse d'éjectas en fonction de la valeur du stretch : les SNe Ia à haut stretch ont tendance à avoir des éjectas plus rapides, avec un décalage vers le bleu des raies dans l'UV. Dans cette étude, aucun décalage en longueur d'onde (et donc aucune différence de vitesse) n'est visible au niveau des creux d'absorption du Ca II à 3700 Å et dans la partie UV ($\lambda < 3500$ Å) entre les deux régions en stretch. Un faible écart (14 Å) est visible entre les minimums des creux du SI II à 4000 Å des spectres moyens à haut et bas stretch. Cet écart n'est pas significatif compte tenu de la largeur à mi-hauteur des raies (40 Å). Avec une différence uniquement en stretch, nous ne reproduisons pas la tendance de l'étude de Maguire et al. (2012). Cela signifie que dans notre cas, le stretch seul ne nous permet pas d'expliquer des écarts de vitesse d'éjecta.

Ainsi des différences en *stretch* sont compatibles avec des différences spectrales. En revanche, cet effet du *stretch* n'explique pas les différences spectrales entre les deux échantillons à bas et haut *redshift* car leur *stretch* est similaire.

4.3.4.3 Effet de la couleur sur les spectres

A l'image du test que nous avons effectué pour le *stretch* (cf partie 4.3.4.2), nous pouvons étudier ici l'impact des différences de couleur sur les différences spectrales et si ces dernières sont uniquement causées par la correction de couleur appliquée aux spectres ou non.

Pour construire les spectres moyens, une correction de couleur est appliquée sur les données. Corriger un spectre de la couleur c revient à multiplier son flux par l'exponentielle $\exp(c \cdot CL(\lambda))$, avec CL la loi de couleur de SALT2 : la variation induite sur les spectres est donc lisse. Ainsi, la correction de couleur a un impact sur le spectre global et peut donc affecter les conclusions que nous avons tirées de la comparaison spectrale (cf 4.3.3). Pour quantifier cet effet, je compare les spectres moyens en fonction de leur couleur SALT2, avant et après correction de couleur. Pour cela, je construis deux nouveaux sous-échantillons détaillés dans le tableau 4.6 : 41 spectres bleus (c < 0) et 30 spectres rouges ($c \ge 0$). Ces deux sous-échantillons diffèrent principalement en couleur et en magnitude.

	c < 0	$c \ge 0$
Nb spec	41	30
$\langle z \rangle$	0.65 ± 0.02	0.59 ± 0.03
$\langle \Phi angle$	0.3 ± 0.4	0.3 ± 0.4
$\langle c \rangle$	-0.097 ± 0.008	0.058 ± 0.007
$\langle s \rangle$	1.014 ± 0.010	1.012 ± 0.012
$\langle m_B^{*c} \rangle$	23.791 ± 0.025	24.108 ± 0.044

TABLE 4.6: Propriétés photométriques et spectroscopiques moyennes des SNe Ia bleues (c < 0) et rouges ($c \ge 0$) utilisées pour construire les spectres moyens de l'échantillon VLT 5 ans. La moyenne de chaque paramètre est donnée avec l'erreur à 1σ .

Les spectres moyens sont calculés comme dans la section 4.3.1 avant et après correction de couleur (voir figure 4.15). Les spectres ne sont pas recalibrés ici pour évaluer l'effet de la correc-





FIGURE 4.15: Effet de la couleur sur les spectres moyens de l'échantillon VLT 5 ans en fonction de la valeur c: (a) superposition des spectres à c < 0 (en bleu foncé) et à $c \ge 0$ (en rouge foncé) sans correction de couleur, (b) superposition des spectres à c < 0 (en bleu clair) et à $c \ge 0$ (en rouge clair) avec correction de couleur. Les raies galactiques Ca II H&K et [O II] ont ici été enlevées des spectres. L'erreur est indiquée à 1σ .

De nombreuses différences sont visibles entre les spectres moyens de la figure 4.15a avant correction de couleur. En effet, les spectres bleus (c < 0) ont nettement plus de flux dans la partie UV que les spectres rouges $(c \ge 0)$ et inversement dans la partie rouge des spectres. Des différences sont également visibles au niveau des creux d'absorptions des IME ionisés une fois, en particulier celui du Ca II à 3700 Å et Si II à 4000 Å. Ces absorptions sont moins profondes pour les spectres bleus que pour les spectres rouges.

Après correction de couleur, la dispersion dans l'UV entre les spectres bleus et rouges est considérablement réduite. En revanche, en inspectant les spectres de la figure 4.15b, nous remarquons que certaines différences spectrales persistent après correction de couleur. En particulier, les différences au niveau des creux d'absorption des IME ionisés une fois sont présentes sans ou avec correction de couleur : elles ne sont donc pas créées artificiellement par cette opération. Nous obtenons un rapport entre les deux spectres en moyenne de 1.16 dans la zone du Ca II (3700 Å $\lambda < 3900$ Å) et de 1.11 pour la région du Si II (3950 Å $\lambda < 4050$ Å). Ainsi, d'après la figure 4.15b, les SNe Ia les plus bleues ont en moyenne un creux d'absorption du Si II à 4000 Å moins profond. Ce constat est partagé par l'étude de Nordin et al. (2011) qui a observé une corrélation entre la profondeur de cette raie et la couleur.

Comme les deux échantillons ont un *stretch* similaire mais une couleur différente, nous pouvons attribuer ici les différences spectrales à l'écart en couleur entre les deux échantillons.

4.3.4.4 Interprétation des différences spectrales

Des différences photométriques existent entre les SNe Ia des deux régions en redshift (cf section 4.3.4.1). Ces différences peuvent être expliquées uniquement par la corrélation brighterbluer (l'effet de la corrélation brighter-slower est négligeable car il n'y a pas d'écart en stretch entre les deux échantillons). De plus, les écarts en couleur peuvent expliquer des différences spectrales au niveau des creux d'absorption des IME ionisés une fois (cf section 4.3.4.3). Ces différences sont du même ordre que celles observées entre deux régions en redshift. En effet, les rapports entre les spectres moyens (VLT 5 ans)_{$c<0} ÷ (VLT 5 ans)_{c\geq0}$, (VLT 5 ans)_{$s\geq1.013$} ÷ (VLT 5 ans)_{s<1.013} et (VLT 5 ans)_{$z\geq0.6$} ÷ (VLT 5 ans)_{z<0.6} sont du même ordre de grandeur dans les régions du Ca II et Si II.</sub>

Pour vérifier si ces écarts photométriques sont bien responsables des différences spectrales en fonction du *redshift*, je teste ici si des différences spectrales persistent entre deux échantillons à bas et haut *redshift* photométriquement identiques. Pour cela, je sélectionne deux sous-échantillons parmi l'ensemble VLT 5 ans à bas et haut *redshift* avec les mêmes propriétés photométriques (moyennes, erreurs sur la moyenne et dispersions similaires). Les nouveaux échantillons sont détaillés avec leur propriétés dans le tableau 4.7.

À partir de ces sous-échantillons, deux nouveaux spectres moyens sont construits et sont superposés sur la figure 4.16. Nous remarquons que les différences spectrales sont ici considérablement réduites par rapport à la figure 4.12 au niveau des creux d'absorption des IME ionisés une fois (Ca II H&K à 3700 Å et Si II à 4000 Å). L'excès de flux du continuum dans le bleu et le déficit dans le rouge du spectre à haut *redshift* ont également été réduits. Des différences faibles restent néanmoins visibles comme une différence de vitesse au niveau du creux du Ca II, car les deux échantillons ne sont pas rigoureusement les mêmes photométriquement.



FIGURE 4.16: Spectres moyens à bas z (z < 0.6 en bleu) et à haut z ($z \ge 0.6$ en rouge) au maximum de luminosité à partir de deux sous-échantillon du VLT 5 ans ayant des propriétés photométriques similaires. L'erreur est indiquée à 1σ . Les raies galactiques parasites ont ici été enlevées des spectres. Sous ce graphique, sont représentés de haut en bas : la dispersion, le nombre de spectres pour chaque échantillon et le rapport entre le spectre à haut z et celui à bas z.

-		
	z < 0.6	$z \ge 0.6$
Nb spec	14	19
$\langle z \rangle$	0.49 ± 0.03	0.73 ± 0.02
$\langle \Phi angle$	0.2 ± 0.7	0.1 ± 0.5
$\langle c \rangle$	-0.073 ± 0.011	-0.087 ± 0.010
$\langle s angle$	1.017 ± 0.013	1.015 ± 0.018
$\langle m_B^{*c} \rangle$	23.824 ± 0.042	23.792 ± 0.030

TABLE 4.7: Caractéristiques moyennes des SNe Ia à bas et haut *redshift* sélectionnées à partir de l'échantillon VLT 5 ans avec les mêmes propriétés photométriques moyennes. La moyenne de chaque paramètre est donnée avec l'erreur à 1σ .

Je conclus alors que les différences spectrales visibles entre les SNe Ia à bas et haut *redshift* peuvent être expliquées par les écarts entre les paramètres photométriques moyens et non par une évolution intrinsèque des SNe Ia. Ces différences photométriques peuvent être expliquées par un effet de sélection de type biais de Malquist.

L'étude de Perrett et al. (2010) nous apprend qu'un tel biais contribue significativement pour les données SNLS 3 ans à partir de $z \sim 0.6$. Cela est dû à la limite de détection des SNe Ia dans SNLS : un objet avec une magnitude apparente dans la bande *i* supérieure à 24.4 n'est généralement pas sélectionné pour la spectroscopie. Cet effet affecte la distribution de la magnitude intrinsèque (corrigé de la distance et des effets de *stretch*) des SNe Ia observées à $z \ge 0.6$: à z = 1, le décalage est estimé à -0.027 magnitude pour les données SNLS 3 ans par Perrett et al. (2010).

Nous n'avons pas besoin d'invoquer une évolution démographique réelle des SNe Ia pour expliquer les différences spectrales. Cela ne signifie pas qu'une telle évolution n'existe pas : nous ne pouvons pas discriminer entre évolution démographique et effet de sélection.

4.4 L'apport des spectres à très bas z

Pour tester l'évolution spectrale sur une grande gamme en *redshift*, nous devons avoir recours à des échantillons homogènes suffisamment peuplés à des *redshift* différents. Pour cela, en complément des spectres VLT à haut *redshift* j'utiliserai comme échantillon à $z \sim 0$ à la fois les spectres de SNe Ia de l'expérience SuperNova Factory et les spectres HST utilisés dans l'analyse de Maguire et al. (2012) à haut signal-sur-bruit.

4.4.1 Présentation des échantillons à bas redshift

Plusieurs échantillons de spectres à bas redshift existent dans la littérature. Je choisis ici d'utiliser les spectres HST de l'étude de Maguire et al. (2012), pour pouvoir comparer directement leur analyse à la mienne. De plus, un nouveau lot de données à $z \sim 0$ existe mais n'est pas encore public : l'échantillon de spectres du Nearby SuperNova Factory (SNF). En tant que membre de cette collaboration, j'ai accès à cet échantillon qui est l'un des meilleurs ensembles homogènes de séries temporelles de spectres à haut S/N et à z < 0.1. Avant d'utiliser ces échantillons pour tester l'évolution spectrale avec le *redshift*, je comparerai les spectres HST et SNF pour vérifier leur calibration et tester s'il s'agit de la même population de SNe Ia.

4.4.1.1 Les spectres HST de l'étude de Maguire et al. (2012)

Dans l'étude de Maguire et al. (2012), l'échantillon à bas redshift (0.001 < z < 0.008) est composé de 17 spectres HST au maximum de luminosité ($-1 < \Phi < 4.5$ jours). Ces spectres ont été mesurés par le spectrographe STIS (*Space Telescope Imaging Spectrograph*) au cours du cycle 17 (GO 11721) et 18 (CO12298) du HST et sont détaillés dans Cooke et al. (2011); Maguire et al. (2012). La contamination galactique est négligeable grâce à l'utilisation des fentes étroites du HST. Seulement 15 des 17 spectres sont disponibles sur le portail WISeREP³. Dans ce qui suit, j'ai utilisé cet échantillon de 15 spectres à bas redshift que je note **HST**.

Les données photométriques de ces SNe Ia ont été mesurées au Liverpool Telescope à La Palma dans les filtres g, r et i. La courbe de lumière dans la bande R a été obtenue grâce au télescope PTF (*Palomar Transient Factory*). Pour obtenir les paramètres photométriques, les courbes de lumière gRri ont été ajustées par le code SiFTO de Conley et al. (2008), concurrent du code SALT2 (ces deux techniques d'ajustement des courbes de lumière ont été comparées par Guy et al. (2010)). Les paramètres de *stretch*, magnitude dans la bande B au maximum et la couleur obtenus par l'ajustement de SiFTO, ne sont pas équivalents à ceux de SALT2. Comme toute l'analyse de la section 4.3 a été réalisée en utilisant les paramètres SALT2, je choisis de transformer les paramètres SiFTO (noté avec un ') en leur équivalent SALT2. J'utilise pour cela les relations de l'analyse de Guy et al. (2010) :

$$\begin{array}{rcl} x_1 & = & \frac{s'-a_s^0}{a_s^X} \\ m_B^* & = & m_B^{*'}-a_B^X \cdot x_1 - a_B^0 \\ c & = & \frac{c'-a_C^X \cdot x_1 - a_C^0}{a_C^C} \end{array}$$

avec les paramètres

$$\begin{array}{rcl} a^X_B &=& -0.008 \pm 0.005 \\ a^D_B &=& 0.013 \pm 0.004 \\ a^C_C &=& 0.997 \pm 0.097 \\ a^X_C &=& 0.002 \pm 0.009 \\ a^0_C &=& 0.035 \pm 0.008 \\ a^X_s &=& 0.107 \pm 0.006 \\ a^0_s &=& 0.991 \pm 0.006 \end{array}$$

Les 15 spectres HST présentés ici ont tous été sélectionnés en couleur (-0.25 < c < 0.25 et en stretch (0.7 < s < 1.3). Les propriétés moyennes de cet échantillon (en équivalent SALT2) sont données dans le tableau 4.9.

³http://www.weizmann.ac.il/astrophysics/wiserep/

4.4.1.2 Les spectres SNF

Les spectres SNF ont été mesurés par le spectrographe SNIFS (SuperNovae Integral Field Spectrometer) au télescope UH-88 à Hawaï comme décrit dans le chapitre 2. Plus de 200 séries temporelles de spectres ont été mesurées entre 2004 et 2009 à 0.03 < z < 0.08. Parmi cet ensemble de données, les SNe Ia confirmées avec au moins 5 spectres mesurés à différentes phase, dont un avant le maximum, sont sélectionnées pour les analyses cosmologiques (~ 120 SNe Ia). Dans le cadre de cette étude, je sélectionne pour chaque SN Ia, le spectre avec la phase la plus proche de la phase moyenne $\langle \Phi \rangle_{HST} = 2.3 \pm 0.3$ jours des spectres HST (cf 4.4.1.1). Je m'assure ainsi d'avoir des phases similaires entre les deux échantillons pour pouvoir les comparer dans la section 4.4.1.3.

Des coupures supplémentaires sont appliquées à l'échantillon : la phase est sélectionnée entre $-1 < \Phi < 4.5$ jours comme pour l'étude de Maguire et al. (2012) et la couleur est coupée comme dans l'analyse VLT de la section 4.3 avec -0.2 < c < 0.2. J'exclus les SNe Ia particulières qui sont ici des SNe Ia Super-Chandra (ayant explosé à une masse supérieure à celle de Chandrasekhar) identifiées par Scalzo et al. (2012). Après toutes ces coupures, l'ensemble SNF que j'utiliserai contient 92 spectres à $z \sim 0.06$.

Les données photométriques sont obtenues en intégrant les spectres mesurés par SNIFS (cf chapitre 2). Par cette photométrie synthétique permet d'obtenir les courbes de lumière dans n'importe quelle bande. Les paramètres photométriques sont calculés à partir de l'ajustement de SALT2 (version de Guy et al. 2007) sur ces courbes de lumière et sont donnés dans le tableau 4.9.

4.4.1.3 Comparaison des échantillons à bas redshift

J'ai à ma disposition deux échantillons de spectres à bas *redshift* de grande qualité. Avant de les confronter à l'échantillon VLT pour tester l'évolution spectrale avec le *redshift*, je compare les ensembles de spectres HST et SNF. Cela me permet de tester la calibration entre ces deux ensemble de spectres

Vérifier qu'il n'y a pas de problème de calibration entre les spectres HST et SNF peut se faire de deux façons à partir des données brutes :

- comparer individuellement les spectres d'une même SN Ia mesurés à la fois par SNF et par le HST.
- comparer les spectres moyens SNF et HST pour tester la calibration sur l'ensemble des spectres.

Comparaison des données des SNe Ia communes à HST et SNF :

Au total, 4 SNe Ia sont communes aux deux échantillons HST et SNF : PTF09dlc, PTF09dnl, PTF09fox et PTF09foz. Je peux donc tester directement la calibration en superposant, pour une SN Ia donnée, les spectres brutes HST et SNF à la même phase. Si des différences spectrales existent, elles seront uniquement dues à la calibration. Je fais cette comparaison pour PTF09dnl, la SN Ia où les phases des spectres HST et SNF sont les plus proches ($\Phi_{HST} = 1.3$ jours et $\Phi_{SNF} = 1.2$ jours). Les spectres HST et SNF bruts (dans le référentiel observé et sans correction de couleur) sont normalisés (entre 4000 Å et 4500 Å) et superposés sur la figure 4.17.



FIGURE 4.17: Superposition du spectre brut de PTF09dnl mesuré par SNF (en vert) à $\Phi_{SNF} = 1.2$ jours, et mesuré par le HST (en bleu) avec $\Phi_{HST} = 1.3$ jours. La longueur d'onde est celle du référentiel de l'observateur.

Les deux spectres se superposent très bien. Le rapport moyen entre le spectre SNF et celui mesuré par HST est de 0.99 sur la gamme spectrale représentée sur la figure 4.17 (3300 Å $< \lambda <$ 5700 Å). En moyenne la différence entre les deux spectres est de 1%. Une différence est cependant visible dans la partie UV : le spectre SNF est légèrement en dessous du spectre HST. Le rapport moyen des deux spectres dans cette région (3300 Å $< \lambda <$ 3600 Å) est de 0.88, soit 12% de différence entre les spectres.

Pour les 3 autres SNe Ia, il y a plus de 2 jours entre la phase HST et la phase SNF . La comparaison des spectres bruts deux à duex pour tester la calibration n'est alors pas possible : les différences spectrales peuvent être causées par l'évolution avec la phase et/ou la calibration et nous ne pouvons pas séparer les deux effets.

Les paramètres photométriques ont été déterminés indépendamment pour HST et SNF : deux outils différents (SiFTO et SALT2) ont été ajustés chacun sur des courbes de lumières mesurées à deux télescopes distincts (*Liverpool Telescope* et UH-88). Les paramètres photométriques du HST (en équivalent SALT2) et de SNF (SALT2) sont donnés tableau 4.8 pour ces 4 SNe Ia.

Les paramètres photométriques ne sont pas directement comparables entre les données HST (en équivalent SALT2) et les données SNF (excepté pour PTF09foz en raison des larges barres d'erreur). En particulier, la couleur des SNe Ia est systématiquement plus élevée pour SNF avec un écart pouvant aller jusqu'à 0.202 ± 0.024 pour PTF09dnl. Ces différences peuvent être dues d'une part à la transformation des paramètres SiFTO en équivalent SALT2, et/ou d'autre part à un mauvais ajustement des courbes de lumière dans l'analyse HST ou SNF ou à un problème de calibration photométrique. De plus, une version différente de SALT2 est utilisée ici : les

paramètres des SNe Ia du HST sont en équivalent SALT2 version Guy et al. (2010), alors que ceux de SNF sont calculé à partir de la version de Guy et al. (2007).

		HST			SNF	
	с	s	m_B^{*c}	с	s	m_B^{*c}
PTF09dlc	-0.197 ± 0.053	1.031 ± 0.026	23.804 ± 0.070	-0.007 ± 0.010	0.971 ± 0.010	23.822 ± 0.012
PTF09dnl	-0.056 ± 0.014	1.031 ± 0.018	24.365 ± 0.021	0.146 ± 0.013	1.037 ± 0.013	24.001 ± 0.016
PFT09fox	-0.034 ± 0.041	0.921 ± 0.035	23.868 ± 0.060	-0.006 ± 0.014	1.010 ± 0.023	23.799 ± 0.014
PTF09foz	-0.003 ± 0.081	0.882 ± 0.052	24.065 ± 0.100	0.053 ± 0.020	0.859 ± 0.028	23.962 ± 0.022

TABLE 4.8: Propriétés photométriques des 4 SNe Ia communes aux échantillons HST et SNF.

Comparaison des spectres moyens HST et SNF :

Pour tester la calibration sur l'ensemble des spectres SNF et HST, je compare les spectres moyens construits à partir de chaque échantillon. J'applique la même méthode qu'avec les spectres VLT dans la section 3.4.3.1. Je construis les spectres moyens des deux ensembles sans correction de couleur pour comparer les spectres bruts. Ces deux spectres moyens sont superposés sur la figure 4.18.



FIGURE 4.18: Spectres moyens à bas redshift de l'échantillon SNF (en vert) et de l'ensemble HST (en bleu) au maximum de luminosité sans correction de couleur, avec une erreur à 1σ .

Les spectres moyens des échantillons HST et SNF se superposent globalement bien. Le rapport moyen des deux spectres sur la gamme spectrale $3050 \text{ Å} < \lambda < 5600 \text{ Å}$ est en moyenne de 1.04. La différence entre ces spectres est faible et est en moyenne de 4% sur toute la gamme spectrale. Néanmoins, des différences existent dans l'UV : les spectres HST ont en moyenne plus de flux dans l'UV que les spectres SNF. En effet, le rapport des spectres est en moyenne de 1.15 dans cette zone ($3050 \text{ Å} < \lambda < 3600 \text{ Å}$). Cet écart est considérablement réduit lorsque que les spectres sont corrigés de la couleur sur la figure 4.19. En effet, le rapport moyen entre les spectres est maintenant de 1.06 dans l'UV. Cela signifie que les différences dans l'UV sur la figure 4.18 sont principalement dues aux écarts de couleur entre les deux échantillons. Les SNe Ia SNF semblent en moyennes plus rouges que les HST, avec un déficit de flux dans l'UV.

Cela nous montre qu'en moyenne, il n'y a pas de biais de calibration entre les spectres des deux échantillons. Ce résultat sur les spectres moyens confirme ce que nous avions mis en évidence en comparant le spectre individuel de PTF09dnl.

D'autres différences sont visibles localement au niveau du creux d'absorption des IME ionisés une fois, indépendamment de la correction de couleur. En effet, une sous-structure apparaît dans le creux du Ca II à 3700 Å dans les spectres SNF. De plus, l'absorption du Si II à 4000 Å est plus marquée dans les spectres SNF. Il est difficile de relier ces différences au écarts photométriques étant donné que les paramètres photométriques (cf tableau 4.9) ne sont pas directement comparables. Nous pouvons cependant utiliser ces paramètres comme guide par la suite.

	HST	SNF
Nb spec	15	92
$\langle z \rangle$	0.04 ± 0.01	0.06 ± 0.01
$\langle \Phi angle$	2.3 ± 0.3	2.1 ± 0.1
$\langle c \rangle$	-0.005 ± 0.024	0.040 ± 0.006
$\langle s angle$	1.003 ± 0.017	0.964 ± 0.009
$\langle m_B^{*c} \rangle$	24.102 ± 0.104	23.914 ± 0.023

TABLE 4.9: Propriétés moyennes des SNe Ia à bas redshift des échantillons HST utilisées par Maguire et al. (2012), et SNF. Les paramètres photométriques sont donnés directement par SALT2 pour les SNe Ia SNF, et transformés depuis SiFTO en équivalent SALT2 pour les spectres HST. La moyenne de chaque paramètre est donnée avec l'erreur à 1σ .

Les deux échantillons peuplent la même région en *redshift*, et ont des phases similaires (cf figures 4.20a et 4.20b). En revanche, les paramètres photométriques sont différents : les valeurs moyennes ne sont pas compatibles (cf tableau 4.9) et les distributions ne sont pas similaires :

- les SNe Ia SNF sont plus rouges que celles du HST. Elles sont majoritairement concentrées dans la région c > 0 et leur distribution en couleur est décalée vers le rouge (cf figure 4.20c). Cet effet était déjà visible sur le lot réduit de SNe Ia en commun entre SNF et HST.
- le *stretch* des SNe Ia SNF est en moyenne plus faible que celui des SNe Ia HST. La distribution est plus étirée vers les petites valeurs de *stretch* (cf figure 4.20d).
- les SNe Ia HST sont en moyenne moins brillantes, avec 3 objets sous-lumineux (cf figure 4.20e) : PTF10xyt ($m_B^{*c} = 24.888$), PTF10icb ($m_B^{*c} = 24.729$) et PFThmv ($m_B^{*c} = 24.680$). La coupure de ces 3 objets ne change pas les tendances entre les paramètres des SNe Ia de SNF et HST.



FIGURE 4.19: Spectres moyens à bas redshift de l'échantillon SNF (en vert) et de l'ensemble HST (en bleu) au maximum de luminosité avec correction de couleur, avec une erreur à 1σ . Sous ce graphique, sont représentés de haut en bas : la dispersion et le nombre de spectres pour chaque échantillon.

Les SNe Ia plus rouges avec un plus petit *stretch* (SNF) ont un creux du Si II plus profond, ce qui est en accord avec la tendance observée pour les spectres VLT. En revanche, contre toutes attentes ces SNe Ia sont plus brillantes. Ces différences photométriques peuvent être réelles et/ou refléter ce que nous avons remarqué pour les quatre SNe Ia communes aux deux échantillons : les paramètres photométriques SNF et HST ne sont pas équivalents. Les paramètres HST, contrairement à ceux de SNF, ont été utilisés dans l'étude de Maguire et al. (2012) pour tester l'évolution avec le *redshift*. En les utilisant dans ce contexte et en les comparant aux données SNLS de l'analyse d'Ellis et al. (2008), aucune anomalie n'a été mise en évidence dans les paramètres photométriques HST. Pour cette raison, j'utiliserai les paramètres photométriques de SNF avec précaution.



FIGURE 4.20: Distribution en *redshift* (a), phase (b), couleur SALT2 (c), *stretch* SATL2 (d) et magnitude SALT2 au maximum dans la bande B corrigé de la distance (e) des spectres HST (en bleu) et SNF (en vert). Les valeurs moyennes de chaque distribution sont disponibles dans le tableau 4.9.
Les dispersions des deux échantillons représentées sous le graphique 4.19 sont semblables. Nous retrouvons le résultat de analyse de Maguire et al. (2012) : la variabilité des spectres de SN Ia augmente dans l'UV. Le pic de dispersion présent à 3700 Å est expliqué par Maguire et al. (2012) comme étant un effet de leur méthode de *bootstrap* pour évaluer la dispersion. Or, nous n'utilisons pas cette méthode ici, la dispersion est calculée à partir de l'écart entre chaque spectre et la moyenne pondérée (cf section 3.4.2.1). Cette effet n'est donc pas un artefact de la méthode de calcul : le creux du Ca II à 3700 Å est une zone de forte variabilité pour les SNe Ia.

Ainsi, malgré quelques différences locales, les spectres HST et SNF sont bien calibrés les uns par rapport aux autres : nous excluons dans ce cas tout biais de calibration dans les données spectrales. Les deux ensembles de SNe Ia ont des paramètres photométriques différents : ces différences peuvent être réelles et/ou causées par un biais dans le calcul de la photométrie. Cela représente une difficulté supplémentaire pour tester l'évolution des SNe Ia.

Dans ce qui suit, je comparerai séparément ces deux échantillons aux spectres VLT recalibrés et corrigés de la couleur, pour déterminer si les SNe Ia à grand et à bas *redshift* sont les mêmes.

4.4.2 Combinaison avec les spectres VLT

Nous savons depuis la section 3.4.3, que les spectres VLT ne souffrent pas d'un biais de calibration. De même, nous venons de voir ci-dessus (cf section 4.4.1.3) que les spectres HST et SNF sont également bien calibrés entre eux. Nous pouvons ainsi les comparer les uns aux autres sans être limités par des biais de calibration spectroscopique.

4.4.2.1 Échantillon VLT 5 ans tout redshift confondu

Pour comparer les échantillons à bas redshift avec les spectres VLT 5 ans, je choisis de considérer l'ensemble VLT 5 ans en un seul intervalle en redshift : $z \sim 0.6$. J'ai adapté la coupure en phase à celle des échantillons à bas redshift : les spectres sont sélectionnés entre $-1 \ge \Phi > 4.5$ jours. Au total, 51 spectres VLT 5 ans sont utilisés pour être comparés aux spectres SNF et HST. Les propriétés moyennes de ce lot de données (avec une erreur à 1σ) sont :

$$\langle z \rangle_{VLT5ans} = 0.63 \pm 0.03 \langle \Phi \rangle_{VLT5ans} = 1.9 \pm 0.2 \langle c \rangle_{VLT5ans} = -0.040 \pm 0.013 \langle s \rangle_{VLT5ans} = 1.020 \pm 0.010 \langle m_B^* c \rangle_{VLT5ans} = 23.887 \pm 0.031$$

La phase moyenne est ici plus élevée que dans la section 4.3 car l'intervalle en phase est décalé vers les époques plus tardives. Les spectres de SN Ia évoluent rapidement avec la phase proche du maximum : les différences spectrales auxquelles nous nous intéresserons ici ne seront pas exactement similaires à celle mises en évidence dans la section 4.3.

Les valeurs moyennes ci-dessus sont à comparer avec celles des échantillons HST et SNF données dans la tableau 4.9. Les 3 échantillons sont photométriquement différents. Si ces différences sont réelles, alors les 3 ensembles ne représentent pas a priori les mêmes populations de SNe Ia. Les distributions de ces paramètres et les spectres moyens pour chaque échantillon seront comparés dans les sections 4.4.2.2 et 4.4.2.3 ci-dessous.

4.4.2.2 Comparaison des spectres VLT 5 ans et SNF

En comparant les spectres des échantillons VLT 5 ans et SNF, je confronte des données à très bas redshift ($z \sim 0.06$) avec des SNe Ia à haut redshift ($z \sim 0.6$) (cf figure 4.21a). Les deux ensembles de spectres peuplent la même région en phase avec des distributions similaires (cf figure 4.21b) : si des différences spectrales existent entre ces deux échantillons, elles ne seront pas causées par un effet de phase.

	SNF	VLT
Nb spec	92	51
$\langle z \rangle$	0.06 ± 0.01	0.63 ± 0.03
$\langle \Phi angle$	2.1 ± 0.1	1.9 ± 0.2
$\langle c \rangle$	0.040 ± 0.006	-0.040 ± 0.013
$\langle s angle$	0.964 ± 0.009	1.020 ± 0.010
$\langle m_B^{*c} \rangle$	23.914 ± 0.023	23.887 ± 0.031

TABLE 4.10: Propriétés moyennes des SNe Iades échantillons SNF $(z \sim 0)$ et VLT 5 ans (z/sim0.6). La moyenne de chaque paramètre est donnée avec l'erreur à 1σ .

Les propriétés moyennes des deux échantillons sont résumées dans le tableau 4.10. La magnitude au maximum dans la bande B corrigée de la distance m_B^{*c} est compatible entre les deux ensembles (cf ligne 6 du tableau 4.10 et figure 4.21e) : les SNe Ia SNF et VLT 5 ans ont en moyenne la même luminosité. En revanche la couleur et le *stretch* sont différents. Comme dans la section 4.4.1.3, les SNe Ia SNF sont plus rouges (cf ligne 4 du tableau 4.10 et figure 4.21c) avec un plus petit *stretch* (cf ligne 5 du tableau 4.10 et figure 4.21d) que les données VLT 5 ans. Des différences spectrales sont donc attendues entre ces deux échantillons.

Les spectres moyens pour chaque ensemble sont calculés en suivant la méthode 4.3.1 et sont superposés sur la figure 4.22 avec une erreur à 1σ . Ces deux spectres moyens se superposent globalement bien le long de la gamme spectrale. La dispersion des spectres de SNe Ia des deux échantillons augmente dans l'UV avec de nouveau un pic dans la zone du Ca II (comme dans l'étude de Maguire et al. 2012).

Les différences les plus marquantes sont situées dans la partie UV des spectres. Le spectre SNF moyen a un excès de flux dans l'UV ($\lambda < 3600$ Å) et au niveau du creux d'absorption du Ca II à 3700 Å. Ces différences pourraient s'expliquer par un stretch plus élevé et/ou une couleur plus bleue pour les spectres SNF (cf sections 4.3.4.2 et 4.3.4.3). Cela contredit les résultats photométriques : les SNE Ia SNF sont au contraire plus rouges ($\langle c \rangle_{SNF} = 0.040 \pm 0.006$ supérieure à $\langle c \rangle_{VLT} = -0.040 \pm 0.013$) avec un stretch plus petit que les SNe Ia VLT ($\langle s \rangle_{SNF} = 0.964 \pm 0.009$ inférieur à $\langle s \rangle_{VLT} = 1.020 \pm 0.010$).



FIGURE 4.21: Distribution en *redshift* (a), phase (b), couleur SALT2 (c), *stretch* SATL2 (d) et magnitude SALT2 au maximum dans la bande B corrigé de la distance (e) des spectres SNF (en vert) et VLT 5 ans (en rouge). Les valeurs moyennes de chaque distribution sont disponibles dans le tableau 4.9 et dans la section 4.4.2.1.



FIGURE 4.22: Spectres moyens de l'échantillon SNF à bas redshift ($z \sim 0$ en vert) et de l'ensemble VLT 5 ans à haut redshift ($sz \sim 0.6$ en rouge) au maximum de luminosité avec une erreur à 1σ . Les raies galactiques parasites ont ici été enlevées des spectres VLT 5 ans. Sous ce graphique, sont représentés de haut en bas : la dispersion et le nombre de spectres pour chaque échantillon.

Pour comprendre cet effet contradictoire, je sélectionne deux sous-échantillons avec des phases et des propriétés photométriques similaires, à l'image de ce que j'ai réalisé dans la section 4.3.4.4. Les propriétés moyennes de ces deux nouveaux sous-échantillons SNF et VLT 5 ans sont données dans le tableau 4.11.

Les nouveaux spectres moyens construits à partir des deux sous-échantillons du tableau 4.11 sont superposés sur la figure 4.23. Les différences spectrales sont globalement réduites : c'est un signe supplémentaire qu'il n'y a pas d'évolution intrinsèque des SNe Ia.

	SNF	VLT 5 ans
Nb spec	19	19
$\langle z \rangle$	0.06 ± 0.01	0.61 ± 0.04
$\langle \Phi angle$	2.4 ± 0.3	2.3 ± 0.3
$\langle c \rangle$	-0.008 ± 0.007	-0.014 ± 0.011
$\langle s \rangle$	1.010 ± 0.013	1.007 ± 0.012
$\langle m_B^{*c} \rangle$	23.781 ± 0.027	23.834 ± 0.038

TABLE 4.11: Caractéristiques moyennes des SNe Ia SNF à bas redshift et VLT 5 ans à haut redshift sélectionnées avec les mêmes propriétés photométriques moyennes. La moyenne de chaque paramètre est donnée avec l'erreur à 1σ .

Dans la partie UV ($\lambda < 3600$ Å), des différences de flux persistent néanmoins : les spectres SNF ont en moyenne plus de flux dans l'UV que les spectres VLT. Cela peut refléter le fait que les paramètres photométriques de SNF ne sont peut être pas directement comparables à ceux de SNLS. En effet, si les paramètres SNF et VLT ne sont pas directement comparables, alors en sélectionnant les deux sous-échantillons dans le tableau 4.11, nous avons réduit les différences photométriques (ce qui a réduit les différences spectrales), sans les supprimer complètement. Cela limite les conclusions que nous pouvons tirer de la comparaison entre les spectres VLT et SNF.



FIGURE 4.23: Spectres moyens au maximum de luminosité de l'échantillon SNF à bas redshift $(z \sim 0 \text{ en vert})$ et de l'ensemble VLT 5 ans à haut redshift $(sz \sim 0.6 \text{ en rouge})$ ayant des propriétés photométriques similaires. L'erreur est indiquée à 1σ . Les raies galactiques Ca II H&K et [O II] ont ici été enlevées des spectres VLT 5 ans.

4.4.2.3 Comparaison des spectres VLT 5 ans et HST

Je compare ici l'échantillon HST utilisé par Maguire et al. (2012) avec les spectres VLT. Je peux ainsi tester l'évolution des SNe Ia avec le reshift à l'aide d'un échantillon à $z \sim 0$ public déjà utilisé dans une analyse similaire et ainsi comparer leur résultats aux miens.

Les propriétés moyennes des deux échantillons sont résumées dans le tableau 4.12. Je compare ici des échantillons sur une grande gamme de *redshift* (cf figure 4.24a) à des phases similaires (cf figure 4.24b). En inspectant les paramètres du tableau 4.12, nous notons que les deux échantillons sont différents photométriquement en moyenne, avec des SNe Ia HST plus rouges avec un plus petit *stretch* et moins brillantes que celles du VLT 5 ans. Nous retrouvons en moyenne les corrélations *brighter-bluer* et *brighter-slower*.

	HST	VLT	
Nb spec	15	51	
$\langle z \rangle$	0.04 ± 0.01	0.63 ± 0.03	
$\langle \Phi angle$	2.3 ± 0.3	1.9 ± 0.2	
$\langle c \rangle$	-0.005 ± 0.024	-0.040 ± 0.013	
$\langle s \rangle$	1.003 ± 0.017	1.020 ± 0.010	
$\langle m_B^{*c} \rangle$	24.102 ± 0.104	23.887 ± 0.031	

TABLE 4.12: Propriétés moyennes des SNe Iades échantillons HST ($z \sim 0$) utilisées par Maguire et al. (2012), et VLT 5 ans (z/sim0.6). Les paramètres photométriques sont donnés directement par SALT2 pour les SNe Ia VLT, et transformés depuis SiFTO en équivalent SALT2 pour les spectres HST. La moyenne de chaque paramètre est donnée avec l'erreur à 1σ .

Avec deux échantillons photométriquement différents en moyenne, des différences spectrales sont attendues entre eux (d'après la section 4.3.4). En effet, des différences sont visibles en superposant les spectres moyens de ces échantillons construits suivant la méthode de la section 4.3.1 sur la figure 4.25. Nous remarquons également que la dispersion des spectres VLT est semblable à celles des spectres HST : la dispersion augmente dans l'UV avec un pic vers 3700 Å.

Les différences les plus marquées sont dans l'UV où les spectres HST ont en moyenne plus de flux que les spectres VLT 5 ans. De plus, les creux des IME sont moins profonds dans les spectres HST, par exemple pour le creux du Ca II à 3700 Å ou encore Mg II à 4300 Å. Cela ne correspond pas aux tendances que nous avons mises en évidence avec les spectres VLT 5 ans (cf section 4.3.4) pour des SNe Ia plus rouges et moins brillantes. Une fois que les problèmes de calibration et de soustraction de galaxies sont exclus, plusieurs effets combinés sont alors possibles pour expliquer cette tendance :

- les paramètres SiFTO transformés en équivalent SALT2 (en utilisant les relations de Guy et al. (2010)) du HST ne sont pas comparables aux paramètres SALT2 du VLT 5 ans,
- la couleur, le *stretch* et la magnitude sont différents ici. Or pour les spectres VLT 5 ans (section 4.3), nous avons étudié l'impact sur le spectre d'un paramètre photométrique à la fois. En revanche ici, la couleur et le *stretch* sont différents en même temps. Cela peut être le signe que les différences spectrales provoquées par la combinaison des effets de plusieurs paramètres photométriques sont plus complexes.



FIGURE 4.24: Distribution en *redshift* (a), phase (b), couleur SALT2 (c), *stretch* SATL2 (d) et magnitude SALT2 au maximum dans la bande B corrigé de la distance (e) des spectres HST (en bleu) et VLT 5 ans (en rouge). Les valeurs moyennes de chaque distribution sont disponibles dans le tableau 4.9 et dans la section 4.4.2.1.



FIGURE 4.25: Spectres moyens de l'échantillon HST à bas redshift ($z \sim 0$ en bleu) et de l'ensemble VLT 5 ans à haut redshift ($z \sim 0.6$ en rouge) au maximum de luminosité avec une erreur à 1σ . Les raies galactiques Ca II H&K et [O II] ont ici été enlevées des spectres VLT 5 ans. Sous ce graphique, sont représentés de haut en bas : la dispersion et le nombre de spectres pour chaque échantillon.

Dans tous les cas, en sélectionnant deux sous-échantillons avec des propriétés photométriques semblables (cf tableau 4.13), les différences entre les spectres moyens superposés sur la figure 4.26 sont globalement réduites. Certaines différences sont encore visibles localement mais la forme des spectres se superposent globalement bien dans l'UV.

Ainsi, même avec des différences spectrales reliées de façon plus complexe aux paramètres photométriques, nous avons mis en évidence que lorsque deux ensembles à des *redshifts* différents appartiennent à la même population (même propriétés photométriques), les différences spectrales sont considérablement réduites. Cela signifie qu'une évolution intrinsèque des SNe Ia est à exclure et que les différences spectrales sont le résultat d'une évolution démographique et/ou d'un effet de sélection.

	HST	VLT 5 ans
Nb spec	8	8
$\langle z \rangle$	0.04 ± 0.01	0.63 ± 0.04
$\langle \Phi angle$	2.0 ± 0.5	1.2 ± 0.4
$\langle c \rangle$	-0.033 ± 0.031	-0.045 ± 0.034
$\langle s \rangle$	1.018 ± 0.016	1.034 ± 0.015
$\langle m_B^{*c} \rangle$	23.942 ± 0.100	23.881 ± 0.077

TABLE 4.13: Caractéristiques moyennes des SNe Ia HST à bas redshift et VLT 5 ans à haut redshift sélectionnées avec les mêmes propriétés photométriques moyennes. La moyenne de chaque paramètre est donnée avec l'erreur à 1σ .



FIGURE 4.26: Spectres moyens au maximum de luminosité d'un sous-échantillon HST à bas redshift ($z \sim 0$ en bleu) et d'un sous-ensemble VLT 5 ans à haut redshift ($z \sim 0.6$ en rouge) ayant des propriétés photométriques simialires. L'erreur est indiquée à 1σ . Les raies galactiques Ca II H&K et [O II] ont ici été enlevées des spectres VLT 5 ans.

Conclusion du chapitre 4

La contrainte de l'expansion de l'univers à l'aide des SNe Ia repose sur la comparaison d'objets à bas et haut *redshift*. Une question cruciale en cosmologie pour valider l'utilisation des SNe Ia sur une gamme en *redshift* étendue, est de vérifier si nous comparons des objets comparables ayant explosé à différentes époques, ou si une évolution intrinsèque ou démographique des SNe Ia existe. De nombreuses études se sont penchées sur cette question et ont constaté une évolution des propriétés des SNe Ia , comme les analyses de Howell et al. (2007); Ellis et al. (2008); Foley et al. (2008a); Sullivan et al. (2009); Balland et al. (2009); Cooke et al. (2011); Foley et al. (2012); Maguire et al. (2012). En particulier, les SNe Ia à haut *redshift* ont tendance à avoir des creux d'absorption des IME ionisés une fois moins profonds. Cet effet est compatible avec des SNe Ia plus brillantes, plus bleues et plus chaudes qui ionisent plus les IME à haut *redshift*. Différentes interprétations existent dans la littérature : il peut s'agir d'une évolution démographique des SNe Ia (Sullivan et al., 2009), d'une évolution de l'environnement d'explosion (Maguire et al., 2012) ou d'un effet de sélection (Balland et al., 2009).

Dans ce contexte, j'ai testé l'évolution des SNe Ia avec le nouvel échantillon VLT 5 ans que j'ai constitué dans le chapitre 3. En comparant des spectres moyens à bas et haut *redshift*, j'ai mis en évidence des différences au niveau des absorptions des IME ionisé une fois similaires à celle des études précédentes : les creux sont moins profonds à haut *redshift*. En constituant des échantillons en fonction des paramètres photométriques, j'ai montré que les différences spectrales sont compatibles avec les différences photométriques. Par contre, il est difficile de relier directement l'impact des paramètres photométriques sur les spectres, particulièrement quand plusieurs différences photométriques se combinent.

Lorsque les échantillons à bas et haut *redshift* ne sont plus différents photométriquement, les différences spectrales sont considérablement réduites. Cela exclut l'existence d'une évolution intrinsèque des SNe Ia. En utilisant des lots de SNe Ia à très bas *redshift* (SNF et HST), j'ai mis en évidence la même tendance : les différences spectrales sont réduites en sélectionnant deux échantillons avec une photométrie similaire. J'exclus ainsi l'hypothèse d'une évolution intrinsèque des SNe Ia.

Je conclus que les différences entre les propriétés des SNe Ia à bas et haut *redshift* sont compatibles avec un effet de sélection : l'expérience sélectionne à haut *redshift* que les SNe Ia les plus brillantes (la luminosité des autres étant sous la limite de détection), qui sont les plus bleues les plus chaudes (prédit les corrélations *brighter-bluer* et *brighter-slower*). Nous n'avons pas besoin d'avoir recours à l'évolution démographique des SNe Ia pour expliquer les différences (cela n'exclut cependant pas l'existence d'une telle évolution).

Plusieurs points restent à éclaircir, en particulier pour pouvoir comparer les paramètres photométriques des expériences SNLS, SNF et HST. Le fait de ne pas pouvoir comparer directement ces paramètres peut être dû au passage des paramètres SiFTO à SALT2, de l'utilisation de différentes version de SALT2, ou d'un biais en couleur par exemple. Pour utiliser ces paramètres, il faut chiffrer ce biais pour aligner les SNe Ia en couleur. Une fois cet alignement effectué, nous pourrons tester si des différences spectrales persistent en sélectionnant les mêmes des souséchantillons avec des propriétés photométriques similaires. Cela permettrait de déterminer si les différences spectrales encore visibles dans les figures 4.23 et 4.26 sont bien causées par un biais en couleur.

Chapitre 5

Utilisation des données SNLS et SNF pour différencier des modèles de formation de SN Ia

Sommaire

5.1	Intro	oduction		
	5.1.1	Pourquoi avoir recours aux modèles?13		
	5.1.2	Mon tra	vail	
5.2	Zool	ogie des	modèles	
	5.2.1	Modèles	d'explosion $\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$ 138	
		5.2.1.1	Modèle de déflagration : W7 $\dots \dots \dots$	
		5.2.1.2	Modèle delayed detonation : DD25	
	5.2.2	Propaga	tion de la lumière avec le code de transfert radiatif $\operatorname{PHOENIX}$. 141	
	5.2.3	Compara	aison des modèles W7 et DD25 combinés à PHOENIX $\ .$ 142	
		5.2.3.1	Série temporelle et courbes de lumière synthétiques $\ldots \ldots 142$	
		5.2.3.2	Confrontation des spectres W7 et DD25	
		5.2.3.3	Comparaison des courbes de lumière W7 et DD25 $\ .$ 146	
5.3	Com	paraisor	h entre modèles et observations $\dots \dots \dots$	
	5.3.1	Échantil	lon SNLS VLT1 confronté aux modèles	
		5.3.1.1	Sélection de l'échantillon d'étude	
		5.3.1.2	Ajustement des spectres observés par les spectres synthétiques $\ 149$	
		5.3.1.3	Les données discriminent-elles significativement un modèle ? . 149	
		5.3.1.4	Pourquoi un modèle est-il favorisé par les données ? 156	
		5.3.1.5	Comparaison des courbes de lumière synthétiques et observées $\ 161$	
		5.3.1.6	Comparaison des courbes de lumière des deux sous-échantillons 164	
	5.3.2	Échantil	lon SNF ajusté par les modèles $\hfill \ldots \hfill \ldots \hfilt$	
		5.3.2.1	Échantillon SNF	
		5.3.2.2	Méthodologie	
		5.3.2.3	Ajustement des modèles sur les spectres SNF	
		5.3.2.4	Ajustement dans l'UV des modèles sur les spectres SNF 170	
		5.3.2.5	Conclusion de l'ajustement de W7 et DD25 sur les données SNLS et SNF	

5.4	Une	Jne SN Ia observée comme modèle 176			
	5.4.1	Une supernova exceptionnellement normale : SN2011fe			
	5.4.2	Comparaison de SN2011fe avec les spectres SNF \hdots			
		5.4.2.1	Constitution de l'échantillon		
		5.4.2.2	Ajustement de SN2011fe sur les spectres ${\rm SNF}_{\rm max}$ \hdots 179		
		5.4.2.3	Indicateurs spectraux reflétant les différences entre SNe Ia $~$ 182		
		5.4.2.4	Nouvel indicateur Δ_{min} pour identifier deux sous-échantillons de spectres de SNe Ia		
		5.4.2.5	Propriétés photométriques des deux sous-échantillons de SNe Ia 185		
	5.4.3	Premières conclusions et prespectives			

5.1 Introduction

5.1.1 Pourquoi avoir recours aux modèles?

Avec des lots de données de plus en plus imposants comme ceux de SNLS 3 ans (Guy et al., 2010), les SNe Ia HST (Riess et al., 2007), du CSP (Contreras et al., 2010) ou les données SDSS (Holtzman et al., 2008; Kessler et al., 2009), les incertitudes statistiques sur les paramètres cosmologiques ont été considérablement réduites ces dernières années (Conley et al., 2011; Sullivan et al., 2011). Les travaux cosmologiques se basant sur les SNe Ia sont aujourd'hui limités par les incertitudes systématiques (Conley et al., 2011). Pour réduire ces incertitudes systématiques sur les paramètres cosmologiques et standardiser les SNe Ia, il est crucial de mieux comprendre ces objets et leurs propriétés physiques.

Un pas en ce sens serait de déterminer les processus physiques responsables des observations et de la variabilité des SNe Ia. Cela nous permettrait de savoir si des corrections supplémentaires doivent être apportées en plus des corrélations *brighter-bluer* et *brighter-slower*, pour mieux standardiser les SNe Ia. C'est ce qu'ont étudié par exemple **Sullivan et al. (2010)** en cherchant des corrélations entre les propriétés des SNe Ia et leur hôtes et en testant l'impact sur les paramètres cosmologiques. De plus, pour comprendre et réduire la variabilité des spectres de SNe Ia, nous devons savoir quels sont les paramètres physiques importants dans l'explosion d'une SN Ia et identifier si plusieurs classes d'objets existent en fonction de ces paramètres. Cela nécessite l'étude des propriétés physiques des SNe Ia et comment celles-ci se manifestent dans les observables dont nous disposons : spectres et courbes de lumière.

Dans ce contexte, une solution innovante est la confrontation d'ensembles variés et importants de données de SNe Ia (spectres et courbes de lumière) avec différents modèles reflétant les hypothèses actuelles sur la formation des supernovae. Avoir recours à ce genre de modèles et les comparer avec les données disponibles des grands relevés de SNe Ia permettrait d'identifier les ingrédients de la physique expliquant les observations. L'exploration de l'espace des paramètres des modèles pourrait permettre de les améliorer pour reproduire les SNe Ia observées et leurs variations. Aujourd'hui, des modèles numériques produisant des courbes de lumière et des spectres simulés réalistes (par exemple ceux mis au point par exemple par Kasen et al. 2009, Kromer & Sim 2009 ou Blondin et al. 2011) et de vastes ensembles de données spectrales et photométriques (e.g. la photométrie SNLS 3 ans de Guy et al. 2010 ou les spectres SNLS VLT de Balland et al., 2009 et Cellier-Holzem & the SNLS collaboration, in prep) deviennent accessibles aujourd'hui et peuvent être confrontés pour la première fois.

Pour amorcer l'utilisation de modèles de formation de SN Ia dans le but de déterminer quels sont les processus physiques mis en jeu et quelle hypothèse de formation des SNe Ia est favorisée, nous devons dans un premier temps :

- déterminer si des modèles reposant sur une physique d'explosion différente (e.g. déflagration ou détonation retardée), ou sur différents scénarios de progéniteurs (e.g. simple ou double dégénéré) produisent des observables (spectres et courbes de lumière) différentes.
- déterminer si les écarts entre les observables produites par les modèles sont suffisants pour pouvoir différencier les modèles à l'aide des observations. Cela implique également de déterminer si les données actuelles de SNe Ia observées sont de qualité suffisante pour être sensible aux différences entre les modèles.
- déterminer quelles zones ou paramètres différents dans les modèles sont également différents dans les données et permettent la discrimination entre les modèles.

Une fois ces zones ou paramètres déterminés, une analyse approfondie des modèles sera possible en se concentrant sur les causes physiques (e.g. proportion des éléments, degré d'ionisation, températures, densités) qui expliquent les caractéristiques de ces zones. L'espace des paramètres des modèles pourrait alors être réduit puis exploré pour reproduire les observations et ainsi poser des contraintes sur les modèles afin de les améliorer.

5.1.2 Mon travail

Dans ce contexte, mon travail a été essentiellement exploratoire : j'ai testé les trois points évoqués ci-dessus à partir de deux modèles de formation de SN Ia différents (déflagration et détonation retardée) en les comparant à deux vastes lots de données indépendants (SNLS et SNF).

De nombreux modèles de formation de SN Ia existent aujourd'hui, reposant sur des scénarios concurrentiels simple dégénéré (e.g. Röpke et al. 2007) ou double dégénéré (e.g. Pakmor et al. 2010) tentant de reproduire les observations pour déterminer quel système de progéniteurs est favorisé. De plus, des modèles de plus en plus complexes voient le jour, avec l'ajout de nouveaux paramètres pour reproduire la variabilité des SNe Ia (e.g. explosion asymétrique Kasen et al. 2009). Dans mon étude, j'ai utilisé deux modèles orthogonaux de formation de SN Ia qui étaient déjà à ma disposition¹. Ces modèles historiques ne correspondent pas à l'état de l'art de ceux produits actuellement, mais sont caractéristiques de deux grandes classes de modèles reposant sur une physique d'explosion différente (détonation ou détonation retardée). Même si ces deux modèles de références ne sont pas les plus réalistes pour reproduire les observations, ils sont suffisants pour l'analyse que j'effectue ici. En effet, notre but est ici des tester le pouvoir discriminant des données sur des modèles différents et non de reproduire de façon réaliste un objet en particulier.

 $^{^1\}mathrm{Ces}$ deux modèles m'ont été fournis par Denis Jack et Peter Hauschildt

Je décris ces deux modèles historiques dans la section 5.2 où je détermine si leurs observables (courbes de lumière et spectres synthétiques) sont différents. J'ai ensuite testé si des données de qualité (SNLS et SNF) permettaient de différencier les modèles et tenter d'identifier les zones ou paramètres discriminants (cf section 5.3).

Pour aller plus loin dans cette étude, j'ai amorcé un travail dans le but d'utiliser un modèle plus réaliste de SN Ia. Ce modèle PHOENIX développé par Hauschildt & Baron (1999) a été ajusté par E. Baron pour reproduire la SN Ia standard de grande qualité, SN2011fe découverte par Nugent et al. (2011). Cette SN Ia proche a été observée en détail par différents groupes (e.g. Pereira et al. 2013) et scrupuleusement analysée par de nombreuses études (e.g. Li et al. 2011). Dans un premier temps, j'ai utilisé directement le spectre de cette SN Ia pour l'ajuster sur les spectres SNF (cf section 5.4). J'ai ainsi déterminé si les spectres SNF avaient les mêmes caractéristiques que celui de cette SN Ia standard, ou si des différences spectrales étaient visibles. Pour comprendre d'où proviennent ces différences et quelles sont les processus et paramètres physiques qui peuvent les expliquer, je projette d'utiliser le modèle de E. Baron reproduisant SN 2011fe (cf section 5.4.3).

5.2 Zoologie des modèles

Obtenir un spectre synthétique de supernova se fait en deux étapes : premièrement, un modèle d'explosion fournit une nucléosynthèse explosive (les différentes abondances des éléments à l'issue de l'explosion). Plusieurs types de modèles existent, reposant sur une physique d'explosion différente et seront détaillés dans la section 5.2.1.

Dans un deuxième temps, un modèle de transfert radiatif (cf section 5.2.2) permet de déterminer comment les photons (issus de la désintégration des éléments radioactifs produits lors de l'explosion, essentiellement du 56 Ni) se propagent dans cet environnement. Ce modèle tient compte des absorptions, émissions, diffusions et de l'évolution des conditions de température et de densité sous l'effet de l'expansion de l'enveloppe.

Je donnerai deux exemples de spectres synthétiques obtenus en combinant modèle d'explosion (deux physiques d'explosion différentes) et code de transfert radiatif dans la partie 5.2.3. Je comparerai les deux ensembles de spectres synthétiques pour déterminer si les observables sont différentes d'un modèle à l'autre. Si tel est le cas, cela me permettra de les utiliser dans la section suivante (cf section 5.3) pour tester si les lots de données actuels ont le pouvoir de discriminer ces modèles de formation de SN Ia.

5.2.1 Modèles d'explosion

Les premiers modèles d'explosion de supernovae sont des simulations à une dimension et datent des années 1970. La naine blanche à l'origine de la supernova peut être modélisée comme un coeur sphérique de carbone et d'oxygène qui accrète de l'hydrogène et de l'hélium d'un compagnon : c'est le modèle simple-dégénéré (d'autres scénarios sont possibles et sont détaillés dans le chapitre 1). À une certaine condition de température et de densité, la fusion explosive du carbone se produit au centre de l'étoile : une flamme se propage et engendre sur son passage une combustion du carbone et de l'oxygène. Des éléments sont alors produits par cette combustion et de l'énergie est libérée principalement sous forme d'énergie cinétique qui alimente l'expansion

de l'étoile. La vitesse de la flamme v_{flamme} est une caractéristique importante des modèles : cette vitesse détermine la densité à laquelle la combustion se produit. Elle peut être considérée par rapport à la vitesse du son v_{son} comme :

- $v_{flamme} < v_{son}$: explosion subsonique ou modèle de déflagration. L'étoile s'expand plus vite que la flamme et donc la densité décroît avant la combustion.
- $v_{flamme} > v_{son}$: explosion supersonique ou modèle de détonation. La flamme se propage rapidement et la densité au moment de la combustion est encore élevée.

La nature, la proportion et le degré d'ionisation des éléments produits dépendent de la densité au moment de la combustion. Ainsi, avec des vitesses de flamme différentes, la nucléosynthèse produite varie et influence les observables en sortie des modèles.

Les modèles peuvent reposer sur une pure déflagration (cf section 5.2.1.1), pure détonation ou un mélange des deux (cf section 5.2.1.2). Comme je l'ai déjà évoqué, d'autres modèles concurrentielle existent, comme des modèles reposants sur le scenario double-dégénéré (défini au chapitre 1) au coeur des discussion actuelles sur les progéniteurs de SNe Ia. Notre but ici n'est pas de déterminer quel processus physique est à l'origine des explosion de SN Ia mais de mettre en évidence les zones de tension entre les modèles qui se retrouvent au niveau des observations.

5.2.1.1 Modèle de déflagration : W7

Les premiers modèles de pure déflagration datent des années 1970 avec les modèles d'Ivanova et al. (1974) et Nomoto et al. (1976). La propagation de l'onde de déflagration du carbone est assurée par convection (transport de matière) sur une distance caractéristique l appelée mixinglength. Le modèle de déflagration de référence est appelé W7 (Nomoto et al., 1984). La supernova est en expansion, sa densité et sa température diminuent avant le passage de la flamme. L'onde de déflagration fait brusquement augmenter la température et la combustion du carbone et de l'oxygène se produit. Puis l'étoile continue de s'étendre : la température et la densité baissent.

Cette explosion ne dure environ qu'une seconde et le modèle donne l'évolution de la densité et une cartographie des éléments à l'issue de l'explosion. Les éléments lourds comme le fer et le nickel, se concentrent au coeur de la supernova qui est plus chaud et plus dense. Les éléments de masse intermédiaire (IME), comme le silicium, le magnésium ou le calcium, produits à plus faibles densités, s'accumulent dans les couches intermédiaires. Enfin, les résidus d'oxygène et de carbone qui n'ont pas brûlés se situent en périphérie (Nomoto et al., 1984). Cette structure est représentée figure 5.1 avec la composition en éléments en ordonnée (fraction de masse d'un élément) en fonction de la masse contenue dans des sphères de plus en plus grandes (en masse solaire M_{\odot}).

Le modèle W7 reproduit bien les proportions d'IME (avec une masse de ⁵⁶Ni de 0.58 M_{\odot}) mais les éléments du coeur sont trop riches en neutrons par rapport aux observations (Nomoto et al., 1984). Pour remédier en autre à ce problème de trop grande neutronisation du coeur, d'autres modèles d'explosion ont été développés.



FIGURE 5.1: Structure de la composition de la naine blanche après explosion donnée par le modèle de pure déflagration W7 extraite de l'analyse de Nomoto et al. (1984). La fraction de masse d'un élément par rapport à la masse totale est donnée en fonction de la masse contenue dans une sphère de plus en plus grande (en masse solaire M_{\odot})

5.2.1.2 Modèle delayed detonation : DD25

Dans les modèles de pure détonation (Arnett, 1969; Hansen & Wheeler, 1969), la vitesse de flamme est élevée. L'étoile n'a pas le temps de s'étendre avant le passage de la flamme : la densité et la températures sont alors élevées au moment de la combustion. Ainsi, seuls les éléments lourds sont synthétisés (jusqu'au fer), en particulier le ⁵⁶Ni responsable de la luminosité de la SN Ia et de sa courbe de lumière. Les IME présents dans les spectres observés ne sont pas reproduits par les modèles de pure détonation. C'est pourquoi ces modèles dans leur version initiale ont été abandonnés par la communauté scientifique.

Une alternative à la détonation pure, est de combiner un modèle de détonation avec un modèle de déflagration : c'est la détonation retardée, appelée delayed detonation, mise au point pour la première fois par Khokhlov (1991). La déflagration devient une détonation lorsque la flamme atteint la couche de densité de transition ρ_{tr} , paramètre libre qui détermine la composition en éléments. Höflich et al. (2002) fixent $\rho_{tr} = 25.10^6 \text{g/cm}^3$ pour reproduire les abondances des IME (avec une masse de ⁵⁶Ni de 0.602 M_☉) comme montré figure 5.2 où les quantités d'éléments de la SN sont représentés en fonction de la vitesse d'expansion de l'étoile. Cette vitesse est de plus en plus élevée au fur et à mesure que l'on s'éloigne du coeur : les couches périphériques sont les plus rapides et correspondent aux éléments à droite du graphique 5.2. Le modèle de l'étude de Höflich et al. (2002) avec $\rho_{tr} = 25.10^6 \text{g/cm}^3$ est appelé **DD25**.

De nombreux autres modèles de formation de SN Ia existent. Ils sont aujourd'hui plus complexes pour reproduire la variabilité des SNe Ia. En particulier des modèles d'explosion asymétrique ont vu le jour (e.g. Woosley & Weaver 1994). Cette asymétrie peut être obtenue par exemple, en jouant sur différents paramètres comme le nombre et la distribution des points d'ignition comme l'ont fait Kasen et al. (2009). Le passage à des modèles en 3 dimensions, avec des effets de turbulence et d'instabilité dans la combustion peut également engendrer des éjectas asymétriques comme l'ont remarqué Reinecke et al. (2002) ou encore Röpke & Hillebrandt (2005). L'angle de vue devient un paramètre important et peut être à l'origine de la diversité spectrale observée (Maeda et al., 2010). En faisant varier ce paramètre, Blondin et al. (2011) parviennent à produire des spectres avec une grande variabilité.



FIGURE 5.2: Structure de la composition de la naine blanche après explosion donnée par le modèle de delayed detonation extraite de l'analyse de Höflich et al. (2002). L'abondance des isotopes stables (noté Y_i) est donnée en fonction de vitesse d'expansion.

Dans la suite, j'utiliserai les modèles de référence W7 et DD25 qui sont représentatifs de deux grandes classes de modèles différentes. Ces deux modèles ne reproduisent pas la réalité des observations, mais sont suffisants pour mon étude : déterminer si les observations peuvent discriminer les modèles et comment.

5.2.2 Propagation de la lumière avec le code de transfert radiatif PHOENIX

Les modèles d'explosion nous donnent une structure en densité et une nucléosynthèse. L'expansion de la supernova est généralement considérée comme homologue, c'est-à-dire que chaque élément a une vitesse purement radiale. Ainsi, nous connaissons la fraction de masse de chaque élément en fonction de la vitesse à chaque instant. Les éléments radioactifs subissent des désintégrations nucléaires et émettent des photons. Pour obtenir un spectre, il faut caractériser ces photons (origine, énergie et direction) et comment ils se propagent dans l'environnement dense et chaud de l'étoile en expansion. C'est le rôle des modèles de transfert radiatif que je décris ci-dessous.

Pour calculer le champ radiatif total émis, la supernova est divisée en cellules caractérisées à un instant donné par une température, une densité et une quantité d'éléments radioactifs, comme le nickel. L'abondance de ces éléments est déterminée par l'équation de Saha où chaque cellule est considérée en équilibre thermodynamique local : les paramètres intensifs (température, densité, pression) varient très lentement dans l'espace et le temps tel que le voisinage des points est considérée comme étant à l'équilibre.

L'abondance des éléments définit l'opacité τ_{ν} qui dépend de la fréquence. Dans les cellules, les éléments se désintègrent et émettent des photons : en particulier, la désintégration de ⁵⁶Ni en ⁵⁶Co, puis en ⁵⁶Fe est responsable de la luminosité de la supernova. De l'énergie est émise et les caractéristiques des cellules sont recalculées : des nouvelles températures et opacités sont obtenues pour chaque cellule.

En connaissant cette carte d'opacité, le champ radiatif global peut être calculé : il faut tenir compte des absorptions et émissions de photons. L'intensité spécifique I_{ν} à une fréquence ν émise est calculée en prenant en compte des différents processus en jeu dans une cellule de densité ρ (Gray, 2005) :

- l'absorption, caractérisée par le coefficient d'absorption κ_{ν} . Ce coefficient tient compte de l'absorption des photons par les éléments, mais également de la diffusion qui dévie un photon sur la ligne de visée dans une autre direction,
- l'émission, représentée par le coefficient d'émission j_{ν} . Comme précédemment, ce terme caractérise l'émission d'un photon par un élément et la diffusion d'un photon d'une direction quelconque dans la ligne de visée.

Le calcul de l'intensité spécifique revient à résoudre l'équation de transfert radiatif (Gray, 2005) :

$$\frac{dI_{\nu}}{d\tau_{\nu}} = \frac{j_{\nu}}{\kappa_{\nu}} - I_{\nu} \qquad \text{où l'opacité est} \qquad \tau_{\nu} = \int_{0}^{L} \kappa_{\nu} \rho dx$$

Cette équation peut être résolue analytiquement, comme c'est le cas pour PHOENIX développé par Hauschildt & Baron (1999) : le champ radiatif est calculé en fonction de la longueur d'onde et le spectre synthétique est obtenu comme le font Branch et al. (2001) avec le modèle d'explosion W7.

L'équation de transfert peut également être résolue par méthode Monte Carlo comme le fait le code de transfert radiatif SEDONA (Kasen et al., 2006). Dans ce cas, les photons émis sont suivis de cellule en cellule. Ils ont dans chacune d'elles une probabilité d'interaction : un tirage aléatoire détermine si le photon interagit ou non. S'il n'interagit pas, sa trajectoire n'est pas déviée. Dans le cas contraire, la direction de diffusion est déterminée de nouveau par tirage aléatoire. Le photon atteint une autre cellule et le processus est reproduit. Ainsi, la trajectoire du photon est reconstruite jusqu'à son émission hors de la supernova. Cette méthode est répétée pour un nombre important de photons et permet de produire des spectres comme le font Kasen et al. (2006) avec le modèle d'explosion W7.

Pour obtenir des spectres à différentes périodes de la vie de la supernova, il faut tenir compte de son expansion au cours du temps. En effet, les conditions de température et d'opacité dans les cellules changent au cours du temps, ainsi que la compositions en éléments.

Dans ce qui suit, j'utiliserai les résultats du code PHOENIX combinés aux modèles d'explosion W7 et DD25 caractéristiques de deux grandes classes de modèles reposant sur une physique d'explosion différente.

5.2.3 Comparaison des modèles W7 et DD25 combinés à PHOENIX

5.2.3.1 Série temporelle et courbes de lumière synthétiques

Jack et al. (2011) ont combiné les modèles d'explosion W7 et DD25 au code de transfert radiatif PHOENIX. Deux séries temporelles de spectres ont ainsi été obtenues. Ces spectres sont échantillonnés en phase de façon régulière (la phase modèle Φ_M est ici repérée par rapport au début de l'explosion de la SN Ia dans son référentiel) :

- W7+PHOENIX (noté W7) : 20 spectres dans l'intervalle $5 \le \Phi_M \le 50$ jours.
- DD25+PHOENIX (noté DD25) : 20 spectres dans l'intervalle $7 \leq \Phi_M \leq 50$ jours

Une partie de la série spectrale autour du maximum $(14 \le \Phi_M \le 22 \text{ jours})$ est représentée sur la figure 5.3a pour W7 et 5.3b pour DD25. En quelques jours, les spectres de chaque modèle varient rapidement, en particulier dans la partie UV. De plus, ces deux modèles reposant sur une physique d'explosion différente (vitesse de flamme et donc nucléosynthèse explosive différente), produisent des spectres différents lorsqu'ils sont combinés au même code de transfert radiatif.



FIGURE 5.3: Séries temporelles des spectres W7 (a) et DD25 (b) autour du maximum de luminosité ($14 \le \Phi_M \le 22$ jours par rapport au début de l'explosion).

En intégrant ces séries temporelles dans les filtres photométriques standards UBVRI (défini au chapitre 1), j'obtiens les courbes de lumières des deux modèles (cf figures 5.4a pour W7 et 5.4b pour DD25). La courbe de lumière dans la bande B interpolée par B-splines d'odre 3, me permet de déterminer la date du maximum de luminosité pour chaque modèle : le maximum est à $\Phi_M = 18$ jours après l'explosion pour W7, et à $\Phi_M = 16$ jours après l'explosion pour DD25. Cet écart dans la date du maximum est une différence supplémentaire entre les modèles : les spectres n'évoluent pas de la même façon en fonction de la phase et DD25 atteint le maximum de luminosité 2 jours avant W7. Cela est une conséquence de la vitesse de flamme : le modèle de delayed detonation, avec une vitesse de flamme plus élevée, évolue plus rapidement que le modèle de déflagration.



FIGURE 5.4: Courbes de lumière obtenue par intégration des séries temporelles des spectres W7 (a) et DD25 (b) dans les filtres photométriques UBVRI (la phase est donnée en jours par rapport au début de l'explosion).

Ainsi, la physique d'explosion, qui détermine la nucléosynthèse explosive, a un impact sur les observables (spectres et courbes de lumière). Distinguer les deux modèles à partir des observables en sortie de simulation est indispensable si nous voulons espérer différencier ces modèles grâce aux données. Pour identifier les différences entre les observables des modèles, je compare les deux séries temporelles dans la section suivante.

5.2.3.2 Confrontation des spectres W7 et DD25

Pour comparer les modèles entre eux, j'ajuste les spectres W7 avec chaque spectre DD25 en laissant la phase en paramètre libre. Les spectres $F_{W7}(\lambda)$ et $F_{DD25}(\lambda)$ sont ajustés en amplitude (un seul paramètre de normalisation A) par une procédure de minimisation du χ^2 :

$$\chi_{\nu}^{2} = \frac{1}{ndl} \sum_{i} \left(F_{W7}(\lambda_{i}) - A \cdot F_{DD25}(\lambda_{i}) \right)^{2}$$

avec ndl le nombre de degrés de liberté (c'est le nombre de point de chaque spectres modèles soustrait au nombre de paramètre du modèle) pour obtenir le χ^2 réduit en considérant les modèles sans erreur. Par exemple, le meilleur ajustement du spectre W7 au maximum ($\Phi_M = 18$ jours) est le spectre DD25 à $\Phi_M = 16$ jours et sont superposés sur la figure 5.5a. Cette phase correspondant aux spectres au maximum de luminosité est en accord avec la phase du maximum déterminée à l'aide des courbes de lumière. En général, la phase du meilleur ajustement de DD25 sur les spectres W7 est décalé de 2 jours par rapport à la phase W7. Nous avons ainsi une correspondance entre les phases des deux modèles.

Les deux spectres au maximum se superposent globalement bien mais des différences sont visibles. Tout d'abord, nous remarquons que le spectre DD25 est décalé vers le bleu par rapport à W7. Pour mettre cet effet en évidence, je réajuste le spectre DD25 sur celui de W7 en autorisant un décalage en longueur d'onde par pas de 5 Å. Le meilleur ajustement correspond à un décalage de 30 Å du spectre DD25 16 jours après le maximum (cf figure 5.5b). En terme de vitesse, ce décalage correspond à des éjecta prédits par DD25 en moyenne 20% plus rapides dans le spectre W7 au maximum de luminosité. La période de détonation dans DD25 accélère donc davantage les éléments de la SN Ia.

Indépendamment du décalage de 30 Å, nous pouvons identifier deux zones spectrales sur les figures 5.5a et 5.5b : $\lambda > 4300$ Å où les spectres s'ajustent bien malgré quelques différences, et $\lambda < 4300$ Å où les différences sont les plus prononcées, en particulier

- le creux d'absorption à 3700 Å principalement causé par le Ca II est deux fois plus profond dans le spectre DD25. Une plus grande quantité de Ca II est donc prédite par le modèle de delayed detonation.
- l'amplitude du pic à 4150 Å est plus élevée dans le spectre prédit par DD25 (1.14 fois plus élevé). Cela peut être dû à une plus grande quantité de Si II prédite par W7 qui creuse d'avantage cette zone spectrale (λ ~ 4000 Å).
- des structures présentes dans le spectre W7 à 3400 Å et 3650 Å, sont absentes du spectre DD25. C'est le signe que des absorptions supplémentaires ou une plus grande quantité de Ca II interviennent dans le spectre DD25.

Les SN la prédites par les modèles ont ainsi des différences cinétiques et de composition en éléments. Cela peut être dû à la fois une différence au niveau de la nucléosynthèse explosive (à cause d'une vitesse de flamme différente), et à des différences de température et de densité qui modifient les degrés d'ionisation des éléments et ainsi les absorptions visibles dans les spectres.



FIGURE 5.5: Comparaison des spectres synthétiques W7 (en rouge) à et DD25 (en bleu) au maximum de luminosité correspondant pour W7 à $\Phi_M = 18$ et pour DD25 à $\Phi_M = 16$ jours après l'explosion. Les spectres sont superposés sans (a) et avec (b) un décalage en longueur d'onde $\Delta_{\lambda} = 30$ Å.

5.2.3.3 Comparaison des courbes de lumière W7 et DD25

Les spectres des deux modèles étant différents, nous pouvons inspecter comment ces différences influencent les courbes de lumière dans le but d'utiliser également ces observables pour différencier les modèles entre eux à l'aide des données. Pour cela, je compare les courbes de lumière des deux modèles bande par bande, du filtre U (figure 5.6a) à I (figure 5.6e).

En comparant les courbes de lumières, nous retrouvons le décalage de phase de 2 jours entre W7 et DD25, en particulier sur les courbes de lumière dans les bandes B (5.6b), V (5.6c) et R (5.6d). Après ce décalage en phase, la différence la plus remarquable se situe au niveau de la décroissance des courbes de lumière : la luminosité de W7 a tendance à décroître plus lentement que celle de DD25. Autrement dit, les SNe Ia produites par W7 ont un *stretch* plus élevé.



FIGURE 5.6: Comparaison des courbes de lumière W7 (en rouge) et DD25 (en bleu) dans les bandes U (a), B (b), V (c), R (d) et I (e) (la phase est donnée en jour par rapport au début de l'explosion).

Ainsi, en plus de fournir des spectres différents, les modèles se distinguent également par les courbes de lumières. Cela signifie que les observables prédites par les modèles sont différents à une phase donnée et évoluent différemment. La question est maintenant de savoir si ces différences sont suffisantes pour que ces deux modèles soient discriminés par les données dont je dispose.

Dans ce qui suit, pour éviter la confusion entre la phase observée (repérée par rapport au maximum de luminosité) et la phase modèle (repérée à partir du début de l'explosion), je soustrais la date du maximum à Φ_M pour chaque modèle ($\Phi_M - 18$ pour W7 et $\Phi_M - 16$ pour DD25). Ainsi, les phases modèles seront repérées à partir de maintenant par rapport à la date du maximum.

5.3 Comparaison entre modèles et observations

Je compare dans cette section les modèles (W7 et DD25) avec de vastes lots de données afin de déterminer si l'utilisation des données permet de discriminer les modèles. Si tel est le cas, j'étudierai quelles sont les zones ou paramètres des données discriminants pour comprendre pourquoi un modèle est favorisé par rapport à l'autre par les observations.

J'utilise pour cela des échantillons de qualités de SNe Ia indépendants à différents redshifts pour déterminer si la discrimination des modèles entre eux est possible à la fois à haut et bas redshift. Cela me permet également de déterminer si ce sont les mêmes éléments à bas et haut redshift qui déterminent pourquoi un modèle est favorisé par les données. Dans ce contexte, j'ai recours à l'échantillon de spectres VLT 3 ans de SNLS (noté VLT1) à $z \sim 0.6$, ainsi que les courbes de lumière correspondantes pour les confronter aux modèles (cf section 5.3.1). Dans un deuxième temps, j'utilise l'échantillon SNF à $z \sim 0$ pour tester si ces SNe Ia à très haut rapport signal-sur-bruit permettaient de différencier les modèles (cf section 5.3.2) et si elles nous permettent d'aller plus loin dans la comparaison entre données et modèles.

5.3.1 Échantillon SNLS VLT1 confronté aux modèles

5.3.1.1 Sélection de l'échantillon d'étude

Pour cette étude, j'utilise les spectres SNLS VLT1² (Balland et al., 2009). Par l'utilisation de PHASE (Baumont et al., 2008), 70% des spectres ont été extraits séparément de leur galaxie hôte. Je sélectionne pour cette étude les spectres de SN Ia où la fraction d'hôte résiduelle est nulle ($f_{gal} = 0$). Avec ce sous-ensemble homogène de 51 spectres, que je note **VLT1**_{NoGal}, j'évite d'ajuster un modèle de supernova sur un spectre contaminé par un signal galactique.

Ces SNe Ia sont à $\langle z \rangle = 0.65 \pm 0.03$ (cf figure 5.7a) et constituent donc un échantillon à haut redshift. Ces spectres se répartissent autour du maximum de luminosité avec $-8 < \Phi < 13$ jours (cf figure 5.7b) inclues dans l'intervalle en phase des modèles.

²J'ai utilisé l'échantillon VLT1 ici car j'ai réalisé cette analyse avant d'avoir constitué l'échantillon VLT2. De plus, la proportion de SNe Ia sans galaxie hôte est plus important dans cet échantillon que dans les autres échantillons SNLS.



FIGURE 5.7: Distributions en redshift (a) avec $\langle z \rangle = 0.65 \pm 0.03$ et en phase (b) avec $\langle \Phi \rangle = 3.1 \pm 0.7$ jours pour les 51 spectres de l'échantillon VLT1_{NoGal}.

5.3.1.2 Ajustement des spectres observés par les spectres synthétiques

Les spectres VLT1_{NoGal} sont ramenés dans le référentiel de la SN Ia à l'aide du *redshift*. Ils sont ensuite comparés un à un aux spectres W7 et DD25. L'échantillonange en longueur d'onde n'est pas le même entre les observations (pas irrégulier de ~ 2.5 Å dans le référentiel de l'observateur) et les modèles (pas de 0.5 Å) : pour pouvoir comparer les modèles et les données, j'interpole linéairement les modèles aux longueurs d'onde observées λ .

Chaque spectre synthétique $F_{mod}(\lambda)$ (pour chaque phase modèle) est ajusté en amplitude (un seul paramètre de normalisation A) par minimisation du χ^2 sur les spectres observés $F_{obs}(\lambda)$ (affectée d'une erreur σ_{obs} à chaque longueur d'onde observée) :

$$\chi_{\nu}^{2} = \frac{1}{ndl} \sum_{i} \left(\frac{F_{obs}(\lambda_{i}) - A \cdot F_{mod}(\lambda_{i})}{\sigma_{obs}(\lambda_{i})} \right)^{2}$$

avec ndl le nombre de degré de liberté pour chaque ajustement.

Ainsi, pour chaque spectre observé, j'obtiens un spectre W7 et un spectre DD25 à une phase donnée, correspondant chacun au meilleur ajustement ³. La valeur du χ^2_{ν} me permet de déterminer ensuite quel modèle s'ajuste le mieux au spectre observé. Dans 73% des cas, W7 est le meilleur ajustement et dans les autres cas, DD25 est favorisé par les données. Dans les deux cas, les modèles reproduisent de façon similaire la phase observée autour du maximum de luminosité.

5.3.1.3 Les données discriminent-elles significativement un modèle?

La discrimination d'un modèle par rapport à l'autre n'est pas significative pour tous les spectres compte tenu du rapport signal-sur-bruit de certains objets. Je donne ici deux exemples caractéristiques où le rapport S/N limite la discrimination des modèles :

 $^{^3}L'ensemble des spectres VLT1_{NoGal}$ avec le meilleur ajustement W7 et DD25 est disponible dans le document http://supernovae.in2p3.fr/~cellier/PhD/VLT1NoGal_W7-DD25_Spectre.pdf

• SN 04D1hx ($\Phi = 5.9$ jours) : le meilleur ajustement correspond au modèle DD25 4 jours après le maximum ($\chi^2_{\nu}(DD25) = 1.38$ est inférieur à $\chi^2_{\nu}(W7) = 1.39$ avec ndl=1513). L'écart en χ^2 est trop faible à cause du mauvais signal-sur-bruit (S/N = 1.9) pour différencier l'ajustement des deux modèles sur le spectre (cf figure 5.8).



FIGURE 5.8: Spectre de SN 04D1hx (en gris) mesuré 6 jours après le maximum ajusté par : (a) le spectre W7 6 jours après le maximum (en rouge) et (b) le spectre DD25 4 jours après le maximum (en bleu). Le meilleur ajustement correspond au spectre DD25 ($\chi^2_{\nu}(DD25) = 1.38$ est inférieur à $\chi^2_{\nu}(W7) = 1.39$ avec ndl=1513). La différence entre deux ajustements n'est pas discriminante en raison d'un mauvais rapport signal-sur-bruit S/N = 1.9.

• SN 04D4hf ($\Phi = -0.6$ jours) : le meilleur ajustement correspond au modèle DD25 2 jour après le maximum ($\chi^2_{\nu}(DD25) = 1.03$ est inférieur à $\chi^2_{\nu}(W7) = 1.07$ avec ndl=1513). L'écart en χ^2 est trop faible à cause du mauvais signal-sur-bruit (S/N = 0.8) pour nous permettre de différencier l'ajustement des deux modèles sur le spectre (cf figure 5.9).



FIGURE 5.9: Spectre de SN 04D4hf (en gris) mesuré au maximum ajusté par : (a) le spectre W7 4 jours après le maximum (en rouge) et (b) le spectre DD25 2 jours après le maximum (en bleu). Le meilleur ajustement correspond au spectre DD25 ($\chi^2_{\nu}(DD25) = 1.03$ est inférieur à $\chi^2_{\nu}(W7) = 1.07$ avec ndl=1513). La différence entre deux ajustements n'est pas discriminante en raison d'un mauvais rapport signal-sur-bruit S/N = 0.8.

Pour déterminer les cas où un spectre favorise significativement un des deux modèles, je teste l'hypothèse suivante :

Hypothèse nulle : les modèles sont statistiquement équivalents à reproduire les données

Pour cela, j'ai évalué le rapport des χ^2 , noté F, du meilleur ajustement W7 et DD25 pour chaque spectre :

$$F = \frac{\chi_{W7}^2}{\chi_{DD25}^2} \quad \text{si} \quad \chi_{W7}^2 > \chi_{DD25}^2$$
$$F = \frac{\chi_{DD25}^2}{\chi_{W7}^2} \quad \text{si} \quad \chi_{DD25}^2 > \chi_{W7}^2$$

Cette quantité F suit la loi de probabilité appelée F-Test ou test de Fisher (Press et al., 2002). Cela permet de tester si deux réalisations caractérisées par leur dispersion (le χ^2 ici) sont issues de la même population. Deux cas de figure existent en fonction de la valeur de la probabilité de F, notée P(F):

- $P(F) \sim 1$: l'hypothèse nulle est vraie et les deux modèles ne peuvent pas être discriminés
- $P(F) \ll 1$: l'hypothèse nulle est fausse et l'un des deux modèles est favorisé (le modèle avec la plus petite valeur de χ^2)

Dans cette étude, je considère que les observations sont capables de discriminer les modèles lorsque la probabilité est inférieure à 5% (Balland et al., 2006). Avec cette coupure, 21 spectres (soit 41% de l'échantillon VLT1_{NoGal}) sont sélectionnés à P(F) < 5% qui correspondent aux cas où la discrimination entre les modèles est significative à 95% de niveau de confiance (2 σ).



FIGURE 5.10: Évolution des valeurs du F-Test en fonction du rapport signal-sur-bruit des spectres de l'échantillon VLT1_{NoGal} : les spectres sélectionnés à P(F) < 5% (en vert) ont tendance à être moins bruités en moyenne que les spectres exclus à P(F) > 5% (en rouge).

D'après la figure 5.10, le choix de cette valeur limite revient à éliminer les spectres les plus bruités en moyenne. En effet, nous remarquons que les spectres où la probabilité de F est petite ont tendances à avoir un rapport signal-sur-bruit plus élevé en moyenne. Ainsi, couper à P(F) = 5% est un compromis qui me permet d'éliminer les spectres les plus bruités tout en conservant un sous-échantillon suffisamment peuplé pour l'analyse qui suit. Changer la valeur de la coupure n'influence pas les résultats obtenus. En effet, j'ai réalisé la même procédure avec des coupures à 10% et à 0.5% : le nombre d'objet dans chaque région de P(F) varie peu et les conclusions qui suivent ne sont pas modifiées.

Parmi les 21 spectres sélectionnés à P(F) < 5%, 13 sont mieux ajustés par W7, et 8 favorisent DD25. Dans certains cas, le modèle W7 correspond au meilleur ajustement. C'est le cas par exemple pour :

- SN 04D2cf ($\Phi = 8.5$ jours) : sur la figure 5.11a le spectre W7 6 jours après le maximum ajuste mieux le spectre observé ($\chi^2_{\nu}(W7) = 1.57$) que le modèle DD25 sur la figure 5.11b ($\chi^2_{\nu}(DD25) = 3.36$) avec ndl=1525. En particulier, W7 reproduit mieux le creux du Ca II à 3700 Å et l'amplitude des pics autour du creux du Si II à 4000 Å.
- SN 05D2ac ($\Phi = 2.0$ jours) : sur la figure 5.12a le spectre W7 au maximum ajuste mieux le spectre observé ($\chi^2_{\nu}(W7) = 1.77$) que le modèle DD25 sur la figure 5.12b ($\chi^2_{\nu}(DD25) = 2.38$) avec ndl=1799. De nouveau, W7 reproduit mieux le creux du Ca II à 3700Å.

Au contraire, pour certains spectres, DD25 est favorisé par les données. C'est le cas par exemple pour :

- SN 04D2an ($\Phi = -3.4$ jours) : le spectre observé est mieux ajusté par DD25 2 jours avant le maximum (cf figure 5.13b) avec $\chi^2_{\nu}(DD25) = 1.50$, que par W7 (cf figure 5.13a) avec $\chi^2_{\nu}(W7) = 2.05$ (ndl=1525). DD25 reproduit mieux le creux du Ca II à 3700 Å et les pics dans la partie UV.
- SN 04D2fs ($\Phi = 1.7$ jours) : le spectre observé est mieux ajusté par DD25 au maximum (cf figure 5.14b) avec $\chi^2_{\nu}(DD25) = 3.69$, que par W7 (cf figure 5.14a) avec $\chi^2_{\nu}(W7) = 4.94$ (ndl=1810). De nouveau, la partie UV est la plus discriminante pour déterminer quel modèle reproduit le mieux le spectre.

Ainsi, certaines observations favorisent un modèle plutôt que l'autre : dans certains cas, W7 est le meilleur ajustement et dans d'autres cas, DD25 est favorisé par les données. La discrimination entre ces deux modèles est réalisée en particulier dans la partie UV des spectres. Cette région spectrale est en effet celle où les deux modèles sont les plus différents (cf section 5.2.3) et est donc la plus influencée par la physique de l'explosion.



FIGURE 5.11: Spectre de SN 04D2cf (en gris) mesuré 8 jours après le maximum ajusté par : (a) le spectre W7 6 jours après le maximum (en rouge) et (b) le spectre DD25 4 jours avant le maximum (en bleu). Le meilleur ajustement correspond au spectre W7 ($\chi^2_{\nu}(W7) = 1.57$ est inférieur à $\chi^2_{\nu}(DD25) = 3.36$).



FIGURE 5.12: Spectre de SN 05D2ac (en gris) mesuré 2 jours après le maximum ajusté par : (a) le spectre W7 au maximum (en rouge) et (b) le spectre DD25aumaximum (en bleu). Le meilleur ajustement correspond au spectre W7 ($\chi^2_{\nu}(W7) = 1.77$ est inférieur à $\chi^2_{\nu}(DD25) = 2.38$).



Utilisation des données SNLS et SNF pour différencier des modèles de formation de SN Ia

FIGURE 5.13: Spectre de SN 04D2an (en gris) mesuré 3 jours avant le maximum ajusté par : (a) le spectre W7 2 jours avant le maximum (en rouge) et (b) le spectre DD25 2 jours après le maximum (en bleu). Le meilleur ajustement correspond au spectre DD25 ($\chi^2_{\nu}(DD25) = 1.50$ est inférieur à $\chi^2_{\nu}(W7) = 2.05$).



FIGURE 5.14: Spectre de SN 04D2fs (en gris) mesuré 2 jours après le maximum ajusté par : (a) le spectre W7 4 jours après le maximum (en rouge) et (b) le spectre DD25 au maximum (en bleu). Le meilleur ajustement correspond au spectre DD25 ($\chi^2_{\nu}(DD25) = 3.69$ est inférieur à $\chi^2_{\nu}(W7) = 4.94$).

Par la procédure du F-Test, j'ai ainsi construit deux catégories de SNe Ia : celles qui sont mieux reproduites par le modèle de déflagration W7, et celles où le modèle de *delayed detonation* DD25 rend mieux compte des observations. Pour caractériser ces deux sous-échantillons et déterminer si les SNe Ia qui favorisent l'un ou l'autre des modèles sont intrinsèquement différentes, je compare dans le tableau 5.1 les propriétés photométriques moyennes des deux sous-échantillons.

	$\langle m_B^{*c} \rangle$	$\langle s angle$	$\langle c \rangle$	type d'hôte
W7 (13 spectres) DD25 (8 spectres)	$\begin{array}{c} 23.975 \pm 0.047 \\ 23.867 \pm 0.051 \end{array}$	$\begin{array}{c} 1.014 \pm 0.024 \\ 1.048 \pm 0.022 \end{array}$	$\begin{array}{c} -0.021 \pm 0.018 \\ 0.003 \pm 0.021 \end{array}$	précoce 50% - tardif 50% précoce 17% - tardif 83%

TABLE 5.1: Propriétés photométriques moyennes des deux sous-échantillons SNLS VLT mieux ajustés par W7 ou par DD25. La moyenne de chaque paramètre est donnée avec l'erreur à 1σ .

Les moyennes des paramètres photométriques, calculées à partir des données publiées par Guy et al. (2010), sont données dans les 3 premières colonnes du tableau 5.1 :

- la magnitude au maximum dans la bande B corrigée de la distance m_B^{*c} (calculée comme dans la section 3.4.1) est donnée dans la colonne 1. Elle est en moyenne plus élevée pour les spectres mieux ajustés par W7 ($\langle m_B^{*c} \rangle_{W7} = 23.975 \pm 0.047$) que par DD25 ($\langle m_B^{*c} \rangle_{DD25} =$ 23.867±0.051). Ainsi, les SNe Ia mieux reproduites par le modèle DD25 sont en moyenne plus brillantes que celles qui privilégient W7.
- le stretch donné dans la troisième colonne, est marginalement plus élevé pour les SNe Ia mieux ajustées par DD25 ($\langle s \rangle_{DD25} = 1.048 \pm 0.022$) que par W7 ($\langle s \rangle_{W7} = 1.014 \pm 0.024$). La comparaison des courbes de lumière des deux modèles nous indique le contraire (cf section 5.2.3.3). Cette contradiction n'est peut être pas réelle étant donné un écart moyen en stretch peu significatif.
- la couleur donnée dans la quatrième colonne, n'est pas significativement différente entre l'échantillon mieux reproduit par W7 ($\langle c \rangle_{W7} = -0.021 \pm 0.018$) et par DD25 ($\langle c \rangle_{DD25} = 0.003 \pm 0.021$) compte tenu de l'erreur.

Le type de la galaxie hôte dans laquelle la SN Ia a explosé est donné dans la dernière colonne du tableau 5.1. Ce paramètre est déterminé à partir des résultats de l'étude de Balland et al. (2009). Le type d'hôte est réparti en deux catégories : les types précoces (galaxies elliptiques ou S0) et types tardifs (galaxies spirales). Une corrélation a été mise en évidence par Sullivan et al. (2006b, 2010) entre les caractéristiques des SNe Ia et leur galaxie hôte : les SNe Ia les plus brillantes ont tendance à exploser préférentiellement dans des galaxies de type tardif et les moins brillantes dans des galaxies de type précoce. Cette tendance est reproduite par les spectres mieux ajustés par DD25 (83% dans des galaxies tardives), mais est moins visible pour les spectres qui favorisent W7 (50% dans des galaxies précoces).

En résumé, W7 ajuste mieux en moyenne des SNe Ia moins brillantes avec un plus petit stretch, et DD25 les SNe Ia les plus brillantes avec un stretch élevé ayant explosé dans des galaxies tardives. Aucune différence de couleur n'est visible entre les deux échantillons. Ainsi, les deux sous-échantillons de SNe Ia déterminés par l'ajustement des modèles sur les spectres observés, ont en moyenne des propriétés photométriques marginalement différentes.

5.3.1.4 Pourquoi un modèle est-il favorisé par les données?

Pour comprendre pourquoi un modèle est favorisé par rapport à l'autre lors de l'ajustement des spectres observés par les spectres synthétiques, je me concentre sur les différences spectrales discriminantes entre les deux modèles (cf section 5.2.3). Ces différences sont plus marquées dans la partie UV des spectres, en particulier le creux d'absorption du Ca II à 3700 Å. Pour quantifier cette différence, je calcule la largeur équivalente du creux d'absorption du Ca II à la fois sur les spectres synthétiques et les spectres observés.

Définition de la largeur équivalente :

La largeur équivalente d'un creux d'absorption, notée EW pour Equivalent Width, est une estimation de la surface contenue dans une raie spectrale. Soit une raie d'absorption d'intensité $I_r(\lambda)$ comprise entre λ_1 et λ_2 et le continuum du spectre d'intensité $I_c(\lambda)$ dans le même intervalle en longueur d'onde. La largeur équivalente est alors donnée par

$$EW = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(\frac{I_c(\lambda) - I_r(\lambda)}{I_c(\lambda)} d\lambda \right)$$

Elle correspond à la largeur du rectangle de hauteur I_c de même surface que la raie d'absorption, comme représentée sur la figure 5.15 et se mesure en angström (Å).



FIGURE 5.15: Définition de la largeur équivalente EW : la surface (en rouge) comprise entre la raie d'absorption $I_r(\lambda)$ (avec $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$) et le continuum I_c (en vert) est la même que celle du rectangle (en bleu) de hauteur I_c et de largeur EW.

Largeur équivalente de la raie du Ca II des spectres observés :

Pour calculer la largeur équivalente du creux du Ca II (notée EW Ca) j'ajuste le spectre par une une B-spline d'ordre 3 (Press et al., 2002) autour de la raie ($3500 \text{ Å} < \lambda < 4000 \text{ Å}$). Cette ajustement me permet d'obtenir $I_r(\lambda)$ ainsi que les maximums de chaque coté de la raie (λ_1 et λ_2) pour déterminer le continuum $I_c(\lambda)$ (fonction affine entre les deux maximums). L'intervalle en longueur d'onde donné par les deux maximums détermine la région où la largeur équivalente est calculée. Cette méthode est illustrée sur la figure 5.16 pour le spectre SN 04D2cf. Dans ce cas, nous obtenons $EW = 69.6 \pm 2.2 (\text{stat}) \pm 2.5 (\text{sys}) \text{ Å}$.

L'incertitude statistique obtenue provient de l'erreur sur le spectre observé. De plus, une incertitude systématique existe et décrit l'écart entre l'ajustement et le spectre. Elle est expliqué ci-dessous dans le cas des spectres modèles et est évaluée à 2.5 Å sur EW.



FIGURE 5.16: Mesure de la largeur équivalente de la raie d'absorption du Ca II à 3700 Å pour le spectre SN 04D2cf 8 jours après le maximum. Le spectre est représenté en gris, l'interpolation par B-splines d'ordre 3 en rouge, les maximums de chaque côté de la raie par des points bleus et le continuum par une ligne bleue.

Largeurs équivalentes de la raie du Ca II des spectres modèles :

Je calcule la quantité EW Ca de la même façon pour les spectres synthétiques W7 et DD25 à chaque phase. Les spectres modèles n'étant pas accompagnés d'un spectre d'erreur il n'y a pas d'incertitude statistique sur la détermination de EW. Je détermine l'incertitude systématique en évaluant l'écart entre l'ajustement et le spectre. Typiquement la qualité de l'ajustement varie avec le nombre de nœuds des B-splines. Par exemple, pour le spectre W7 6 jours après le maximum (qui est le meilleur ajustement du spectre de SN 04D2cf de la figure 5.16), un écart est notable entre l'ajustement avec 10 et 20 nœuds (cf figure 5.17). En effet, en changeant le nombre de nœuds, le maximum déterminé vers 3660 Å est modifié, entraînant une faible variation de la largeur équivalente : EW Ca_{N=20} = 87.15 où l'ajustement reproduit très bien le spectre (ils se superposent parfaitement) devient EW Ca_{N=10} = 84.76 où l'ajustement dévie du spectre mo-

dèle. Le décalage de cet exemple est caractéristique de la variation de la largeur équivalente du creux du Ca II calculée à partir des spectres modèles. Je choisis de considérer une incertitude typique de 2.5 Å sur la valeur de EW Ca qui caractérise la capacité de l'ajustement à reproduire le spectre modèle.



FIGURE 5.17: Mesure de la surface de la raie d'absorption du Ca II à 3700 Å pour le spectre W7 6 jours après le maximum. Le spectre est représenté en gris, l'ajustement par B-splines d'ordre 3 avec 10 nœuds en vert et avec 20 nœuds en rouge. Les maximums de chaque côté de la raie sont représentés par des points et déterminent le continuum représenté par une ligne (vert pour 10 nœuds et rouge pour 20 nœuds).

Évolution de EW Ca avec la phase :

Je calcule la largeur équivalente pour les spectres modèles W7 et DD25 à chaque phase, j'obtiens l'évolution de EW Ca avec la phase des modèles représentée sur la figure 5.18.

Nous remarquons que la largeur équivalente calculée à partir des spectres modèles augmente avec la phase, contrairement à ce qui est observé à partir des données. En effet, pour une SN Ia standard, la profondeur du creux du calcium a tendance à diminuer quand la phase augmente. Nous le vérifions avec l'exemple de SN2011fe à l'aide de la série temporelle de spectres mesurée par SNF (Pereira et al., 2013)⁴. Je calcule la valeur de EW Ca pour les spectres de SN2011fe sur un intervalle de phase similaire à celui de l'échantillon de spectres VLT, entre -15 et 16 jours par rapport au maximum. Je représente ce paramètre EW Ca⁵ en fonction de la phase (avec une erreur typique sur la phase déterminée à partir de SALT2 de 1 jours) sur la figure 5.19.

 $^{^{4}}$ La série temporelle de spectres est représentée sur la figure 5.39 de la section 5.4 où j'utilise SN 2011fe comme modèle pour ajuster les spectres SNF observés au maximum de luminosité.

 $^{^5 \}mathrm{Cet}$ objet étant très proche, le rapport signal-sur-bruit est excellent et l'erreur sur la valeur de EW Ca est alors de $2.5\,\mathrm{\AA}$



FIGURE 5.18: Évolution avec la phase de la largeur équivalente du Ca II à 3700 Å pour les spectres modèles W7 (cercles rouge) et DD25 (triangles bleus). La phase est repérée par rapport au maximum de luminosité.

En plus de cette augmentation avec la phase, la largeur équivalente calculée à partir des specres DD25 est environ deux fois plus élevée que celle des spectres W7 après le maximum. Le creux d'absorption du Ca II à 3700 Å prédit par DD25 est donc plus profond que dans le cas de W7. Cela correspond à ce que nous avions déjà remarqué dans la section 5.2.3.2.

Je détermine également la quantité EW Ca sur les 13 spectres observés mieux ajustés par W7 et les 8 spectres mieux reproduits par DD25. La largeur équivalente ainsi calculée est représentée sur la figure 5.20 en fonction de la phase à laquelle les spectres ont été observés (avec une erreur typique de 1 jour). Il apparaît clairement une séparation en phase : les spectres mieux ajustés par DD25 sont regroupés aux phases précoces tandis que ceux mieux reproduits par W7 sont post-maximum en moyenne.

Je conclus d'après les figures 5.18, 5.19 et 5.20 que le modèle DD25 est favorisé par les spectres à phase précoce car il prédit un creux du calcium plus profond à ces phases que W7, correspondant mieux à la réalité des observations avant le maximum. La profondeur du calcium des SNe Ia diminuant avec le temps, contrairement à la prédiction des modèles, les spectres observés post-maximum ont une valeur de EW Ca plus faibles. Dans cette région en phase, le creux du Ca II des spectres DD25 est trop profond (EW Ca trop élevé) comparé aux données et W7 est favorisé.

À partir de cette étude, il apparaît que le creux du calcium est une zone discriminante pour différencier les modèles. La largeur équivalente de cette absorption diminuant en fonction de la phase pour une SN Ia standard, le fait qu'un modèle soit favorisé par rapport à l'autre peut être en définitive uniquement dû à un effet de phase et non à des SNe Ia intrinsèquement différentes reproduites par l'un ou l'autre des modèles. Dans tous les cas, pour différencier les modèles entre eux, le creux d'absorption du calcium est une zone de tension sur laquelle il faut se focaliser dans les études futures utilisant des modèles.



FIGURE 5.19: Évolution de la largeur équivalente du Ca II à 3700 Å de la SN Ia standard SN2011fe observée par SNF (Pereira et al. 2013 Pereira et al. (2013)) en fonction de la phase de -15 à 16 jours autour du maximum.



FIGURE 5.20: Évolution avec la phase de la largeur équivalente du Ca II à 3700 Å pour les 13 spectres observés mieux ajustés par W7 (cercles rouges) et les 8 spectres mieux reproduits par DD25 (triangles bleus). La phase est repérée par rapport au maximum de luminosité.
5.3.1.5 Comparaison des courbes de lumière synthétiques et observées

L'ajustement des spectres modèles sur les données nous a permis de discriminer les modèles entre eux, en particulier grâce à la zone spectrale du creux du Ca II. À l'image de cette analyse sur les spectres, je teste dans cette section si les courbes de lumière peuvent nous permettre également de différencier les modèles car ce sont des observations indépendantes des spectres dans SNLS. Pour cela, je réalise dans un premier temps une étude similaire à la précédente : j'ajuste les courbes de lumière synthétiques, qui sont différentes d'un modèle à l'autre, sur les données. Malheureusement, plusieurs difficultés techniques limitent cette analyse et m'empêchent de conclure si les modèles peuvent être discriminés uniquement à partir des courbes de lumière.

Calcul des courbes de lumière synthétiques :

Dans un premier temps, j'ajuste les courbes de lumière des modèles sur les observations. Les courbes de lumière observées correspondent à des objets mesurés à différents redshifts. D'un redshift à l'autre, la même région du spectre n'est pas intégrée dans les mêmes bandes photométriques dans le référentiel de l'observateur. En effet, pour une SN Ia à z=0, la zone spectrale du Ca II et Si II vers 4000 Å sera intégrée dans la bande u, alors qu'elle sera intégrée dans la bande r pour une SN Ia à z=0.6 (cf figure 5.21). Les courbes de lumière obtenues seront donc différentes en fonction du redshift.



FIGURE 5.21: Intégration du spectre d'une SN Ia au maximum dans les bandes photométriques ugriz dans le référentiel de l'observateur à z=0 (a) et à z=0.6 (b).

Pour pouvoir comparer les courbes de lumière modèles et observées, elles doivent être dans le même référentiel. Je choisis ici de modifier le moins possible les données pour ne pas introduire de biais sur les observations. Dans ce cas, au lieu de me placer dans le référentiel de la SN Ia, je transforme les courbes de lumière modèles dans le référentiel de l'observateur où ont été mesurées les données. Ainsi, pour une SN Ia observée à un *redshift* donné, je commence par calculer les courbes de lumière synthétiques dans les bandes photométriques à partir des spectres modèles W7 et DD25 décalés vers le rouge au *redshift* de cette SN Ia. J'obtiens ainsi 20 points (car je dispose de 20 spectres pour chaque modèles) par courbe de lumière synthétique. J'interpole ensuite ces points par des B-splines d'ordre 3 pour obtenir un modèle continu.

Ajustement des courbes de lumière observées par les modèles :

J'ajuste les courbes de lumière synthétiques continues obtenues au redshift de la supernova, sur les courbes de lumière observées. Pour cela, dans chaque bande, je commence par déterminer la phase du maximum des courbes de lumière modèles et observées que je fais coïncider pour superposer les courbes sur la même échelle de temps. Puis j'ajuste en amplitude (un seul paramètre) les courbes synthétiques sur les observations par une minimisation du χ^2 . Le calcul du χ^2 est réalisé aux phases observées, ce qui ne représente que quelques points (entre 5 et 10 points en général).

Les maximums des courbes de lumière observées et celles des modèles se sont pas nécessairement les mêmes et l'ajustement peut être de meilleur qualité en autorisant un décalage en phase. Pour cela, je reproduis l'ajustement en variant la date du maximum de la courbe de lumière modèle par pas de 0.1 jour (choisi pour que le pas de la grille soit inférieur à celui des observations) et je détermine le minimum de χ^2 global.

Après cet ajustement, j'obtiens ainsi le meilleur ajustement de W7 et de DD25 sur les courbes de lumière observées dans plusieurs bandes.

Difficultés techniques limitant l'étude :

L'interprétation des résultats est plus difficile que pour les spectres car plusieurs obstacles techniques limitent mon étude :

intervalle en phase des modèles : les modèles W7 et DD25 sont disponibles sur un intervalle de phase d'environ 45 jours avec une quinzaine de jours avant le maximum dans la bande B. Or, une courbe de lumière d'une SN Ia s'étend sur plusieurs mois : le modèle est donc ajusté sur une portion réduite des courbes. Par exemple dans le cas de SN 05D2ei, la montée de la courbe de lumière n'est ajustée dans la bande g ni par W7, ni par DD25 (cf figure 5.22). Les deux modèles reproduisent mal la courbe de lumière observée.



FIGURE 5.22: Comparaison de la courbe de lumière de SN 05D2ei ($z = 0.366 \pm 0.001$) dans la bande g avec les courbes de lumière obtenues à partir : (a) du modèle W7 en rouge ($\chi^2_{\nu} = 6.3 \times 10^{-6}$ sur 3 points) et (b) du modèle DD25 en bleu ($\chi^2_{\nu} = 4.1 \times 10^{-6}$ sur 3 points). Les points des courbes de lumière modèles (cercles vides) sont interpolés par des B-splines d'ordre 3 (ligne continue) pour évaluer le modèle aux phases observées.

• échantillonnage des courbes de lumière observées : comme le χ^2 est calculé aux phases observées, l'ajustement dépend du nombre de points disponibles. Or, dans SNLS, nous disposons de 5 à 10 points dans l'intervalle de phase des modèles (autour du maximum). L'ajustement est donc réalisé sur peu de points. C'est le cas par exemple pour SN 06D2cc (cf figure 5.23) dans la bande g où l'ajustement est réalisé sur seulement 3 points pour W7 et DD25. Sur aussi peut de points, il n'est pas raisonnable de tirer une conclusion pour savoir quel modèle est favorisé par les données.



FIGURE 5.23: Comparaison de la courbe de lumière de SN 06D2cc ($z = 0.532 \pm 0.001$) dans la bande g avec les courbes de lumière obtenues à partir : (a) du modèle W7 en rouge ($\chi^2_{\nu} = 0.08$ sur 3 points) et (b) du modèle DD25 en bleu ($\chi^2_{\nu} = 0.79$ sur 3 points). Les points des courbes de lumière modèles (cercles vides) sont interpolés par des B-splines d'ordre 3 (ligne continue) pour évaluer le modèle aux phases observées.

Ces limites techniques influencent l'ajustement des courbes de lumière : les ajustements ne sont pas comparables car ils sont réalisés sur un nombre différents de points et sur une zone différente de la courbe de lumière. Un exemple typique est la courbe de lumière de SN 05D2dw dans la bande r (cf figure 5.24). Le minimum de χ^2_{ν} indique ici que le meilleur ajustement est le modèle DD25 ($\chi^2_{\nu} = 10.8$), alors que visuellement, W7 reproduit mieux les données ($\chi^2_{\nu} = 33.9$) sur la figure 5.24a. Le χ^2_{ν} est artificiellement plus petit pour DD25 car le nombre de points dans l'ajustement est plus petit (7 points pour DD25 contre 8 pour W7). La courbe de lumière de DD25 est moins large et ne s'ajuste que sur la partie décroissante de la courbe de lumière observée. Dans ce genre de cas, nous ne pouvons pas comparer l'ajustement de W7 et de DD25 comme nous l'avons fait pour les spectres.

Avec cette méthode, nous ne sommes pas en mesure de déterminer quel modèle est réellement favorisé par les données. En effet, les problèmes techniques comme l'échantillonnage des courbes de lumière et l'intervalle de phase réduit pour les modèles, ne nous permettent pas une analyse précise. Ainsi, nous ne pouvons pas appliquer directement pour les courbes de lumière une analyse similaire à celle mise en place pour les spectres pour différencier les modèles.



FIGURE 5.24: Comparaison de la courbe de lumière de SN 05D2dw ($z = 0.417 \pm 0.001$) dans la bande r avec les courbes de lumière obtenues à partir : (a) du modèle W7 (en rouge) et (b) du modèle DD25 (en bleu). Les points des courbes de lumière modèles (cercles vides) sont interpolés par des B-splines d'ordre 3 (ligne continue) pour évaluer le modèle aux phases observées.

5.3.1.6 Comparaison des courbes de lumière des deux sous-échantillons

Comme je ne peux pas directement différencier les modèles à partir des courbes de lumière en les comparant aux données, je me base de nouveau sur les deux sous-échantillons spectraux mieux ajustés par W7 (13 spectres) ou par DD25 (8 spectres) définis dans la section 5.3.1.3. Je compare leurs courbes de lumière moyennes pour continuer à caractériser les différences entre les deux sous-échantillons de SNe Ia qui font qu'un modèle est favorisé par rapport à l'autre. Je pourrais ainsi déterminer si les différences spectrales qui m'ont permis de discriminer les modèles, ont un impact sur les courbes de lumière des deux sous-échantillons.

"Courbes de lumière" moyennes synthétiques :

Avant d'inspecter les courbes de lumière moyenne des deux sous-échantillons, je compare les courbes de lumière modèles pour identifier les différences auxquelles nous pouvons nous attendre entre l'échantillon mieux ajusté par W7 et celui mieux reproduit par DD25. Pour chaque redshift des supernovae de l'échantillon observé, je calcule les courbes de lumière modèles en décalant vers le rouge les spectres W7 et DD25. Je détermine alors une "courbe de lumière" moyenne, par pas de 5 jours dans chaque bande à partir des 13 courbes synthétiques W7, et des 8 DD25. Ces courbes de lumières sont calculées dans les bandes g (cf figure 5.25a), r (cf figure 5.25b) et i (cf figure 5.25c) dans le référentiel observé. Je calcule également la dispersion (écart type) pour chaque courbe de lumière moyenne.

Ces courbes de lumière moyennes sont semblables entre les deux modèles compte tenu de la dispersion. Nous remarquons néanmoins une faible différence de pente dans la décroissance des courbes de lumière entre le maximum (0 jour) et environ 25 jours après le maximum : W7 a tendance à décroître plus lentement.



FIGURE 5.25: Comparaison des courbes de lumière moyennes W7 (en rouge) et DD25 (en bleu) dans les bandes g (a), r (b) et i (c). Ces moyennes sont calculées à partir des spectres modèles décalés vers le rouge en utilisant la distribution en *redshift* des spectres observés mieux ajustés par W7 ou par DD25. La dispersion est représentée pour W7 (zone hachurée rouge) et pour DD25 (zone bleue).

Pour quantifier cet effet, je calcule un équivalent du paramètre de décroissance Δm_{15} (introduit dans le chapitre 1) en mesurant le déclin de flux entre le maximum et 15 jours plus tard dans les différentes bandes, que je note Δ_g , Δ_r et Δ_i . J'obtiens ainsi dans la bande $g: \Delta_g(W7) = 0.73$ inférieur à $\Delta_g(DD25) = 0.84$, dans la bande $r: \Delta_r(W7) = 0.58$ inférieur à $\Delta_r(DD25) = 0.70$ et dans la bande $i: \Delta_i(W7) = 0.67$ inférieur à $\Delta_i(DD25) = 0.75$. Nous avions déjà remarqué une tendance similaire en comparant les courbes de lumière brutes sur la figure 5.6. Cela indique que les courbes de lumière W7 ont tendances à avoir un *stretch* plus élevés que DD25 ce qui est en contradiction avec les paramètres photométriques moyens des SNe Ia dont les spectres sont mieux ajusté par W7 ou DD25.

Courbes de lumière moyennes observées :

Pour tester si les observations suivent la tendance des courbes de lumière modèles, une technique similaire est appliquée pour calculer les courbes de lumière moyennes observées. Je calcule les courbes de lumière moyennes correspondant aux spectres mieux ajustés par W7 ou par DD25, en pondérant chaque point par l'erreur observée. J'obtiens ainsi les courbes de lumière moyennes observées dans les bandes g (cf figure 5.26a), r (cf figure 5.26a) et i (cf figure 5.26c) dans le référentiel observé. Pour chaque courbe de lumière moyenne, je calcule également la dispersion et l'erreur sur la moyenne à 1σ (pour chaque point).

Les courbes en g des deux modèles ont une décroissance similaire compte tenu de la dispersion. Dans les bandes r et i nous pouvons remarquer une faible différence de décroissance des courbes de lumière : la courbe de lumière correspondant aux spectres mieux ajustés par W7 décroît plus lentement que pour DD25. La décroissance entre le maximum et 15 jours plus tard est dans la bande $r : \Delta_r(W7) = 0.59$ inférieur à $\Delta_r(DD25) = 0.66$ et dans la bande i : $\Delta_i(W7) = 0.49$ supérieur à $\Delta_i(DD25) = 0.59$.



FIGURE 5.26: Comparaison des courbes de lumière moyennes observées correspondant aux spectres mieux ajustés par W7 (en rouge) ou par DD25 (en bleu) dans les bandes g (a), r (b) et i (c). L'erreur sur la moyenne à 1σ de chaque point (barre d'erreur) et la dispersion (zone hachurée rouge pour W7, et zone bleue pour DD25) sont représentées.

Nous retrouvons avec les observations la tendance mise en évidence dans les courbes de lumière modèles (les différences des décroissances entre W7 et DD25 par bande sont du même ordre de grandeur). De nouveau, cela indique que les SNe Ia dont les spectres sont mieux reproduits par W7 ont tendance à avoir une luminosité qui décroit plus lentement, et donc un *stretch* plus élevé, en contradiction avec les paramètres photométriques des deux sous-échantillons de spectres mieux ajustés W7 ou DD25.

Ainsi, les sous-échantillons de SNe Ia dont les spectres sont mieux ajustés par l'un ou l'autre des modèles présentent des différences au niveau des spectres et des courbes de lumière, qui sont deux observables indépendantes dans SNLS. Les différences dans les courbes de lumière sont faibles et peu significatives : les écarts dans les spectres sont dilués par l'intégration dans de larges bandes photométriques. Les courbes de lumière ne sont pas suffisantes en tant que telles pour différencier les modèles, mais confortent la discrimination réalisées à l'aide des spectres observés.

5.3.2 Échantillon SNF ajusté par les modèles

J'étends l'étude sur les spectres VLT, aux spectres à bas *redshift* de l'expérience SNF pour déterminer si des spectres à haut signal-sur-bruit nous permettent d'aller plus loin dans la confrontation entre données et modèles.

5.3.2.1 Échantillon SNF

J'utilise ici un sous-échantillon parmi les 232 SNe Ia mesurées entre 2004 et 2009 (cf chapitre 2). Ce sous-échantillon fait partie de l'ensemble de 120 SNe Ia SNF exploitables pour la cosmologie (défini dans le chapitre 2). Cet ensemble est divisé équitablement en deux groupes pour les études cosmologiques : un lot d'entraînement et un lot de validation. J'utilise ici le lot d'entrainement qui contient 62 SNe Ia. Plusieurs spectres sont disponibles pour chaque objet : je ne sélectionne que le spectre le plus proche du maximum de luminosité pour chaque SN Ia avec une phase comprise dans l'intervalle $-2.5 < \Phi < 2.5$ jours.

5.3.2.2 Méthodologie

Pour comparer les modèles et les observations, j'applique la même procédure que pour les spectres VLT. Pour chaque spectre observé, les spectres modèles W7 et DD25 sont ajustés chacun leur tour en amplitude par une minimisation de χ^2 . La phase des spectres modèles est de nouveau laissée en paramètre libre. Les SNe Ia SNF étant plus proches que celles de SNLS, l'intervalle en longueur d'onde où le spectre est défini est différent : les spectres vont en moyenne de 3100 Å à 9200 Å dans le référentiel de la supernova. Les modèles seront donc ajustés sur une plus grande gamme spectrale nous permettant de tester le pouvoir discriminant de la partie rouge des spectres.

Comme dans l'analyse avec les spectres VLT, afin de déterminer si un modèle est significativement favorisé par les données, je teste l'hypothèse nulle énoncée dans la section 5.3.1.3: les modèles sont statistiquement équivalents à reproduire les données. Je réalise alors un F-test en appliquant la même coupure que pour les spectres VLT : l'hypothèse est considérée comme fausse si la probabilité de F est inférieure à 5%.

5.3.2.3 Ajustement des modèles sur les spectres SNF

Pour 53 spectres du lot d'entraînement de SNF, la différence entre les modèles est significative $(P(F) < 5\%)^6$. Contrairement à l'analyse avec les spectres VLT où les meilleurs ajustements des spectres VLT étaient répartis entre W7 et DD25, les spectres SNF sont dans 96% des cas mieux ajustés par W7, et seulement deux spectres favorisent DD25. Ces deux spectres sont ceux de SN2007le (cf figure 5.27) et SNF20080707-012 (cf figure 5.28).



FIGURE 5.27: Spectre de SN2007le (en gris) mesuré au maximum ($\Phi = -1.28$ jours) ajusté par : (a) le spectre W7 au maximum (en rouge) et (b) le spectre DD25 au maximum (en bleu). Le meilleur ajustement correspond au spectre DD25 ($\chi^2_{\nu}(DD25) = 362.03$ est inférieur à $\chi^2_{\nu}(W7) = 562.60$).



FIGURE 5.28: Spectre de SNF20080707-012 (en gris) mesuré au maximum ($\Phi = -0.9$ jour) ajusté par : (a) le spectre W7 au maximum (en rouge) et (b) le spectre DD25 2 jours avant le maximum (en bleu). Le meilleur ajustement correspond au spectre DD25 ($\chi^2_{\nu}(DD25) = 1.21$ est inférieur à $\chi^2_{\nu}(W7) = 1.34$).

⁶L'ensemble des spectres du lot d'entraînement de SNF avec le meilleur ajustement W7 et DD25 où P(F) < 5% est disponible dans le document http://supernovae.in2p3.fr/~cellier/PhD/SNF_W7-DD25_Spectre.pdf

En effet, pour SN2007le et SNF20080707-012, le modèle DD25 reproduit mieux les spectres que W7, en particulier le creux du Ca II à 3700 Å. En revanche, nous remarquons que les deux modèles reproduisent mal les deux spectres : dans la partie rouge pour SN2007le (cf figure 5.27) et la zone du Si II à 4000 Å pour SNF20080707-012 (cf figure 5.28).

Pour tous les autres spectres, c'est W7 qui est favorisé par les données. Nous pouvons distinguer différents cas de figure :

• W7 reproduit mieux le spectre sur toute la gamme spectrale, y compris le creux du Ca II. C'est le cas par exemple pour SNF20070820-000 (cf figure 5.29)



FIGURE 5.29: Spectre de SNF20070820-000 (en gris) mesuré au maximum ($\Phi = 0.9$ jour) ajusté par : (a) le spectre W7 au maximum (en rouge) et (b) le spectre DD25 au maximum (en bleu). Le meilleur ajustement correspond au spectre W7 ($\chi^2_{\nu}(W7) = 1.39$ est inférieur à $\chi^2_{\nu}(DD25) = 2.70$).

• W7 reproduit mieux le spectre dans la partie rouge mais pas dans la partie bleue, en particulier le creux du Ca II. C'est par exemple le cas pour le spectre de PTF09dnl (cf figure 5.30). Cela signifie que la partie rouge du spectre est discriminante et détermine dans ce cas quel modèle est favorisé.



FIGURE 5.30: Spectre de PTF09dnl (en gris) mesuré au maximum ($\Phi = -0.7$ jour) ajusté par : (a) le spectre W7 2 jours avant le maximum (en rouge) et (b) le spectre DD25 2 jours avant le maximum (en bleu). Le meilleur ajustement correspond au spectre W7 ($\chi^2_{\nu}(W7) = 137.24$ est inférieur à $\chi^2_{\nu}(DD25) = 143.27$).

Dans les cas où W7 est le meilleur ajustement, nous remarquons systématiquement un décalage vers le bleu du spectre DD25 dans la partie rouge, particulièrement visible dans la zone du Si II à 6150 Å. C'est en effet le cas par exemple pour SNF20070820-000 (cf figure 5.29b) où il y a un décalage de 75 Å et pour PTF09dnl (cf figure 5.30b) avec un décalage de 55 Å entre le creux du SI II à 6150 Å du spectre observé et celui de DD25. Nous retrouvons ici la différence de vitesse d'éjecta prédite par W7 et DD25 au maximum que nous avons mis en évidence dans la section 5.2.3.2. Ainsi, dans la partie rouge, W7 reproduit mieux la vitesse des éjectas des spectres SNF et est donc favorisé par les données.

De plus, comme nous pouvons le remarquer dans tous les exemples donnés ici (cf figure 5.27, 5.28, 5.29 et 5.30), les deux modèles ne reproduisent pas correctement les spectres observés. Cela confirme que ces modèles ne sont pas encore suffisamment réalistes pour reproduire des spectres à haut rapport signal-sur-bruit.

Ainsi, l'ajustement des modèles sur toute la gamme spectrale (de 3100 Å à 9200 Å) nous permet de mettre en évidence le pouvoir discriminant de la partie rouge des spectres. Cette zone est très discriminante et défavorise systématiquement le modèle DD25 : l'impact du creux du calcium que nous avons mis en évidence avec les spectres SNLS n'est plus visible. Deux interprétations sont alors possibles : soit le creux du calcium est réellement une zone discriminante mais son impact dans la différenciation des modèles est masqué par l'effet de la partie rouge du spectre, soit les deux échantillons de SNe Ia SNLS et SNF sont différents et ne sont donc pas ajustés de façon similaire par les modèles. Pour trancher entre ces deux interprétations je reproduis l'analyse de la section 5.3.2.3 avec les spectres SNF dans les mêmes conditions que celle avec les spectres VLT en limitant l'ajustement sur la même zone spectrale.

5.3.2.4 Ajustement dans l'UV des modèles sur les spectres SNF

Je reproduits l'analyse de la section 5.3.2.3 sur le même échantillon de 62 spectres SNF en réduisant la zone spectrale de l'ajustement à l'UV avec $3100 \text{ Å} < \lambda < 5500 \text{ Å}$ (similaire à celle des spectres VLT). J'élimine ici les deux tiers de la séquence spectrale en me concentrant ainsi sur la partie des spectres modèles où les différences sont les plus importantes (cf sections 5.2.3.1 et 5.2.3.2).

En limitant l'ajustement dans l'UV, la répartition des meilleurs ajustement est beaucoup plus équilibrée entre les modèles par rapport à la section 5.3.2.3. D'après le F-Test, la discrimination entre les modèles est significative (P(F) < 5%) pour 48 spectres⁷ : 30 sont mieux ajustés par W7 et 18 par DD25. Cela confirme que la partie rouge des spectres influence l'ajustement des modèles sur les données : la répartition des meilleurs ajustements change en fonction de la zone spectrale utilisée.

Quelques exemples caractéristiques :

Comme pour l'analyse de la section 5.3.1, certains spectres favorisent un modèle par rapport à l'autre. Par exemple, le spectre de SNF20061111-002 mesuré au maximum privilégie le spectre W7 au maximum sur la figure 5.31a au spectre DD25 sur la figure 5.31b.

⁷L'ensemble des spectres du lot d'entraînement de SNF avec le meilleur ajustement W7 et DD25 sur la partie UV où P(F) < 5% est disponible dans le document http://supernovae.in2p3.fr/~cellier/PhD/SNF_W7-DD25_Spectre_UV.pdf



FIGURE 5.31: Spectre de SN20061111-002 (en gris) dans l'UV mesuré au maximum ($\Phi = 0.2$ jour) ajusté par : (a) le spectre W7 au maximum (en rouge) et (b) le spectre DD25 au maximum (en bleu). Le meilleur ajustement correspond au spectre W7 ($\chi^2_{\nu}(W7) = 3.89$ est inférieur à $\chi^2_{\nu}(DD25) = 4.95$).

Il en est de même pour le spectre de SNF20070820-000 (cf figure 5.32) : le modèle W7 reproduit mieux les données que le modèle DD25. Cette SN Ia a déjà été évoqué sur la figure 5.29 avec un ajustement sur toute la gamme spectrale. Dans ce cas précis, l'étendue de la zone spectrale n'influence pas le résultat de l'ajustement et les figures 5.29 et 5.32 sont semblables de $3100 \text{ Å} < \lambda < 5500 \text{ Å}$.



FIGURE 5.32: Spectre de SN20070820-000 (en gris) dans l'UV mesuré au maximum ($\Phi = 0.9$ jour) ajusté par : (a) le spectre W7 au maximum (en rouge) et (b) le spectre DD25 au maximum (en bleu). Le meilleur ajustement correspond au spectre W7 ($\chi^2_{\nu}(W7) = 1.46$ est inférieur à $\chi^2_{\nu}(DD25) = 2.49$).

Au contraire, le spectre de SNF20080920-000 mesuré 1 jour avant le maximum favorise le modèle DD25 2 jours avant le maximum sur la figure 5.33b plutôt que le modèle W7 sur la figure 5.33a. Un autre exemple caractéristique où DD25 devient le meilleur ajustement quand la zone

spectrale est réduite est le spectre de PTF09dnl (cf figure 5.34). En effet, DD25 reproduit mieux ici le creux du Ca II, comme c'était déjà le cas sur la figure 5.30, mais la partie rouge du spectre ne défavorise plus ce modèle.



FIGURE 5.33: Spectre de SNF20080920-000 (en gris) mesuré 1 jours avant le maximum ajusté par : (a) le spectre W7 2 jours avant le maximum (en rouge) et (b) le spectre DD25 2 jours avant le maximum(en bleu). Le meilleur ajustement correspond au spectre DD25 ($\chi^2_{\nu}(DD25) = 12.71$ est inférieur à $\chi^2_{\nu}(W7) = 27.85$).



FIGURE 5.34: Spectre de PTF09dnl (en gris) mesuré au maximum ($\Phi = -0.7$ jours) ajusté par : (a) le spectre W7 2 jours avant le maximum (en rouge) et (b) le spectre DD25 2 jours avant le maximum(en bleu). Le meilleur ajustement correspond au spectre DD25 ($\chi^2_{\nu}(DD25) = 99.24$ est inférieur à $\chi^2_{\nu}(W7) = 228.94$).

Comme dans l'analyse avec les spectres VLT, les spectres SNF présentent une variabilité au niveau du creux du calcium qui permet de favoriser un modèle par rapport à l'autre. Dans tous les cas, nous pouvons remarquer que dans l'UV, comme pour l'ajustement des spectres SNF sur toute la gamme spectrale (cf section 5.3.2.3), même si un modèle s'ajuste mieux que l'autre, ils reproduisent mal les spectres dans l'absolu.

Propriétés photométriques moyennes :

À l'image de l'analyse que j'ai effectuée avec les spectres VLT, je cherche maintenant à caractériser ces deux sous-échantillons et à déterminer pourquoi un modèle est favorisé par rapport à l'autre. Je compare ici les propriétés photométriques moyennes des deux sous-échantillons. Ces paramètres sont déterminées à partir des ajustements SALT2⁸ sur les courbes de lumière :

- l'écart en magnitude entre les deux échantillons, $|\Delta(m_B^{*c})_{SNF}| = 0.044 \pm 0.099$ n'est pas significatif, et moins marquée que dans l'analyse avec les spectres VLT ($|\Delta(m_B^{*c})_{VLT}| = 0.108 \pm 0.069$).
- la différence de stretch ($|\Delta(s)_{SNF}| = 0.052 \pm 0.021$) s'est accentuée par rapport à l'analyse avec les spectres VLT ($|\Delta(s)_{VLT}| = 0.034 \pm 0.033$). De nouveau nous remarquons que les SNe Ia avec un plus petit stretch ont tendance à favoriser en moyenne le modèle W7, et inversement pour DD25. Cette différence reste cependant peu significative compte tenu de l'erreur.
- aucune différence significative de couleur n'est visible entre les deux sous-échantillons $(|\Delta(c)_{SNF}| = 0.023 \pm 0.032)$, comme précédement $(|\Delta(c)_{VLT}| = 0.024 \pm 0.028)$.

Les différences photométriques moyennes sont marginales entre les deux sous-échantillons SNF et sont peu significatives compte tenu de l'erreur. Néanmoins, les tendances sont similaires avec les sous-échantillons VLT mieux reproduits par W7 et par DD25. Ainsi, l'analyse au maximum de luminosité sur la même zone spectrale, nous permet de constituer des sous-échantillons qui ont des tendances photométriques moyennes similaires entre SNLS et SNF. Même si ces tendances sont peut significatives, c'est un signe que l'ajustement des modèles sur les données semblent s'effectuer de façon similaire sur les spectres SNLS et SNF.

Creux du Ca II au maximum :

Pour confirmer si les différences entre les spectres observés qui font qu'un modèle est favorisé par rapport à l'autre, sont les mêmes entre les spectres SNF et SNLS, je me concentre sur l'effet du creux du Ca II. Comme pour l'analyse avec les spectres VLT, le creux d'absorption du Ca II semble jouer un rôle important dans la discrimination des modèles : le modèle qui reproduit le mieux cette raie est le modèle privilégié par les données dans l'UV. En effet, en calculant la largeur équivalente (cf section 5.3.1.4) sur les spectres SNF mieux ajustés par W7 ou DD25, nous remarquons qu'au maximum de luminosité, les spectres mieux ajustés par DD25 ont tendance à avoir une valeur de largeur équivalente EW Ca plus élevée et ceux qui favorisent W7, une valeur de EW Ca plus faible (cf figure 5.35).

L'échantillon SNF dans un intervalle de phase plus réduit que pour les spectres VLT, nous permet de confirmer qu'à une phase donnée, la profondeur du creux du calcium est différente entre les spectres mieux ajustés par W7 et par DD25. Cette subdivision reflète donc une caractéristique spectrale différente au maximum de luminosité entre les deux échantillons de spectres.

 $^{^{8}}$ version de SALT2 de Guy et al. (2010)



FIGURE 5.35: Largeur équivalente du Ca II à 3700 Å au maximum de luminosité pour les 30 spectres SNF observés mieux ajustés dans l'UV par W7 (cercles rouges) et les 18 spectres SNF mieux reproduits par DD25 (triangles bleus). La phase est repérée par rapport au maximum de luminosité et est déterminé par l'ajustement de SALT2 avec une erreur typique de 1 jours).

Subdivision en fonction de EW Ca :

La subdivision entre les spectres mieux ajustés par W7 et ceux mieux ajusté par DD25 se base sur la profondeur du creux du calcium. Les spectres sont ici sur un intervalle en phase plus réduit : les variation du creux du calcium ne sont donc pas attribuées à la phase et reflètent la variabilité des spectres dans cette région. Pour caractériser cette variabilité au niveau du creux du calcium et déterminer si elle est liée à des caractéristiques photométriques au maximum de luminosité, je sépare l'échantillon de 48 spectres SNF étudié ici en fonction de la valeur de EW Ca. Je divise l'échantillon en deux par rapport à la valeur moyenne $\langle EWCa \rangle = 110$ Å. Je construis ainsi la figure 5.36 en fonction des caractéristiques photométriques (couleur et stretch) des SNe Ia. Nous remarquons qu'au maximum de luminosité, la subdivision en fonction de EW Ca ne correspond pas à une subdivision en couleur. De plus, la subdivision en EW Ca ne semble pas correspondre à une subdivision en stretch. En effet, même si les SNe Ia à petit EW Ca ont tendance à avoir en moyenne un stretch plus faible, les deux sous-échantillons se recoupent fortement. Cela nous indique que les différences spectrales au niveau du creux du calcium ne sont pas liées de façon simple à des différences photométriques.

Evolution avec la phase de la proportion de SNe Ia dans les deux sous-échantillons :

Cette analyse sur les spectres SNF a été réalisée pour les spectres mesurés proches du maximum de luminosité. Je reproduis le même ajustement des modèles sur les spectres SNF hors maximum de $-12.5 < \Phi < 12.5$ jours dans 5 intervalles de phases par pas de 5 jours ([-12.5; -7.5], [-7.5; -2.5], [-2.5; 2.5], [2.5; 7.5] et [7.5; 12.5]). J'obtiens ainsi l'évolution de la proportion de SNe Ia dans chacun des deux sous-échantillons mieux ajustés par W7 ou DD25 en fonction de la phase, représentée figure 5.37. Sur cette figure, il apparaît clairement que DD25 est favorisé par des phases précoces et W7 par des phases post-maximums.



FIGURE 5.36: Caractéristiques photométriques (couleur et *stretch*) des SNe Ia SNF en fonction de la largeur équivalente du Ca II à 3700 Å, indépendemment du modèle favorisé : les SNe Ia à grands EW Ca sont représentées par des carrés jaunes, et celles à petits EW Ca par des étoiles vertes.



FIGURE 5.37: Évolution avec la phase de la proportion de spectres SNF mieux ajustés dans l'UV par W7 (en rouge) et par DD25 (en bleu). La phase est repérée par rapport au maximum de luminosité.

Ainsi, avec les figures 5.35 et 5.37, nous retrouvons des résultats similaires à l'analyse avec les spectres VLT. Nous concluons alors que la profondeur du creux du Ca II est discriminante pour les modèles. À une phase donnée, les SNe Ia avec un creux du Ca II plus profond favorisent le modèle DD25, et inversement pour W7. Comme la profondeur du creux de Ca II diminue au cours de la vie de la SN Ia, le modèle favorisé par une supernova change en fonction de la phase. À des phases pré-maximums, le creux prédit par W7 n'est pas assez profond par rapport aux données et DD25 est favorisé. En revanche, après le maximum DD25 prédit une absorption trop profonde par rapport aux spectres observés et W7 est alors privilégié.

5.3.2.5 Conclusion de l'ajustement de W7 et DD25 sur les données SNLS et SNF

En conclusion, ce travail exploratoire sur les modèles a montré que des différences spectrales existent entre deux modèles reposant sur une physique d'explosion différente. Les spectres SNLS et SNF présentent une variabilité au niveau de la profondeur du creux du calcium qui fait qu'un modèle est favorisé par rapport à l'autre dans l'UV. Ainsi les spectres ont le pouvoir de discriminer les modèles entre eux d'une façon similaire dans la partie UV.

L'excellent rapport signal-sur-bruit des données SNF, et son échantillonnage en phase, rend cet échantillon plus discriminant et contraignant pour les modèles. De plus, avec cette qualité de données, les différences avec les modèles sont plus visibles qu'avec les spectres VLT : nous remarquons que globalement les spectres sont mal reproduits par les deux modèles étudiés ici. Cela confirme que les modèles W7 et DD25 ne reproduisent pas la réalité des observations, et que pour espérer mieux reproduire les données, des modèles plus réalistes doivent être utilisés. Dans ce cadre, les deux échantillons SNLS et SNF peuvent être utilisés dans de futures études pour étudier des modèles de formation de SNe Ia plus réalistes, en se focalisant sur le creux du Ca II.

Pour poursuivre cette analyse, une des pistes seraient d'étudier en profondeur différents modèles. En particulier, comme le creux du calcium est influencé par la physique de l'explosion, il faut déterminé les éléments et leur degré d'ionisation qui façonnent cette région du spectre. Ces proportions peuvent ensuite être reliées à des paramètres physiques comme la température ou la densité. Cela nécessite l'utilisation des cartes de ces différents paramètres fournit par le code de transfert radiatif en fonction du temps. Nous pourrions alors remonter aux paramètres physiques directement reliés à la physique de l'explosion et ainsi réduire l'espace des paramètres des modèles. En explorant cet espace, nous pourrions déterminé les paramètres initiaux des modèles responsables des caractéristiques des observations, puis contraindre ces paramètres pour reproduire les observations.

5.4 Une SN Ia observée comme modèle

Pour aller plus loin dans mon étude, j'entame dans cette section une procédure pour utiliser un modèle plus réaliste. Je choisis d'utiliser dans un premier temps directement la SN Ia observée standard SN2011fe (cf section 5.4.1) pour ajuster les spectres SNF. Cette SN Ia a la particularité d'être la plus proche à avoir été observée depuis 25 ans. Elle a donc fait couler beaucoup d'encre, en particulier auprès de la communauté des modélisateurs qui ont ajusté leur modèles sur cette SN Ia et les ont amélioré en reproduisant les observables de SN2011fe (e.g. Röpke et al. 2012). Utiliser cette SN Ia pour ajuster les données SNF de grande qualité me permettra d'identifier les ressemblances et différences entre le spectre d'une SN Ia standard et les autres spectres SNF. Je pourrai ainsi distinguer différents sous-échantillons de spectres ainsi que les zones ou paramètres permettant de les différencier (cf section 5.4.2). Le but est ensuite d'avoir recours aux modèles reproduisant SN2011fe de façon réaliste, en particulier le modèle PHOENIX ajusté par E. Baron, pour déterminer les paramètres importants des modèles qui expliquent ces différences spectrales. Je n'ai pas eu le temps d'aborder ces aspects pendant cette thèse mais j'expose les pistes à suivre pour continuer cette étude dans la section 5.4.3

5.4.1 Une supernova exceptionnellement normale : SN2011fe

La supernova Ia SN2011fe a explosé le 23 août 2011 dans la galaxie M101 à 6.4 Mpc $(z = 0.00080 \pm 0.00001$ Paturel et al. 2003). Elle a été découverte par Nugent et al. (2011) seulement 12 heures après son explosion au télescope PTF (cf figure 5.38). Cette SN Ia est la plus proche mesurée depuis 25 ans. Les suivis spectroscopiques et/ou photométriques se sont multipliés au sol pour l'observer (e.g. Richmond & Smith 2012; Parrent et al. 2012), en particulier l'expérience SNF (Pereira et al., 2013).



FIGURE 5.38: Découverte de SN2011fe au sein de la galaxie M101. Les trois images dans la bande g du télescope PTF ont été prise respectivement de gauche à droite le 23, 24 et 25 août 2011. SN2011fe est désignée par la pointe de la flèche verte et apparaît le 24 août. Image extraite de l'étude de Nugent et al. (2011).

Grâce à ces nombreuses observations de qualité du fait de sa proximité, cette SN Ia a été utilisée dans plusieurs études pour contraindre la physique des SNe Ia et en particulier les modèles de progéniteurs. Par exemple, Bloom et al. (2012) ont contraint le progéniteur primaire à l'origine de cette SN Ia comme étant une étoile à neutron ou une naine blanche. Le compagnon a lui aussi été contraint, par Li et al. (2011) par exemple comme étant une autre naine blanche, une sous-géante ou une étoile de la séquence principale, en excluant les géantes rouges et les étoiles à hélium. Cela est en accord avec l'étude de Röpke et al. (2012) qui favorise un scénario double dégénéré avec la fusion de deux naines blanches.

SNF a suivi cet objet à partir du 26 août 2011 (soit 2.6 jours après l'explosion) et a mesuré 32 spectres de $-15 < \Phi < 97$ jours par rapport au maximum de luminosité (cf figure 5.39). Les paramètres photométriques ont été obtenus à partir de l'ajustement de SALT2 sur les courbes de lumière (Pereira et al., 2013) : $c = -0.066 \pm 0.021$, $x_1 = 0.201 \pm 0.071$ (correspondant à un stretch de $s = 0.969 \pm 0.010$). Tout indique que cette supernova est une SN Ia standard.





FIGURE 5.39: Série temporelle des spectres de SN2011fe mesurée par l'expérience SNF de -15 à 97 jours par rapport au maximum de luminosité. Les spectres sont normalisés puis superposés les uns aux autres en ajoutant une constante pour la lisibilité du graphique. Les césures sur l'axe des phases correspond à des changement de cadences au moment des observations. Image extraite de l'étude de Pereira et al. (2013).

5.4.2 Comparaison de SN2011fe avec les spectres SNF

Je considère le spectre de SN2011fe au maximum de luminosité comme un modèle que j'ajuste sur les autres spectres observés de l'expérience SNF. Il s'agit du spectre indiqué à la phase -0.3 jours sur la figure 5.39.

5.4.2.1 Constitution de l'échantillon

Pour constituer l'échantillon de spectres observés, je sélectionne les SNe Ia parmi les objets SNF exploitables pour la cosmologie (cf chapitre 2). J'exclus les SNe Ia non standard (les SNe Ia Super-Chandra identifiées par Scalzo et al. 2012 pour ne pas polluer l'échantillon avec des objets particuliers. De plus, une coupure en couleur est appliquée (-0.2 < c < 0.2) pour exclure les SNe Ia trop bleues ou rouges. Je sélectionne uniquement un spectre par objet, avec une phase comprise entre $-2.5 < \Phi < 2.5$ jours pour étudier les spectres autour du maximum. Après ces sélections, l'ensemble SNF que j'utiliserai contient 85 spectres. Je note cet échantillon SNF_{max}.

5.4.2.2 Ajustement de SN2011fe sur les spectres SNF_{max}

L'ajustement du spectre de SN2011fe sur les spectres SNF_{max} est réalisé de la même façon que dans la partie 5.3.1.2 : le spectre SN2011fe est ajusté en amplitude par minimisation du χ^2 sur chaque spectre observé. Je calcule également, à chaque longueur d'onde, la différence Δ entre le spectre observé et le spectre de SN2011fe⁹. La supernova SN2011fe étant très proche, l'erreur associée est très faible comparée à celle des autres spectres SNF : l'erreur associée à la différence Δ est alors dominée par celle des spectres observés.

Certains spectres sont très bien ajustés par SN2011fe. C'est la cas de SNF20080810-001 (cf figure 5.40) ou SNF20060621-015 (cf figure 5.41) qui sont deux exemples caractéristiques où les spectres observés se superposent remarquablement bien avec SN2011fe sur tout le domaine spectral.

Dans d'autres cas au contraire, certains spectres sont moins biens ajustés par SN2011fe. Pour PTF09dnl (cf figure 5.42) ou SNF20070330-024 (cf figure 5.43), deux exemples caractéristiques, des différences sont visibles entre les spectres observés et SN2011fe.

En particulier, le creux du Ca II à 3700 Å est plus profond pour PTF09dnl que pour SN2011fe. De plus, un décalage en longueur d'onde existe entre les deux spectres : le spectres observé est décalé vers le bleu par rapport à SN2011fe. Les vitesses d'éjecta sont plus grandes pour ces spectres observés que pour SN2011fe.

⁹L'ensemble des 85 spectres SNF ajustés par SN2011fe est disponible dans le document http://supernovae. in2p3.fr/~cellier/PhD/SNF_SN2011fe_Spectre.pdf



FIGURE 5.40: Spectre de SNF20080810-001 (en bleu) au maximum de luminosité ($\Phi = -0.04$ jours), ajusté par le spectre de SN2011fe (en rouge). La différence des deux spectres (en noir) est représentée en fonction de la longueur d'onde sous le graphique.



FIGURE 5.41: Spectre de SNF20060621-015 (en bleu) au maximum de luminosité ($\Phi = 1.24$ jours), ajusté par le spectre de SN2011fe (en rouge). La différence des deux spectres (en noir) est représentée en fonction de la longueur d'onde sous le graphique.



FIGURE 5.42: Spectre de PTF09dnl (en bleu) au maximum de luminosité ($\Phi = -0.73$ jours), ajusté par le spectre de SN2011fe (en rouge). La différence des deux spectres (en noir) est représentée en fonction de la longueur d'onde sous le graphique.



FIGURE 5.43: Spectre de SNF20070330-024 (en bleu) au maximum de luminosité (Phi = 0.20 jours), ajusté par le spectre de SN2011fe (en rouge). La différence des deux spectres (en noir) est représentée en fonction de la longueur d'onde sous le graphique.

5.4.2.3 Indicateurs spectraux reflétant les différences entre SNe Ia

Deux échantillons de SNe Ia émergent après l'ajustement de SN2011fe : celles qui sont bien reproduites par SN2011fe et les autres qui présentent entre autre un creux du Ca II plus profond et des vitesses d'éjecta plus grandes. Pour quantifier cela, je cherche les paramètres adéquats qui me permettront de distinguer ces deux échantillons. Pour cela, je calcule des indicateurs spectraux sur les spectres ajustés. En particulier, je calcule :

• la distance quadratique moyenne D^2 entre le flux F_{obs} du spectre observé et le celui de SN2011fe, F_{fe} , sur toute la gamme spectrale

$$D^{2} = \frac{1}{ndl} \sum_{i}^{N} (F_{obs}(\lambda_{i}) - A \cdot F_{fe}(\lambda_{i}))^{2}$$

avec N le nombre de point des spectres et A le paramètre d'ajustement de SN2011fe sur le spectre observé. Je préfère cette quantité au χ^2 car étant données les erreurs faibles de certaines spectres SNF, le χ^2 peut être artificiellement élevé. En effet, dans notre cas le χ^2 est dominé par l'erreur des spectres SNF au dénominateur, et non par les différences spectrales entre SN2011fe et les données. En m'affranchissant des erreurs avec la distance quadratique non pondérée, j'ai accès à un paramètre qui rend compte des différences spectrales.

- comme une différence remarquable entre les spectres est la profondeur du creux du Ca II à 3700 Å, je calcule la largeur équivalente de cette raie d'absorption comme expliqué dans la section 5.3.1.4. Pour SN2011fe, cette quantité vaut 97.9 Å au maximum, avec une erreur typique de 2.5 Å en raison de l'excellent rapport signal-sur-bruit du spectre (cf section 5.3.1.4).
- dans les cas où SN2011fe reproduit mal les données, une différence de vitesse des éjectas est visible entre les deux spectres. Pour rendre compte de cette tendance, je calcule la vitesse de la raie de Ca II à 3700 Å. Pour cela je détermine la longueur d'onde du minimum λ_{min} dans le creux du Ca II par une interpolation par B-splines d'ordre 3. En connaissant la longueur d'onde théorique du Ca II, $\lambda_{Ca} = 3934$ Å (Hatano et al., 2002), je calcule la vitesse V_{Ca}

$$V_{Ca} = c \cdot \left(\frac{\lambda_{min}}{\lambda_{Ca}} - 1\right)$$
 pour des vitesses non relativistes

avec c la vitesse de la lumière (en km/s). J'obtiens ainsi la vitesse pour les spectres observés V_{Ca}^{obs} et pour SN2011fe $V_{Ca}^{fe} = -12735$ km/s. Le signe moins indique que la raie est décalée vers le bleu. Mais ce qui nous intéresse ici, c'est la différence de vitesse entre les deux spectres. Ainsi, je calculerai plutôt la différence de vitesse $V_{Ca}^{obs} - V_{Ca}^{fe}$. Ce paramètre est cependant à manier avec précaution étant donnée que des sous-structures existent dans ce creux d'absorption large. En particulier, plusieurs minima peuvent être distinguable comme c'est le cas par exemple pour SNF20070330-024 (cf figure 5.43).

• la différence Δ entre les deux spectres en fonction de la longueur d'onde présente un creux autour de la raie d'absorption du Ca II à 3700 Å quand l'ajustement de SN2011fe ne reproduit pas correctement les données. Plus ce creux est profond, moins le spectre est reproduit par SN2011fe. Je choisis de calculer la valeur minimum de la différence entre les spectres, Δ_{min} pour différentier les SNe Ia entre elles. L'unité de ce paramètre est la même

que le flux (erg/s/cm²/Å). En fonction du décalage en vitesse entre les deux spectres, la longueur d'onde où Δ_{min} est déterminée varie autour de 3700Å.

5.4.2.4 Nouvel indicateur Δ_{min} pour identifier deux sous-échantillons de spectres de SNe Ia

Tous les indicateurs ci-dessus rendent compte des différences entre le spectre SN2011fe et les spectres observés. En coupant selon le paramètre Δ_{min} , j'identifie deux catégories de SNe Ia. En effet, en constituant deux sous-échantillons avec 24 spectres à $\Delta_{min} < -0.3 \text{ erg/s/cm}^2/\text{Å}$ et 61 spectres à $\Delta_{min} \geq -0.3 \text{ erg/s/cm}^2/\text{Å}$ (cf figure 5.44d), les distributions en D^2 (cf figure 5.44a), largeur équivalente (cf figure 5.44b) et en différence de vitesse (cf figure 5.44c) sont différentes pour ces deux sous-échantillons. Les paramètres moyens sont donnés dans le tableau 5.2.

	$\Delta_{min} < -0.3$	$\Delta_{min} \ge -0.3$
Nb Spec	24	61
$\langle \chi^2_{ u} angle$	18.173 ± 7.778	4.068 ± 0.837
$\langle D^2 \rangle \; (\mathrm{erg/s/cm^2/\AA})^2$	0.004 ± 0.001	0.002 ± 0.001
$\langle EWCa \rangle$ (Å)	130.7 ± 4.3	105.9 ± 2.2
$\langle V_{Ca}^{obs} - V_{Ca}^{fe} \rangle \ (\text{km/s})$	-4270.5 ± 484.7	-955.1 ± 195.7
$\langle \Delta_{min} \rangle \; (\mathrm{erg/s/cm^2/\AA})$	-0.407 ± 0.015	-0.134 ± 0.012

TABLE 5.2: Moyennes des indicateurs spectraux pour les spectres SNF_{max} ajustés par SN2011fe en fonction de la valeur de Δ_{min} .

Largeur équivalente : Une différence $\Delta_{min} < -0.3 \text{ erg/s/cm}^2/\text{Å}$ signifie que les différences entre le spectre observé et celui de SN2011fe sont importantes au niveaux du creux du Ca II. Cela peut être dû à une différence de profondeur du creux du Ca II. Les SNe Ia avec $\Delta_{min} < -0.3 \text{ erg/s/cm}^2/\text{Å}$ ont en effet un creux du Ca II plus profond et donc une largeur équivalente EW Ca plus élevée que l'autre échantillon comme le montrent les valeurs de $\langle EWCa \rangle$ à la quatrième ligne du tableau 5.2, ainsi que les distributions sur la figure 5.44b. Ces deux paramètres sont donc liés : la figure 5.45a nous montre clairement la corrélation qui existe entre eux. Ainsi, le paramètre Δ_{min} rend compte des différences de largeurs équivalentes entre les spectres observés des deux sous-échantillons.

Différence de vitesse du creux du Ca II : La différence Δ_{min} peut être due à la combinaison de l'effet de la profondeur du creux du Ca II avec un décalage en longueur d'onde de la raie, autrement dit à un écart en vitesse $V_{Ca}^{obs} - V_{Ca}^{fe}$. En effet, les spectres où la différence de vitesse est faible ont un Δ_{min} plus proche de zéro et donc moins de différence au niveau du creux du Ca II comme l'atteste la cinquième ligne du tableau 5.2 et la figure 5.44c. Comme précédement, une forte corrélation existe entre ces deux paramètres (cf figure 5.45b). Ainsi le paramètre Δ_{min} prend en compte les différences de vitesse entre les spectres.

Distance quadratique : Lorsque les différences sont importantes entre les deux spectres au niveau du Ca II, des différences sont visibles dans d'autres régions spectrales. Par exemple pour PTF09dnl (cf figure 5.42), des écarts entre les spectres sont également visibles au niveau du

creux du Si II à 6150Å. Ainsi, la distance quadratique moyenne sur tout le spectre est élevée quand Δ_{min} est inférieure à -0.3 erg/s/cm²/Å comme le confirme la ligne 3 du tableau 5.2 et la figure 5.44a. De nouveau, Δ_{min} est corrélé avec cet indicateur spectral d'après la figure 5.45c : cela confirme le lien entre ces deux paramètres que nous venons d'évoquer.



FIGURE 5.44: Distributions des indicateurs spectraux : (a) la distance quadratique moyenne entre les spectres observés et SN2011fe, (b) la largeur équivalente des spectres observés, (c) la différence de vitesse de la raie du Ca II entre les observations et SN2011fe et (d) la valeur Δ_{min} . Les SNe Ia bien reproduits par SN2011fe ($\Delta_{min} \ge -0.3 \text{ erg/s/cm}^2/\text{Å}$) sont représentées en bleu et celles mal ajustées par SN2011fe ($\Delta_{min} < -0.3 \text{ erg/s/cm}^2/\text{Å}$) sont en rouge. Les valeurs moyennes sont données dans le tableau 5.2

Ainsi, le paramètre Δ_{min} rend compte des différences entre les spectres bien reproduits par SN2011fe, et ceux pour lesquels l'ajustement n'est pas optimal. Les SNe Ia avec $\Delta_{min} < -0.3$ erg/s/cm²/Å sont les moins bien reproduites par SN2011fe, et inversement. Nous avons donc constitués deux échantillons avec des caractéristiques spectrales différentes.



FIGURE 5.45: Corrélations entre le paramètre de coupure Δ_{min} qui permet de former les deux sous-échantillons, et (a) la largeur équivalente EW Ca des spectres observés, (b) la différence de vitesse $V_{Ca}^{obs} - V_{Ca}^{fe}$ et (c) la distance quadratique moyenne D^2 entre le spectre SN2011fe et les spectres observés.

5.4.2.5 Propriétés photométriques des deux sous-échantillons de SNe Ia

Les deux sous-échantillons de SNe Ia construites sur la base de différences spectrales, ont des propriétés photométriques différences. En effet, en inspectant les paramètres photométriques moyens des deux sous-échantillons dans le tableau 5.3, nous remarquons des différences de couleur, stretch et magnitude m_B^{*c} .

À la première ligne du tableau 5.3, nous observons une différence marginale de couleur entre les deux échantillons. Les deux distributions de la figure 5.46a se chevauchent mais nous remarquons que la queue de distribution plus étalée vers le bleu pour les SNe Ia bien ajustées par SN2011fe. Les SNe Ia bien ajustées par SN2011fe ont donc tendances à être marginalement plus bleues

Utilisation des données SNLS et SNF pour différencier des modèles de formation de SN Ia

	$\Delta_{min} < -0.3$	$\Delta_{min} \ge -0.3$
$\langle c \rangle$	0.059 ± 0.010	0.039 ± 0.008
$\langle s \rangle$	0.995 ± 0.018	0.940 ± 0.011
$\langle m_B^{*c} \rangle$	23.890 ± 0.046	23.946 ± 0.028

TABLE 5.3: Moyennes des paramètres photométriques pour les spectres SNF_{max} ajustés par SN2011fe en fonction de la valeur de Δ_{min} .

Les distributions en stretch sont légèrement différentes (cf figure 5.46b) : les spectres mieux reproduits par SN2011fe ont tendance à avoir un stretch plus faible. Cette tendance est également visible à la ligne 2 du tableau 5.3. Un stretch plus petit signifie une luminosité qui décroît plus rapidement, et donc une SN Ia moins brillante. Cette tendance est visible marginalement à la ligne 3 du tableau 5.3 où la magnitude m_B^{*c} est en moyenne plus élevée pour $\Delta_{min} \geq -0.3$ erg/s/cm²/Å. En effet, sur la figure 5.46c, nous remarquons que les distributions se chevauchent, mais que les SNe Ia bien reproduites par SN2011fe ont tendance à être moins lumineuse.



FIGURE 5.46: Distributions paramètres photométriques Les distributions en couleur (a) et en stretch (b) sont également données. Les SNe Ia bien reproduits par SN2011fe ($\Delta_{min} \ge -0.3$) sont représentées en bleu et celles mal ajustées par SN2011fe ($\Delta_{min} < -0.3$) sont en rouge. Les valeurs moyennes sont données dans le tableau 5.3

Les SNe Ia des deux sous-échantillons au maximum de luminosité semblent représenter deux groupes photométriquement différentes du point de vue du *stretch*, et marginalement différentes en couleur. Cependant, ces tendances moyennes aux niveau des paramètres photométriques sont faibles : de nouveau (cf section 5.3.2.4) la subdivision en fonction des différences au niveau du creux de calcium ne correspond pas à une subdivision claire au niveau des paramètres photométriques.

5.4.3 Premières conclusions et prespectives

Pour conclure, l'utilisation de SN2011fe pour ajuster les spectres SNF permet de constituer deux groupes différents de SNe Ia avec des différences spectrales (au niveau du creux du Ca II). Ces deux échantillons semblent également marginalement différents photométriquement. Les SNe Ia bien reproduites par SN2011fe ont tendance à avoir un *stretch* plus petit, un creux du Ca II moins profond, des vitesses d'éjecta plus faibles et semblent également moins lumineuses. Ces différences peuvent être reliées à une composition en éléments différente étant donné que la luminosité est due à la quantité de ⁵⁶Ni. Les SNe Ia bien reproduites par SN2011fe auraient donc tendance à avoir une plus faible quantité de ⁵⁶Ni. Des coupures supplémentaires sur les autres indicateurs spectraux que j'ai défini dans la section 5.4.2.3, me permettraient d'affiner les deux sous-échantillons constitué à partir de la valeur de Δ_{min} pour aller plus loin dans l'analyse que j'ai effectuée.

Avant de confirmer ou infirmer si les deux sous-échantillons représentent des populations différentes de SNe Ia, il faut reproduire l'analyse à d'autres phases, comme pour l'analyse de la section 5.3.2.4. En effet, précédemment avec les modèles W7 et DD25, la discrimination d'un modèle par rapport à l'autre dépendait de la phase. En reproduisant l'ajustement de SN2011fe avant puis après le maximum, il sera possible de déterminer si les sous-échantillons changent avec la phase, ou si au contraire, des différences spectrales et photométriques persistent, signe qu'il pourrait s'agir de populations distinctes.

L'étape suivante pour poursuivre ce travail pourrait être d'utiliser les modèles de SNe Ia qui reproduisent SN2011fe. Par exemple, le modèle PHOENIX a été ajusté par E. Baron pour reproduire les caractéristiques de cette SN Ia. Autrement dit, ce modèle est capable de reproduire la catégorie de SNe Ia qui s'ajuste bien à SN2011fe que j'ai mis en évidence dans cette section. Le but serait alors de comprendre quels sont les paramètres du modèle responsables des différences spectrales mises en évidence, et comment les modifier pour ajuster l'échantillon non reproduit par SN2011fe. Le travail que j'ai effectué balise le chemin. J'ai en effet mis en évidence l'importance du creux du Ca II dans la constitution de sous-échantillons de SNe Ia différentes spectralement : il faut ainsi se concentrer dans un premier temps sur cette raie et comprendre ce qui est responsable de ces caractéristiques (vitesse et profondeur) et de sa structure (plusieurs minima distincts ou confondus). Cette méthode permettrait de relier les différences entre observables directement aux paramètres initiaux des modèles ou à leur caractéristiques physiques. C'est un pas vers la compréhension de la physique des SNe Ia pour cerner l'origine physique de la variabilité de ces objets afin de mieux les standardiser et réduire les incertitudes systématiques dans les études cosmologiques. Utilisation des données SNLS et SNF pour différencier des modèles de formation de SN Ia

Conclusion

Le travail que j'ai effectué au cours de cette thèse m'a permis de constituer un nouvel échantillon spectroscopique de 67 SNe Ia dont j'ai déterminé la nature et le *redshift*, qui ont été mesurées au VLT dans le cadre de l'expérience SNLS. Ce lot de donné fait l'objet d'une publication en cours de préparation : Cellier-Holzem & the SNLS collaboration (in prep). Ces SNe Ia sont directement intégrées au lot final de spectres de SNLS qui représente aujourd'hui le plus vaste lot de données de qualité à 0.2 < z < 1 sur lequel se basera l'analyse cosmologique finale de SNLS. J'ai ainsi construit un nouvel échantillon de spectres de qualité, avec une soustraction galactique et une calibration maîtrisées, qui est aujourd'hui à la disposition de la communauté scientifiques pour l'étude des SNe Ia.

Mon travail a également consisté à tester l'évolution des propriétés des SNe Ia afin de valider leur utilisation sur une gamme de redshift étendue dans les études cosmologiques. À partir de l'échantillon VLT SNLS que j'ai constitué, j'ai comparé les spectres dans différentes régions en redshift. J'ai ainsi mis en évidence des différences entre les SNe Ia à bas et haut redshift : les creux d'absorption des IME ionisés un fois sont moins profonds à haut redshift. Ce constat est compatible avec des SNe Ia plus brillantes, plus bleue et plus chaude qui ionisent plus les IME à haut redshift. Ces différences spectrales sont liées aux paramètres photométriques : en limitant les différences photométriques, les écarts spectraux sont considérablement réduits. La même tendance a été mis en évidence en comparant les spectres VLT avec des échantillons de SNe Ia prochent du SNF et HST. Cela exclu l'existence d'une évolution intrinsèque des SNe Ia. Les différences de propriétés des SNe Ia en fonction du *redshift* sont compatible avec un effet de sélection des objets les plus brillants en limite de détection du relevé. Nous n'avons pas besoin ici d'invoquer une évolution démographique mais cette étude ne l'exclut pas. Cette étude valide donc l'utilisation des SNe Ia sur une grande gamme en redshift dans les études cosmologiques. L'utilisation des ces échantillons à différents redshift est pourtant limitée car même si aucun biais de calibration des spectres n'est visible, les paramètres photométriques ne sont pas directement comparables d'une expérience à l'autre. L'étape suivante pour poursuivre ce travail est d'aligner les SNe Ia des trois expériences en couleur (paramètre le plus différent entre les trois lots de données) pour confirmer mes conclusions, ou déceler si au contraire, des différences spectrales persistent, signe d'une évolution.

Pour aller plus loin dans notre compréhension des SNe Ia, j'ai réalisé un travail exploratoire en utilisant des modèles de formation de SNe Ia et en les confrontant aux données SNLS VLT et SNF. J'ai ainsi pu déterminer que des modèles reposant sur des physiques d'explosion différentes produisent des observables distinguables. Ces différences sont suffisantes pour que la variabilité des SNe Ia observées (en particulier autour de la raie du Ca II à 3700 Å) permettent de discriminer les modèles entre eux. À partir de cette constatation, j'ai amorcé un travail dans le but d'utiliser un modèle plus réaliste de SN Ia. J'ai pour cela eu recours à la supernova standard SN 2011fe que j'ai ajusté sur les spectres SNF. En déterminant un nouvel indicateur spectral, j'ai pu faire émerger deux sous-échantillons de SNe Ia différentes spectralement (de nouveau au niveau de la raie du Ca II) et légèrement du point de vue photométrique. Ce travail se poursuivra par l'utilisation d'un modèle reproduisant SN2011fe afin de déterminer quels sont les paramètres du modèles responsables des différences spectrales observées, et comment les modifier pour reproduire la variabilité des spectres. En particulier, il faudra se concentrer sur la raie du Ca II pour comprendre les paramètres et phénomènes qui la façonnent et sont responsables de sa profondeur, vitesse et structure. Cela permettrait de relier les observables avec les paramètres initiaux des modèles liés à la physique d'explosion et aux propriétés des SNe Ia, et ainsi améliorer les modèles de formation.

Cette thèse s'inscrit dans la démarche qui vise à mieux comprendre les SNe Ia pour une meilleure standardisation dans les travaux cosmologiques. Cela permettra de réduire les incertitudes systématiques sur les paramètres cosmologiques dans le but de déterminer la nature de l'énergie noire et améliorer notre compréhension de l'univers.

Appendices

Annexe A

Spectres des SNe Ia et SNe Ia* des dernières données SNLS mesurées au VLT

Les spectres des derniers candidats SN Ia de SNLS mesurés au VLT ont été identifiés par la méthode expliquée dans le chapitre 3. Les 69 spectres des supernovae classées en SN Ia, SN Ia \star ou SN Ia-pec sont chacun présentés individuellement dans cette annexe, de la figure A.1 à A.69. Les conditions d'observation, et les résultats de l'identification, de l'estimation du *redshift* et de l'ajustement du modèle spectral de SN Ia de SALT2 sont listés pour chaque supernova dans les tableaux 3.2 et 3.3.

Le nom de chaque spectre est donné dans la légende : il s'agit du nom de la supernova suivi de la date d'acquisition du spectre en nombre de jours écoulés depuis le 1^{er} Janvier 2003. Sur les figures de gauche, le spectre total (supernova + galaxie hôte) est tracé en gris. Le meilleur ajustement du modèle SALT2 est superposé en rouge sans (ligne pointillée) et avec (ligne continue) recalibration. Le meilleur ajustement de modèle de galaxie hôte est indiqué en bleu et le type morphologique correspondant est donné dans la légende, ainsi que l'estimation du redshift et de la phase spectrale (repérée par rapport au maximum de luminosité, dans le référentiel de la supernova). Sur les figures de droite, le modèle de galaxie a été soustrait du spectre observé total pour obtenir uniquement le spectre de la supernova en gris. La galaxie a également été retranchée à l'ajustement SALT2 et pour ainsi fournir le modèle de SN Ia en rouge.

Pour les supernovae SN 05D2le, SN 06D1cm, SN 06D1cx, SN 06D2ag, SN 07D2fy et SN 07D4ed, comme aucun composante galactique n'a été nécessaire pour ajuster les spectres, seulement une figure est présentée avec le spectre observé en gris, et l'ajustement du modèle de SN Ia en rouge (avec et sans recalibration).



FIGURE A.1: Spectre de la SNIa 05D1dx_1013 mesuré à z = 0.58 avec une phase de -8.5 jours. Un modèle de galaxie S0(1) a été soustrait.



FIGURE A.2: Spectre de la SNIa 05D1dx_1046 mesuré à z = 0.58 avec une phase de 12.4 jours. Un modèle de galaxie S0(12) a été soustrait.



FIGURE A.3: Spectre de la SNIa 05D1hm_1063 mesuré à z = 0.587 avec une phase de 4.5 jours. Un modèle de galaxie E(1) a été soustrait.



FIGURE A.4: Spectre de la SNIa 05D1if_1065 mesuré à z=0.763 avec une phase de -5.9 jours. Un modèle de galaxie S0-Sa a été soustrait.



FIGURE A.5: Spectre de la SNIa 05D2le_1065 mesuré à z = 0.700 avec une phase de 5.9 jours. Le meilleur ajustement est obtenu sans composante galactique.



FIGURE A.6: Spectre de la SNIa \star 06D1bg_1330 mesuré à z = 0.76 avec une phase de 8.0 jours. Un modèle de galaxie S0(1) a été soustrait.



FIGURE A.7: Spectre de la SNIa 06D1bo_1330 mesuré à z = 0.62 avec une phase de -3.0 jours. Un modèle de galaxie Sd(1) a été soustrait.



FIGURE A.8: Spectre de la SNIa 06D1cm_1342 mesuré à z = 0.619 avec une phase de 8.3 jours. Le meilleur ajustement est obtenu sans composante galactique.



FIGURE A.9: Spectre de la SNIa 06D1cx_1339 mesuré à z = 0.860 avec une phase de -4.2 jours. Le meilleur ajustement est obtenu sans composante galactique.


FIGURE A.10: Spectre de la SNIa \star 06D1dc_1360 mesuré à z=0.767 avec une phase de 3.8 jours. Un modèle de galaxie E-S0 a été soustrait.



FIGURE A.11: Spectre de la SNIa 06D1dl_1360 mesuré à z = 0.514 avec une phase de -5.2 jours. Un modèle de galaxie E(1) a été soustrait.



FIGURE A.12: Spectre de la SNIa 06D1du_1358 mesuré à z = 0.24 avec une phase de -0.2 jours. Un modèle de galaxie E(1) a été soustrait.



FIGURE A.13: Spectre de la SNIa 06D1eb_1364 mesuré à z = 0.704 avec une phase de -5.2 jours. Un modèle de galaxie Sd(1) a été soustrait.



FIGURE A.14: Spectre de la SNIa 06D1eb_1369 mesuré à z = 0.704 avec une phase de -2.3 jours. Un modèle de galaxie Sd7 a été soustrait.



FIGURE A.15: Spectre de la SNIa 06D1fd_1395 mesuré à z = 0.350 avec une phase de 4.9 jours. Un modèle de galaxie Sd(13) a été soustrait.



FIGURE A.16: Spectre de la SNIa 06D1fx_1413 mesuré à z = 0.524 avec une phase de 6.8 jours. Un modèle de galaxie Sa-Sb a été soustrait.



FIGURE A.17: Spectre de la SNIa 06 D1gl_1417 mesuré à z=0.98 avec une phase de 4.3 jours. Un modèle de galaxie S0-Sa a été sous trait.



FIGURE A.18: Spectre de la SNIa \star 06D1hi_1424 mesuré à z=0.803 avec une phase de -3.3 jours. Un modèle de galaxie E(4) a été soustrait.



FIGURE A.19: Spectre de la SNIa 06D1ix_1447 mesuré à z = 0.65 avec une phase de 3.8 jours. Un modèle de galaxie Sd(1) a été soustrait.



FIGURE A.20: Spectre de la SNIa 06D1jf_1447 mesuré à z = 0.641 avec une phase de 1.5 jours. Un modèle de galaxie Sc(4) a été soustrait.



FIGURE A.21: Spectre de la SNIa 06D1jz_1452 mesuré à z = 0.346 avec une phase de 3.3 jours. Un modèle de galaxie S0(7) a été soustrait.



FIGURE A.22: Spectre de la SNIa 06D1kf_1453 mesuré à z = 0.561 avec une phase de -6.5 jours. Un modèle de galaxie Sd(1) a été soustrait.



FIGURE A.23: Spectre de la SNIa 06D1kg_1477 mesuré à z = 0.32 avec une phase de 6.1 jours. Un modèle de galaxie S0(2) a été soustrait.



FIGURE A.24: Spectre de la SNIa \star 06D1kh_1483 mesuré à z=0.882 avec une phase de 7.3 jours. Un modèle de galaxie E(1) a été soustrait.



FIGURE A.25: Spectre de la SNIa 06D2ag_1121 mesuré à z = 0.310 avec une phase de 4.0 jours. Un modèle de galaxie Le meilleur ajustement est obtenu sans composante galactique.



FIGURE A.26: Spectre de la SNIa \star 06D2bo_1134 mesuré à z=0.82 avec une phase de 2.6 jours. Un modèle de galaxie Sa(1) a été soustrait.



FIGURE A.27: Spectre de la SNIa 06D2hm_1447 mesuré à z = 0.56 avec une phase de 7.9 jours. Un modèle de galaxie Sa(3) a été soustrait.



FIGURE A.28: Spectre de la SNIa 06D2hu_1449 mesuré à z=0.342 avec une phase de 7.2 jours. Un modèle de galaxie E-S0 a été soustrait.



FIGURE A.29: Spectre de la SNIa * 06D2jw_1456 mesuré à z=0.90 avec une phase de -0.1 jours. Un modèle de galaxie $\mathrm{E}(1)$ a été soustrait.



FIGURE A.30: Spectre de la SNIa 06D4ba_1280 mesuré à z = 0.70 avec une phase de 9.2 jours. Un modèle de galaxie Sd(2) a été soustrait.



FIGURE A.31: Spectre de la SNIa 06D4bo_1280 mesuré à z = 0.552 avec une phase de 1.0 jours. Un modèle de galaxie S0-Sb a été soustrait.



FIGURE A.32: Spectre de la SNIa 06D4bw_1279 mesuré à z = 0.732 avec une phase de 5.8 jours. Un modèle de galaxie Sa(1) a été soustrait.



FIGURE A.33: Spectre de la SNIa 06D4gs_1358 mesuré à z = 0.31 avec une phase de -4.2 jours. Un modèle de galaxie E(1) a été soustrait.



FIGURE A.34: Spectre de la SNIa 06D4jh_1413 mesuré à z = 0.566 avec une phase de 3.7 jours. Un modèle de galaxie Sd(2) a été soustrait.



FIGURE A.35: Spectre de la SNIa \star 06D4jt_1418 mesuré à z=0.76 avec une phase de 2.9 jours. Un modèle de galaxie Sd(1) a été soustrait.



FIGURE A.36: Spectre de la SNIa 07D1ab_1483 mesuré à z = 0.328 avec une phase de -0.2 jours. Un modèle de galaxie E(1) a été soustrait.



FIGURE A.37: Spectre de la SNIa 07D1ad_1484 mesuré à z = 0.297 avec une phase de 6.9 jours. Un modèle de galaxie S0(12) a été soustrait.



FIGURE A.38: Spectre de la SNIa-pec $07D1ah_1699$ mesuré à z=0.342 avec une phase de -0.6 jours. Un modèle de galaxie E(1) a été soustrait.



FIGURE A.39: Spectre de la SNIa 07D1bl_1707 mesuré à z = 0.636 avec une phase de 2.0 jours. Un modèle de galaxie E(2) a été soustrait.



FIGURE A.40: Spectre de la SNIa
* $07\mathrm{D1bs}_1711$ mesuré à z=0.617 avec une phase de
 0.7jours. Un modèle de galaxie Sa-Sb a été soustrait.



FIGURE A.41: Spectre de la SNIa 07D1bu_1711 mesuré à z = 0.626 avec une phase de -2.8 jours. Un modèle de galaxie Sd(5) a été soustrait.



FIGURE A.42: Spectre de la SNIa 07D1by_1715 mesuré à z = 0.73 avec une phase de -0.5 jours. Un modèle de galaxie Sd(1) a été soustrait.



FIGURE A.43: Spectre de la SNIa \star 07D1ca_1719 mesuré à z=0.835 avec une phase de 1.4 jours. Un modèle de galaxie Sa(1) a été soustrait.



FIGURE A.44: Spectre de la SNIa 07D1cc_1719 mesuré à z = 0.853 avec une phase de 1.2 jours. Un modèle de galaxie Sa-Sb a été soustrait.



FIGURE A.45: Spectre de la SNIa \star 07D1cd_1724 mesuré à z=0.873 avec une phase de 4.1 jours. Un modèle de galaxie S0-Sa a été soustrait.



FIGURE A.46: Spectre de la SNIa 07D1cf_1723 mesuré à z = 0.500 avec une phase de -8.4 jours. Un modèle de galaxie E(1) a été soustrait.



FIGURE A.47: Spectre de la SNIa 07D2aa_1487 mesuré à z = 0.899 avec une phase de -1.9 jours. Un modèle de galaxie S0(12) a été soustrait.



FIGURE A.48: Spectre de la SNIa 07D2ae_1485 mesuré à z = 0.501 avec une phase de 1.7 jours. Un modèle de galaxie S0(1) a été soustrait.



FIGURE A.49: Spectre de la SNIa 07D2ag_1485 mesuré à z = 0.25 avec une phase de -2.6 jours. Un modèle de galaxie S0(5) a été soustrait.



FIGURE A.50: Spectre de la SNIa 07D2ah_1486 mesuré à z = 0.780 avec une phase de -3.8 jours. Un modèle de galaxie S0(1) a été soustrait.



FIGURE A.51: Spectre de la SNIa \star 07D2aw_1515 mesuré à z=0.610 avec une phase de 10.0 jours. Un modèle de galaxie E(1) a été soustrait.



FIGURE A.52: Spectre de la SNIa 07D2bd_1510 mesuré à z = 0.572 avec une phase de 2.1 jours. Un modèle de galaxie Sa-Sb a été soustrait.



FIGURE A.53: Spectre de la SNIa \star 07D2be_1510 mesuré à z=0.793 avec une phase de 7.0 jours. Un modèle de galaxie Sc(1) a été soustrait.



FIGURE A.54: Spectre de la SNIa 07D2bi_1514 mesuré à z = 0.551 avec une phase de 0.9 jours. Un modèle de galaxie S0(1) a été soustrait.



FIGURE A.55: Spectre de la SNIa 07D2bq_1518 mesuré à z = 0.535 avec une phase de -3.5 jours. Un modèle de galaxie E(1) a été soustrait.



FIGURE A.56: Spectre de la SNIa 07D2cb_1536 mesuré à z = 0.694 avec une phase de 1.8 jours. Un modèle de galaxie Sd(1) a été soustrait.



FIGURE A.57: Spectre de la SNIa \star 07D2cq_1539 mesuré à z=0.746 avec une phase de 1.1 jours. Un modèle de galaxie $\mathrm{E}(2)$ a été soustrait.



FIGURE A.58: Spectre de la SNIa
* $07\mathrm{D2ct}_1540$ mesuré à z=0.94 avec une phase de 1.9 jours. Un modèle de galaxie Sa-S
b a été soustrait.



FIGURE A.59: Spectre de la SNIa 07D2du_1570 mesuré à z = 0.538 avec une phase de -1.4 jours. Un modèle de galaxie E(1) a été soustrait.



FIGURE A.60: Spectre de la SNIa 07D2fy_1596 mesuré à z = 0.72 avec une phase de 0.3 jours. Le meilleur ajustement est obtenu sans composante galactique.



FIGURE A.61: Spectre de la SNIa 07D2fz_1596 mesuré à z = 0.743 avec une phase de -1.4 jours. Un modèle de galaxie E-S0 a été soustrait.



FIGURE A.62: Spectre de la SNIa 07D4aa_1630 mesuré à z = 0.207 avec une phase de 13.9 jours. Un modèle de galaxie Sb-Sc a été soustrait.



FIGURE A.63: Spectre de la SNIa \star 07D4cy_1694 mesuré à z=0.456 avec une phase de -0.1 jours. Un modèle de galaxie Sd(9) a été soustrait.



FIGURE A.64: Spectre de la SNIa \star 07D4dp_1713 mesuré à z=0.743 avec une phase de -1.8 jours. Un modèle de galaxie Sd(11) a été soustrait.



FIGURE A.65: Spectre de la SNIa 07D4dq_1713 mesuré à z = 0.554 avec une phase de 1.9 jours. Un modèle de galaxie E(3) a été soustrait.



FIGURE A.66: Spectre de la SNIa 07D4dr_1713 mesuré à z = 0.772 avec une phase de 2.2 jours. Un modèle de galaxie E(4) a été soustrait.



FIGURE A.67: Spectre de la SNIa 07D4ec_1722 mesuré à z = 0.653 avec une phase de -4.0 jours. Un modèle de galaxie Sa-Sb a été soustrait.



FIGURE A.68: Spectre de la SNIa 07D4ed_1731 mesuré à z = 0.52 avec une phase de -1.5 jours. Un modèle de galaxie Le meilleur ajustement est obtenu sans composante galactique.



FIGURE A.69: Spectre de la SNIa 07D4ei_1725 mesuré à z = 0.37 avec une phase de -6.7 jours. Un modèle de galaxie S0(1) a été soustrait.

Bibliographie

- Aldering, G., Adam, G., Antilogus, P., et al. (2002), *Overview of the Nearby Supernova Factory*, Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. J. A. Tyson & S. Wolff, Vol. 4836, 61–72
- Aldering, G., Antilogus, P., Bailey, S., et al. (2006), Nearby Supernova Factory Observations of SN 2005gj : Another Type Ia Supernova in a Massive Circumstellar Envelope, ApJ, 650, 510
- Arnett, W. D. (1969), A Possible Model of Supernovae : Detonation of ¹²C, Ap&SS, 5, 180
- Arsenijevic, V., Fabbro, S., Mourão, A. M., & Rica da Silva, A. J. (2008), Diversity of supernovae Ia determined using equivalent widths of Si II 4000, A&A, 492, 535
- Astier, P., Guy, J., Regnault, N., et al. (2006), The Supernova Legacy Survey : measurement of Ω_M, Ω_Λ and w from the first year data set, A&A, 447, 31
- Bacon, R., Adam, G., Baranne, A., et al. (1995), 3D spectrography at high spatial resolution. I. Concept and realization of the integral field spectrograph TIGER., A&AS, 113, 347
- Bailey, S., Aldering, G., Antilogus, P., et al. (2009), Using spectral flux ratios to standardize SN Ia luminosities, A&A, 500, L17
- Bailey, S., Aragon, C., Romano, R., et al. (2008), Object classification at the Nearby Supernova Factory, Astronomische Nachrichten, 329, 292
- Balland, C., Baumont, S., Basa, S., et al. (2009), The ESO/VLT 3rd year Type Ia supernova data set from the supernova legacy survey, A&A, 507, 85
- Balland, C., Mouchet, M., Amanullah, R., et al. (2007), Spectroscopic observations of eight supernovae at intermediate redshift, A&A, 464, 827
- Balland, C., Mouchet, M., Pain, R., et al. (2006), Spectroscopy of twelve type Ia supernovae at intermediate redshift, A&A, 445, 387
- Baumont, S., Balland, C., Astier, P., et al. (2008), PHotometry Assisted Spectral Extraction (PHASE) and identification of SNLS supernovae, A&A, 491, 567
- Bazin, G., Ruhlmann-Kleider, V., Palanque-Delabrouille, N., et al. (2011), *Photometric selection* of Type Ia supernovae in the Supernova Legacy Survey, A&A, 534, A43
- Benetti, S., Cappellaro, E., Mazzali, P. A., et al. (2005), *The Diversity of Type Ia Supernovae : Evidence for Systematics*?, ApJ, 623, 1011
- Bertin, E. & Arnouts, S. (1996), SExtractor: Software for source extraction., A&AS, 117, 393

Bessell, M. S. (1990), UBVRI passbands, PASP, 102, 1181

- Betoule, M., Marriner, J., Regnault, N., et al. (2013), Improved photometric calibration of the SNLS and the SDSS supernova surveys, A&A, 552, A124
- Blondin, S., Kasen, D., Röpke, F. K., Kirshner, R. P., & Mandel, K. S. (2011), Confronting 2D delayed-detonation models with light curves and spectra of Type Ia supernovae, MNRAS, 417, 1280
- Blondin, S. & Tonry, J. L. (2007), *Determining the Type, Redshift, and Age of a Supernova* Spectrum, ApJ, 666, 1024
- Bloom, J. S., Kasen, D., Shen, K. J., et al. (2012), A Compact Degenerate Primary-star Progenitor of SN 2011fe, ApJ, 744, L17
- Bohlin, R. C. & Gilliland, R. L. (2004), Absolute Flux Distribution of the SDSS Standard BD +17deg4708, AJ, 128, 3053
- Bongard, S., Baron, E., Smadja, G., Branch, D., & Hauschildt, P. H. (2006), *Type Ia Supernova* Spectral Line Ratios as Luminosity Indicators, ApJ, 647, 513
- Bongard, S., Soulez, F., Thiébaut, É., & Pecontal, É. (2011), 3D deconvolution of hyper-spectral astronomical data, MNRAS, 418, 258
- Boulade, O., Charlot, X., Abbon, P., et al. (2003), MegaCam : the new Canada-France-Hawaii Telescope wide-field imaging camera, Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, Vol. 4841, 72–81
- Branch, D., Baron, E., & Jeffery, D. J. (2001), *Optical Spectra of Supernovae*, ArXiv Astrophysics e-prints
- Branch, D., Dang, L. C., Hall, N., et al. (2006), Comparative Direct Analysis of Type Ia Supernova Spectra. II. Maximum Light, PASP, 118, 560
- Branch, D., Lacy, C. H., McCall, M. L., et al. (1983), *The Type I supernova 1981b in NGC 4536* - *The first 100 days*, ApJ, 270, 123
- Bronder, T. J., Hook, I. M., Astier, P., et al. (2008), *SNLS spectroscopy : testing for evolution* in type Ia supernovae, A&A, 477, 717
- Buton, C. (2009), PhD thesis, Université C. Bernard, Lyon 1, http://tel.archives-ouvertes. fr/tel-00465853
- Buton, C., Copin, Y., Aldering, G., et al. (2013), Atmospheric extinction properties above Mauna Kea from the Nearby SuperNova Factory spectro-photometric data set, A&A, 549, A8
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. (1989), The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction, ApJ, 345, 245
- Cellier-Holzem, F. & the SNLS collaboration (in prep), SNLS 5yrs spectroscopy : the VLT final year Type Ia supernova data set
- CFHT, Canada-France-Hawaii Telescope web site, http://www.cfht.hawaii.edu/

Chandrasekhar, S. (1931), The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs, ApJ, 74, 81

- Childress, M., Aldering, G., Antilogus, P., et al. (2013), Host Galaxies of Type Ia Supernovae from the Nearby Supernova Factory, ApJ, 770, 107
- Chotard, N. (2011), PhD thesis, Université C. Bernard, Lyon 1, http://tel. archives-ouvertes.fr/tel-00660289/
- Chotard, N., Gangler, E., Aldering, G., et al. (2011), *The reddening law of type Ia supernovae : separating intrinsic variability from dust using equivalent widths*, A&A, 529, L4
- Conley, A., Guy, J., Sullivan, M., et al. (2011), Supernova Constraints and Systematic Uncertainties from the First Three Years of the Supernova Legacy Survey, ApJS, 192, 1
- Conley, A., Sullivan, M., Hsiao, E. Y., et al. (2008), SiFTO : An Empirical Method for Fitting SN Ia Light Curves, ApJ, 681, 482
- Contreras, C., Hamuy, M., Phillips, M. M., et al. (2010), *The Carnegie Supernova Project : First* Photometry Data Release of Low-Redshift Type Ia Supernovae, AJ, 139, 519
- Cooke, J., Ellis, R. S., Sullivan, M., et al. (2011), Hubble Space Telescope Studies of Nearby Type Ia Supernovae : The Mean Maximum Light Ultraviolet Spectrum and its Dispersion, ApJ, 727, L35
- Efron, B. (1982), The Jackknife, the Bootstrap and other resampling plans
- Elias, J. H., Matthews, K., Neugebauer, G., & Persson, S. E. (1985), Type I supernovae in the infrared and their use as distance indicators, ApJ, 296, 379
- Ellis, R. S., Sullivan, M., Nugent, P. E., et al. (2008), Verifying the Cosmological Utility of Type Ia Supernovae : Implications of a Dispersion in the Ultraviolet Spectra, ApJ, 674, 51
- Fakhouri, H. K. & SNLS collaboration (in prep), Keck Spectroscopy of Supernovae from the Supernova Legacy Survey
- Filippenko, A. V., Richmond, M. W., Branch, D., et al. (1992)a, The subluminous, spectroscopically peculiar type IA supernova 1991bg in the elliptical galaxy NGC 4374, AJ, 104, 1543
- Filippenko, A. V., Richmond, M. W., Matheson, T., et al. (1992)b, The peculiar Type IA SN 1991T - Detonation of a white dwarf?, ApJ, 384, L15
- Fioc, M. & Rocca-Volmerange, B. (1997), *PEGASE* : a UV to NIR spectral evolution model of galaxies. Application to the calibration of bright galaxy counts., A&A, 326, 950
- Fioc, M. & Rocca-Volmerange, B. (1999), *PEGASE.2, a metallicity-consistent spectral evolution model of galaxies : the documentation and the code*, ArXiv Astrophysics e-prints
- Foley, R. J., Filippenko, A. V., Aguilera, C., et al. (2008a), Constraining Cosmic Evolution of Type Ia Supernovae, ApJ, 684, 68
- Foley, R. J., Filippenko, A. V., & Jha, S. W. (2008b), Luminosity Indicators in the Ultraviolet Spectra of Type Ia Supernovae, ApJ, 686, 117

- Foley, R. J., Filippenko, A. V., Kessler, R., et al. (2012), A Mismatch in the Ultraviolet Spectra between Low-redshift and Intermediate-redshift Type Ia Supernovae as a Possible Systematic Uncertainty for Supernova Cosmology, AJ, 143, 113
- Forbes, D. A. & Ponman, T. J. (1999), On the relationship between age and dynamics in elliptical galaxies, MNRAS, 309, 623
- Fourmanoit, N. (2010), PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, http://tel. archives-ouvertes.fr/tel-00587450/
- Friedmann, A. (1922), Über die Krümmung des Raumes, Zeitschrift fur Physik, 10, 377
- Fukugita, M., Ichikawa, T., Gunn, J. E., et al. (1996), The Sloan Digital Sky Survey Photometric System, AJ, 111, 1748
- Glazebrook, K. & Bland-Hawthorn, J. (2001), Microslit Nod-Shuffle Spectroscopy : A Technique for Achieving Very High Densities of Spectra, PASP, 113, 197
- Goldhaber, G., Groom, D. E., Kim, A., et al. (2001), Timescale Stretch Parameterization of Type Ia Supernova B-Band Light Curves, ApJ, 558, 359
- Gray, D. F. (2005), The Observation and Analysis of Stellar Photospheres
- Guy, J., Astier, P., Baumont, S., et al. (2007), *SALT2* : using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators, A&A, 466, 11
- Guy, J., Astier, P., Nobili, S., Regnault, N., & Pain, R. (2005), *SALT : a spectral adaptive light curve template for type Ia supernovae*, A&A, 443, 781
- Guy, J., Sullivan, M., Conley, A., et al. (2010), The Supernova Legacy Survey 3-year sample : Type Ia supernovae photometric distances and cosmological constraints, A&A, 523, A7
- Hachinger, S., Mazzali, P. A., & Benetti, S. (2006), Exploring the spectroscopic diversity of Type Ia supernovae, MNRAS, 370, 299
- Hamuy, M., Phillips, M. M., Suntzeff, N. B., et al. (1996), BVRI Light Curves for 29 Type IA Supernovae, AJ, 112, 2408
- Hansen, C. J. & Wheeler, J. C. (1969), A Calculation of a White Dwarf Supernova, Ap&SS, 3, 464
- Hatano, K., Branch, D., Qiu, Y. L., et al. (2002), On the spectrum of the peculiar type Ia supernova 1997br and the nature of SN 1991T-like events, New A, 7, 441
- Hauschildt, P. H. & Baron, E. (1999), Numerical solution of the expanding stellar atmosphere problem., Journal of Computational and Applied Mathematics, 109, 41
- Hicken, M., Challis, P., Jha, S., et al. (2009), CfA3 : 185 Type Ia Supernova Light Curves from the CfA, ApJ, 700, 331
- Hoeflich, P., Wheeler, J. C., & Thielemann, F. K. (1998), Type IA Supernovae : Influence of the Initial Composition on the Nucleosynthesis, Light Curves, and Spectra and Consequences for the Determination of Omega M and Lambda, ApJ, 495, 617

- Höflich, P., Gerardy, C. L., Fesen, R. A., & Sakai, S. (2002), Infrared Spectra of the Subluminous Type Ia Supernova SN 1999by, ApJ, 568, 791
- Holtzman, J. A., Marriner, J., Kessler, R., et al. (2008), *The Sloan Digital Sky Survey-II : Photometry and Supernova IA Light Curves from the 2005 Data*, AJ, 136, 2306
- Hook, I. M., Howell, D. A., Aldering, G., et al. (2005), Spectra of High-Redshift Type Ia Supernovae and a Comparison with Their Low-Redshift Counterparts, AJ, 130, 2788
- Hook, I. M., Jørgensen, I., Allington-Smith, J. R., et al. (2004), The Gemini-North Multi-Object Spectrograph : Performance in Imaging, Long-Slit, and Multi-Object Spectroscopic Modes, PASP, 116, 425
- Horne, K. (1986), An optimal extraction algorithm for CCD spectroscopy, PASP, 98, 609
- Howell, D. A., Conley, A., Della Valle, M., et al. (2009), SN Science 2010-2020, Proceedings of the astro2010 : The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey, Vol. 2010, 135
- Howell, D. A. & Legacy Survey, S. (2012), Two Ultraluminous SNe at z 1.6 from the Supernova Legacy Survey, Proceedings of the American Astronomical Society Meeting Abstracts #219, Vol. 219, 203.05
- Howell, D. A., Sullivan, M., Conley, A., & Carlberg, R. (2007), Predicted and Observed Evolution in the Mean Properties of Type Ia Supernovae with Redshift, ApJ, 667, L37
- Howell, D. A., Sullivan, M., Perrett, K., et al. (2005), Gemini Spectroscopy of Supernovae from the Supernova Legacy Survey : Improving High-Redshift Supernova Selection and Classification, ApJ, 634, 1190
- Hsiao, E. Y., Conley, A., Howell, D. A., et al. (2007), K-Corrections and Spectral Templates of Type Ia Supernovae, ApJ, 663, 1187
- Iben, Jr., I. & Tutukov, A. V. (1984), Supernovae of type I as end products of the evolution of binaries with components of moderate initial mass (M not greater than about 9 solar masses), ApJS, 54, 335
- Ivanova, L. N., Imshennik, V. S., & Chechetkin, V. M. (1974), Pulsation regime of the thermonuclear explosion of a star's dense carbon core, Ap&SS, 31, 497
- Iwamoto, K., Brachwitz, F., Nomoto, K., et al. (1999), Nucleosynthesis in Chandrasekhar Mass Models for Type IA Supernovae and Constraints on Progenitor Systems and Burning-Front Propagation, ApJS, 125, 439
- Jack, D., Hauschildt, P. H., & Baron, E. (2011), Theoretical light curves of type Ia supernovae, A&A, 528, A141
- Jha, S., Kirshner, R. P., Challis, P., et al. (2006), UBVRI Light Curves of 44 Type Ia Supernovae, AJ, 131, 527
- Jha, S., Riess, A. G., & Kirshner, R. P. (2007), Improved Distances to Type Ia Supernovae with Multicolor Light-Curve Shapes : MLCS2k2, ApJ, 659, 122
- Kasen, D., Röpke, F. K., & Woosley, S. E. (2009), The diversity of type Ia supernovae from broken symmetries, Nature, 460, 869

- Kasen, D., Thomas, R. C., & Nugent, P. (2006), Time-dependent Monte Carlo Radiative Transfer Calculations for Three-dimensional Supernova Spectra, Light Curves, and Polarization, ApJ, 651, 366
- Kelly, P. L., Hicken, M., Burke, D. L., Mandel, K. S., & Kirshner, R. P. (2010), Hubble Residuals of Nearby Type Ia Supernovae are Correlated with Host Galaxy Masses, ApJ, 715, 743
- Kessler, R., Becker, A. C., Cinabro, D., et al. (2009), First-Year Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Results : Hubble Diagram and Cosmological Parameters, ApJS, 185, 32
- Kessler, R., Guy, J., Marriner, J., et al. (2013), Testing Models of Intrinsic Brightness Variations in Type Ia Supernovae and Their Impact on Measuring Cosmological Parameters, ApJ, 764, 48
- Khokhlov, A. M. (1991), Nucleosynthesis in delayed detonation models of Type IA supernovae, A&A, 245, L25
- Kinney, A. L., Calzetti, D., Bohlin, R. C., et al. (1996), Template Ultraviolet to Near-Infrared Spectra of Star-forming Galaxies and Their Application to K-Corrections, ApJ, 467, 38
- Kirshner, R. P., Jeffery, D. J., Leibundgut, B., et al. (1993), SN 1992A : Ultraviolet and Optical Studies Based on HST, IUE, and CTIO Observations, ApJ, 415, 589
- Knop, R. A., Aldering, G., Amanullah, R., 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, 102
- Kourkchi, E., Khosroshahi, H. G., Carter, D., et al. (2012), *Dwarf galaxies in the Coma cluster* - *I. Velocity dispersion measurements*, MNRAS, 420, 2819
- Kromer, M. & Sim, S. A. (2009), Time-dependent three-dimensional spectrum synthesis for Type Ia supernovae, MNRAS, 398, 1809
- Lampeitl, H., Smith, M., Nichol, R. C., et al. (2010), The Effect of Host Galaxies on Type Ia Supernovae in the SDSS-II Supernova Survey, ApJ, 722, 566
- Landolt, A. U. (1992), UBVRI photometric standard stars in the magnitude range 11.5-16.0 around the celestial equator, AJ, 104, 340
- Landolt, A. U. & Uomoto, A. K. (2007), Optical Multicolor Photometry of Spectrophotometric Standard Stars, AJ, 133, 768
- Lantz, B., Aldering, G., Antilogus, P., et al. (2004), SNIFS : a wideband integral field spectrograph with microlens arrays, Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. L. Mazuray, P. J. Rogers, & R. Wartmann, Vol. 5249, 146–155
- Larson, D., Dunkley, J., Hinshaw, G., et al. (2011), Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Power Spectra and WMAP-derived Parameters, ApJS, 192, 16
- Law, N. M., Kulkarni, S. R., Dekany, R. G., et al. (2009), *The Palomar Transient Factory : System Overview, Performance, and First Results*, PASP, 121, 1395

- 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, 966
- Li, W., Bloom, J. S., Podsiadlowski, P., et al. (2011), *Exclusion of a luminous red giant as a companion star to the progenitor of supernova SN 2011fe*, Nature, 480, 348
- Li, W., Filippenko, A. V., & Riess, A. G. (2001), Monte Carlo Simulations of Type IA Supernova Observations in Supernova Surveys, ApJ, 546, 719
- Lidman, C., Howell, D. A., Folatelli, G., et al. (2005), *Spectroscopic confirmation of high-redshift* supernovae with the ESO VLT., A&A, 430, 843
- Maeda, K., Benetti, S., Stritzinger, M., et al. (2010), An asymmetric explosion as the origin of spectral evolution diversity in type Ia supernovae, Nature, 466, 82
- Magnier, E. A. & Cuillandre, J.-C. (2004), The Elixir System : Data Characterization and Calibration at the Canada-France-Hawaii Telescope, PASP, 116, 449
- Maguire, K., Sullivan, M., Ellis, R. S., et al. (2012), Hubble Space Telescope studies of low-redshift Type Ia supernovae : evolution with redshift and ultraviolet spectral trends, MNRAS, 426, 2359
- Malmquist, K. G. (1936), Investigations on the stars in high galactic latitudes II. Photographic magnitudes and colour indices of about 4500 stars near the north galactic pole, Stockholms Observatoriums Annaler, 12, 7
- Mannucci, F., Della Valle, M., & Panagia, N. (2006), Two populations of progenitors for Type Ia supernovae?, MNRAS, 370, 773
- Matheson, T., Kirshner, R. P., Challis, P., et al. (2008), Optical Spectroscopy of Type ia Supernovae, AJ, 135, 1598
- Mazzali, P. A., Röpke, F. K., Benetti, S., & Hillebrandt, W. (2007), A Common Explosion Mechanism for Type Ia Supernovae, Science, 315, 825
- Minkowski, R. (1941), Spectra of Supernovae, PASP, 53, 224
- Moffat, A. F. J. (1969), A Theoretical Investigation of Focal Stellar Images in the Photographic Emulsion and Application to Photographic Photometry, A&A, 3, 455
- Mosher, J. & JLA collaboration (in prep), *Light-curve fitter biases*
- Munari, U. & Zwitter, T. (1997), Equivalent width of NA I and K I lines and reddening., A&A, 318, 269
- Nomoto, K., Sugimoto, D., & Neo, S. (1976), Carbon deflagration supernova, an alternative to carbon detonation, Ap&SS, 39, L37
- Nomoto, K., Thielemann, F.-K., & Yokoi, K. (1984), Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III Carbon deflagration supernovae, ApJ, 286, 644
- Nordin, J., Östman, L., Goobar, A., et al. (2011), Evidence for a Correlation Between the Si II $\lambda 4000$ Width and Type Ia Supernova Color, ApJ, 734, 42
- Nugent, P., Kim, A., & Perlmutter, S. (2002), K-Corrections and Extinction Corrections for Type Ia Supernovae, PASP, 114, 803

- Nugent, P., Phillips, M., Baron, E., Branch, D., & Hauschildt, P. (1995), Evidence for a Spectroscopic Sequence among Type 1a Supernovae, ApJ, 455, L147
- Nugent, P. E., Sullivan, M., Cenko, S. B., et al. (2011), Supernova SN 2011fe from an exploding carbon-oxygen white dwarf star, Nature, 480, 344
- Pakmor, R., Kromer, M., Röpke, F. K., et al. (2010), Sub-luminous type Ia supernovae from the mergers of equal-mass white dwarfs with mass ~0.9M_{solar}, Nature, 463, 61
- Parrent, J. T., Howell, D. A., Friesen, B., et al. (2012), Analysis of the Early-time Optical Spectra of SN 2011fe in M101, ApJ, 752, L26
- Patat, F., Benetti, S., Cappellaro, E., et al. (1996), The type IA supernova 1994D in NGC 4526 : the early phases, MNRAS, 278, 111
- Paturel, G., Theureau, G., Bottinelli, L., et al. (2003), HYPERLEDA. II. The homogenized HI data, A&A, 412, 57
- Percival, W. J., Reid, B. A., Eisenstein, D. J., et al. (2010), Baryon acoustic oscillations in the Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 galaxy sample, MNRAS, 401, 2148
- Pereira, R. (2008), PhD thesis, Université D. Diderot, Paris 7, http://tel. archives-ouvertes.fr/tel-00372504/en/
- Pereira, R., Thomas, R. C., Aldering, G., et al. (2013), Spectrophotometric time series of SN 2011fe from the Nearby Supernova Factory, A&A, 554, A27
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al. (1999), Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae, ApJ, 517, 565
- Perlmutter, S., Gabi, S., Goldhaber, G., et al. (1997), Measurements of the Cosmological Parameters Omega and Lambda from the First Seven Supernovae at Z = 0.35, ApJ, 483, 565
- Perrett, K., Balam, D., Sullivan, M., et al. (2010), Real-time Analysis and Selection Biases in the Supernova Legacy Survey, AJ, 140, 518
- Phillips, M. M. (1993), The absolute magnitudes of Type IA supernovae, ApJ, 413, L105
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. (2013), Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters, ArXiv e-prints
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. (2002), Numerical recipes in C++: the art of scientific computing
- Rabinowitz, D., Baltay, C., Emmet, W., et al. (2003), *The Palomar-QUEST large-area CCD camera*, Proceedings of the American Astronomical Society Meeting Abstracts, Vol. 35, 1262
- Regnault, N., Conley, A., Guy, J., et al. (2009), *Photometric calibration of the Supernova Legacy* Survey fields, A&A, 506, 999
- Reid, B. A., Percival, W. J., Eisenstein, D. J., et al. (2010), Cosmological constraints from the clustering of the Sloan Digital Sky Survey DR7 luminous red galaxies, MNRAS, 404, 60
- Reinecke, M., Hillebrandt, W., & Niemeyer, J. C. (2002), Three-dimensional simulations of type Ia supernovae, A&A, 391, 1167

- Richmond, M. W. & Smith, H. A. (2012), BVRI Photometry of SN 2011fe in M101, Journal of the American Association of Variable Star Observers (JAAVSO), 40, 872
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. (1998), Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant, AJ, 116, 1009
- Riess, A. G., Kirshner, R. P., Schmidt, B. P., et al. (1999), BVRI Light Curves for 22 Type IA Supernovae, AJ, 117, 707
- Riess, A. G., Macri, L., Casertano, S., et al. (2011), A 3% Solution : Determination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope and Wide Field Camera 3, ApJ, 730, 119
- Riess, A. G., Macri, L., Casertano, S., et al. (2009), A Redetermination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope from a Differential Distance Ladder, ApJ, 699, 539
- Riess, A. G., Press, W. H., & Kirshner, R. P. (1996), A Precise Distance Indicator : Type IA Supernova Multicolor Light-Curve Shapes, ApJ, 473, 88
- Riess, A. G., Strolger, L.-G., Casertano, S., et al. (2007), New Hubble Space Telescope Discoveries of Type Ia Supernovae at z = 1: Narrowing Constraints on the Early Behavior of Dark Energy, ApJ, 659, 98
- Robertson, H. P. (1929), On the Foundations of Relativistic Cosmology, Proceedings of the National Academy of Science, Vol. 15, 822–829
- Röpke, F. K. & Hillebrandt, W. (2005), Full-star type Ia supernova explosion models, A&A, 431, 635
- Röpke, F. K., Hillebrandt, W., Schmidt, W., et al. (2007), A Three-Dimensional Deflagration Model for Type Ia Supernovae Compared with Observations, ApJ, 668, 1132
- Röpke, F. K., Kromer, M., Seitenzahl, I. R., et al. (2012), Constraining Type Ia Supernova Models : SN 2011fe as a Test Case, ApJ, 750, L19
- Sainton, G. (2004), PhD thesis, Université Claude Bernard, Lyon 1 http://tel. archives-ouvertes.fr/tel-00106153
- Sauer, D. N., Mazzali, P. A., Blondin, S., et al. (2008), Properties of the ultraviolet flux of Type Ia supernovae : an analysis with synthetic spectra of SN 2001ep and SN 2001eh, MNRAS, 391, 1605
- Scalzo, R., Aldering, G., Antilogus, P., et al. (2012), A Search for New Candidate Super-Chandrasekhar-mass Type Ia Supernovae in the Nearby Supernova Factory Data Set, ApJ, 757, 12
- Scannapieco, E. & Bildsten, L. (2005), The Type Ia Supernova Rate, ApJ, 629, L85
- Schmidt, B. P., Suntzeff, N. B., Phillips, M. M., et al. (1998), The High-Z Supernova Search : Measuring Cosmic Deceleration and Global Curvature of the Universe Using Type IA Supernovae, ApJ, 507, 46
- Sullivan, M., Conley, A., Howell, D. A., et al. (2010), *The dependence of Type Ia Supernovae luminosities on their host galaxies*, MNRAS, 406, 782

- Sullivan, M., Ellis, R. S., Howell, D. A., et al. (2009), *The Mean Type Ia Supernova Spectrum Over the Past Nine Gigayears*, ApJ, 693, L76
- Sullivan, M., Guy, J., Conley, A., et al. (2011), SNLS3 : Constraints on Dark Energy Combining the Supernova Legacy Survey Three-year Data with Other Probes, ApJ, 737, 102
- Sullivan, M., Howell, D. A., Perrett, K., et al. (2006a), Photometric Selection of High-Redshift Type Ia Supernova Candidates, AJ, 131, 960
- Sullivan, M., Le Borgne, D., Pritchet, C. J., et al. (2006b), Rates and Properties of Type Ia Supernovae as a Function of Mass and Star Formation in Their Host Galaxies, ApJ, 648, 868
- Treffers, R. R., Filippenko, A. V., van Dyk, S. D., et al. (1994), Supernova 1994D in NGC 4526, IAU Circ., 5946, 2
- Tripp, R. (1998), A two-parameter luminosity correction for Type IA supernovae, A&A, 331, 815
- UH88, University of Hawaii 2.2 meter telescope web site, http://www.ifa.hawaii.edu/ 88inch/
- Walker, A. G. (1937), On Milne's Theory of World-Structure, Proceedings of the London Mathematical Society, Vol. s2-42, 90–127
- Walker, E. S., Hachinger, S., Mazzali, P. A., et al. (2012), Studying the diversity of Type Ia supernovae in the ultraviolet : comparing models with observations, MNRAS, 427, 103
- Walker, E. S., Hook, I. M., Sullivan, M., et al. (2011), Supernova Legacy Survey : using spectral signatures to improve Type Ia supernovae as distance indicators, MNRAS, 410, 1262
- Webbink, R. F. (1984), Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and Type I supernovae, ApJ, 277, 355
- Whelan, J. & Iben, Jr., I. (1973), Binaries and Supernovae of Type I, ApJ, 186, 1007
- Woosley, S. E. & Weaver, T. A. (1994), *Sub-Chandrasekhar mass models for Type IA supernovae*, ApJ, 423, 371

Résumé : Les supernovae de type Ia (SNe Ia) sont aujourd'hui un outil puissant en cosmologie pour étudier l'accélération de l'expansion de l'univers. Utilisées comme chandelles standard, elles permettent de contraindre l'équation d'état de l'énergie noire à travers un diagramme de Hubble. La spectroscopie est une étape essentielle à la construction de ce diagramme à la fois pour s'assurer que les objets sont bien des SNe Ia et déterminer leur décalage vers le rouge, mais également pour mieux comprendre leurs propriétés physiques et ainsi réduire les incertitudes systématiques qui limitent l'utilisation des SNe Ia en cosmologie.

Dans ce cadre, je constitue un nouvel échantillon de spectres de SNe Ia mesurés au Very Large Telescope (VLT) pour l'expérience SuperNova Legacy Survey (SNLS). Ce lot de SNe Ia rejoint celui déjà existant pour constituer l'échantillon final de spectres VLT des SNe Ia SNLS. En plus d'être intégré au diagramme de Hubble pour les analyses cosmologiques, ce lot spectroscopique peut être utilisé pour tester si les propriétés des SNe Ia évoluent avec le décalage vers le rouge. J'aborde cette question fondamentale pour la cosmologie en utilisant à la fois le nouveau lot de spectres VLT de SNe Ia lointaines et celui des objets proches de l'expérience Nearby SuperNova Factory (SNF). Ces deux lots de spectres sont également une riche source d'information pour mieux connaître les SNe Ia et comment les standardiser. Je les confronte pour cela avec divers modèles de formations de SNe Ia afin de déterminer les zones ou paramètres discriminants qui permettraient d'améliorer les modèles pour reproduire les observations et la variabilité des SNe Ia.

Mots-clés : Supernova de type Ia, Spectre, SNLS, VLT, SNF, Énergie noire

Abstract: Type Ia supernovae (SNe Ia) are a powerful tool in cosmology today to study the acceleration of the universal expansion. Using as standardisable candles, they allow us to constrain the dark energy equation of state via a Hubble diagram. The spectroscopy is essential to build this diagram, on the one hand to secure the type of SNe Ia and estimate the redhsift, and on the other hand for a better knowledge of their physical properties to reduce the systematic uncertainties which limit the use of SNe Ia for cosmological works.

In this context, I build a new sample of SN Ia spectra measured by the Very Large Telescope (VLT) for the SuperNova Legacy Survey (SNLS) experiment. These SN Ia data complete the existing sample to constitute the final VLT spectroscopic dataset of the SNLS. In addition to the inclusion in the Hubble diagram for cosmological analysis, this spectroscopic sample can be used to test if SNe Ia properties evolve with the redshift. I investigate this fundamental question for cosmology using the new VLT spectra sample of distant SNe Ia and the nearby object of the Nearby SuperNova Factory (SNF) experiment. These two samples are also a rich source of physical information for a better knowledge of SNe Ia and a better standardisation. For this purpose, I compare these data with various SNe Ia formation models to identify discriminant spectral area or parameters in order to constrain and improve the models to reproduce the observations and the SNe Ia variability.

Key words: Type Ia Supernova, Spectrum, SNLS, VLT, SNF, Dark Energy