



**HAL**  
open science

# Étude de la variabilité des Supernovae de type Ia observées par la collaboration Nearby Supernova Factory

Nicolas Chotard

► **To cite this version:**

Nicolas Chotard. Étude de la variabilité des Supernovae de type Ia observées par la collaboration Nearby Supernova Factory. Autre. Université Claude Bernard - Lyon I, 2011. Français. NNT : 2011LYO10180 . tel-00660289v2

**HAL Id: tel-00660289**

**<https://theses.hal.science/tel-00660289v2>**

Submitted on 23 Sep 2013

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

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

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

Spécialité

Cosmologie observationnelle

Présentée par

M. Nicolas CHOTARD

en vue de l'obtention du grade de

DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD (Lyon 1)

---

Étude de la variabilité des  
Supernovæ de type Ia observées par la  
collaboration Nearby Supernova Factory

---

Soutenue publiquement le 3 octobre 2011 devant la commission d'examen formée de :

Mme	C.	AUGIER	<i>Présidente du jury</i>
M.	E.	GANGLER	<i>Directeur de thèse</i>
M.	G.	SMADJA	<i>Co-directeur de thèse</i>
M.	J.P.	KNEIB	<i>Rapporteur</i>
M.	J.	GUY	<i>Rapporteur</i>
M.	S.	BAILEY	<i>Examineur</i>

---

# Remerciements

Puisque ce travail ne s'est pas fait seul, et que beaucoup y ont participé de près ou de loin, j'adresse tout mes remerciements :

- Tout d'abord, aux « chefs » du groupe supernovæ de l'IPNL : Émmanuel et Gérard, pour m'avoir apporté l'encadrement nécessaire durant ces trois années de thèse. Pour toutes les discussions souvent animées que nous avons pu avoir, leur idées, leurs conseils, leur patience, et pour m'avoir permis de mener à bien ce travail. Yannick et Rui, pour toutes les choses qu'ils m'ont apportés, autant d'un point de vu technique que scientifique, avant et pendant la rédaction ;
- Aux « lopettes ». L'ambiance qu'ils ont su apporter au bureau, ainsi que lors des nombreuses « réunion » que nous avons pu avoir après les heures officielles de travail, ont aussi beaucoup à faire dans l'aboutissement de ce manuscrit. J'adresse de plus un remerciement à tout les stagiaires qui sont passés par la case supernovae durant mon parcours à l'IPNL, et tout particulièrement à Laura pour ses minutieuses relectures de mon manuscrit ;
- À toute l'équipe supernovae de Lyon, pour sa bonne humeur, sa dynamique, et tout ses membres qui ont su m'apporter tout un panel très complémentaires de conseils et de compétences, et qui ont su me guider durant ces trois années de doctorat ;
- Aux membres du jury, pour avoir pris le temps nécessaire à la lecture de ce manuscrit ;
- À la région Rhône-Alpes, pour m'avoir accordé la bourse explora'doc, qui m'a permit de passer quelques mois à Berkeley ;
- Et à toute l'équipe SNfactory qui m'a appris le travail en collaboration, en me montrant les bons et les mauvais cotés que cela peut avoir. Je remercie spécifiquement *SZF* pour m'avoir donné l'élan nécessaire dans mes débuts.

Finalement, et puisqu'il n'y a pas que le travail, je voudrais remercier tout ceux grâce à qui j'ai su garder un équilibre entre une vie (pas toujours) saine et une quantité de travail suffisante pour y arriver, et sans qui tout cela n'aurait pas été possible. À mes colocs', avec qui j'ai passé trois années vraiment cools. À tout mes petits nantais, de Lyon et d'ailleurs. J'ai déjà passé avec vous tous des années formidables, et j'espère que ça continuera ainsi. Et bien entendu, à ma famille, mes parents et mon frère, qui m'ont soutenu et qui m'ont fait confiance toutes ces années et qui continuent de le faire encore maintenant.



# Table des matières

Introduction générale	1
<b>I Contexte scientifique</b>	<b>3</b>
<b>1 Cosmologie et observables</b>	<b>5</b>
1.1 Cosmologie moderne	5
1.1.1 Modèle de <i>Friedmann-Lemaître Robertson-Walker</i>	5
1.1.2 Expansion de l’Univers	8
1.1.3 Paramètres cosmologiques	11
1.2 Observables cosmologiques	12
1.2.1 Distance de luminosité	12
1.2.2 Chandelles standards : supernovæ de type Ia	13
1.2.3 Autres observables	14
1.3 Modèle de concordance cosmologique	14
<b>2 Supernovæ de type Ia : Variabilités et standardisations</b>	<b>17</b>
2.1 Aperçu historique et classification des supernovæ	17
2.2 SNe Ia, chandelles quasi-standards	19
2.2.1 Progéniteurs et mécanismes d’explosions	19
2.2.2 Évolution et caractéristiques des SNe Ia typiques	20
2.2.3 Sources de variabilités des SNe Ia	22
2.2.4 SNe Ia atypiques	25
2.3 Standardisation des SNe Ia et cosmologie	26
2.3.1 Modélisation empirique des courbes de lumière	26
2.3.2 SNe Ia et analyse cosmologique	27
<b>3 Spectrophotométrie des SNe Ia proches : the Nearby Supernova Factory</b>	<b>31</b>
3.1 Le rôle des SNe Ia proches	31
3.1.1 Amélioration statistique	32
3.1.2 Amélioration des systématiques	33
3.2 Le projet SNfactory	34
3.2.1 Objectifs	34
3.2.2 Observations et prises de données	35
3.2.3 Quelques mots sur la réduction de données	36

<b>4</b>	<b>Diagramme de Hubble spectrophotométrique</b>	<b>39</b>
4.1	Sélection d'un échantillon . . . . .	39
4.1.1	L'échantillon global . . . . .	39
4.1.2	Ajustements des courbes de lumière . . . . .	40
4.1.3	Sélection d'un sous-échantillon . . . . .	42
4.1.4	Qualité globale des données . . . . .	44
4.2	Quelques tests sur les ajustements . . . . .	48
4.2.1	Influence du nombre de filtres . . . . .	48
4.2.2	Influence des incertitudes sur les magnitudes . . . . .	49
4.3	Diagramme de Hubble . . . . .	53
4.3.1	Ajustement d'un diagramme de Hubble proche . . . . .	53
4.3.2	Utilisation des paramètres SALT2 . . . . .	54
4.3.3	Influence des paramètres de l'ajustement . . . . .	55
<b>II</b>	<b>Mesures et propriétés d'indicateurs spectraux</b>	<b>63</b>
<b>5</b>	<b>Les indicateurs spectraux</b>	<b>65</b>
5.1	Définitions générales . . . . .	66
5.1.1	Rapports de flux . . . . .	67
5.1.2	Rapports d'absorptions . . . . .	67
5.1.3	Largeurs équivalentes . . . . .	67
5.1.4	Vitesses de raies . . . . .	68
5.2	Indicateurs spectraux « historiques » . . . . .	68
5.2.1	Calcium . . . . .	68
5.2.2	Silicium . . . . .	68
5.2.3	Vitesses de raies . . . . .	69
5.3	Généralisation . . . . .	69
<b>6</b>	<b>Mesure pratique des indicateurs spectraux</b>	<b>71</b>
6.1	Lissage des spectres . . . . .	72
6.1.1	Formalisme . . . . .	72
6.1.2	Techniques de lissage . . . . .	73
6.1.3	Corrélation des bins adjacents et facteur d'échelle . . . . .	74
6.1.4	Découpage en zones d'intérêt . . . . .	76
6.2	Mesure des indicateurs spectraux et incertitudes . . . . .	79
6.2.1	Mesures . . . . .	79
6.2.2	Estimation des incertitudes . . . . .	80
6.2.3	Taux d'échec . . . . .	83
6.2.4	Dépendance en phase . . . . .	83
6.2.5	Indicateurs spectraux dans une même nuit . . . . .	86
<b>7</b>	<b>Impact de l'extinction et du rougissement</b>	<b>89</b>
7.1	Extinction et rougissement . . . . .	89
7.1.1	La poussière du milieu interstellaire . . . . .	89

7.1.2	Loi d'extinction de Cardelli . . . . .	90
7.1.3	Autres lois . . . . .	92
7.2	Rougisement et indicateurs spectraux . . . . .	93
7.2.1	Rapports de flux . . . . .	94
7.2.2	Rapport d'absorptions . . . . .	94
7.2.3	Largeurs équivalentes . . . . .	95
7.2.4	Vitesses de raies . . . . .	101
7.2.5	Variabilité naturelle . . . . .	101
<b>III</b>	<b>Indicateurs spectraux au maximum de luminosité</b>	<b>103</b>
<b>8</b>	<b>Utilisation des indicateurs spectraux</b>	<b>105</b>
8.1	Standardisation . . . . .	106
8.2	Sous-classification . . . . .	107
8.3	Évolution avec le décalage vers le rouge . . . . .	109
<b>9</b>	<b>Corrélations des indicateurs spectraux</b>	<b>113</b>
9.1	Corrélations avec les paramètres de la courbe de lumière . . . . .	114
9.1.1	Indicateurs classiques et rapports de flux . . . . .	114
9.1.2	Largeurs équivalentes . . . . .	117
9.1.3	Vitesses de raies . . . . .	122
9.1.4	Évolutions des corrélations . . . . .	123
9.2	Corrélations des zones spectrales entre elles . . . . .	126
9.2.1	Zone du silicium, premier marqueur de la variabilité intrinsèque . . . . .	128
9.2.2	Calcium, deuxième marqueur de la variabilité intrinsèque . . . . .	131
<b>10</b>	<b>Standardisation spectroscopique des SNe Ia</b>	<b>137</b>
10.1	Rappel du formalisme . . . . .	138
10.2	Corrections spectroscopiques . . . . .	138
10.2.1	Indicateurs spectraux seuls . . . . .	138
10.2.2	Combinaison d'indicateurs spectraux . . . . .	140
10.3	Ajout des paramètres photométriques . . . . .	140
10.3.1	Substitution d'un des paramètres photométriques . . . . .	140
10.3.2	Ajout d'un indicateur spectral . . . . .	141
<b>IV</b>	<b>Estimation empirique d'une loi d'extinction</b>	<b>143</b>
<b>11</b>	<b>Extinction et rougisement dans le cadre des SNe Ia</b>	<b>145</b>
11.1	Courbes de lumière et diagramme de Hubble . . . . .	145
11.2	Quelle loi de couleur pour les SNe Ia? . . . . .	148

<b>12 Mesure et décorrélacion des magnitudes au maximum de luminosité</b>	<b>151</b>
12.1 Systèmes de filtres . . . . .	152
12.1.1 Bornes et résolution spectrale . . . . .	152
12.1.2 Définition des systèmes de filtres . . . . .	153
12.2 Magnitudes au maximum de luminosité . . . . .	154
12.2.1 Estimation des magnitudes . . . . .	154
12.2.2 Incertitudes et covariances . . . . .	155
12.2.3 Corrections de phase . . . . .	157
<b>13 Estimation de la loi d’extinction</b>	<b>165</b>
13.1 Modélisation empirique d’une loi d’extinction . . . . .	165
13.1.1 Mise en place du modèle . . . . .	166
13.1.2 Adaptation pour la mesure de $R_V$ . . . . .	166
13.2 Hypothèse des chandelles standards . . . . .	167
13.2.1 Introduction d’une matrice de dispersion . . . . .	168
13.2.2 Résultat sur les données brutes . . . . .	169
13.3 Correction des variabilités intrinsèques . . . . .	171
13.3.1 Première correction intrinsèque : Silicium . . . . .	171
13.3.2 Deuxième correction intrinsèque : Calcium . . . . .	174
13.3.3 Estimation de $R_V$ . . . . .	175
13.4 Résumé/Conclusion . . . . .	177
<b>14 Discussion des résultats</b>	<b>179</b>
14.1 Tests de stabilité . . . . .	180
14.1.1 Sur les paramètres intrinsèques . . . . .	180
14.1.2 Sur la méthode . . . . .	181
14.1.3 Sur l’échantillon . . . . .	182
14.2 Matrice de dispersion $D$ . . . . .	185
14.2.1 Matrices spectrale et bandes larges . . . . .	185
14.2.2 Impact de la matrice de dispersion . . . . .	187
14.2.3 Dispersion et anti-corrélation : tentative d’interprétation . . . . .	188
14.3 Conclusion de l’étude au maximum de luminosité . . . . .	194
<b>Conclusions générales &amp; perspectives</b>	<b>195</b>
<b>V Annexes</b>	<b>199</b>
<b>A Table des décalages vers le rouge et paramètres SALT2</b>	<b>201</b>
<b>B Table des données utilisées lors de l’estimation de <math>R_V</math></b>	<b>205</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>220</b>

# Table des figures

1.1	Distribution des galaxies par SDSS-3 . . . . .	6
1.2	Diagramme de Hubble original . . . . .	9
1.3	Évolution de la densité d'énergie avec le décalage vers le rouge . . . . .	11
1.4	Résultat cosmologique de Union-2 . . . . .	16
2.1	Classification spectroscopique des supernovæ . . . . .	18
2.2	Courbes de lumière typiques de supernovæ . . . . .	19
2.3	Courbes de lumière UBVRI de SN2009ig (observations SNfactory). . . . .	21
2.4	Raies caractéristiques de SNe Ia au maximum de luminosité. . . . .	22
2.5	Profil P-Cygni . . . . .	23
2.6	Tomographie (« cat scan ») d'une SN Ia . . . . .	24
2.7	Diagramme de Hubble de Union 2 . . . . .	29
3.1	Impact d'un échantillon de SNe Ia locales sur les paramètres cosmologiques	32
3.2	Échantillons de SNe Ia à bas décalage vers le rouge . . . . .	33
3.3	Schéma de principe du spectrographe 3D. . . . .	36
4.1	Premières phases d'observations et décalages vers le rouge. . . . .	40
4.2	Système de filtres et bandes passantes . . . . .	41
4.3	Série temporelle et courbe de lumière de SNF20080514-002 . . . . .	42
4.4	Spectres des SNe Ia de la liste auxiliaire. . . . .	44
4.5	Distributions des paramètres de l'échantillon d'analyse. . . . .	45
4.6	Erreur de calibration (GD153) . . . . .	46
4.7	Variation du système de filtres lors des ajustements SALT2 . . . . .	50
4.8	Spectres des supernovæ SNF20070330-024 et SNF20080512-010. . . . .	51
4.9	Variation des incertitudes sur les magnitudes lors des ajustements SALT2 .	52
4.10	Diagramme de Hubble proche . . . . .	54
4.11	Corrélation des résidus au diagramme de Hubble à $x_1$ et $c$ . . . . .	56
4.12	Évolution des valeurs estimées lors des ajustements au diagramme de Hubble.	61
5.1	Définition des quatre principaux types d'indicateurs spectraux . . . . .	66
6.1	Spectres à différents rapports signal sur bruit. . . . .	72
6.2	Coefficients de corrélation pour le cas de contrôle. . . . .	76
6.3	Distributions des coefficients de corrélation et des facteurs d'échelle. . . . .	77
6.4	Recouvrement des fonctions de lissage. . . . .	78

TABLE DES FIGURES

---

6.5	Comparaisons d'une spline et d'une régularisation <b>SG</b> . . . . .	80
6.6	Figures de contrôles. . . . .	85
6.7	EWO I $\lambda 7773$ v.s phase. . . . .	86
6.8	Indicateurs spectraux mesurés sur différents spectres d'une même nuit . . . . .	87
7.1	Loi d'extinction de Cardelli et ses paramètres . . . . .	91
7.2	Évolution de la transmission de la loi CCM en fonction de $R_V$ et $E(B - V)$ . . . . .	92
7.3	Différentes lois d'extinction de la littérature . . . . .	93
7.4	Sensibilité des rapports de flux à l'extinction. . . . .	95
7.5	Sensibilité de $\mathcal{R}_{Si}$ à l'extinction . . . . .	96
7.6	Largeur équivalente : rougissement, largeur et profondeur. . . . .	97
7.7	Largeur équivalente : approximation de la raie triangulaire. . . . .	98
7.8	Impact du rougissement sur EWSi II $\lambda 4131$ . . . . .	100
8.1	$\mathcal{R}_{Si}$ et $\mathcal{R}_{Ca}$ en fonction de la magnitude absolue. . . . .	106
8.2	$R_{642/443}$ et résidus au diagramme de Hubble. . . . .	107
8.3	Une sous-classification des SNe Ia. . . . .	108
8.4	$\mathcal{R}_{Si}$ et v Si II $\lambda 6355$ en fonction de $\Delta m_{15}$ . . . . .	108
8.5	EW et v Si II $\lambda 6355$ , $R_V$ pour deux sous-classes de SNe Ia. . . . .	109
8.6	EWMg II en fonction du décalage vers le rouge. . . . .	111
9.1	Indicateurs spectraux classiques et paramètres de la courbe de lumière. . . . .	115
9.2	Rapports de flux et paramètres de la courbe de lumière. . . . .	116
9.3	$R_{642/443}$ et paramètres de la courbe de lumière. . . . .	117
9.4	$\mathcal{R}_{Si}$ dans la littérature. . . . .	118
9.5	Dépendance de $\mathcal{R}_{Si}$ à EWSi II $\lambda 5972$ et EWSi II $\lambda 6355$ . . . . .	118
9.6	Largeurs équivalentes et paramètres de la courbe de lumière. . . . .	119
9.7	EWSi II $\lambda 4131$ et paramètres de la courbe de lumière. . . . .	120
9.8	EWSi II $\lambda 4131$ et magnitude absolue des SNe Ia. . . . .	120
9.9	Largeurs équivalentes et paramètres de la courbe de lumière. . . . .	121
9.10	EWSi II $\lambda 4131$ et la couleur SALT2. . . . .	121
9.11	Vitesses de raies et paramètres de la courbe de lumière. . . . .	123
9.12	v Si II $\lambda 6355$ et paramètres de la courbe de lumière. . . . .	124
9.13	Corrélation des largeurs équivalentes entre elles. . . . .	127
9.14	Indicateurs spectraux des zones du silicium. . . . .	128
9.15	Zones spectrales des raies Si II $\lambda 4131$ et Si II $\lambda 6355$ . . . . .	129
9.16	Largeurs équivalentes du silicium en trois dimensions. . . . .	130
9.17	Largeurs équivalentes du silicium et le paramètre $t$ . . . . .	130
9.18	EWSi II $\lambda 6355$ et v Si II $\lambda 6355$ . . . . .	131
9.19	EWSi II $\lambda 5972$ et EWSi II $\lambda 6355$ . . . . .	132
9.20	Zones spectrales Ca II H&K et Si II $\lambda 6355$ en fonction de EWCa II H&K. . . . .	132
9.21	Indicateurs spectraux des zones du calcium. . . . .	133
9.22	EWCa II H&K et les indicateurs intrinsèques de Si II $\lambda 6355$ . . . . .	134
9.23	EWCa II H&K et $\mathcal{R}_{CaS}$ . . . . .	134
10.1	Diagramme de Hubble proche corrigé de $R_{642/443}$ . . . . .	139

11.1	Lois de couleur utilisées dans les différentes versions du modèle SALT2. . . . .	146
11.2	Loi d’extinction du nuage circumstellaire correspondant à un $R_V$ faible. . . . .	147
12.1	Limites spectrales . . . . .	153
12.2	Exemple de résultats de la procédure de décorrélation. . . . .	160
12.3	Distribution des facteurs de renormalisation $\epsilon_f$ pour UBVRI. . . . .	161
12.4	Distribution des différentes sources d’incertitudes sur les magnitudes . . . . .	162
12.5	Distribution des $\Delta M$ pour les filtres UBVRI . . . . .	163
12.6	Pentes de la correction linéaire de phase sur les magnitudes relatives. . . . .	164
13.1	Relations entre les $\delta M_\lambda$ et $\delta M_V$ . . . . .	168
13.2	Loi d’extinction pour les différentes étapes des corrections intrinsèques . . . . .	170
13.3	Largeurs équivalentes des raies Ca II H&K et Si II $\lambda 4131$ . . . . .	171
13.4	$\delta M_U$ et $\delta M_B$ vs. EWSi II $\lambda 4131$ . . . . .	172
13.5	Largeurs équivalentes des raies Ca II H&K et Si II $\lambda 4131$ . . . . .	174
13.6	$\delta A_U^{\text{Si}}$ et $\delta A_B^{\text{Si}}$ vs. EWCa II H&K. . . . .	175
13.7	$\delta A_U$ vs. $\delta A_V$ après corrections des variables intrinsèques . . . . .	176
14.1	Substitution de EWSi II $\lambda 4131$ par $x_1$ lors des corrections des $\Delta M_\lambda$ . . . . .	180
14.2	Permutation des corrections intrinsèques EWSi II $\lambda 4131$ et EWCa II H&K. . . . .	181
14.3	Comparaison des lois d’extinction obtenues selon l’échantillon utilisé. . . . .	183
14.4	Distribution des $R_V$ après <i>jackknifing</i> sur les supernovæ. . . . .	184
14.5	Dispersion diagonales et matrices de corrélations . . . . .	186
14.6	Évolution de la corrélation $\rho$ avec $\Delta\lambda$ . . . . .	187
14.7	Évolution de $R_V$ avec la corrélation $\rho$ de la matrice $D$ . . . . .	188
14.8	$\delta A_\lambda^{\text{Si+Ca}}$ vs. $\delta A_V^{\text{Si+Ca}}$ pour les données réelles. . . . .	189
14.9	Distribution des paramètres d’une réalisation de la simulation ( $R_V = 3, 1$ ). . . . .	190
14.10	Relations des $\delta A_\lambda$ pour la simulation ( $R_V = 3, 1$ ). . . . .	191
14.11	Distribution des $R_V$ obtenus à l’issue des simulations. . . . .	191
14.12	Résultat de la simulation pour $R_V = 1, 6$ . . . . .	192



# Liste des tableaux

3.1	Incertitudes systématiques sur $w$ . . . . .	34
4.1	RMS des résidus des filtres SNf à partir de l'analyse des étoiles étalons. . .	47
4.2	Paramètres des ajustements au diagramme de Hubble : différents cas . . .	55
4.3	Paramètres des ajustements au diagramme de Hubble : systèmes de filtres. .	56
4.4	Paramètres des ajustements au diagramme de Hubble : incertitudes . . . .	59
4.5	Paramètres des ajustements au diagramme de Hubble : variation de $E$ . . .	60
6.1	Zones spectrales d'intérêt. . . . .	77
6.2	Intervalles de recherche des extrema. . . . .	81
6.3	Contributions relatives des sources d'incertitudes. . . . .	84
7.1	Approximation de la raie triangulaire : paramètres des ajustements linéaires. .	98
7.2	Variabilité des indicateurs spectraux en fonction du rougissement. . . . .	102
9.1	Indicateurs spectraux : ajout de USNf lors des ajustements SALT2. . . . .	125
10.1	Paramètres des ajustements au diagramme de Hubble : $(x_1, c)$ et $R_{642/443}$ . .	139
10.2	Paramètres des ajustements au diagramme de Hubble : substitution de $x_1$ . .	140
10.3	Paramètres des ajustements au diagramme de Hubble : à trois paramètres. .	142
12.1	RMS des résidus des filtres SNf à partir de l'analyse des étoiles étalons. . .	157
12.2	RMS des résidus aux ajustements SALT2 après procédure de décorrélation. .	162
12.3	Sources d'incertitudes sur les magnitudes. . . . .	162
13.1	$R_V$ obtenus à l'issue des différentes corrections. . . . .	176
14.1	Coupure dans le plan $\delta A_U, \delta A_V$ et mesure de $R_V$ . . . . .	184
14.2	Matrices de corrélation $D$ UBVRI. . . . .	185
A.1	Liste des supernovæ : décalages vers le rouge et paramètres SALT2. . . . .	201
B.1	Liste des supernovæ : $\Delta M_{UBVRI}$ , EWSi II $\lambda 4131$ , et Ca II H&K. . . . .	206



# Introduction générale

À la fin des années 1990, l'utilisation des supernovæ de type Ia (SNe Ia) comme indicateurs de distances cosmologiques a permis de mettre en évidence l'expansion accélérée de l'univers. Depuis lors, des campagnes d'observations de grande envergure ont permis d'augmenter de façon significative le nombre de SNe Ia observées, mais les incertitudes systématiques liées à la qualité des échantillons proches restent un facteur limitant sur la précision des mesures actuelles. C'est dans le but de réduire ces incertitudes que le projet *Nearby Supernova Factory (SNfactory)*, à l'aide d'un instrument spectro-photométrique dédié à l'observation des SNe Ia (le *Supernova Integral Field Spectrograph*), a collecté depuis 2004 plus de 3000 spectres de près de 200 SNe Ia proches.

Une des limitations actuelles dans l'utilisation des SNe Ia comme indicateurs de distance, outre les aspects liés aux problèmes d'inter-calibration entre les différentes expériences, est celle du mélange des différentes sources de leurs variabilités lors de la standardisation empirique de leur luminosité absolue. Une meilleure séparation de ces variabilités, ainsi que la découverte de nouveaux indicateurs de luminosité, font partie des améliorations que peuvent procurer un échantillon spectral de SNe Ia proches tel que celui de la collaboration SNfactory. Cette thèse de doctorat, effectuée à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon et au *Lawrence Berkeley National Laboratory*, s'inscrit directement dans cette problématique.

C'est dans la partie **I** que le contexte scientifique de ce travail est présenté en détail. Le chapitre **1** introduit les concepts fondamentaux de la cosmologie observationnelle moderne, ainsi que les récents résultats obtenus par les diverses collaborations. Les raisons et limitations de l'utilisation des SNe Ia dans les analyses cosmologiques sont présentées dans le chapitre **2**, où nous introduisons aussi les méthodes principales de standardisation de ces objets.

Le projet SNfactory et son échantillon de supernovæ seront décrits dans les chapitres **3** et **4**, où nous appliquerons la méthode de standardisation présentée à la fin du chapitre **2** sur le lot de supernovæ SNfactory.

Nous introduirons dans la partie **II** les mesures d'indicateurs spectraux effectuées sur les spectres au maximum de luminosité de l'échantillon de la collaboration SNfactory. Les principaux indicateurs spectraux seront présentés dans le chapitre **5**, et la procédure automatique de leurs mesures, qui repose sur un lissage des spectres, sera présentée au chapitre **6**. Celle-ci nous permettra de déterminer les positions des extrema nécessaires aux calculs des indicateurs spectraux introduits dans le chapitre **5**. Nous présenterons également les études effectuées sur les propriétés du bruit des spectres, utilisées ensuite

pour estimer les incertitudes statistiques et systématiques de nos mesures à l'aide d'une simulation Monte-Carlo. Nous montrerons que les indicateurs spectraux mesurés sur les spectres d'une même supernova dans une même nuit sont statistiquement compatibles, et que le taux d'échec général de la méthode de mesure est inférieur à quelques pourcent, validant ainsi la procédure.

Pour pouvoir séparer les différentes sources de la variabilité des SNe Ia, nous aurons besoin de connaître les propriétés des indicateurs spectraux face au rougissement dû à l'extinction chromatique du flux par les poussières du milieu interstellaire. En effet, seuls les indicateurs ne dépendant que d'un type de variabilité seront utilisables pour effectuer cette séparation. Pour cette raison, une analyse de leur sensibilité face au rougissement sera effectuée dans le chapitre 7. Nous verrons que certains des indicateurs mesurés, c'est le cas des largeurs équivalentes, seront insensibles à ce rougissement et se montreront donc particulièrement intéressants en tant que marqueurs des propriétés intrinsèques des SNe Ia.

Dans la partie III, nous étudierons les corrélations des indicateurs spectraux avec les paramètres issus des analyses photométriques (§ 9.1). Nous regarderons aussi les corrélations des zones spectrales entre elles en nous appuyant sur les comportements des indicateurs spectraux intrinsèques les uns par rapport aux autres (§ 9.2). Il ressortira de cette étude que les propriétés de deux largeurs équivalentes seront particulièrement intéressantes. Tout d'abord, nous verrons que la raie du silicium Si II  $\lambda 4131$  pourra être un premier indicateur de la luminosité intrinsèque des SNe Ia, du fait de sa forte corrélation au paramètre de stretch des courbes de lumière, et de sa relation avec leurs magnitudes absolues. Nous verrons de plus qu'une deuxième zone spectrale, celle de la raie du calcium Ca II H&K, sera elle aussi corrélée à la magnitude absolue des SNe Ia, tout en étant indépendante de ce premier indicateur. La largeur équivalente de cette zone nous servira donc de deuxième marqueur de la variabilité intrinsèque des SNe Ia.

Cette troisième partie se clôturera par une brève étude du pouvoir de standardisation des indicateurs spectraux, présentée dans le chapitre 10.

Dans la partie IV, les largeurs équivalentes des raies Si II  $\lambda 4131$  et Ca II H&K seront utilisées pour corriger de leur variabilité intrinsèque les magnitudes absolues des SNe Ia, évaluées dans le chapitre 12. Les absorptions relatives déterminées après ces corrections nous serviront ensuite à estimer de façon empirique une loi d'extinction, à partir d'une modélisation linéaire de leurs relations (chapitre 13). En comparant nos données à une loi d'extinction classique de type Cardelli (Cardelli et al., 1989), nous en déduisons un paramètre  $R_V$  proche de celui utilisé pour les corrections de l'extinction dans notre galaxie, réconciliant ainsi les analyses cosmologiques s'appuyant sur la standardisation des SNe Ia et les résultats indépendants des mesures de loi d'extinction moyenne pour les autres galaxies. Nous verrons que l'obtention de ces résultats sera possible grâce à l'ajout d'une deuxième variable intrinsèque, EWCa II H&K, ainsi que de l'utilisation d'une dispersion en couleur lors des ajustements de la loi d'extinction. Cette étude se conclura finalement par le chapitre 14, dans lequel une tentative d'interprétation des résultats et des tests de leur stabilité seront effectués.

Première partie  
Contexte scientifique



# Chapitre 1

## Cosmologie et observables

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Cosmologie moderne</b>	<b>5</b>
1.1.1	Modèle de <i>Friedmann-Lemaître Robertson-Walker</i>	5
1.1.2	Expansion de l'Univers	8
1.1.3	Paramètres cosmologiques	11
<b>1.2</b>	<b>Observables cosmologiques</b>	<b>12</b>
1.2.1	Distance de luminosité	12
1.2.2	Chandelles standards : supernovæ de type Ia	13
1.2.3	Autres observables	14
<b>1.3</b>	<b>Modèle de concordance cosmologique</b>	<b>14</b>

---

## 1.1 Cosmologie moderne

### 1.1.1 Modèle de *Friedmann-Lemaître Robertson-Walker*

#### 1.1.1.1 Principe cosmologique

Jusqu'au Moyen Âge, la pensée du Cosmos était organisée autour de l'espèce humaine, mais les connaissances accumulées au cours des siècles ont progressivement amené les scientifiques et philosophes à déplacer le centre de notre Univers. De l'Univers géocentrique d'Aristote (IV<sup>e</sup> siècle avant J.-C.), suivi de l'Univers héliocentrique de Copernic (1513), le renoncement progressif à l'idée que l'Univers pouvait avoir un centre, initié par Giordano Bruno (1584), nous amène à la science moderne, qui suggère que la région ou la galaxie dans laquelle nous nous trouvons ne devraient rien avoir de particulier. Cette idée intuitive a été formulée par l'astrophysicien Édward Milne (Milne, 1933) au début des années 1930 comme le « principe cosmologique » : l'Univers dans son ensemble doit être homogène et isotrope, sans point privilégié jouant un rôle particulier. Bien sûr, cela ne suppose pas que l'Univers soit homogène à petite échelle, puisque des objets compacts comme les planètes ou les étoiles rendent inhomogène l'espace à leur échelle. Le principe cosmologique suppose

seulement que l'Univers est homogène après un lissage sur une échelle caractéristique formant ainsi un fluide cosmologique dont les composantes pourraient être de différentes natures. Cette hypothèse est aujourd'hui confirmée par les observations, notamment par la distribution des structures à grande échelle dont la taille caractéristique est typiquement de 100 Mpc<sup>1</sup>, ordre de grandeur de l'horizon des oscillations acoustiques des baryons (Aihara et al., 2011, figure 1.1), et par la quasi-uniformité de la température du fond diffus cosmologique (Hinshaw et al., 2007, WMAP).

### 1.1.1.2 Métrique de Robertson-Walker

Le modèle de Friedmann-Lemaître Robertson-Walker (FLRW) est la solution la plus générale des équations de la relativité générale dans l'hypothèse où l'Univers est dans son ensemble homogène et isotrope, c'est-à-dire dans le cadre du principe cosmologique. La métrique correspondante permettant une description de cet espace-temps (en coordonnées sphériques comobiles  $r, \theta, \phi$ ) est appelée la métrique RW et est définie par :

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

où  $t$  est le temps,  $a(t)$  le facteur d'échelle (normalisé par  $a(t_0) = 1$ <sup>2</sup>) et  $k = \{-1, 0, 1\}$  qui décrivent respectivement des univers ouverts (3-hyperboloïde), plats et fermés (3-sphère).

<sup>1</sup>Mpc dénote le Mega-Parsec ( $10^6$  pc). Un Parsec est, par définition, la distance nous séparant d'un objet de rayon 1 UA vu sous un angle de  $1''$ . L'UA est l'unité astronomique, c'est-à-dire la distance moyenne Terre-Soleil.  $1 \text{ pc} \approx 3,26 \text{ al} \approx 2 \times 10^5 \text{ UA}$

<sup>2</sup>L'indice 0 indique la valeur actuelle de la variable considérée

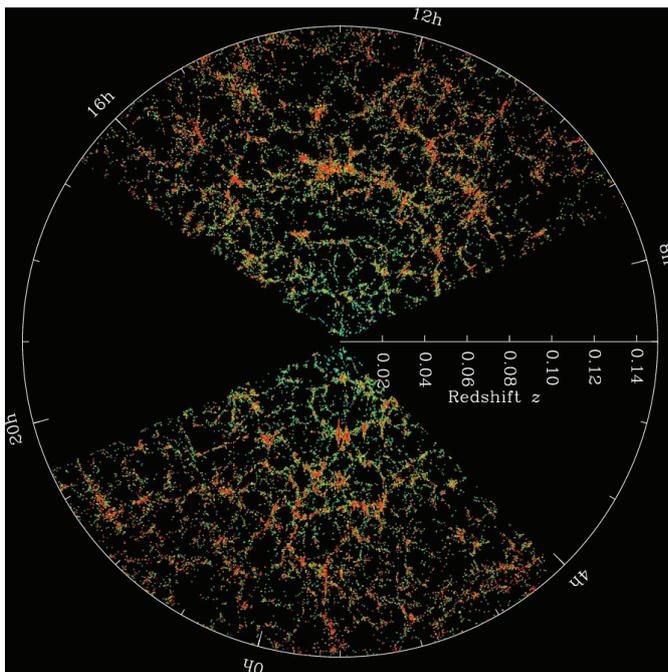


FIG. 1.1 – Coupe de la carte de distribution des galaxies à trois dimensions de SDSS-3. La Terre est au centre et chaque point représente une galaxie. Le cercle extérieur représente une distance d'environ 600 Mpc. Crédit : M. Blanton and the Sloan Digital Sky Survey (sdss3.org).

### 1.1.1.3 Équation d'Einstein

La théorie de la gravitation d'Einstein stipule que l'espace-temps à quatre dimensions est courbé et que les propriétés de la courbure en chaque point, directement reliées à la métrique et ses dérivées, dépendent entièrement de la distribution de l'énergie en ce point. La relation entre les propriétés de l'énergie et celles de la courbure est donnée par l'équation d'Einstein :

$$G_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu}, \quad (1.2)$$

où le terme  $G_{\mu\nu}$  représente le tenseur d'Einstein qui dépend de la courbure, et  $T_{\mu\nu}$  la source du champ gravitationnel représentée par le tenseur énergie-impulsion.  $G$  est la constante gravitationnelle. Le terme  $\Lambda g_{\mu\nu}$  correspond à la constante cosmologique, pouvant représenter un terme purement géométrique ou une forme d'énergie n'ayant jamais été diluée (énergie noire), et donc ne dépendant pas du temps.

### 1.1.1.4 Équations de Friedmann-Lemaître

Dans le cas de la métrique RW, le tenseur énergie-impulsion prend la forme d'un tenseur diagonal ( $G_{0i} = G_{i \neq j} = 0$  et  $G_{11} = G_{22} = G_{33}$ ). Le tenseur énergie-impulsion le plus général dans un univers idéal homogène et isotrope doit être de la forme :

$$T_{\nu}^{\mu} = \begin{pmatrix} \rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

où  $\rho$  et  $p$  correspondent respectivement à la densité d'énergie et à la pression du fluide cosmologique. On déduit des équations précédentes les relations entre le facteur d'échelle  $a(t)$ , la courbure spatiale et la densité d'énergie homogène de l'Univers  $\rho(t)$ , appelées équations de Friedmann-Lemaître :

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.4)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3}, \quad (1.5)$$

### 1.1.1.5 Conservation de l'énergie

À partir des équations 1.4 et 1.5, et en supposant des composantes  $i$  découplées d'équations d'états  $\rho_i = w_i p_i$ , on obtient l'équation de conservation de l'énergie pour les différentes composantes de l'Univers :

$$\begin{aligned} \dot{\rho} &= -3 \frac{\dot{a}}{a} (\rho_i + p_i) \\ \dot{\rho}_i &= -3 \frac{\dot{a}}{a} \rho_i (1 + w_i), \end{aligned} \quad (1.6)$$

dont on peut déduire que :

$$\rho_i \propto a^{-3(1+w_i)}. \quad (1.7)$$

Cette relation exprime la façon dont l'énergie sera diluée avec l'expansion de l'Univers, et dépendra donc de façon cruciale de l'équation d'état  $\rho_i(p_i)$  de chaque fluide  $i$ . Les cas limites les plus importants en cosmologie sont :

- la matière non-relativiste. Pour un objet de vitesse négligeable, la densité d'énergie sera égale à la densité de masse, conservée dans un volume comobile donné. On aura donc  $p = 0$  et :

$$\dot{\rho} = -3 \frac{\dot{a}}{a} \rho \quad \Rightarrow \quad \rho \propto a^{-3}; \quad (1.8)$$

- la matière ultra-relativiste. D'après la thermodynamique statistique, l'équation d'état d'une particule ultra-relativiste comme le photon est  $p = \rho/3$ . On aura donc :

$$\dot{\rho} = -3 \frac{\dot{a}}{a} \left(1 + \frac{1}{3}\right) \rho = -4 \frac{\dot{a}}{a} \rho \quad \Rightarrow \quad \rho \propto a^{-4}. \quad (1.9)$$

Un fluide ultra-relativiste se diluera donc plus vite qu'un fluide non-relativiste ;

- un fluide correspondant à une énergie noire d'origine inconnue, pouvant provoquer une accélération de l'expansion (qui requiert  $w < -1/3$  pour un univers plat), avec  $w = -1$  dans le cas d'une constante cosmologique, ce qui ne semble pas être écarté par les observations actuelles.

Dans le jargon cosmologique, la composante ultra-relativiste du fluide cosmologique est usuellement appelée « radiation » (ou matière chaude), alors que le terme « matière » (ou matière froide) est habituellement employé pour la composante non-relativiste. Les équations de Friedmann-Lemaître sont valides pour n'importe quel type de matière, relativiste ou non-relativiste. S'il en existe plusieurs espèces, la densité totale d'énergie  $\rho$  sera la somme des densités individuelles de chacune des espèces.

## 1.1.2 Expansion de l'Univers

### 1.1.2.1 Décalage vers le rouge cosmologique

En 1842, Johann Christian Doppler montra qu'une onde sonore ou lumineuse émise par un corps en mouvement et reçue par un observateur verra sa longueur d'onde d'émission  $\lambda_e$  se décaler par rapport à l'observateur en une longueur d'onde  $\lambda_0$ . Cet effet, proportionnel à la vitesse projetée le long de la ligne de visée,  $v$ , du corps émetteur, s'exprime comme :

$$z \equiv \frac{\lambda_0 - \lambda_e}{\lambda_e} \approx \frac{v}{c}, \quad (1.10)$$

dans le cadre non-relativiste, et

$$z \equiv \frac{\lambda_0 - \lambda_e}{\lambda_e} = \sqrt{\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}}} - 1, \quad (1.11)$$

dans le cadre de la relativité restreinte, où  $c$  représente la célérité de l'onde et où  $z$  est le décalage vers le rouge (ou *redshift*). En 1868, Sir William Huggins vérifia expérimentalement cette hypothèse, découvrant que certaines raies spectrales d'étoiles proches étaient légèrement décalées vers le bleu ou le rouge du spectre, et mesura ainsi les vitesses propres projetées de ces étoiles.

Pour un photon émis à une longueur d'onde  $\lambda_e$  et à un instant  $t$  depuis une galaxie en mouvement dans un espace-temps décrit par la métrique RW, on peut montrer que dans le cadre de la relativité générale :

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_0} = \frac{a(t)}{a(t_0)}, \quad (1.12)$$

En utilisant l'équation 1.10 et  $a(t_0) = 1$ , on relie le décalage vers le rouge au facteur d'échelle cosmologique par :

$$\frac{1}{1+z} \equiv a(t), \quad (1.13)$$

qui est donc une sonde directe du paramètre d'échelle au moment de l'émission. Ce décalage vers le rouge cosmologique dû à la variation du facteur d'échelle sera en pratique sommé au décalage spectral dû aux vitesses propres des objets. Nous verrons par la suite que selon l'échelle des distances considérée, l'un ou l'autre de ces effets pourra être prépondérant.

### 1.1.2.2 La découverte de Hubble

En 1929, Edwin Hubble mesura les distances de 18 galaxies spirales proches à l'aide de céphéides. Il associa ensuite ses mesures aux mesures de vitesse de ces mêmes galaxies effectuées par Slipher (1924) et montra que ces galaxies s'éloignaient en moyenne de nous avec une vitesse croissant linéairement avec leur distance (figure 1.2). Ainsi est née la loi

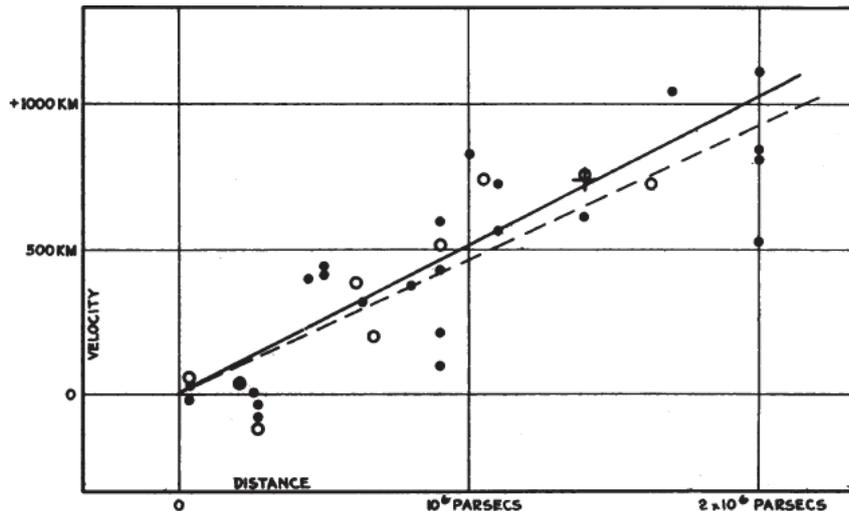


FIG. 1.2 – Premier diagramme de Hubble, publié en 1929. Ce diagramme exprime la vitesse d'éloignement des galaxies (ordonnées) en fonction de leur distance (abscisses). Il trouva à l'époque  $H_0 \approx 500 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

de Hubble :

$$v = H_0 \times d, \quad (1.14)$$

et la première mesure du paramètre de Hubble  $H_0 \approx 500 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ , que l'on écrit généralement sous la forme

$$H_0 \equiv 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}, \quad (1.15)$$

où  $h$  est le « paramètre réduit de Hubble ». Une des mesures les plus récentes donne  $h = 0,748 \pm 0,031$  (Riess et al., 2011). Cette découverte a été interprétée comme une expansion de l'Univers lui-même et non pas comme un éloignement propre des galaxies. Elle est généralement considérée comme le point de départ de la cosmologie observationnelle.

### 1.1.2.3 Évolution de la composition de l'Univers

L'Univers étant en expansion, il est justifié de se poser la question du devenir de ses composantes au cours du temps. D'après l'équation décrivant l'évolution temporelle de la densité d'énergie d'une composante  $i$  en fonction du facteur d'échelle  $a(t)$  (équation 1.7), on peut déduire que :

$$\rho_i \propto (1+z)^{3(1+w_i)}, \quad (1.16)$$

qui, associée à la première équation de Friedmann-Lemaître (équation 1.4) permet d'écrire l'évolution temporelle du facteur d'échelle pour une composante  $i$  donnée de l'Univers :

$$a(t) \propto (t - t_0)^{\frac{2}{3(1+w_i)}}. \quad (1.17)$$

L'équation de Friedmann-Lemaître incluant toutes les composantes mentionnées jusque-là s'écrit dans le cas d'une constante cosmologique et d'un univers plat :

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_R + \frac{8\pi G}{3}\rho_M - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}, \quad (1.18)$$

où chaque terme pris respectivement de gauche à droite évolue avec le facteur d'échelle en  $a^{-4}$ ,  $a^{-3}$ ,  $a^{-2}$  et  $a^{-1}$ . Ainsi, si le facteur d'échelle évolue au cours du temps, et que ces quatre termes sont présents dans l'Univers, il y a des chances qu'ils aient tous dominé l'expansion de l'Univers les uns après les autres. Si l'on considère un univers plat ( $k = 0$ ), l'histoire de l'Univers peut être divisée en trois époques correspondant à trois périodes de domination par l'un des trois fluides barotropiques<sup>3</sup> composant le fluide cosmologique, présentés en figure 1.3.

La première époque serait donc dominée par la radiation, lorsque l'Univers était chaud et dense ( $a(t) \propto t^{1/2}$ , expansion décélérée), la seconde par la matière, lorsque la radiation était suffisamment diluée ( $a(t) \propto t^{2/3}$ , expansion décélérée plus lente) et enfin, la troisième époque (actuelle) dominée par la constante cosmologique ( $a(t) \propto \exp(\Lambda t/3)$ , expansion accélérée exponentielle).

---

<sup>3</sup>dont la pression varie linéairement avec la densité.

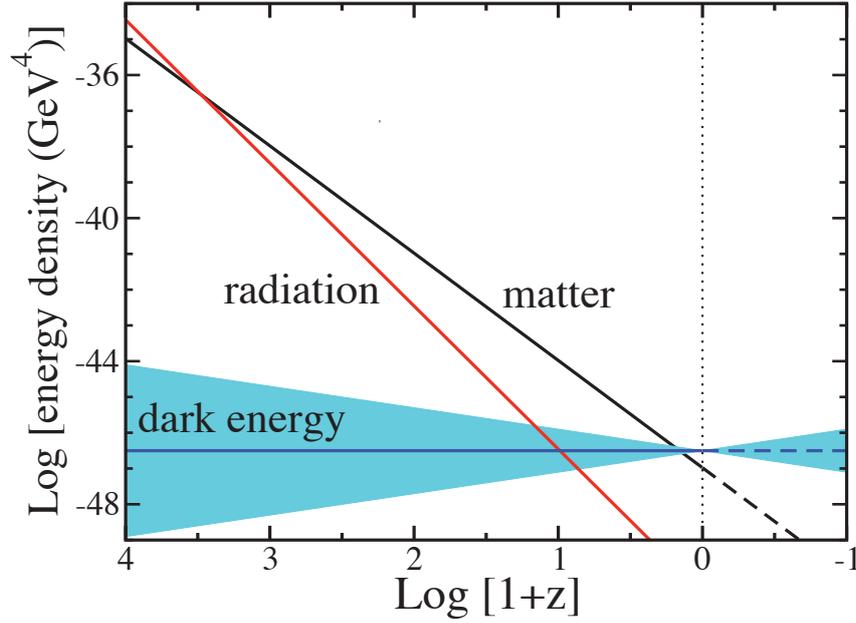


FIG. 1.3 – Évolution des densités de radiation, de matière et d'énergie noire en fonction du décalage vers le rouge (Frieman et al., 2008).

### 1.1.3 Paramètres cosmologiques

Pour connaître le passé et le futur de l'Univers, il est donc suffisant de mesurer les densités actuelles de radiation, de matière et celle correspondant à la constante cosmologique  $\Lambda$ , ainsi que la valeur de  $H_0$ . Ensuite, grâce aux équations de Friedmann-Lemaître, il est possible d'extrapoler  $a(t)$  à n'importe quel temps de l'évolution de cet univers.

En divisant l'équation 1.18 par  $H_0^2$ , on peut écrire l'équation du « budget de la matière »

$$\Omega_R + \Omega_M - \Omega_k + \Omega_\Lambda = 1 \quad (1.19)$$

où les quatre éléments de cette équation, représentant la contribution relative de chaque composante du fluide cosmologique et de la courbure à l'expansion actuelle de l'Univers, sont définis par :

$$\Omega_R = \frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho_{R_0} \quad ; \quad \Omega_M = \frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho_{M_0} \quad ; \quad \Omega_k = \frac{k}{a_0^2 H_0^2} \quad ; \quad \Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H_0^2}. \quad (1.20)$$

Si l'Univers est plat, l'équation 1.19 se réduit à  $\Omega_0 \equiv \Omega_R + \Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$ . La densité totale de matière, radiation et  $\Lambda$  est alors égale à la densité critique<sup>4</sup> :

$$\rho_c(t) \equiv \frac{3H^2(t)}{8\pi G}, \quad (1.21)$$

Les observations suggèrent que c'est le cas de l'Univers observé. L'évolution de l'Univers FLRW peut donc être totalement décrite par quatre paramètres, appelés « paramètres

<sup>4</sup>aussi valable pour le temps présent, avec l'indice 0.

cosmologiques » :

$$\Omega_R, \Omega_M, \Omega_\Lambda, H_0. \quad (1.22)$$

L'un des principaux buts de la cosmologie observationnelle est de mesurer les valeurs de ces paramètres cosmologiques, et en particulier de tester les modèles d'énergie noire via la mesure de  $w_X(a)$ , qui dans le cas où  $w$  serait différent de  $-1$ , ne correspondrait pas à une constante cosmologique<sup>5</sup>.

## 1.2 Observables cosmologiques

Les observables cosmologiques nous permettent de sonder l'Univers, et servent ainsi à contraindre les modèles cosmologiques. Il existe quatre observables principales connectées à l'expansion de l'Univers : le décalage vers le rouge cosmologique, présenté précédemment ; la distance de luminosité, utilisant des chandelles standards et présentée par la suite ; la distance angulaire, qui connecte la taille angulaire d'un objet à sa taille physique connue (règle standard) ; et la mesure du nombre d'objets dans un élément de volume comobile dont la densité est *a priori* connue. Nous nous concentrons dans ce manuscrit sur la méthode des chandelles standards, ne donnant que quelques exemples pour les autres méthodes.

### 1.2.1 Distance de luminosité

Une des méthodes utilisées pour estimer la distance nous séparant d'un objet astronomique consiste à comparer le flux reçu de cette source à sa luminosité intrinsèque supposée connue. En effet, le flux mesuré  $f$  ( $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ ) d'une source est directement relié à sa luminosité intrinsèque  $L$  ( $\text{erg s}^{-1}$ ) par :

$$f = \frac{L}{4\pi d_L^2}, \quad (1.23)$$

où  $d_L$  est la distance de luminosité. Cette expression peut aussi s'écrire de la façon suivante :

$$f = \frac{L}{4\pi d_P^2 (1+z)^2}, \quad (1.24)$$

où  $d_P$  est la distance propre définie pour un univers plat par :

$$d_P = \frac{1}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_R(1+z')^4 + \Omega_M(1+z')^3 + \Omega_X(1+z')^{3(1+w_X)}}}. \quad (1.25)$$

Le terme  $4\pi d_P^2$  représente ainsi la surface sphérique sur laquelle la luminosité se diluera au cours du temps, directement reliée au contenu de l'Univers. À cause de la dilution temporelle et du changement de fréquence à laquelle les photons sont émis et reçus,

---

<sup>5</sup>Nous utiliserons pour cette raison  $w_X$  pour le paramètre de l'équation d'état correspondant à l'énergie noire.  $X \equiv \Lambda$  dans le cas la constante cosmologique.

phénomènes tous deux directement proportionnels au facteur d'échelle  $a(t)$ , deux facteurs  $1/(1+z)$  viendront s'ajouter, d'après la relation 1.13.

Les luminosités des objets astronomiques sont habituellement exprimées dans des échelles logarithmiques, c'est-à-dire dans des systèmes de magnitude. La magnitude apparente  $m$  d'un objet, directement liée à son flux  $f$ , est définie de façon relative par rapport à un objet de référence de magnitude  $m_*$  par :

$$m - m_* = -2,5 \log_{10} \frac{f}{f_*} = -2,5 \log_{10} \frac{L}{L_*} \frac{d_{L*}^2}{d_L^2}, \quad (1.26)$$

La magnitude apparente d'un objet étant dépendante de sa distance, on introduit de plus la magnitude absolue  $M$  qui est la magnitude qu'aurait l'objet s'il se situait à une distance de 10 pc, définissant ainsi le module de distance  $\mu$  :

$$\begin{aligned} \mu \equiv m - M &= 5 \log_{10} \frac{d_L [\text{pc}]}{10} \\ &= 5 \log_{10} [d_P(1+z)] - 5. \end{aligned} \quad (1.27)$$

### 1.2.2 Chandelles standards : supernovæ de type Ia

Les mesures des distances par la méthode présentée précédemment requièrent l'utilisation d'objets dont la luminosité intrinsèque  $L$  est connue, puisque seul le flux  $f$  est directement accessible lors des observations. En effet, d'après la relation 1.23, si l'on veut mesurer  $d_L$ , la luminosité  $L$  doit être connue.

Un objet astronomique dont la luminosité intrinsèque est connue est une chandelle standard, ce qui, par exemple, est le cas des étoiles variables de type RR Lyrae, permettant des mesures de distance à l'échelle de la Voie Lactée, ou encore des Céphéides pour des mesures de distance allant jusqu'à quelques dizaines de Mpc ( $\sim 30$  Mpc avec HST et  $\sim 50$  Mpc avec JWST, Riess et al., 2011). Pour des mesures permettant de contraindre les valeurs des paramètres cosmologiques, c'est-à-dire de mesurer des distances jusqu'à un décalage vers le rouge cosmologique  $> 0,1$ , un autre type d'objet sera utilisé : les supernovæ de type Ia (SNe Ia) (Suzuki et al., 2011, jusqu'à  $z \approx 1,4$ ).

Des observations à grand décalage vers le rouge de SNe Ia sont à la source de la découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers (Riess et al., 1998; Perlmutter et al., 1999, collaborations High-z et SCP), qui implique une constante cosmologique de type énergie noire représentant  $\sim 70\%$  du contenu en énergie de l'Univers. Le faible échantillon de SNe Ia utilisé dans ces analyses, ainsi que les erreurs systématiques d'inter-étalonnage entre les échantillons à grand et à faible décalage vers le rouge (Hamuy et al., 1996, 42 SNe Ia), ont amené à la création d'une deuxième génération d'expériences visant à étudier les SNe Ia. Pour augmenter la statistique dans la gamme des décalages vers le rouge faibles ou intermédiaires, plusieurs projets ont observé et observent toujours des SNe Ia, certains possédant leur propre système de recherche de SNe Ia : SNfactory (Aldering et al., 2002, chapitre 3), LOSS (Maoz et al., 2011) et SDSS-SS (Kessler et al., 2009); et d'autres s'appliquant à l'observation de SNe Ia publiques : CfA (Hicken et al., 2009a) et CSP Contreras et al. (2010). À grand décalage vers le rouge, deux expériences

majeures ont depuis quelques années collecté et publié un large échantillon de SNe Ia : les projets SNLS (Guy et al., 2010) et ESSENCE (Foley et al., 2009), dont respectivement 231 et  $\sim 200$  supernovæ ont été publiées et sont utilisées pour des analyses cosmologiques, représentant déjà plus de cinq fois le nombre combiné de SNe Ia des échantillons utilisés initialement (SCP+High-z). Ces objets, au coeur de ce travail de thèse, seront décrits en détail dans le chapitre 2.

### 1.2.3 Autres observables

De nos jours, les analyses cosmologiques avec des SNe Ia se font généralement en combinaison avec deux autres observables analysant les anisotropies de température du fond diffus cosmologique (*Cosmic Microwave Background* ou *CMB*), dont les expériences majeures sont actuellement WMAP (Jarosik et al., 2011) et PLANCK (Planck Collaboration et al., 2011), et les oscillations acoustiques des baryons (*Baryon Acoustic Oscillation* ou *BAO*), dont l'expérience majeure est actuellement SDSS (Aihara et al., 2011). Nous verrons dans le prochain paragraphe que c'est la combinaison des SNe Ia et d'au moins l'une des deux autres observables qui permet d'atteindre de bonnes précisions sur la mesure des paramètres cosmologiques.

Il existe encore d'autres expériences non décrites ici telles que l'observation des lentilles gravitationnelles faibles ; l'abondance des amas de galaxies en fonction du redshift ; les forêts Lyman- $\alpha$  dans les spectres des quasars ; etc.

## 1.3 Modèle de concordance cosmologique

Le modèle de concordance cosmologique ( $\Lambda$ CDM, pour *cosmological constant and Cold Dark Matter*) est aujourd'hui considéré comme le modèle standard de cosmologie. Ce modèle intègre la géométrie et la dynamique de l'Univers en expansion décrites par le modèle relativiste FLRW. L'Univers est plat ( $k = 0$ ,  $\Omega_o = 1$ ) et ses perturbations de densité initiales sont responsables de la formation de ses structures, comme prédit par la théorie de l'inflation (Guth, 1981). La contribution de la radiation étant négligeable à notre époque (figure 1.3), l'équation 1.19 se réduit à une relation très simple entre les densités d'énergie de deux composantes, la matière et l'énergie noire. La manière la plus naturelle de comparer les observations au modèle est de tracer les résultats dans l'espace  $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ . Les paramètres de courbure ( $k$ ) ou d'évolution de la constante cosmologique avec le temps ( $\omega_\Lambda$ ) peuvent aussi être laissés libres de fluctuer dans l'ajustement des données au modèle cosmologique, et les résultats des ajustements sont généralement présentés dans le plan  $(\omega, \Omega_M)$ . Ces deux façons de comparer les données au modèle sont représentées sur les figures 1.4(a) et 1.4(b), pour la dernière compilation de données faite par la collaboration SCP (Amanullah et al., 2010). Les prédictions et hypothèses du modèle sont actuellement bien contraintes par les observations des trois principales observables SNe Ia, BAO et CMB. Cette combinaison permet d'améliorer notablement la précision sur la mesure des paramètres cosmologiques en brisant les dégénérescences entre ces derniers. Ces dernières mesures des paramètres cosmologiques donnent<sup>6</sup> :

---

<sup>6</sup>Les incertitudes systématiques sont incluses dans tous ces résultats, et seront discutées au chapitre 3.

- $\Omega_M = 0,279_{-0,016}^{+0,017}$  et  $\omega = -0,997_{-0,082}^{+0,077}$  dans le cas d'un univers plat ;
- et  $\Omega_M = 0,281_{-0,016}^{+0,018}$ ,  $\Omega_k = -0,006_{-0,07}^{+0,08}$  et  $\omega = -1,035_{-0,097}^{+0,035}$  dans le cas où la courbure est aussi libre de fluctuer.

Au vu des incertitudes sur ces paramètres, les contraintes observationnelles sur le modèle n'excluent pas l'hypothèse d'un univers plat dans lequel la densité totale d'énergie est distribuée de la façon suivante :

- $\sim 72\%$  d'énergie noire, responsable de l'expansion accélérée de l'Univers,
- $\sim 28\%$  de matière, dont  $\sim 17\%$  de matière baryonique, contrainte par la nucléosynthèse primordiale (Burles et al., 2001), et  $\sim 83\%$  de matière froide non-baryonique et interagissant faiblement avec la matière baryonique (*cold dark matter*).

Malgré cette description relativement précise des données par le modèle actuel, certaines inconnues persistent toujours. C'est le cas, par exemple, la nature physique de l'énergie noire, et de son équation d'état constante. Une tentative d'explication par la présence d'une énergie du vide se confronte actuellement à des incertitudes théoriques majeures, représentées par une différence d'environ 120 ordres de magnitude entre les valeurs estimées et mesurées. Une autre surprise est celle du problème de la coïncidence : pourquoi une expansion accélérée de l'Univers n'apparaît que maintenant dans sa si longue histoire ? Pour essayer de résoudre ces problèmes ainsi que d'autres, quelques modifications du modèle standard de la cosmologie ont été proposées, certaines d'entre elles se faisant directement sur les termes des équations d'Einstein (p. ex. *f(R) gravities*), et d'autres définissant de nouvelles conditions spatiales en reconsidérant les bases du principe cosmologique (p. ex. *back-reaction*). Nous pouvons trouver un détail de ces modèles dans Copeland et al. (2006).

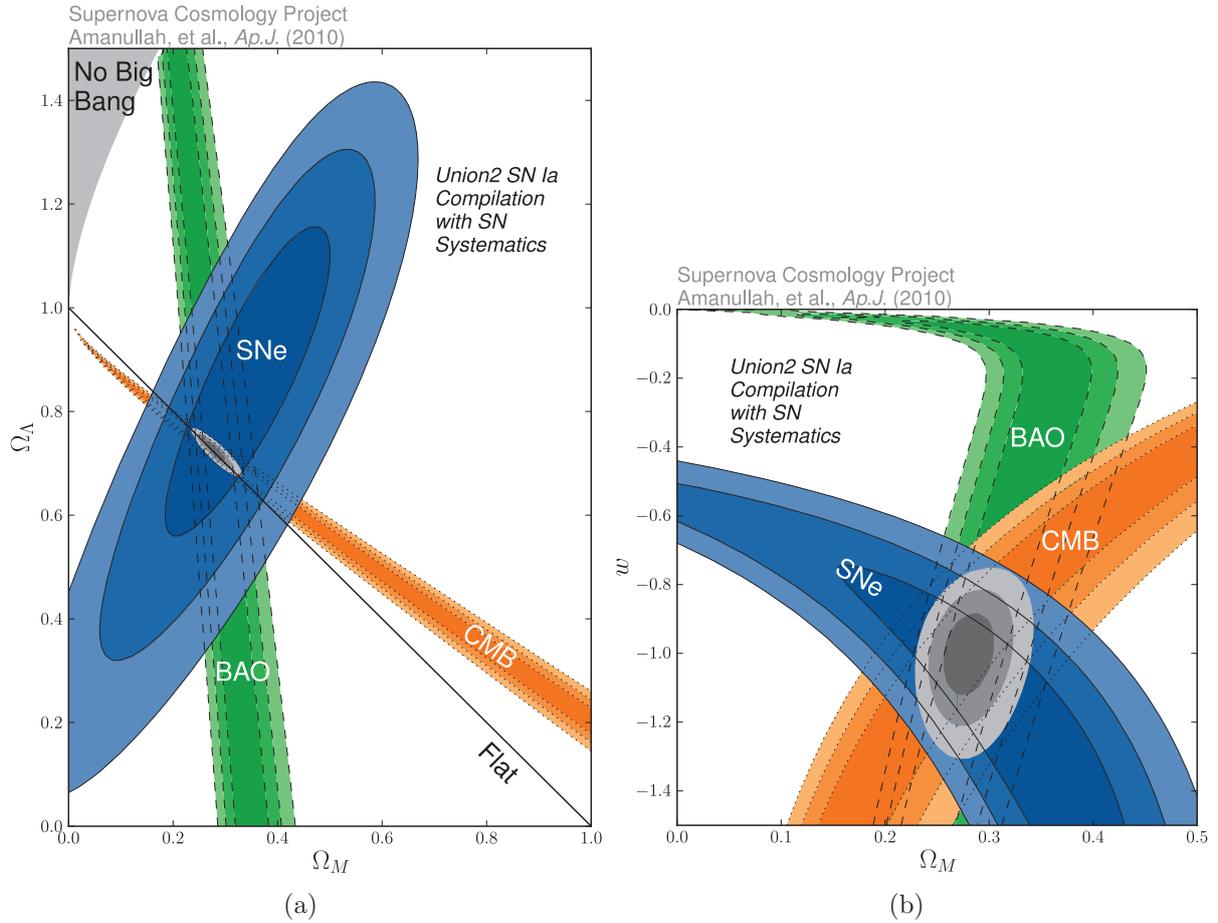


FIG. 1.4 – (a) Contours de confiance (stat+sys) de  $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$  avec  $\omega = -1$  et (b) de  $(\omega, \Omega_M)$  avec  $k = 0$  et  $\omega = \text{constant}$ , provenant de la combinaison des données SNe Ia, BAO et CMB (Amanullah et al., 2010).

# Chapitre 2

## Supernovæ de type Ia : Variabilités et standardisations

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Aperçu historique et classification des supernovæ . . . . .</b>	<b>17</b>
<b>2.2</b>	<b>SNe Ia, chandelles quasi-standards . . . . .</b>	<b>19</b>
2.2.1	Progéniteurs et mécanismes d’explosions . . . . .	19
2.2.2	Évolution et caractéristiques des SNe Ia typiques . . . . .	20
2.2.3	Sources de variabilités des SNe Ia . . . . .	22
2.2.4	SNe Ia atypiques . . . . .	25
<b>2.3</b>	<b>Standardisation des SNe Ia et cosmologie . . . . .</b>	<b>26</b>
2.3.1	Modélisation empirique des courbes de lumière . . . . .	26
2.3.2	SNe Ia et analyse cosmologique . . . . .	27

---

### 2.1 Aperçu historique et classification des supernovæ

L’explosion d’un astre en supernova est un phénomène cataclysmique et très énergétique, rayonnant un flux lumineux parfois aussi intense que celui de la galaxie hôte. Étant données leur nature et leur luminosité intrinsèque très élevée, les supernovæ seront observables à des distances cosmologiques, et ce pendant plusieurs semaines.

Historiquement, les supernovæ ont tout d’abord été classées selon leurs caractéristiques spectrales en deux groupes (Minkowski, 1941) : celles ne contenant pas de raies d’hydrogène, dites de type I, et celles contenant des raies d’hydrogène, de type II. Par la suite, une classification spectrale plus détaillée a été réalisée permettant de dégager plusieurs sous-ensembles dans ces deux grands types de supernovæ (Elias et al., 1985), présentée en détail sur la figure 2.1. Ce n’est que plus tard (Filippenko, 1988) que l’on a découvert que le phénomène physique amenant à l’explosion des supernovæ de type Ia était de nature différente de celle des types Ib, Ic ou II.

De ce fait, on distingue deux grandes catégories de supernovæ : les supernovæ thermonucléaires (type Ia), et les supernovæ gravitationnelles. Ces dernières ont pour origine

## CHAPITRE 2. SUPERNOVÆ DE TYPE IA : VARIABILITÉS ET STANDARDISATIONS

l'implosion gravitationnelle d'une étoile de grande masse ( $\geq 8M_{\odot}$ ) en fin de vie. La distribution de masse de leur progéniteur étant très large (de quelques masses solaires à plusieurs dizaines de masses solaires), la dispersion de leur luminosité maximale est beaucoup plus importante que celle des Ia (Hamuy and Pinto, 2002,  $\sim 1$  mag). Étant en outre moins lumineuses que leurs cousines Ia, une grande partie de leur énergie s'échappant en émission de neutrinos, elles ne permettent pas de sonder l'Univers aussi loin que les SNe Ia. Les méthodes de standardisation de ces objets n'en sont qu'à leurs débuts, et leur utilisation en cosmologie est pour le moment assez limitée, ne permettant des mesures de distance qu'avec une précision de 12 – 14% (dispersion  $\sim 0,3$  mag après corrections) (Olivares E. et al., 2010; Poznanski et al., 2010). Les supernovæ de type Ia font quant à elles partie d'une classe relativement homogène, et sont considérées en première approche comme des chandelles quasi-standards. Nous verrons en détail par la suite que ces objets devront cependant être « standardisés » pour pouvoir être utilisés en cosmologie de précision, et qu'ils permettent actuellement des mesures de distances avec une précision de l'ordre de 7%.

Sur la figure 2.2(a) sont représentés des spectres typiques de supernovæ de type Ia, Ib, Ic et II à trois moments de leur évolution. Nous y retrouvons les différences spectrales énoncées précédemment, et en particulier la présence très prononcée du silicium aux alentours de 6150 Å pour le spectre de SN Ia au maximum de luminosité. Cette raie du silicium associée à celle du soufre (S II) aux alentours de 5500 Å (le « W » du soufre), seront très utiles pour différencier les SNe Ia des autres type de supernovæ. Un autre moyen de différencier les supernovæ est l'observation de l'évolution de leur luminosité en fonction du temps, c'est-à-dire leurs courbes de lumière (détaillées au § 2.2.2.1 pour les SNe Ia), présentées sur la figure 2.2(b). Les supernovæ ont en effet des courbes de lumière qui diffèrent notablement selon leur type.

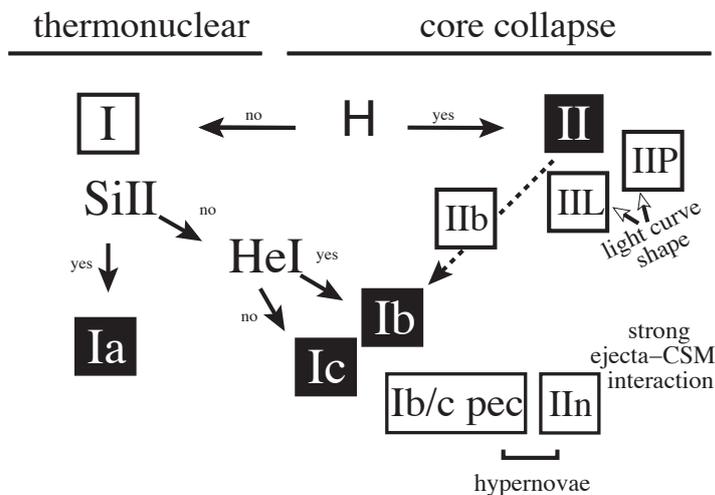


FIG. 2.1 – Classification spectroscopique des supernovæ en sous groupes. Turatto (2003).

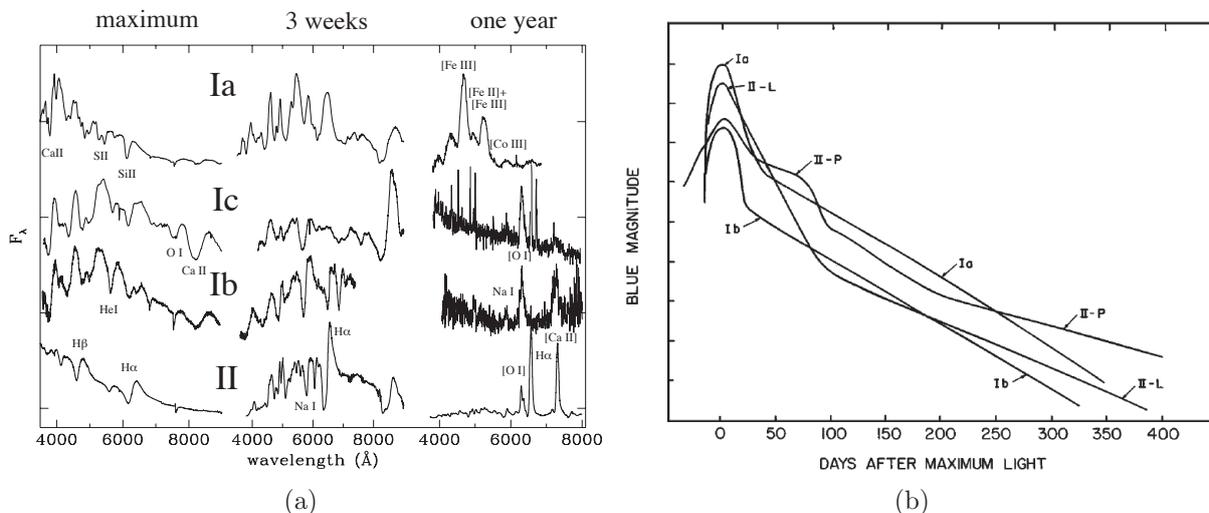


FIG. 2.2 – (a) Spectres de supernovæ à différentes époques de leur évolution (Turatto, 2003). (b) Courbes de lumière typiques des principaux types de supernovæ (Filippenko, 1997).

## 2.2 SNe Ia, chandelles quasi-standards

Les supernovæ de type Ia, considérées comme étant de bonnes chandelles standards, sont visibles jusqu'à des distances où l'impact de la cosmologie est mesurable ( $z \leq 1,4$ ). Ces objets, d'une grande importance pour la mesure des paramètres cosmologiques (Perlmutter et al., 1997), évoluent au cours du temps sur une période d'environ deux mois en passant par un maximum de luminosité, utilisé comme étalon de distance. Bien qu'appartenant à une classe homogène, les SNe Ia possèdent pourtant une variabilité de l'ordre de 40% au pic de luminosité. Il sera donc nécessaire de standardiser ces objets pour effectuer des mesures de précision. Cette section décrira brièvement l'évolution temporelle des SNe Ia, les sources (supposées) de leur variabilité, ainsi que les méthodes actuelles de standardisation et les récents résultats obtenus à l'issue des analyses cosmologiques.

### 2.2.1 Progéniteurs et mécanismes d'explosions

La grande homogénéité observée parmi les SNe Ia laisse à penser que leurs progéniteurs font partie d'une classe d'objets très similaires. En effet, l'uniformité des courbes de lumière des SNe Ia et de leurs spectres suggère que la diversité en masse ou composition des progéniteurs doit être faible, au moins au moment de l'explosion. De plus, l'absence de raies spectrales correspondant à des éléments légers tels que l'hydrogène ou l'hélium serait l'indication d'un objet plutôt évolué, dont les couches superficielles auraient été éjectées. Le progéniteur d'une SN Ia n'a jamais été observé, mais le consensus est qu'il serait une naine blanche en système binaire. Les naines blanches sont des objets très particuliers dont la stabilité est assurée par la pression des électrons dégénérés. Plus leur masse est importante, plus leur taille est réduite. Leur masse limite de stabilité, appelée masse limite de Chandrasekhar (Chandrasekhar, 1931), correspondant à un rayon nul, dépend de l'équation d'état de la naine blanche et a une valeur proche de  $1,44 M_{\odot}$ . Avant d'atteindre cette masse, la température au coeur de l'objet est devenue suffisante pour

enclencher les réactions de fusion thermonucléaire, synthétisant des éléments lourds dans les couches internes (Ni, Co, Fe), des éléments de masses intermédiaires dans les couches où la température est plus faible (Si, S, Ca, Mg, O), et laissant parfois dans les couches superficielles des éléments non consommés (C, O). Grâce aux  $\gamma$  émis, cette vague de fusion thermonucléaire se propagerait à travers l'objet tout d'abord de façon subsonique et ensuite de façon supersonique (détonation retardée) jusqu'à son explosion et sa désintégration totale (Hillebrandt and Niemeyer, 2000; Röpke et al., 2011).

Dans le scénario classique d'explosion, la naine blanche se trouve être en système binaire, mais la nature exacte de son compagnon n'est cependant pas encore connue. Il existe actuellement deux scénarios principaux : le *Single Degenerate Scenario* (Whelan and Iben, 1973, SD) et le *Double Degenerate Scenario* (Iben and Tutukov, 1984; Webbink, 1984, DD). Dans le scénario SD, la naine blanche accrète de la matière d'un compagnon non-dégénéré tel que, par exemple, une étoile de la séquence principale ou une géante rouge, et explose en SN Ia lorsque sa masse s'approche de la masse de Chandrasekhar. Dans le scénario DD, deux naines blanches fusionnent en un objet qui explosera en SN Ia si sa masse totale est plus grande que la masse de Chandrasekhar. À l'heure actuelle, ces deux scénarios ne peuvent pas être discriminés de façon sûre.

### 2.2.2 Évolution et caractéristiques des SNe Ia typiques

#### 2.2.2.1 Courbe de lumière

Après la phase initiale de fusion, la luminosité d'une SN Ia a pour source énergétique les réactions de désintégration radioactive du  $^{56}\text{Ni}$  en  $^{56}\text{Co}$  puis en  $^{56}\text{Fe}$ . Lors de son évolution, la diminution de l'opacité de l'enveloppe en expansion sera en compétition avec le taux de désintégration nucléaire dans le coeur de la supernova. Ainsi, après avoir atteint son pic de luminosité typiquement 17,5 jours après l'explosion (Hayden et al., 2010), lorsque l'opacité aura suffisamment diminué, la luminosité bolométrique diminuera exponentiellement en deux étapes liées aux périodes radioactives du  $^{56}\text{Ni}$  (6,075 jours) et du  $^{56}\text{Co}$  (77,27 jours) selon les réactions :  $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ . La forme de la courbe de lumière est donc en première approche fixée par la quantité de  $^{56}\text{Ni}$  produite au moment de la réaction de fusion C+O, convoluée à une constante de temps de diffusion dans la photosphère de la supernova (voir figure 2.3). Cela explique leur grande similarité ainsi que l'homogénéité de leur maximum de luminosité (Arnett, 1982, 1999). Les rayons gamma produits lors des désintégrations nucléaires étant thermalisés par le plasma environnant, ils seront principalement émis dans le visible au pic de luminosité ( $\sim 4000 \text{ \AA}$ ), ainsi que dans le proche ultra-violet (NUV) et le proche infrarouge (NIR) (Howell et al., 2009b).

#### 2.2.2.2 Caractéristiques spectrales

Les supernovæ typiques, dites « Branch-normal » (Branch et al., 2006), présentent une remarquable homogénéité spectrale. Ces SNe Ia possèdent un lot de raies caractéristiques, dont la plus proéminente se trouve aux alentours de  $6100 \text{ \AA}$ , et est due au doublet du Si II ( $6347 \text{ \AA}$  et  $6371 \text{ \AA}$ ). D'autres raies sont aussi aisément observables aux alentours du maximum de luminosité, comme le Ca II, le Si II, le Mg II, S II et le O I, toutes représentées

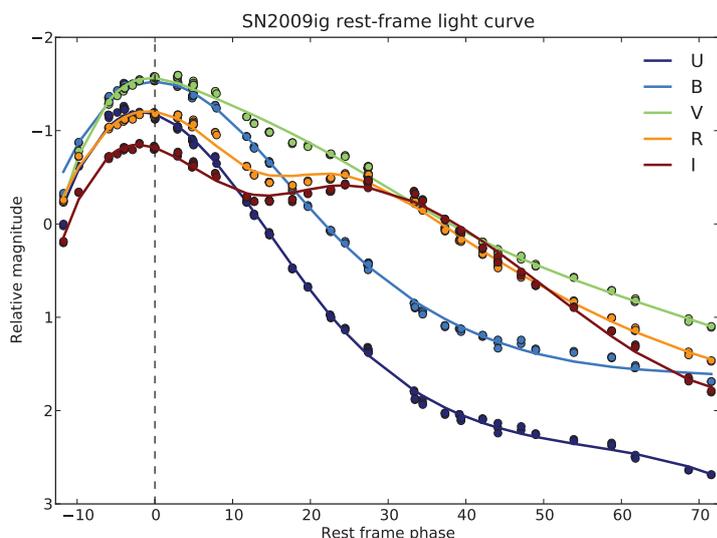


FIG. 2.3 – Courbe de lumière dans des bandes UBVRI, synthétisées à partir des observations de SN2009ig par la collaboration SNfactory. Ces courbes ont été lissées par une spline d'ordre 3.

sur la figure 2.4 pour un spectre typique de SNe Ia. On y trouve aussi des raies de Ni, Fe, et Co faiblement ionisées dont la part relative augmentera à des phases plus tardives.

Une des particularités des spectres de SNe Ia est la présence de raies spectrales dont la forme est caractéristique d'enveloppes en expansion, appelées « profil P-Cygni ». De façon schématique, la photosphère en expansion peut être divisée en trois régions (figure 2.5(a)) : la zone d'absorption, les lobes d'émission, et la zone occultée. Un rayonnement de longueur d'onde  $\lambda_0$  émis par un élément de la zone centrale sera diffusé dans la zone en expansion en direction de l'observateur (zone d'absorption). Cela va engendrer une absorption moyenne par rapport à un continuum qui sera décalée vers le bleu. Dans les lobes d'émission, la même diffusion produira un pic à une longueur d'onde centrée sur  $\lambda_0$ . La somme de ces deux contributions donnera le profil P-Cygni présenté sur la figure 2.5(b), la contribution de la région occultée étant négligeable. Les spectres de SNe Ia sont constitués de profils P-Cygni imparfaits (par exemple Si II  $\lambda 6355$ ), du fait du mélange de la contribution des différents éléments présents dans l'enveloppe en expansion et de l'absence d'un réel continuum (figure 2.4). Ces profils étant dépendants de paramètres tels que la vitesse d'expansion de la couche dans laquelle a lieu l'émission, sa densité ou encore sa profondeur optique, une estimation de certains paramètres physiques pourra être effectuée sur les spectres des SNe Ia, en particulier, il sera possible de mesurer les vitesses des éjecta.

Spectralement, l'évolution temporelle des SNe Ia peut se diviser en deux phases. La première est la phase photosphérique, lorsque les couches superficielles sont opaques au rayonnement. Nous y observons leur composition sous la forme de raies en absorption, qui évolueront progressivement lorsque les couches externes en expansion deviendront peu à peu transparentes au rayonnement. La seconde est la phase nébulaire, plusieurs semaines après le maximum de luminosité, lorsque l'environnement est devenu transparent. Nous y observons les raies d'émission provenant des couches internes, attribuées principalement aux transitions du Co et Fe. Sur la figure 2.6, est représentée une tomographie (« cat scan ») de SN Ia, illustrant cette évolution spectrale. L'opacité de l'enveloppe diminuant au cours du temps, les couches sondées seront de plus en plus profondes, et le spectre évoluera en fonction des éléments les constituant, amenant à l'apparition de plus en plus

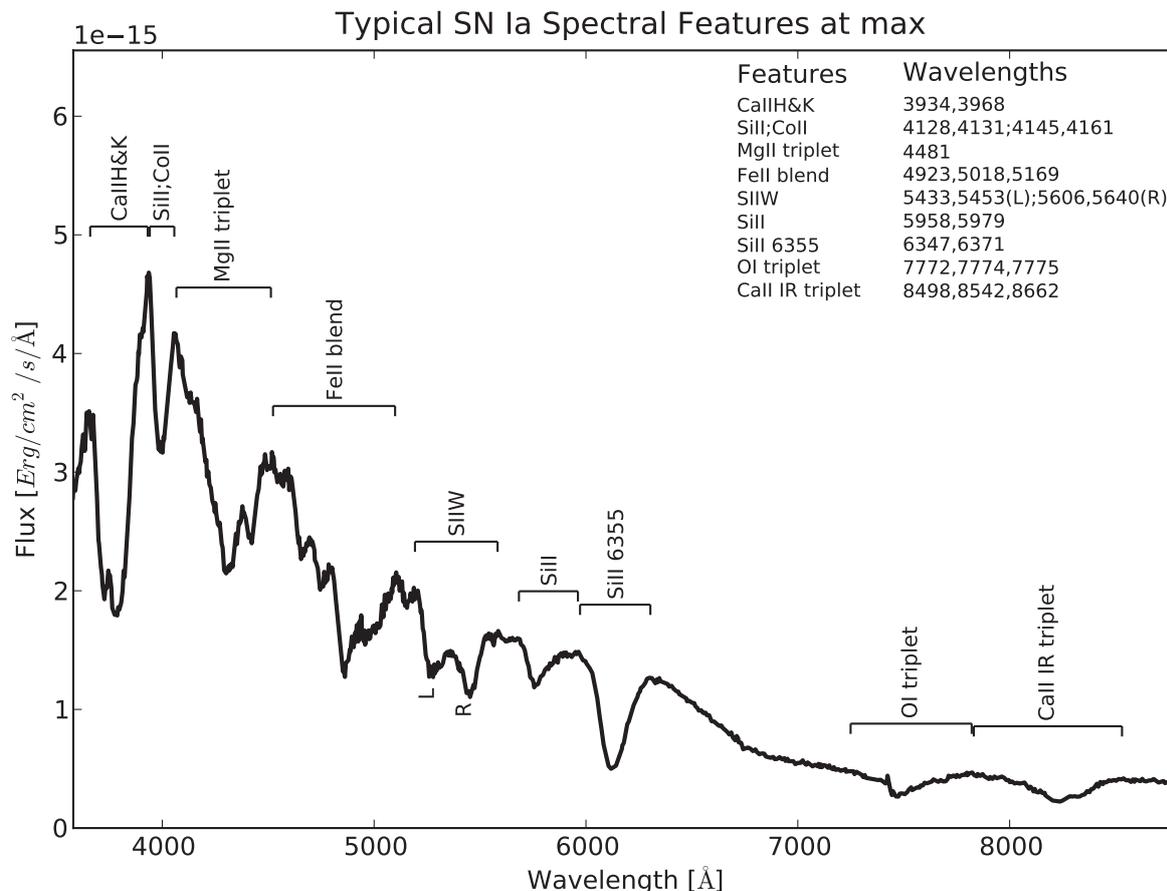


FIG. 2.4 – Spectre typique de SN Ia au maximum de luminosité et ses raies spectrales caractéristiques.

nette de raies associées aux Ni, Fe et Co.

### 2.2.3 Sources de variabilités des SNe Ia

Malgré leur grande homogénéité, les SNe Ia présentent une variabilité que l'on associe généralement à deux sources distinctes : les variabilités intrinsèques, résultant de la fluctuation des propriétés du système binaire initial ou des propriétés de l'explosion, et les variabilités extrinsèques, associées à l'absorption par les poussières présentes dans le milieu interstellaire, la part de chacune de ces variabilités variant d'un objet à l'autre. En pratique, ces deux sources se retrouvent mélangées dans la variabilité observée, et leur séparation ne peut se faire que par l'intermédiaire de paramètres ne mesurant que l'une d'entre elles. Même si ces variabilités ne sont pas parfaitement comprises, du fait de ce mélange des sources et des difficultés de leur modélisation, il existe néanmoins plusieurs hypothèses portant sur les phénomènes pouvant les engendrer.

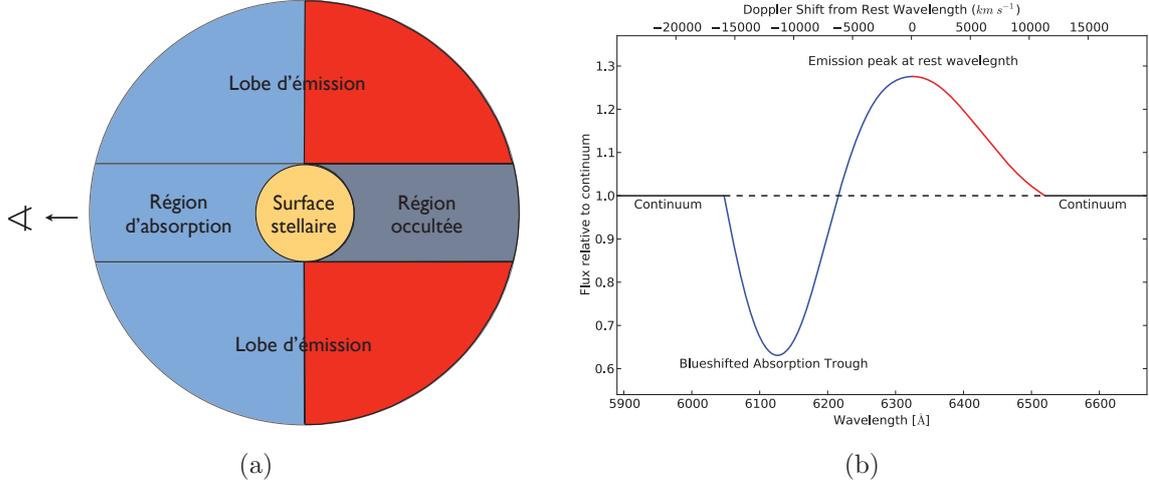


FIG. 2.5 – (a) Représentation géométrique d’une photosphère en expansion entraînant la formation de profil P-Cygni. (b) Représentation schématique d’un profil P-Cygni. La partie bleue en absorption provient de la zone d’absorption en expansion vers l’observateur. Le pic d’émission, centré sur la longueur d’onde centrale dans son référentiel au repos, résulte de la diffusion dans les lobes d’émission.

### 2.2.3.1 Variabilité intrinsèque : composition et explosion

Les sources de la variabilité intrinsèque de la luminosité des SNe Ia pourraient provenir de plusieurs phénomènes physiques liés au système lui-même (naine blanche + compagnon). Cette variabilité pourrait être le résultat de la production d’une quantité variable de <sup>56</sup>Ni, dépendant de la composition et de la métallicité initiales de la naine blanche (Mazzali et al., 1998; Timmes et al., 2003; Gallagher et al., 2008; Howell et al., 2009b), faisant varier la luminosité intrinsèque de la SN Ia. Une autre hypothèse pouvant expliquer des variabilités de luminosité serait de considérer une explosion asymétrique de la naine blanche, où la position du point d’allumage des réactions thermonucléaires et de la propagation de la flamme de combustion associée pourraient varier d’un objet à l’autre. Selon cette hypothèse, et même pour des compositions initiales identiques, les variations de la luminosité intrinsèque des SNe Ia dépendent de l’angle de vue par lequel elles sont observées (Maeda et al., 2011).

### 2.2.3.2 Variabilité extrinsèque : milieu interstellaire et circumstellaire

La variabilité extrinsèque de la luminosité des SNe Ia aurait pour source principale l’absorption d’une partie du flux émis lors de l’explosion par les poussières présentes dans le milieu interstellaire de la galaxie hôte de la supernova, l’absorption par les poussières de la Voie lactée étant corrigée avant les analyses<sup>1</sup>. Selon le type et la quantité de poussière,

<sup>1</sup>Nous utilisons pour cela la loi d’extinction de Cardelli (Cardelli et al., 1989) et les paramètres d’extinction propres à chaque ligne de visée (Schlegel et al., 1998). Néanmoins, cette correction suppose une loi d’extinction identique quelle que soit la ligne de visée considérée, et ne tient pas compte des incertitudes sur les paramètres d’extinction, ce qui pourrait engendrer de légères incertitudes non prises en compte lors des corrections.

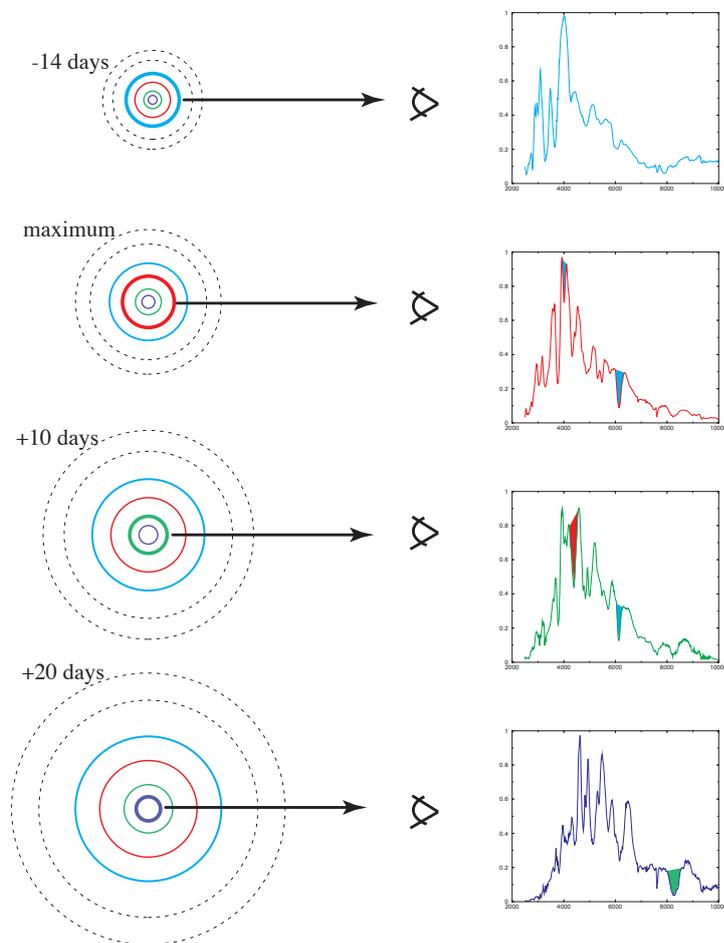


FIG. 2.6 – Tomographie (« cat scan ») d’une SN Ia. L’évolution de l’opacité de l’enveloppe en expansion permet d’accéder à différentes profondeurs au fil du temps : chaque couche étant constituée de différents éléments, une évolution du spectre de la supernova sera observée au cours du temps.

l’extinction pourra atteindre plusieurs magnitudes, augmentant de façon non négligeable la variabilité des SNe Ia. Ces deux paramètres dépendront de la position de la supernova dans sa galaxie hôte par rapport à l’observateur, ainsi que des propriétés de la galaxie hôte (type, âge, etc). Cette variabilité sera étudiée plus en détail dans la partie [IV](#).

Un autre effet d’extinction pouvant aussi intervenir est celui lié à la présence de poussières circumstellaires. Ces poussières, provenant de la matière éjectée au cours de l’évolution du système binaire initial, pourront avoir des propriétés différentes de celles des poussières du Milieu InterStellaire (MIS) ([Goobar, 2008](#)), mais dépendront d’une loi d’extinction et auront donc un impact sur le flux de la SN Ia comparable à celui du MIS. Cette extinction, qui de par sa relation directe avec le système binaire initial devrait être considérée comme une variabilité intrinsèque, sera très difficile à différencier de celle du MIS sans analyse temporelle, et sera certainement prise en compte d’une certaine manière dans la mesure de couleur et les corrections correspondantes.

### 2.2.3.3 Effets d’environnement et d’évolution

Le variabilité des SNe Ia pourrait être partiellement reliée à différents paramètres caractérisant les propriétés des galaxies hôtes. Un exemple de corrélation est celui de la métallicité de la naine blanche, ou la nature de son compagnon, qui pourrait dépendre de la métallicité moyenne de son environnement. Cet effet ferait émerger deux types de progéniteurs et donc deux classes de supernovæ : les SNe Ia à progéniteurs jeunes, dites SNe Ia *précoces* (« *prompt* »), explosant rapidement après la formation du système binaire (quelques centaines de millions d’années), et les SNe Ia issues de vieux progéniteurs, dites *retardées* (« *delayed* »), explosant plus tardivement (quelques milliards d’années) (Mannucci et al., 2005; Scannapieco and Bildsten, 2005; Sullivan et al., 2006; Raskin et al., 2009). Il semblerait de plus que les courbes de lumière des SNe Ia précoces soient plus larges, et qu’elles soient en moyenne plus brillantes que leurs homologues retardées (Hamuy et al., 1996; Howell, 2001; Sullivan et al., 2006).

Les propriétés des galaxies évoluant aussi avec le décalage vers le rouge, le taux de formation d’étoiles augmentant par exemple d’un facteur  $\sim 10$  de  $z = 0$  à  $z = 1,5$ , le rapport des précoces sur retardées devrait lui aussi augmenter, entraînant une augmentation moyenne de la largeur de la courbe de lumière et de la luminosité intrinsèque (Howell et al., 2007). Le rougissement pourrait bien entendu être lui aussi affecté par de tels effets d’évolution.

Ces effets d’évolution, dont l’influence se ferait sur les deux types de variabilités, pourraient avoir un impact sur les analyses cosmologiques. Les propriétés des galaxies hôtes des SNe Ia sont ainsi étudiées en parallèle (Neill et al., 2009; Sullivan et al., 2010; Lampeitl et al., 2010).

### 2.2.4 SNe Ia atypiques

Toutes les SNe Ia ne peuvent être classées dans la catégorie des “Branch-normal”, comme celles précédemment introduites. Certaines d’entre elles sont suffisamment différentes pour les placer dans deux sous-catégories : les supernovæ sous-lumineuses et les supernovæ sur-lumineuses. Ces deux catégories sont liées à deux objets observés en 1991 et utilisés comme références : SN1991bg et SN1991T, respectivement sous-lumineuse et sur-lumineuse.

Les supernovæ sous-lumineuses, de type « 91bg » (Filippenko et al., 1992a), sont principalement identifiables par leur couleur plus rouge, leur luminosité anormalement basse ( $\sim 2,5$  mag d’écart pour SN1991bg au maximum en bande B), l’absence des seconds pics en R et I et leur courbe de lumière à décroissance rapide. Leur spectre possède de fortes raies d’absorption aux alentours de  $4000 \text{ \AA}$ , attribuées au Ti II, et des raies nébulaires très étroites. Elles pourraient être le résultat d’une explosion sous-produisant du  $^{56}\text{Ni}$  par rapport à une SN Ia normale, et auraient dans leurs éjectas une large fraction de la masse du progéniteur non brûlée. Elle pourrait aussi résulter de la fusion violente de deux naines blanches de masses  $\approx 0,9M_{\odot}$  (Pakmor et al., 2011).

Les supernovæ sur-lumineuses, de type « 91T » (Filippenko et al., 1992b), sont quant à elles légèrement plus lumineuses que la moyenne ( $\sim 0,5$  mag), bien que leur courbe de lumière soit similaire à celle d’une SN Ia normale. Spectralement, ces supernovæ présentent une raie d’absorption du Si II autour de  $6100 \text{ \AA}$  plus faible que celle des SNe Ia typiques.

Leur spectre est en revanche dominé par des raies de Fe III et devient très similaire au spectre typique de SNe Ia pendant la phase nébulaire. Selon une hypothèse émise par [Marietta et al. \(2000\)](#) et reprise dans [Kasen et al. \(2004\)](#) et [Meng and Yang \(2010\)](#), l'existence d'un creux dans la photosphère de la SNe Ia causé par l'interaction entre les éjecta et le compagnon au moment de l'explosion pourrait expliquer les différences spectrales et la luminosité plus importante de ces objets si l'angle de vue était dirigé vers ce creux.

Précisons que les supernovæ sous-lumineuses ne sont pas utilisées dans les analyses cosmologiques, alors que les sur-lumineuses le sont puisque que nous sommes capables de les standardiser en utilisant les approches classiques.

Un autre type d'objets particuliers est représenté par les SNe Ia de type « super-Chandrasekhar », dont la luminosité dépasse celle accordée par l'explosion d'une naine blanche d'une masse proche de celle de Chandrasekhar ( $\sim 0,9$  mag). Différents scénarios sont proposés pour expliquer ce phénomène, dont celui de la fusion de deux naines blanches en système binaire, ou encore celui de l'explosion d'une naine blanche à la masse de Chandrasekhar dont la distribution du matériel radioactif serait décalée de son centre ([Hillebrandt et al., 2007](#)).

### 2.3 Standardisation des SNe Ia et cosmologie

Les analyses cosmologiques utilisant les données observationnelles des SNe Ia se font à l'aide de leur module de distance, traditionnellement mesuré par rapport à leur magnitude au maximum de luminosité en bande B. L'estimation de ce maximum de luminosité sera donc la première étape vers la mesure des paramètres cosmologiques. De plus, des corrections appliquées à ces magnitudes seront essentielles pour standardiser ces objets, et sont réalisées de façon totalement empirique en cherchant à réduire la dispersion. Ces corrections se feront généralement par l'estimation d'un paramètre lié à la largeur de la courbe de lumière ([Phillips, 1993](#); [Perlmutter et al., 1997](#),  $\Delta m_{15}$  et facteur de *stretch*) et d'un paramètre de couleur ([Tripp, 1998](#)). Depuis l'introduction de ces corrections, plusieurs méthodes d'ajustement de courbes de lumière ont vu le jour, permettant une estimation de la magnitude au maximum de luminosité ainsi que des paramètres utilisés par le processus de standardisation. Nous présenterons dans la suite le modèle SALT2 ([Guy et al., 2007](#)) de la collaboration SNLS (*SN Legacy Survey*), aussi utilisé dans la collaboration SNfactory pour l'ajustement de nos courbes de lumière. D'autres méthodes de standardisation utilisant des indicateurs spectraux seront aussi présentées dans la partie III.

#### 2.3.1 Modélisation empirique des courbes de lumière

##### 2.3.1.1 Le modèle SALT2

SALT2 ([Guy et al., 2007](#), *Spectral Adaptive Light Curve Template*) est un modèle empirique d'évolution temporelle spectro-photométrique des supernovæ de type Ia. Il est construit à partir d'un large lot de données incluant des courbes de lumière et des spectres

de SN Ia proches et lointaines, provenant de la littérature et en partie de la collaboration SNLS. Le spectre de chaque supernova est modélisé comme la somme d'une séquence spectrale moyenne de SN Ia et d'une variation de luminosité et de couleur. Le modèle de flux pour une supernova est du type :

$$F_{SN}(p,\lambda) = x_0 \times [S_0(p,\lambda) + x_1 \times S_1(p,\lambda) + \dots] \times \exp [c \times CL(\lambda)], \quad (2.1)$$

où  $F_{SN}$  est le flux à une phase  $p$  par rapport au maximum de luminosité en bande B et à une longueur d'onde  $\lambda$ , dans le référentiel au repos. Ce flux dépend de :

- $S_i(p,\lambda)$ , la séquence spectrale moyenne ( $i = 0$ ) et ses variabilités éventuelles ( $i > 0$ ) ;
- $CL(\lambda)$ , une loi de couleur corrective moyenne ;
- $c$ , un paramètre de couleur ;
- $x_0$ , un facteur de normalisation global permettant la standardisation sans la connaissance de la distance ;
- et les  $x_i$ , paramètres intrinsèques de la SN Ia, équivalents au premier ordre à  $\Delta m_{15}$  ou au facteur de *stretch*.

En pratique, le modèle est capable de décrire la plupart des variabilités des SNe Ia avec  $i = 1$ , et la SN Ia est caractérisée (relativement à une supernova et une couleur moyenne) par quatre paramètres : une date de maximum en B, une normalisation  $x_0$ , directement reliée de façon logarithmique à la magnitude au maximum de luminosité  $m_B^*$ , un paramètre équivalent au *stretch*  $x_1$  et un paramètre de couleur  $c$ . Une mesure du module de distance avec une dispersion de  $\sim 0,16$  est généralement atteinte après standardisation à l'aide de  $x_1$  et  $c$  (contre  $\sim 0,4$  sans aucune correction<sup>2</sup>), dont des exemples seront montrés dans le paragraphe suivant et le chapitre 4.

### 2.3.1.2 Autres méthodes

D'autres programmes d'ajustement de courbes de lumière existent, généralement aussi basés sur la détermination de paramètres type *stretch*/couleur. Alors que la plupart de ces modèles ne font aucune supposition quant à la source des variabilités (SALT2, [Guy et al., 2007](#) ; SIFTO, [Conley et al., 2008](#) ; SNOOPY, [Burns et al., 2010](#)), d'autres émettent certaines hypothèses sur la forme de la loi de couleur ou sur la distribution des couleurs intrinsèques (MLCS2k2, [Jha et al. \(2007\)](#)). Il existe d'autres paramètres empiriques, basés sur les couleurs photométriques à des phases autres que le maximum de luminosité, servant aussi à la standardisation des SNe Ia (p. ex.  $\Delta C_{12}$ , [Wang et al., 2005](#)).

### 2.3.2 SNe Ia et analyse cosmologique

Dans l'hypothèse des chandelles standards, la magnitude observée des SNe Ia devrait varier en fonction du décalage vers le rouge selon une loi décrite par leur module de distance  $\mu$ , défini par l'équation (1.27). L'ajustement cosmologique des SNe Ia est donc une comparaison entre l'évolution prédite et l'évolution observée de leur module de distance en

<sup>2</sup>Cette dispersion est valable pour la bande B. En effet, les dispersions naturelles dans les autres bandes peuvent être différentes. La dispersion dans l'IR est par exemple généralement plus faible, même sans correction ([Mandel et al., 2011](#)).

## CHAPITRE 2. SUPERNOVÆ DE TYPE IA : VARIABILITÉS ET STANDARDISATIONS

---

fonction du décalage vers le rouge, et est représenté sous la forme moderne du diagramme de Hubble (l'original étant présenté en figure 1.2). Cet ajustement peut être réalisé avec les paramètres ajustés par le modèle SALT2 pour chaque SN Ia,  $m_B^*$ ,  $x_1$  et  $c$ , avec un estimateur de la forme :

$$\mu_B = m_B^* - M + \alpha \times x_1 - \beta \times c, \quad (2.2)$$

où les deux derniers termes sont les facteurs de corrections empiriques.  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $M$  sont ajustés lors de la minimisation des résidus au diagramme de Hubble par une fonction du type :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[\mu_{B,i}(\alpha, \beta, M) - \mu(z_i; \Omega_M, \Omega_\Lambda, \omega)]^2}{\sigma_{\mu_{B,i}}^2 + \sigma_{int}^2}, \quad (2.3)$$

où  $N$  est le nombre de supernovæ entrée dans l'ajustement,  $\mu$  est le module de distance dépendant du décalage vers le rouge et des paramètres cosmologiques,  $\sigma_\mu$  est l'incertitude propagée de la matrice de covariance des paramètres de l'ajustement des courbes de lumière ( $m_B^*$ ,  $x_1$  et  $c$ ) et  $\sigma_{int}$  est un terme empirique contenant les sources d'incertitudes systématiques et la dispersion intrinsèque observée des SNe Ia, généralement choisi pour obtenir un  $\chi^2$  réduit de 1. Notons que le traitement des incertitudes peut varier d'une analyse cosmologique à une autre, en particulier en ce qui concerne les sources systématiques d'incertitude et la prise en compte de la dispersion intrinsèque ajoutée.

Le diagramme de Hubble obtenu à l'issue d'une analyse cosmologique compilant les observations de 557 SNe Ia proches et lointaines provenant de divers projets (Amanullah et al., 2010) est montré sur la figure 2.7. Les dispersions moyennes des résidus qu'ils obtiennent (voir leur table 7) sont du même ordre de grandeur que celui des autres analyses cosmologiques utilisant les paramètres  $x_1$  et  $c$  pour les corrections empiriques des variabilités.

Un des nombreux points régulièrement discutés à l'issue des analyses cosmologiques est la valeur du paramètre  $\beta$ , correspondant de manière indirecte au paramètre  $R_V$  de la loi d'extinction (voir chapitres 4 et 7). En effet, si le paramètre de couleur du modèle SALT2 ne mesurait que la variabilité extrinsèque des SNe Ia, et si la poussière de leurs galaxies hôtes était en moyenne la même que celle de notre galaxie la Voie lactée, la valeur du paramètre  $\beta$  devrait être proche de 4,1 et non pas de 2,5 comme c'est généralement le cas. Cela sera discuté plus en détail dans le chapitre 4 et la partie IV.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, la combinaison des SNe Ia avec d'autres sondes de l'énergie noire améliore de façon notable la précision des mesures des paramètres cosmologiques, en brisant les dégénérescences entre  $\omega$  et  $\Omega_m$  (figure 1.4). Néanmoins, les sources d'incertitudes systématiques sur les mesures des distances par la méthode des SNe Ia restent dominantes dans le budget d'erreur. L'observation d'un grand échantillon de SNe Ia proches de qualité spectrophotométrique s'avèrera utile dans la diminution de ces incertitudes.

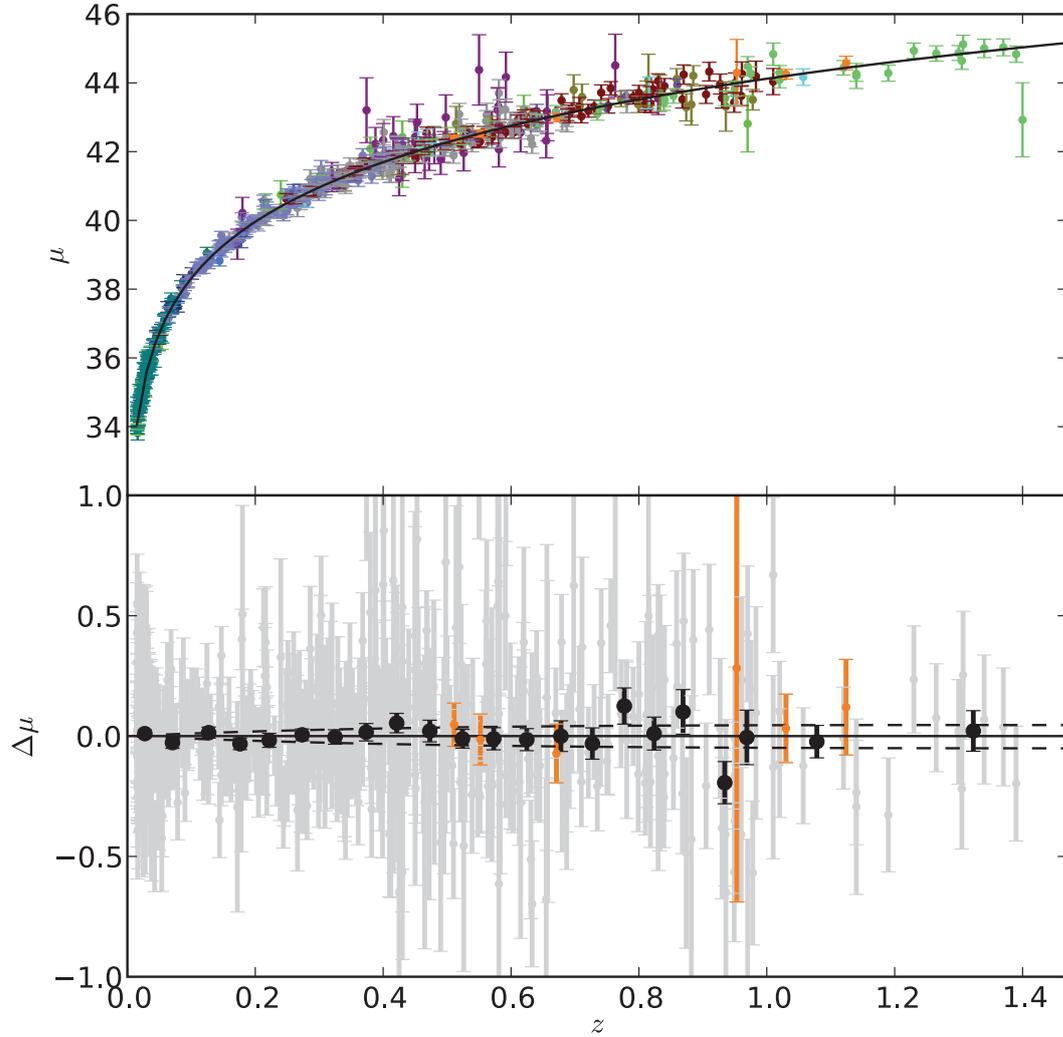


FIG. 2.7 – Panneau du haut : Diagramme de Hubble corrigé de *stretch* ( $x_1$ ) et de couleur ( $c$ ) de la compilation Union 2 (Amanullah et al., 2010). La courbe noire représente le meilleur ajustement cosmologique pour un univers plat, incluant les contraintes apportées par le CMB et le BAO. Les différentes couleurs représentent les données de différents échantillons de SNe Ia.

Panneau du bas : Résidus au diagramme de Hubble. Les points gris montrent les résidus pour chaque SN Ia utilisées dans l’ajustement, les points noirs montrent les résidus ré-échantillonnés. Les lignes pointillées représentent les courbes attendues des résidus au diagramme de Hubble pour des modèles cosmologiques avec  $w \pm 0,1$  par rapport à la meilleure valeur ajustée.



# Chapitre 3

## Spectrophotométrie des SNe Ia proches : the Nearby Supernova Factory

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Le rôle des SNe Ia proches . . . . .</b>	<b>31</b>
3.1.1	Amélioration statistique . . . . .	32
3.1.2	Amélioration des systématiques . . . . .	33
<b>3.2</b>	<b>Le projet SNfactory . . . . .</b>	<b>34</b>
3.2.1	Objectifs . . . . .	34
3.2.2	Observations et prises de données . . . . .	35
3.2.3	Quelques mots sur la réduction de données . . . . .	36

---

### 3.1 Le rôle des SNe Ia proches

Mesurées dans un intervalle de décalage vers le rouge où les vitesses propres des galaxies sont négligeables, et dans une zone du flot de Hubble où l'influence de la cosmologie est faible ( $0,03 < z < 0,08$ ), les SNe Ia proches jouent un rôle clé dans les analyses cosmologiques. En effet, elles ancrent le diagramme de Hubble à bas décalage vers le rouge par leur capacité à mesurer le paramètre de nuisance des ajustements cosmologiques ( $H_0 L^2$ ). Étant plus proches et donc plus lumineuses, elles possèdent un plus grand rapport signal sur bruit et permettent de constituer un échantillon bien caractérisé de SNe Ia, ce qui autorise des analyses approfondies de leur variabilité. Un large échantillon de SNe Ia proches observées de façon homogène permet la construction d'un échantillon spectral de référence et donc une réduction des erreurs statistiques et systématiques dans les analyses cosmologiques.

### 3.1.1 Amélioration statistique

Dans les premières analyses cosmologiques (Perlmutter et al., 1999), la différence entre le nombre de SNe Ia aux grands et faibles décalages vers le rouge faisait de l'échantillon proche un facteur limitant sur la précision avec laquelle nous pouvions mesurer les paramètres cosmologiques. Il a effectivement été montré que les incertitudes de mesure des relevés futurs sont fortement réduites par l'observation d'un grand nombre de SNe Ia proches (Linder, 2006, figure 3.1). Il devenait donc nécessaire de réduire le déficit de SNe Ia proches dans l'échantillon global, et c'est pourquoi depuis quelques années, plusieurs projets se sont concentrés sur l'observation des SNe Ia à bas décalage vers le rouge pour augmenter la taille de cet échantillon, et réduire ainsi les incertitudes sur les mesures cosmologiques. Nous pouvons voir sur la figure 3.2 les distributions des SNe Ia à bas décalage vers le rouge des données actuelles observées par plusieurs groupes, dont celles de la collaboration SNfactory, auxquelles viendront s'ajouter entre autres les données du projet PTF (Law et al., 2009, Palomar Transient Factory), en cours depuis 2011.

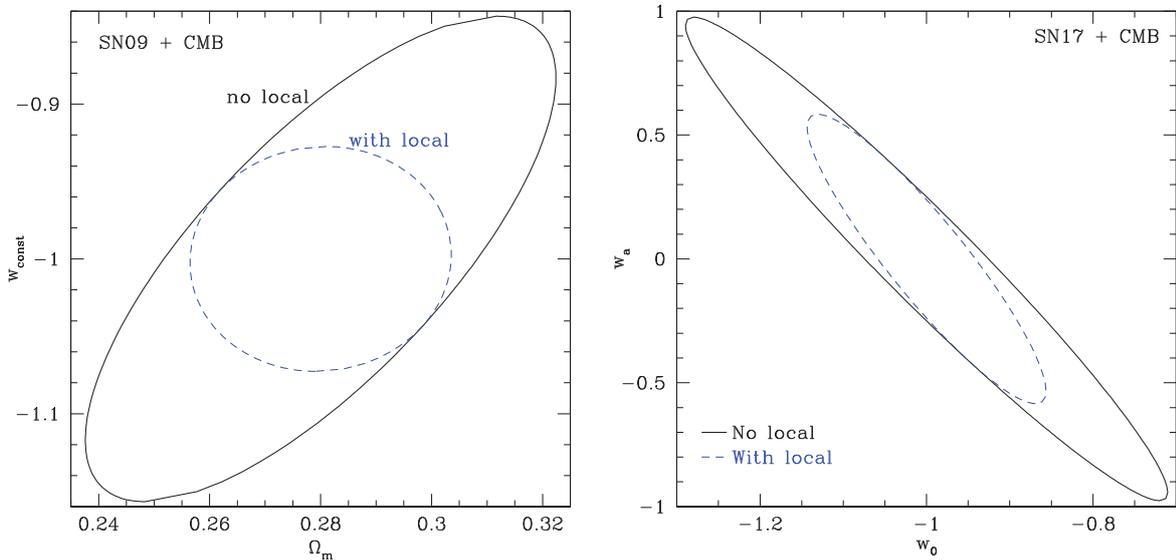


FIG. 3.1 – Un échantillon de SNe Ia à bas décalage vers le rouge bien contrôlé est un complément essentiel pour les expériences à plus grand décalage vers le rouge. L'ajout de SNe Ia locales (ici 300 à  $z \approx 0,05$ ) augmente les contraintes sur la densité de matière et sur l'équation d'état de l'énergie noire (supposée constante) pour une expérience allant jusqu'à  $z = 0,9$  (figure de gauche) avec 500 supernovæ lointaines ou encore dans le plan de l'équation d'état pour une future expérience à  $z = 1,7$  (figure de droite), avec 2000 supernovæ lointaines. Ces figures montrent les contours de confiance à  $1\sigma$ . Les erreurs systématiques y sont incluses (Linder, 2006).

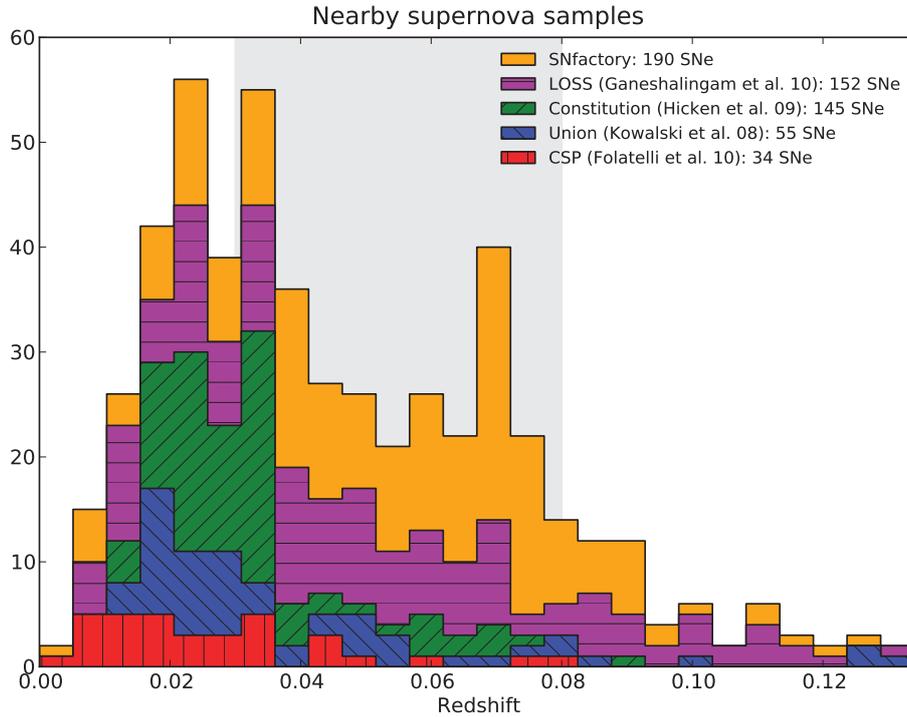


FIG. 3.2 – Distribution cumulée des échantillons de SNe Ia proches provenant de différentes sources. En orange, sont représentées les SNe Ia observées par la collaboration SNfactory.

### 3.1.2 Amélioration des systématiques

Alors que la statistique à grand décalage vers le rouge augmente, les premiers résultats des analyses cosmologiques restent dominés par les erreurs systématiques. Les effets de ces systématiques sur le paramètre de l'équation d'état sont montrés sur la table 3.1 pour l'analyse cosmologique de Union 2 (Amanullah et al., 2010), et sont directement estimés à partir de leurs effets sur le module de distance. Les incertitudes sur le point zéro, les effets d'étalonnage (Véga) et la mauvaise compréhension de la variation de couleur des SNe Ia dominent ces systématiques. On trouvera un descriptif détaillé de ces sources d'erreurs systématiques dans Amanullah et al. (2010). Comme le soulignent Howell et al. (2009a), la principale priorité des projets actuels et futurs est la diminution de ces erreurs systématiques par la construction d'un large échantillon bien contrôlé de SNe Ia observées à bas décalage vers le rouge. Un suivi spectrophotométrique détaillé d'un tel échantillon permet d'étudier la variabilité du pic de luminosité des SNe Ia, et tous les effets de variabilité associés à des effets de métallicité et de rougissement, et permettrait aussi une amélioration des systèmes d'étalonnage photométrique par la mesure des points zéro. La comparaison d'un tel échantillon à un lot de SNe Ia lointaines similaires permettrait de plus des études d'éventuels effets d'évolution avec  $z$ .

C'est pour répondre à ce besoin d'un large échantillon de SNe Ia proches, avec une grande précision spectrophotométrique, que le projet *Nearby SuperNova Factory* (Aldering et al., 2002, SNfactory) a été élaboré.

TAB. 3.1 – Effet des erreurs systématiques sur  $w$  (Amanullah et al., 2010). En gras, sont représentées les sources pouvant être améliorées par un échantillon de SNe Ia proches tel que celui de la collaboration SNfactory.

Source	Erreur sur $w$
Point zéro	0,037
Véga	0,042
Extinction galactique	0,012
<b>U-Band</b>	0,010
Contamination	0,021
Biais de Malmquist	0,026
<b>Extinction intergalactique</b>	0,012
<b>Forme de la courbe de lumière</b>	0,009
<b>Correction de couleur</b>	0,026
Somme	0,063

## 3.2 Le projet SNfactory

### 3.2.1 Objectifs

La collaboration SNfactory, officiellement formée en 2001 à la suite des résultats de la collaboration *Supernova Cosmology Project* (Perlmutter et al., 1999, SCP), est actuellement composée de quatre laboratoires français (CRAL et IPNL à Lyon, LPNHE à Paris et CPPM à Marseille), deux équipes américaines (LBNL à Berkeley et Yale University), et une équipe allemande (Bonn university). La collaboration SNfactory s’est donnée pour objectif général le suivi spectrophotométrique de précision ( $\sim 1\%$ ) d’un large échantillon de SNe Ia ( $\sim 200$ ) observées dans le flot de Hubble ( $0,03 < z < 0,08$ ). Cet objectif permettra de fournir :

- l’ancrage du diagramme de Hubble à bas décalage vers le rouge par effet de bras de levier en  $z$  ;
- la mesure spectrophotométrique des SN Ia proches tout au long de leur évolution, de préférence avant leur maximum de luminosité, dans le but d’obtenir un large échantillon spectral de grande qualité, permettant entre autre un calcul des corrections de filtres nécessaires lors de l’observation des SNe Ia lointaines ;
- l’amélioration de la standardisation des SNe Ia par une meilleure compréhension de leurs variabilités (intrinsèque ou extrinsèque) ;
- une meilleure compréhension physique de la formation et de la diversité des progéniteurs des SNe Ia ainsi que de leurs modes d’explosion à partir des informations spectro-temporelles,
- une mise en évidence d’éventuelles sous-classes de SNe Ia.

Ces efforts permettront à terme la réduction des incertitudes statistiques et systématiques sur la mesure des paramètres cosmologiques.

## 3.2.2 Observations et prises de données

### 3.2.2.1 Recherche de SNe Ia

La recherche des SNe Ia proches nécessite d'observer un champ beaucoup plus grand que celui des campagnes d'observation à grand décalage vers le rouge pour compenser la réduction de la profondeur de recherche. De 2004 à 2008, la recherche de nouvelles SNe Ia s'est effectuée sur le télescope 1,2 m du mont Palomar équipé de la caméra QUEST-II (Rabinowitz et al., 2003) utilisant une stratégie d'observation non ciblée : la caméra grand champ balaie le ciel et considère tous les objets transitoires comme des candidats de SNe Ia potentiels indépendamment des galaxies hôtes. Cette méthode permet d'effectuer une recherche non biaisée, contrairement à des méthodes qui se limitent aux galaxies d'un catalogue prédéterminé. De 2008 à 2010, le programme de recherche étant terminé, la collaboration SNfactory a continué d'observer des supernovæ rendues publiques via IAUC<sup>1</sup>, ainsi que quelques-unes provenant du programme de recherche de la collaboration PTF (Law et al., 2009).

### 3.2.2.2 Suivi spectrophotométrique avec l'instrument SNIFS

Le suivi spectrophotométrique des SNe Ia s'est effectué au Mauna Kea où se situe le télescope UH (*University of Hawaii*) de 2,2 mètres de diamètre sur lequel est monté le spectrographe à champ intégral SNIFS (SuperNova Integral Field Spectrograph) développé et conçu pour la circonstance en France (CRAL, IPNL et LPNHE). Après détection et confirmation de leur type, préférentiellement avant leur pic de luminosité, leur suivi s'est fait presque tout au long de leur courbe de lumière, à raison d'une pose toutes les deux ou trois nuits.

L'instrument SNIFS est un spectrographe à champ intégral (IFS) de type TIGRE (Bacon et al., 1995) permettant de faire la spectrophotométrie d'une source ponctuelle. Cet instrument est composé d'une trame de micro-lentilles permettant d'acquérir une information spectro-spatiale. Nous pouvons voir sur la figure 3.3 le schéma de principe de cet IFS. Cette trame de micro-lentilles permet d'obtenir sur le CCD un nombre de spectres égal au nombre de micro-lentilles de la trame, correspondant à autant de zones d'observation. Composée de 225 micro-lentilles (15×15), elle permet de couvrir un champ de 6''×6'', contenant à la fois la supernova et une partie de sa galaxie hôte. Il est ainsi possible, mais délicat, de soustraire la composante galactique du spectre de la supernova. SNIFS est composé de deux canaux spectraux disposés de part et d'autre d'une lame dichroïque. Le spectrographe est ainsi composé d'une voie bleue (3200 Å à 5200 Å, échantillonnée à 2,4 Å) et d'une voie rouge (5100 Å à 10000 Å, échantillonnée à 2,9 Å), la séparation entre ces deux voies se faisant aux alentours de 5150 Å. Le spectre de l'étoile ou de la supernova observée est ainsi reconstruit avec précision sur toute la gamme de longueurs d'onde couverte par la voie spectrographique.

En plus de la voie spectrographique, l'instrument SNIFS comprend une voie photométrique ainsi qu'une voie d'étalonnage. La voie photométrique est divisée en deux parties : un CCD est réservé à l'étude photométrique d'un large champ ( $\sim 4,5' \times 9'$ ) autour

<sup>1</sup><http://cfa-www.harvard.edu/iau/cbat.html>

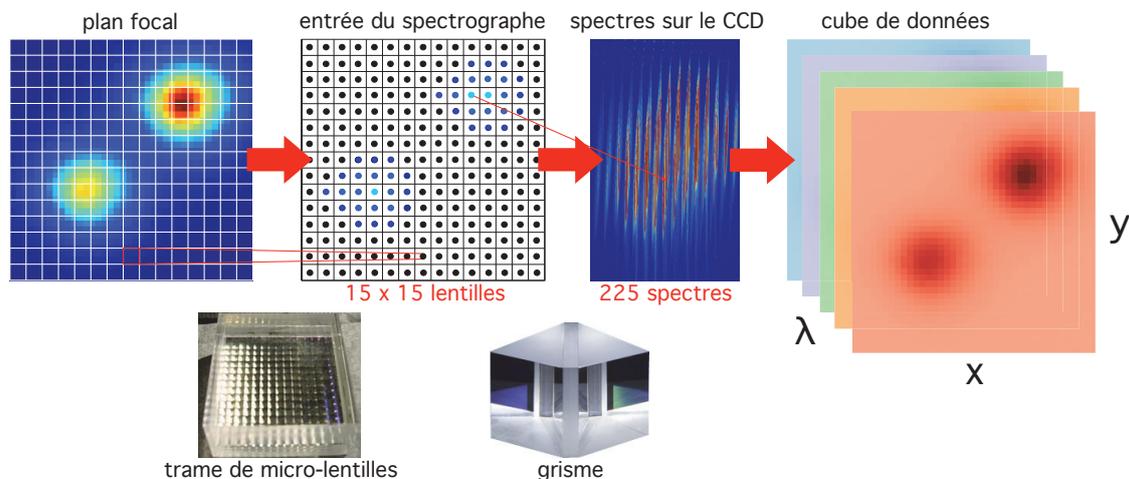


FIG. 3.3 – Schéma de principe du spectrographe à champ intégral à trame de micro-lentilles.

de l’objet observé et permet le suivi de l’absorption atmosphérique d’une nuit à une autre ; un autre CCD permet le guidage du télescope par l’asservissement de son pointé sur une étoile guide.

### 3.2.3 Quelques mots sur la réduction de données

Les données brutes obtenues sur le CCD en sortie du spectrographe ne sont bien évidemment pas utilisables telles quelles, une procédure complète de réduction de données et d’étalonnage étant nécessaire avant de pouvoir les analyser. Nous allons ici décrire les grandes étapes permettant de passer d’un signal sur le CCD à un spectre de supernova étalonné en flux. Pour une description détaillée de toute la chaîne de réduction et d’étalonnage des données, se référer à [Copin \(2000\)](#) et [Bacon et al. \(2001\)](#), ainsi qu’à [Pereira \(2008\)](#) et [Buton \(2009\)](#) pour les spécificités liées à SNfactory.

#### 3.2.3.1 Étalonnage du CCD

La première étape du traitement des données passe par la correction de certains effets liés au détecteur au niveau du CCD. Cette étape, dite de *preprocessing*, est une succession de corrections réalisées à l’aide de différentes poses obtenues durant les observations. Les principales sont :

- les *overscans*, qui mesurent un piédestal et ses fluctuations temporelles ;
- les poses de biais, qui sont des poses prises avant et après les nuits d’observations, et qui permettent d’établir un modèle de la carte du niveau zéro à soustraire ;
- les poses de courant d’obscurité, d’une durée typique d’exposition d’une heure, observées dans la journée avec l’obturateur de l’instrument fermé, et qui permettent une estimation des effets thermiques du CCD et du bruit associé (courant de fuite) ;
- et la mesure de la lumière diffuse parasite, estimée à partir de la zone interspectre.

### 3.2.3.2 Du CCD au cube étalonné

Après soustraction de ces poses d'étalonnage, les 225 spectres issus des spaxels individuels de chaque pose SNIFS sont extraits des voies bleue et rouge, et ré-assemblés en deux cubes de données  $(x,y,\lambda)$ . Cette extraction est basée sur un modèle optique détaillé de l'instrument donnant la position des spectres, ainsi que leur profil de *cross-dispersion*. Les cubes de données sont ensuite étalonnés en longueurs d'onde grâce aux poses d'arc, acquises immédiatement après la pose de science. Ces poses consistent en l'observation d'une lampe à raies de l'unité d'étalonnage, dont la position connue de sa distribution spectrale sur les CCD est utilisée comme point de départ pour aligner le modèle optique d'extraction de cube. Ces cubes sont de plus corrigés des effets de transmission de l'instrument à l'aide des poses de continuum, équivalents 3D d'une pose de champ plat pour la voie spectrographique, qui consiste en l'observation d'une lampe halogène de l'unité d'étalonnage de SNIFS. La dernière étape de cette procédure d'extraction des cubes est la correction des rayons cosmiques, détectés à l'aide d'un filtrage à trois dimensions.

### 3.2.3.3 Du cube aux spectres étalonnés en flux

Après correction des effets du détecteur au niveau des CCD, et l'extraction des flux pour obtenir des cubes corrigés des effets instrumentaux et étalonnés spatialement, il reste à extraire le spectre des sources ponctuelles (SNe Ia, étoiles étalons) et les corriger des effets de la transmission atmosphérique et de celle du télescope (Buton, 2009).

**Extraction de sources ponctuelles** Les supernovæ et les étoiles sont extraites de chaque cube de données  $(x,y,\lambda)$  par l'ajustement d'une fonction d'étalement de point (PSF pour *Point Spread Function*) à trois dimensions sur fond uniforme (Buton, 2009). Le modèle de PSF est un modèle semi-analytique décrit par la somme d'une Gaussienne (pour le coeur) et d'une Moffat (pour les ailes). Les corrélations entre les différents paramètres de forme de la PSF, ainsi que leurs dépendances chromatiques, ont été établies sur un échantillon comprenant 300 observations d'étoiles étalon dans différentes conditions de qualité optique du ciel (*seeing*) et de focus du télescope. Le modèle empirique de PSF chromatique résultant ne dépend donc que d'une largeur effective ( $\sim seeing$ ) et d'un paramètre d'aplatissement ( $\sim$ variation du focus et erreurs potentielles de guidage).

**Étalonnage en flux** Lors d'une nuit photométrique, les spectres sont étalonnés en flux en utilisant une correction en flux et une extinction moyenne estimées simultanément à partir de toutes les observations spectrophotométriques d'étoiles étalon de la nuit (Buton et al., 2011). Dans des conditions non photométriques, une mesure de l'atténuation effective de chaque pose est faite en utilisant les étoiles observées par le multi-filtres de la voie photométrique de SNIFS. Les objets présents dans le champ de vue (divisé en cinq régions contrôlant différents intervalles de longueurs d'onde et traitées séparément) sont détectés à l'aide de **SExtractor** (Bertin and Arnouts, 1996), et le catalogue produit est ensuite comparé à un catalogue d'étoiles créé à partir de l'empilement d'observations du même champ. Une version adaptée du code photométrique de SNLS, **poloka**, est ensuite utilisée pour déterminer le rapport photométrique entre chaque pose et une pose

de référence choisie à partir d'une nuit de référence considérée comme étant photométrique. Ce rapport photométrique est une estimation de l'extinction relative du flux dans chaque filtre pour les observations des nuits non-photométriques, et est utilisé pour corriger des effets d'atténuation par les nuages (Pereira, 2008).

**Soustraction de la galaxie hôte** Lors de l'extraction d'une supernova, deux cas distincts peuvent se présenter : soit il n'y a pas de galaxie hôte sous-jacente, et la supernova peut être directement extraite par la méthode de la source ponctuelle, soit il y en a une, qui formera un fond structuré sous la SN, et qui devra donc être tout d'abord soustraite des cubes de données.

La méthode de soustraction de la galaxie hôte des cubes de données utilise deux sources distinctes d'informations : une PSF, mesurée de façon indépendante sur les poses photométriques prises par SNIFS, et des poses dites de *référence*, prises plusieurs mois après la disparition du signal de la supernova. La galaxie est tout d'abord déconvoluée à partir de la pose de référence à l'aide de la PSF mesurée dans la même pose, pour être ensuite reconvoquée par les PSF mesurées dans chaque pose d'observation de la SN. Cela permet de reconstruire pour chaque pose de SN un cube de données correspondant où seule la galaxie apparaît. Ce cube est ensuite soustrait du cube où se trouve le signal de la supernova (mélangé à celui de son hôte). La supernova, finalement considérée comme une source ponctuelle, est ensuite extraite du cube par la méthode présentée précédemment (Bongard et al., 2011).

# Chapitre 4

## Diagramme de Hubble spectrophotométrique

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Sélection d'un échantillon</b>	<b>39</b>
4.1.1	L'échantillon global	39
4.1.2	Ajustements des courbes de lumière	40
4.1.3	Sélection d'un sous-échantillon	42
4.1.4	Qualité globale des données	44
<b>4.2</b>	<b>Quelques tests sur les ajustements</b>	<b>48</b>
4.2.1	Influence du nombre de filtres	48
4.2.2	Influence des incertitudes sur les magnitudes	49
<b>4.3</b>	<b>Diagramme de Hubble</b>	<b>53</b>
4.3.1	Ajustement d'un diagramme de Hubble proche	53
4.3.2	Utilisation des paramètres SALT2	54
4.3.3	Influence des paramètres de l'ajustement	55

---

## 4.1 Sélection d'un échantillon

### 4.1.1 L'échantillon global

La collaboration SNfactory a désormais terminé sa campagne d'observation et toutes les nouvelles supernovæ observées font désormais partie de la suite du programme : SNfactory-II. L'échantillon se compose de 190 SNe Ia, dont les évolutions spectrales ont été suivies à une fréquence moyenne de deux ou trois jours compte-tenu des conditions d'observation. Les figures 3.2 et 4.1 présentent respectivement les distributions du décalage vers le rouge cosmologique de cet échantillon et les phases au moment des premières observations en fonction du décalage vers le rouge. Notons que cet échantillon est constitué de SNe Ia ayant au moins cinq nuits d'observation, et donc au moins cinq spectres.

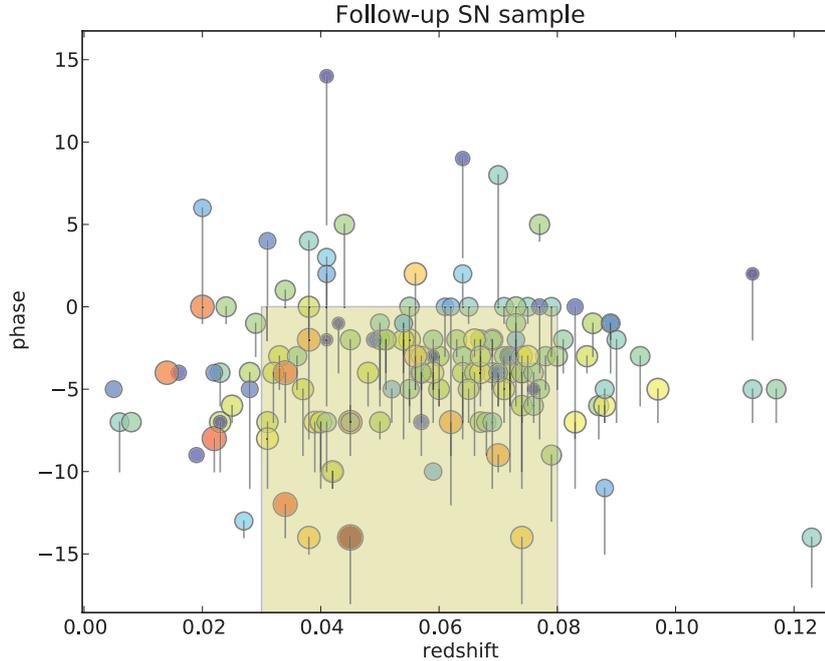


FIG. 4.1 – Répartition des SNe Ia suivies en fonction du décalage vers le rouge et de la phase du premier spectre. Les traits verticaux représentent le délai de latence entre la détection, donné par l’extrémité basse du trait, et le premier spectre SNfactory. La taille des cercles est proportionnelle au nombre de spectres acquis, soulignée par un code couleur. Le rectangle représente la zone cible du projet.

## 4.1.2 Ajustements des courbes de lumière

Le suivi spectro-photométrique de chacune de nos SN permet de reconstruire leurs courbes de lumière dans n’importe quel système de filtres inclus dans notre domaine spectral, et ainsi d’estimer leurs magnitudes au maximum de luminosité à l’aide des programmes d’ajustement. La première étape sera donc de calculer ces informations photométriques synthétiques, ce qui nous permettra d’obtenir entre autres la phase de chaque spectre, information essentielle pour les analyses présentées dans les chapitres suivants.

### 4.1.2.1 Système de filtres et magnitudes

Le système de filtres utilisé pour l’ajustement des courbes de lumière est présenté sur la figure 4.2. Ce sont des filtres carrés à transmission parfaite définis spécifiquement pour couvrir un intervalle maximum de longueurs d’onde sur les spectre SNIFS avec une résolution constante par voie, tout en évitant la zone de recouvrement des voies bleue et rouge se situant aux alentours de  $5150 \text{ \AA}$ , qui est la longueur d’onde de coupure de la lame dichroïque. Ces cinq filtres seront par la suite appelés USNf, BSNf, VSNf, RSNf et ISNf (UBVRI SNf). Les magnitudes sont donc calculées dans ces filtres pour tous les spectres

d'une supernova, ce qui nous permet de reconstruire sa courbe de lumière dans chacune de ces bandes.

Les incertitudes sur les magnitudes proviennent à ce stade des incertitudes liées à la procédure d'étalonnage dans son ensemble, ainsi qu'à l'étape de soustraction galactique. Néanmoins, seules les incertitudes statistiques du bruit de photons sont actuellement enregistrées, puisque la chaîne de réduction de données n'incorpore pas pour le moment de modèle de propagation d'erreurs complet. Les erreurs des magnitudes synthétisées sont donc largement sous-estimées et devront être réestimées avant leur utilisation. L'ordre de grandeur de la dispersion des résidus aux ajustements de nos courbes de lumière étant de l'ordre de 0,05 mag en BVR SNf, nous ajouterons une unique contribution en magnitude aux incertitudes mesurées sur ces trois filtres de manière à ce que leur l'incertitude médiane  $E$  soit de l'ordre de la dispersion observée. Si un filtre supplémentaire est utilisé dans les ajustements, seuls les filtres BVR SNf seront utilisés pour estimer la valeur à ajouter, pour ne pas être biaisé par les incertitudes plus importantes des autres filtres, en particulier USNf.

On peut trouver sur la figure 4.3 un exemple de série temporelle d'une des SNe Ia de l'échantillon (a) et sa courbe de lumière correspondante (b) après intégration dans les bandes BVR SNf décrites précédemment.

#### 4.1.2.2 Utilisation de SALT2

La plupart des analyses cosmologiques actuelles impliquent une standardisation des magnitudes, habituellement réalisée à l'aide de paramètres directement déterminés lors de l'ajustement des courbes de lumière. Ces ajustements se font généralement par des

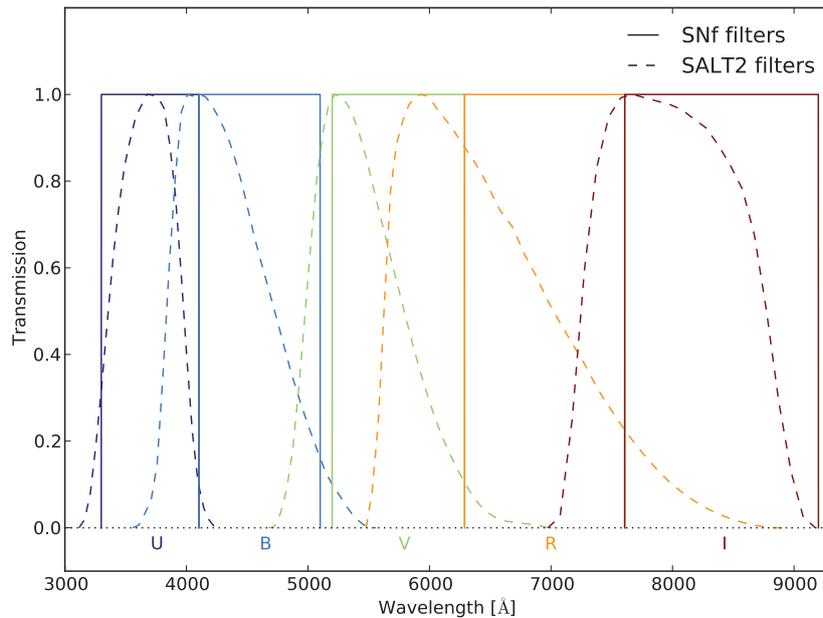


FIG. 4.2 – Système de filtres utilisé par la collaboration SNfactory (traits pleins), et système Landolt utilisé dans le modèle SALT2 (traits pointillés).

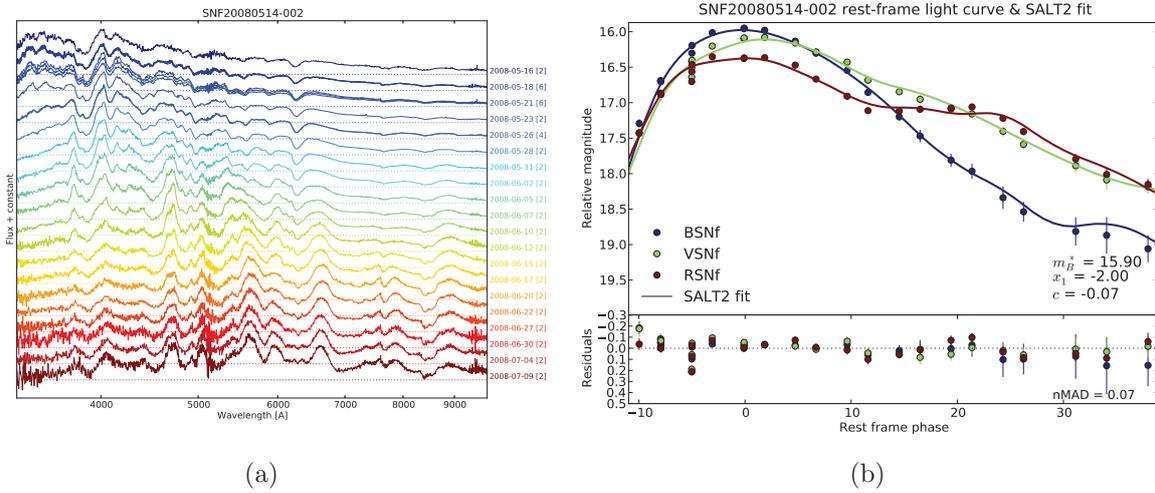


FIG. 4.3 – (a) Série temporelle spectrale de la supernova SNF20080514-002. (b) Courbe de lumière de la supernova SNF20080514-002, et son ajustement SALT2 associé, pour les trois filtres BVR. On y donne aussi les valeurs des paramètres ajustés :  $m_B^*$  (au maximum),  $x_1$  et  $c$ . Les résidus représentés nous serviront de critère pour estimer la qualité de l’ajustement.

programmes tels que ceux présentés dans le chapitre 3. La collaboration SNfactory a pour le moment choisi d’utiliser le programme SALT2 (Guy et al., 2007, voir section 2.3.1.1) qui ajuste 4 paramètres sur les magnitudes présentées précédemment : la date du maximum,  $x_0$  ( $m_{U,B,V}^*$ ),  $x_1$  et  $c$ .

La qualité des données dans la partie UV du spectre étant initialement jugée insuffisante, et la dispersion dans la bande U étant naturellement plus importante, seuls les filtres BVR SNf sont normalement utilisés lors des ajustements de nos courbes de lumière. Néanmoins, nous étudierons par la suite l’impact de l’introduction du filtre USNf dans les ajustements de nos courbes de lumière sur les valeurs mesurées, puisque la couverture spectrale du modèle nous le permet. Cela n’étant pas le cas pour le filtre ISNf, ce dernier ne pourra pas être utilisé lors des ajustements.

Les magnitudes au maximum de luminosité ( $m^*$ ) que nous retourne le modèle SALT2 sont exprimées dans le deuxième système de filtres présenté sur la figure 4.2, correspondant approximativement au système de filtres Landolt (voir Astier et al., 2006 et références incluses). On peut voir sur la figure 4.3(b) un exemple d’ajustement et de paramètres  $m_B^*$ ,  $x_1$  et  $c$  ajustés.

### 4.1.3 Sélection d’un sous-échantillon

En l’état actuel de la réduction des données, un certain nombre de supernovæ de cet échantillon ne pourra pas être utilisé dans les analyses qui vont suivre, et sont rejetées par la chaîne de réduction. Les raisons sont généralement liées à des mauvaises conditions d’observations, à la présence de la galaxie hôte parfois difficile à soustraire, ou simplement par manque de points d’observations.

### 4.1.3.1 Critères de sélection sur les courbes de lumière

L'échantillon final utilisé dans les analyses présentées par la suite est composé des SNe Ia ayant passé différentes coupures de sélection imposées après l'ajustement de leur courbe de lumière. Ces critères de qualité sont les suivants :

- Le nombre de nuits utilisées dans l'ajustement doit être supérieur ou égal à 5, aucune coupure n'étant faite sur la phase du premier spectre.
- Après réjection des points ayant un résidu par rapport à l'ajustement supérieur ou égal à 0,2 mag, le nMAD (*Normalized Median Absolute Deviation*) des résidus et le pourcentage de réjection doivent être respectivement inférieurs à 0,1 et 20% sur l'ensemble des points de mesures.

Pour la production de données correspondant aux améliorations des codes de la chaîne de réduction les plus récentes, 132 SNe Ia de l'échantillon total ont passé ces critères de qualité et ont été sélectionnées de façon automatique. Environ 40% des objets n'ayant pas passé ces coupures ont moins de cinq points (nuits) sur leurs courbes de lumière après réjection des nuits soit pour lesquelles l'une des voies n'est pas disponible, soit dont la qualité d'étalonnage de certaines poses est insuffisante. Les 60% restants n'ont pas été retenus car l'ajustement de leurs courbes de lumière n'était pas de qualité suffisante. C'est généralement le cas des SNe Ia ne possédant pas de spectre pré-maximum<sup>1</sup>, ou de celles dont certains des spectres ont un étalonnage douteux (nuit non-photométrique, forte présence de galaxie, calcul de rapport photométrique difficile, etc.). Certaines de ces 132 supernovæ seront ensuite retirées de façon manuelle de la liste des objets, après inspection visuelle de leurs courbes de lumière. Ce sera le cas des supernovæ de type *super-Chandrasekhar*, comme par exemple SN2007if ( $\equiv$  SNF20070825-001), de celles pour lesquelles le doute persiste quant à leur appartenance à d'autres classes de supernovæ, ou de celles ne possédant pas de points post-maximum (une SN dans ce cas). Cette liste de supernovæ auxiliaires compte 12 objets, dont certains de leurs spectres au plus proche du maximum sont représentés sur la figure 4.4. Ces objets seront retirés de la liste précédente lors des analyses.

On peut voir sur la figure 4.5 les distributions des décalages vers le rouge ainsi que des  $x_1$ ,  $c$  et phases estimées à partir de l'ajustement des courbes de lumière de chacune des 120 supernovæ de la liste sélectionnée à partir des critères précédents.

### 4.1.3.2 Analyse au maximum de luminosité

Les analyses spectrales présentées dans la suite seront faites aux alentours du maximum de luminosité dans la bande B. L'ajustement des courbes de lumière nous donnant accès à la phase de chaque spectre, nous sélectionnerons les spectres ayant des phases comprises entre  $-2,5$  et  $2,5$  jours autour du maximum. Sur les 120 SNe Ia de l'échantillon précédent, 102 SNe Ia possèdent au moins un spectre dans cet intervalle de phase, dont seul le plus proche du maximum sera conservé. Les distributions des différents paramètres pour cet échantillon sont aussi présentées sur la figure 4.5. Dans l'échantillon de spectres au maximum de luminosité de ces 102 supernovæ, 3 ne possèdent pas de voie B ou R (panne

<sup>1</sup>Environ 60% des supernovæ ne passant les coupures ne possèdent pas de spectre pré-maximum, contre moins de 30% pour celles passant les coupures.

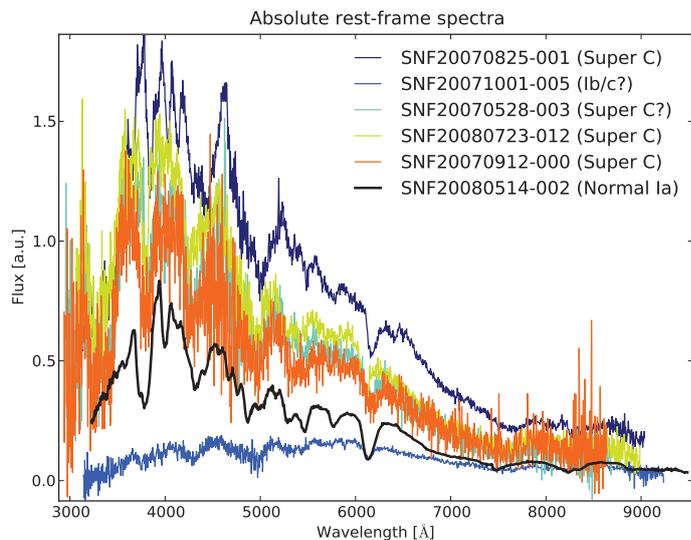


FIG. 4.4 – Spectres absolus (normalisés) au plus proche du maximum de luminosité de quelques-unes des SNe Ia de la liste auxiliaire. Un spectre de SN Ia normale est aussi représenté (en noir) pour référence. On peut y voir que les spectres des supernovæ *super-chandra* sont bien plus lumineux que le spectre de la SN Ia normale, et que la forme et l’intensité du spectre de SN20071001-005 sont respectivement différente et plus faible.

instrumentale au moment de l’observation ou étalonnage impossible d’une des deux voies), et les 3 autres ont respectivement un spectre douteux pour la voie B, un rapport signal sur bruit très bas ou un spectre caractéristique d’une supernova super-lumineuse (« 91T »), avec l’absence de la plupart des raies habituellement présentes. Ces 6 supernovæ ne seront pas conservées, et l’échantillon final de travail comportera 96 SNe Ia dont les spectres au maximum de luminosité seront utilisés lors des analyses spectrales présentées dans les parties suivantes (la liste de ces SNe Ia est disponible en annexe de ce document).

#### 4.1.4 Qualité globale des données

##### 4.1.4.1 Propagation des incertitudes

Le traitement des incertitudes sur les mesures aura une grande importance dans les analyses présentées dans la suite, et une estimation précise de l’incertitude sur les flux de nos spectres est donc un travail essentiel pour les différentes études effectuées. Néanmoins, la chaîne globale de réduction de données n’incorpore pas de procédure complète de propagation d’erreur, et seule l’incertitude statistique liée au bruit de photons et au bruit de lecture sera à ce stade enregistrée. Cette incertitude sera en pratique négligeable dans le bilan global. En outre, une corrélation entre bins adjacents introduits lors de la procédure d’extraction de cube et d’étalonnage en longueur d’onde jouera un rôle non négligeable lors des différentes mesures présentées dans le chapitre 6, et sera prise en compte à ce moment là de l’analyse.

Puisque les incertitudes enregistrées ne sont pas représentatives des incertitudes réelles sur les flux mesurés, nous utiliserons deux méthodes différentes qui nous permettront d’estimer de façon indirecte les incertitudes sur nos mesures ainsi que la qualité globale de nos données. L’une de ces méthodes utilisera les observations des étoiles étalons en flux, l’autre les ajustements des courbes de lumière de nos supernovæ.

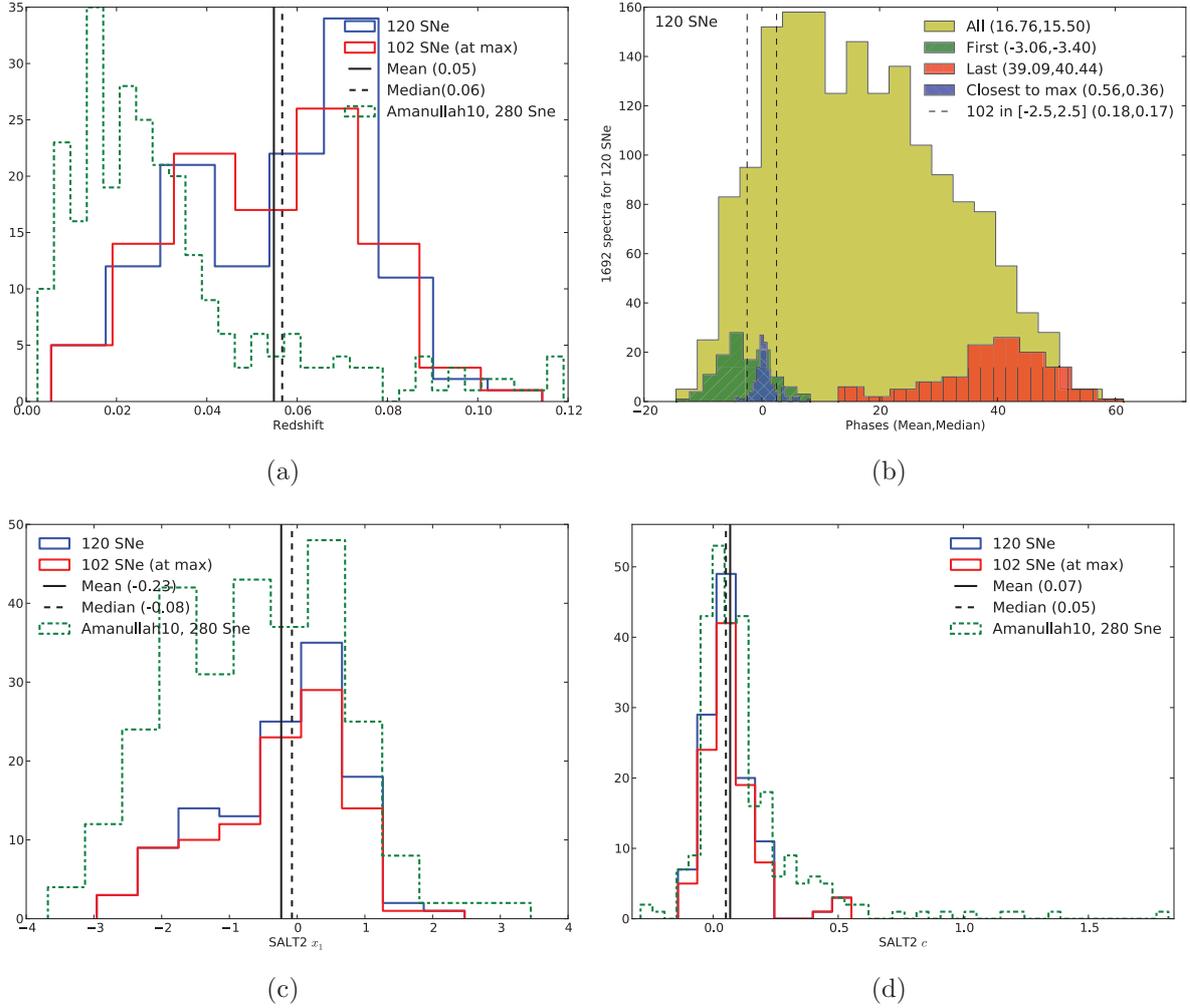


FIG. 4.5 – Distributions des décalages vers le rouge (a), des phases (b), et des paramètres SALT2  $x_1$  (c) et  $c$  (d) des 120 SNe Ia sélectionnés. On y représente aussi les distributions de ces mêmes paramètres pour les échantillons à bas décalage vers le rouge de [Hicken et al. \(2009b\)](#) et [Amanullah et al. \(2010\)](#). On peut remarquer que la distribution de leurs  $z$  est centrée sur une valeur moyenne plus faible, de même que la distribution des paramètres  $x_1$  semble fortement décalée vers des valeurs plus faibles. L'allure de la distribution en couleur est quant à elle similaire à la nôtre.

## 4.1.4.2 Résidus des étoiles étalons

Une première approche pour estimer les incertitudes sur les données est l'utilisation des étoiles étalons. Chaque étoile utilisée lors de la procédure d'étalonnage étant observée de nombreuses fois, l'écart type global des résidus par rapport à la moyenne de ses observations, ainsi qu'une comparaison de cette moyenne à des tables de référence nous permettent de faire une première estimation, minimale, de ces incertitudes, dont un exemple est montré en figure 4.6 pour GD153. L'incertitude globale dans un filtre donné est estimée par le calcul de l'écart type des résidus de toutes les étoiles étalons, avec une distinction faite entre nuits photométriques et nuits non-photométriques. La table 4.1 nous donne les dispersions observées pour les filtres UBVRI SNf définis précédemment après une coupure des mesures aberrantes à plus de 0,2 mag (0,9% des points sont rejetés). Cette dispersion est de l'ordre

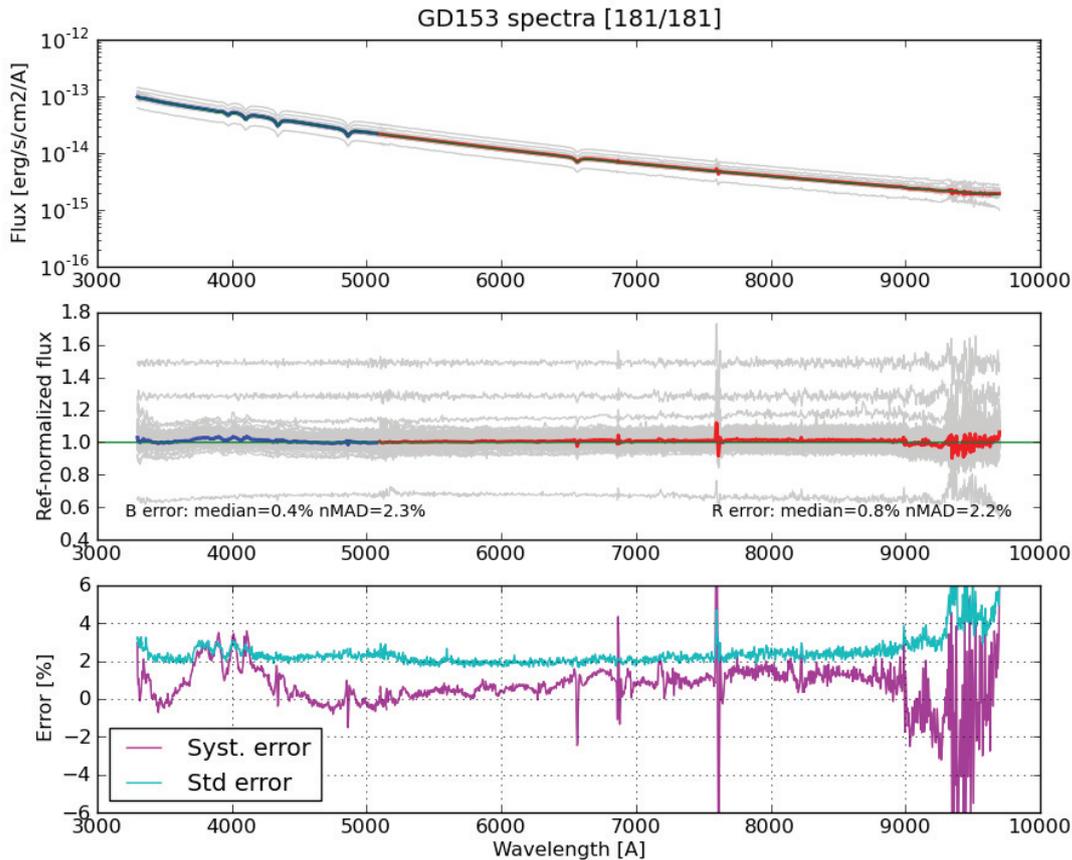


FIG. 4.6 – Exemple d'estimation d'erreur de calibration à partir de l'étoile étalon GD153. Tous les spectres observés de cette étoile sont représentés sur le panneau du haut avec leur spectre de référence (en vert). Sur le panneau du milieu sont tracés les résidus relatifs et leur moyenne. Sur le panneau du bas sont tracés les erreurs statistique (en turquoise) et systématique (en magenta), généralement bien plus faibles. Il ne faut pas considérer la zone  $> 9000 \text{ \AA}$ , affectée par une bande  $\text{H}_2\text{O}$  non corrigée.

de 0,025 mag pour les nuits photométriques, 0,032 mag pour les nuits non-photométriques et 0,030 mag si l'on ne fait pas de distinction. La dispersion en couleur est très faible, de l'ordre de 0,01 mag, les fluctuations de point zéro étant essentiellement grises.

#### 4.1.4.3 Résidus à l'ajustement SALT2

Une autre approche plus conservatrice pour estimer la qualité des données est l'utilisation des résidus des mesures aux courbes de lumière ajustées par le modèle SALT2. Cette estimation pour les filtres BVR SNf nous donne une incertitude de l'ordre de 0,06 mag une fois rejetés les points aberrants à plus de 0,2 mag, et pour les 135 supernovæ ayant passé les coupures de qualité évoquées précédemment. L'incertitude en couleur est cette fois-ci non négligeable, d'un ordre de grandeur comparable à celui sur la magnitude (0,04 pour B-V et V-R). Cette méthode conduit néanmoins à une surestimation de l'erreur puisqu'elle incorpore les incertitudes intrinsèques du modèle SALT2. Cependant, cette estimation prend en compte l'intégralité des incertitudes ayant pu affecter la réduction de données, qui en plus de la calibration en flux sont la soustraction galactique ainsi que les non-linéarités à bas flux.

Cette approche sera décrite en détail dans la partie [IV](#) pour les points à  $\pm 10$  jours du maximum uniquement, et en ajustant les bandes de façon indépendante. Nous verrons que cette procédure permettra d'améliorer sensiblement les ajustements bande par bande ainsi que d'estimer des magnitudes au maximum de luminosité décorréelées du modèle SALT2.

## Conclusion

Au vu de la qualité présente des données et du travail fourni actuellement dans la collaboration pour l'améliorer, il est certain que certaines des supernovæ n'ayant pas passé les coupures de qualité seront récupérées au cours des perfectionnements apportés aux codes de réduction et d'étalonnage. Pour le moment, et comme la chaîne de production ne permet pas encore de propager les incertitudes, nous nous contenterons d'effectuer certains tests sur les ajustements des courbes de lumière et leur impact sur les paramètres mesurés,

TAB. 4.1 – RMS des résidus globaux après coupure à 0,20 mag. 29 étoiles étalons avec plus de 10 nuits ont été utilisées pour estimer ces valeurs. Les termes Photo (P) et Non Photo (NP) réfèrent respectivement aux nuits photométriques et non-photométriques.

Filtre	Photo	Non Photo	P & NP
USNf	0,027	0,034	0,031
BSNf	0,024	0,031	0,029
VSNf	0,023	0,031	0,028
RSNf	0,022	0,031	0,028
ISNf	0,026	0,032	0,030
UBVR	0,024	0,032	0,029
B-V			0,013
V-R			0,006

ainsi que sur les ajustements des diagrammes de Hubble réalisés. Cela nous permettra d'une part de vérifier la stabilité des résultats, et d'autre part de comprendre quels sont les paramètres qui viendront les influencer.

## 4.2 Quelques tests sur les ajustements

Les paramètres  $x_1$  et  $c$ , ainsi que les dates et magnitudes au maximum de luminosité, ont été mesurés grâce à l'ajustement du modèle SALT2 sur les trois filtres BVR SNf. Ces valeurs vont cependant dépendre de certains paramètres entrant dans les ajustements. Ce sera par exemple le cas des incertitudes sur les magnitudes, ou bien du nombre de filtres et de leur position dans le spectre. Nous allons dans cette section comparer les résultats obtenus sur les paramètres des ajustements en fonction des différents tests de stabilité effectués.

Les figures présentées seront chacune composées de quatre panneaux montrant l'évolution de  $\delta p = p^n - p^c$  en fonction de  $p^c$ .  $p$  est un des quatre paramètres déterminés lors des ajustements des courbes de lumière : jours au maximum de luminosité, magnitude au maximum de luminosité (en bande B ici),  $x_1$  et  $c$ . Les indices  $n$  et  $c$  représentent respectivement les nouveaux ajustements ( $n$ ) et les ajustements dans le cas classique ( $c$ ), c'est à dire pour le système de filtres BVR SNf avec  $E = 0,05$  mag (valeur médiane de leurs incertitudes).

Ces comparaisons nous permettent d'estimer les dispersions des  $\delta p$  ainsi que les biais systématiques éventuellement présents. De plus, pour estimer l'impact des modifications sur les incertitudes des paramètres, la valeur suivante sera estimée pour chacun d'eux :

$$r_p = \left\langle \frac{\sigma_p^n}{\sigma_p^c} \right\rangle \quad (4.1)$$

où  $\sigma_p^c$  est l'incertitude sur le paramètre  $p$  estimé dans le cas classique,  $\sigma_p^n$  est l'incertitude sur la nouvelle détermination de ce paramètre et  $r_p$  est la moyenne des rapports des incertitudes sur l'ensemble des SNe Ia. On estimera aussi l'écart type à cette moyenne.

### 4.2.1 Influence du nombre de filtres

Pour estimer l'impact du choix du système de filtres utilisé lors des ajustements, nous avons refait tous les ajustements de nos courbes de lumière en ajoutant le filtre USNf. Nous avons procédé ici à deux tests, le premier en ajoutant le filtre USNf, le deuxième avec USNf, et en retirant RSNf des ajustements. Sur les figures 4.7(a) et 4.7(b), sont représentées les comparaisons des valeurs obtenues à l'issue des ajustements avec UBVR SNf et UBVR SNf respectivement en fonction de celles obtenues avec BVR SNf.

On peut remarquer que l'ajout du filtre USNf aux trois autres filtres (figures 4.7(a)) n'a en moyenne que peu d'influence sur les paramètres ajustés, sauf en ce qui concerne la couleur  $c$ . Les médianes des distributions des  $\delta p$  sont très proches de zéro et les nMAD sont relativement faibles. Néanmoins, on peut remarquer l'existence d'un léger biais pour la couleur, et d'une légère pente sur les  $\delta c$ . Cet effet aura certainement une influence sur le

paramètre  $\beta$  de l’ajustement au diagramme de Hubble, et pourra aussi avoir un impact sur le RMS des résidus. En ce qui concerne les incertitudes sur les paramètres, nous avons les rapports  $r_{m_B^*} = 1,0 \pm 0,3$ ,  $r_{x_1} = 1,1 \pm 0,2$  et  $r_c = 0,9 \pm 0,3$ , ce qui ne permet pas de conclure sur une amélioration (ou détérioration) de la précision sur ces mesures. La non-utilisation du filtre USNf n’aura probablement que peu d’impact sur les ajustements au diagramme de Hubble présentés dans la suite, excepté peut être sur  $\beta$ , par l’intermédiaire des variations de  $c$  et de la pente observée.

Cet effet sur les valeurs ajustées est légèrement plus important lorsque l’on retire le filtre R des ajustements. Effectivement, même si les médianes des distributions des  $\delta p$  restent centrées sur zéro, les nMAD augmentent autour de ces valeurs, et en particulier pour plusieurs points dont tous les paramètres changent lors de ce test. L’ajustement semble sensible aux filtres utilisés. Les incertitudes sur les valeurs mesurées sont quant à elles très peu modifiées, avec en moyenne :  $r_{m_B^*} = 0,9 \pm 0,3$ ,  $r_{x_1} = 1,2 \pm 0,3$  et  $r_c = 0,9 \pm 0,3$ . La non-utilisation du filtre RSNf semble donc déstabiliser les ajustements, et la valeur de  $x_1$  (et donc celle de la date au maximum et de  $m_B^*$ ) semble plus difficile à estimer. Cette modification ne change pas les comportements généraux, mais risque néanmoins d’avoir un impact lors de la standardisation.

Notons qu’une des supernovæ (SNF20070330-024) de l’échantillon subit une variation importante de tous ses paramètres dans le cas où le filtre USNf est ajouté. Pour cette raison, ce sont les médianes des distributions qui sont présentées sur les figures, et ce point n’est pas affiché dans un souci de clarté. Cette supernova possède un spectre dont le flux de la voie B est très supérieur à ce que l’on s’attend à avoir (voir figure 4.8). L’ajout du filtre USNf déstabilise donc totalement l’ajustement puisque son point de mesure sera très loin de la courbe de lumière.

D’après les études présentées dans les sections précédentes sur les variabilités des étoiles étalons, et les valeurs des incertitudes de mesures obtenues pour le filtre USNf, il n’y a pas de raison évidente de le rejeter lors des ajustements. Son utilisation semble de plus diminuer les incertitudes sur la détermination de la couleur, malgré le biais observé pour cette variable. Nous continuerons par la suite de comparer les différents résultats obtenus avec ou sans l’utilisation du filtre USNf.

### 4.2.2 Influence des incertitudes sur les magnitudes

Pour tester l’influence de l’incertitude sur les magnitudes, nous procéderons à deux tests : dans le premier, aucune contribution (ou dispersion) ne sera ajoutée aux incertitudes sur les magnitudes observées avant ajustement des courbes de lumière par SALT2. Leur médiane,  $E$ , sera dans ce cas typiquement de l’ordre de  $E \sim 0,008$  mag, ce qui est une sous-estimation de l’incertitude réelle qui devrait au moins être de l’ordre de grandeur de la dispersion observée sur les observations des étoiles étalons (voir section 4.1.4.2 et table 4.1). Dans le deuxième, une contribution leur sera ajoutée pour que leur médiane soit de  $E = 0,1$  mag. Ce dernier cas représente en fait ce qui était initialement utilisé dans certaines des productions plus anciennes. Nous testerons donc l’impact de cette modification en comparant les différents résultats au cas où une contribution soit ajoutée aux incertitudes sur les magnitudes pour que leur valeur médiane soit de  $E = 0,05$  mag.

Sur les figures 4.9(a) et 4.9(b) sont représentées les comparaisons des valeurs obtenues à

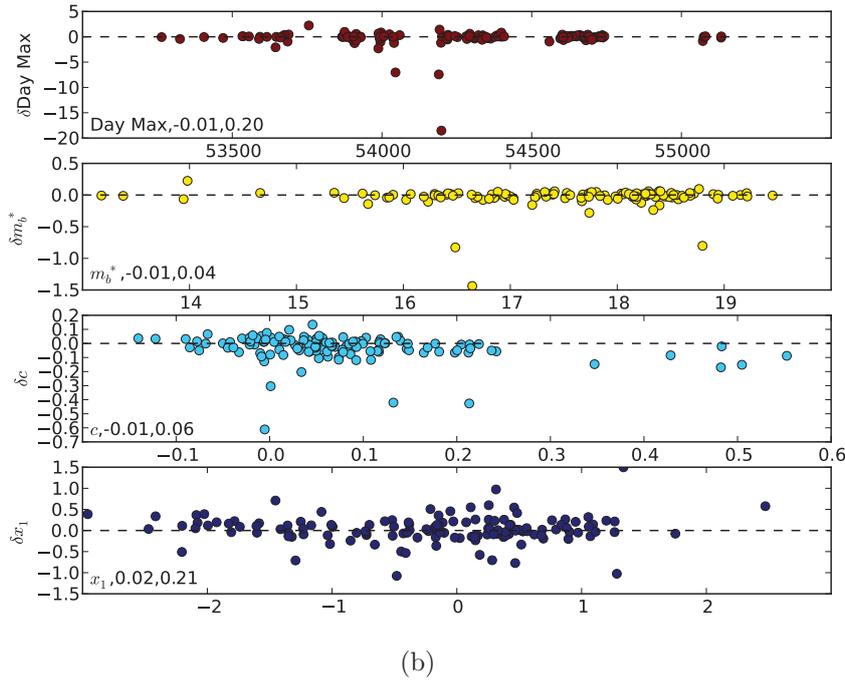
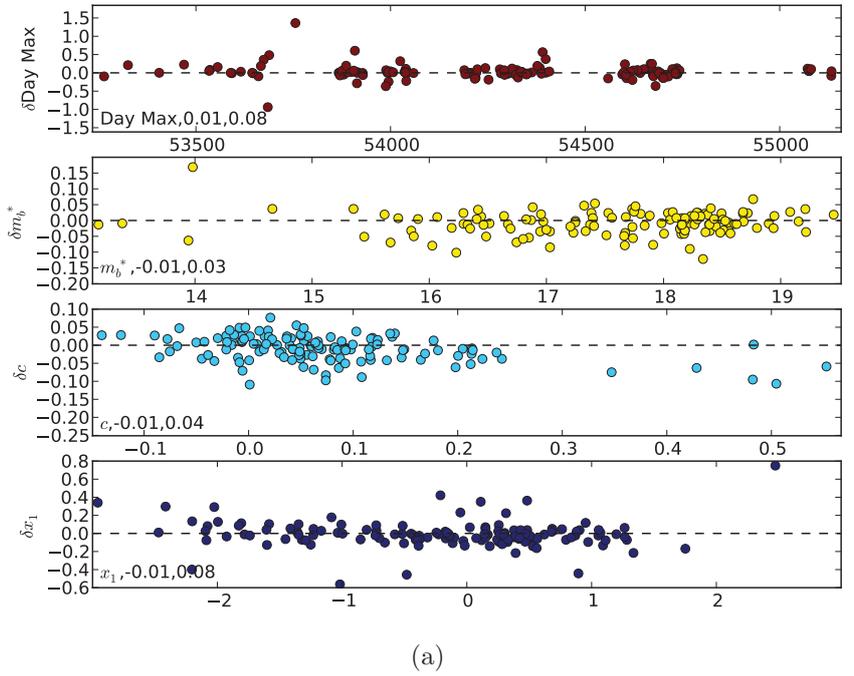


FIG. 4.7 – Comparaison des paramètres issus des ajustements des courbes de lumière utilisant les filtres BVR SNf avec des ajustements utilisant les filtres UBVR SNf (a) et UBV SNf (b). Les points correspondent aux 132 SNe Ia ayant passé les coupures de qualité sur l'échantillon présenté précédemment. On représente sur ces figures les différences entre les nouvelles valeurs ajustées lors des tests et les valeurs ajustées dans le cas standard ( $\delta p$ ). Les chiffres présentés en bas à gauche de chaque panneau correspondent respectivement à la médiane et au nMAD des distributions des  $\delta p$ . La ligne pointillée représente le zéro.

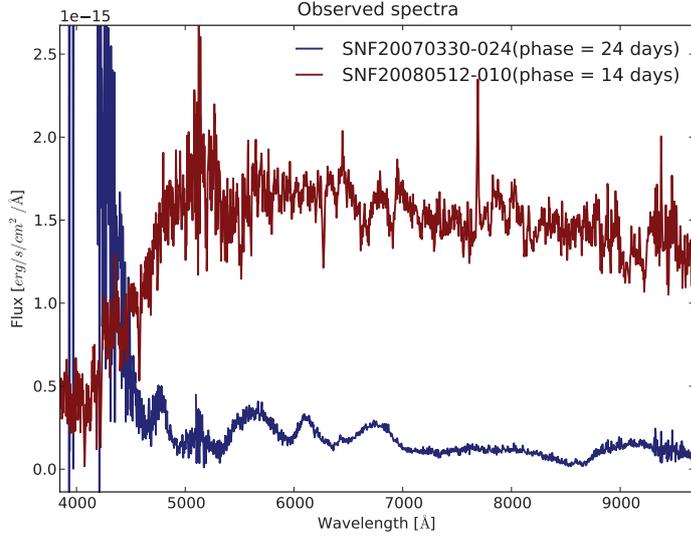


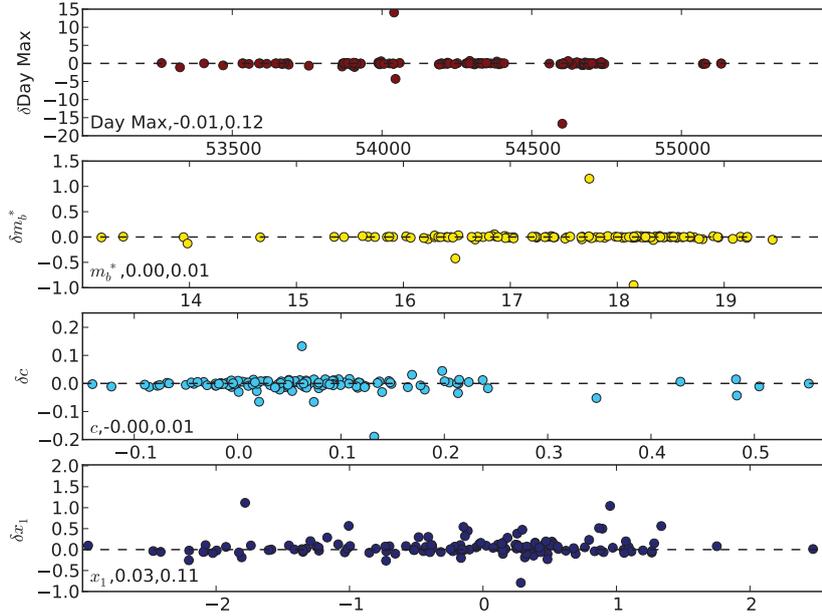
FIG. 4.8 – Spectres des supernovæ SNF20070330-024 et SNF20080512-010. Ces spectres sont respectivement issus d’une erreur dans la soustraction galactique et d’une erreur d’acquisition. N’ayant pas été détectés par la chaîne de production, ils viendront déstabiliser les ajustements des courbes de lumière.

l’issue de ces deux types d’ajustements en fonction des résultats obtenus avec  $E = 0,05$  mag. Les paramètres eux-mêmes semblent être relativement peu sensibles aux variations des incertitudes sur les magnitudes. En effet, les nMAD des distributions des  $\delta p$  sont faibles et centrées sur zéro, avec cependant plusieurs points dont les valeurs varient de façon non négligeable pour  $x_1$  (dans les deux cas). Dans le cas où aucune dispersion n’est ajoutée aux incertitudes initiales sur les magnitudes ( $E \sim 0$  mag), les  $r$  mesurés par rapport au cas standard où  $E = 0,05$  mag sont de l’ordre de  $r_{m_B^*} = 0,8 \pm 0,2$ ,  $r_{x_1} = 0,7 \pm 0,2$  et  $r_c = 0,8 \pm 0,2$ . Dans le cas où la dispersion ajoutée aux incertitudes est d’un ordre de grandeur suffisant pour obtenir une médiane de 0,1 mag, on a par rapport au cas standard :  $r_{m_B^*} = 1,9 \pm 0,4$ ,  $r_{x_1} = 2,0 \pm 0,4$  et  $r_c = 1,8 \pm 0,3$ . Ces comportements sont cohérents vis-à-vis des incertitudes entrées dans les ajustements.

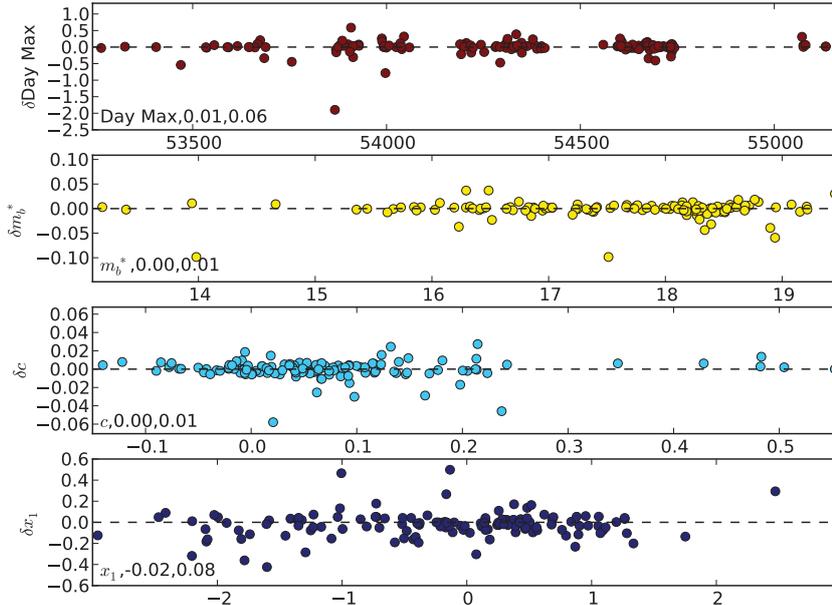
Nous verrons par la suite que les ajustements au diagramme de Hubble sont relativement sensibles aux valeurs des incertitudes sur les paramètres donnés en entrée ( $m_B^*$ ,  $x_1$  et  $c$ ). Ces modifications pourront donc avoir de légers impacts sur les ajustements du diagramme de Hubble, et en particulier sur la valeur de la dispersion intrinsèque à ajouter.

Notons l’existence d’une supernova dont les paramètres ont beaucoup changé d’un ajustement à l’autre. Cette supernova (SNF20080512-010) possède un spectre très éloigné de sa courbe de lumière (voir le spectre figure 4.8), et qui lorsque aucune dispersion n’est ajoutée aux incertitudes initiales, déstabilise complètement l’ajustement SALT2. Pour cette supernova, l’ajout du filtre USNf n’est pas un problème puisque ce point de mesure ne semble pas trop éloigné de la courbe de lumière ajustée.

Comme annoncé précédemment, la valeur de  $E = 0,05$  mag a été choisie puisqu’elle est proche de la dispersion des résidus des ajustements de nos courbes de lumières par SALT2. Comme l’estimation fiable de nos incertitudes n’est pour le moment pas disponible, et qu’une sur-estimation de nos incertitudes pourrait biaiser légèrement les résultats sur les diagrammes de Hubble, comme nous le verrons dans les prochains paragraphes, le choix de cette valeur est justifié. Pour évaluer l’impact de ce choix, nous ajusterons des diagrammes de Hubble en utilisant les paramètres SALT2 obtenus dans les cas où  $E \sim 0$  mag et  $E = 0,1$  mag, et comparerons les résultats obtenus à l’issue de ces ajustements.



(a)



(b)

FIG. 4.9 – Comparaison des paramètres issus des ajustements des courbes de lumière en faisant varier la dispersion ajoutée aux incertitudes sur les magnitudes. (a) Pas de dispersion ( $E = 0,008$  mag) et (b) dispersion ajoutée pour obtenir une médiane de  $E = 0,1$  mag. Les points correspondent aux 132 SNe Ia ayant passé les coupures de qualité sur l'échantillon présenté plus haut. On représente sur ces figures les différences  $\delta p$  entre les cas avec dispersion ajoutée lors des tests et le cas standard (BVR SNf avec  $E = 0,05$  mag). Les chiffres présentés en bas à gauche de chaque panneau correspondent respectivement à la médiane et au nMAD des distributions des  $\delta p$ . La ligne pointillée représente le zéro.

## 4.3 Diagramme de Hubble

Nous allons ici procéder à l'ajustement d'un diagramme de Hubble en utilisant les données décrites précédemment. Les résultats dans le cas d'un ajustement classique seront comparés à différents autres cas, ainsi qu'à certains résultats obtenus dans la littérature.

### 4.3.1 Ajustement d'un diagramme de Hubble proche

Comme présentée à la fin du chapitre 2, la mesure des paramètres cosmologiques à l'aide des SNe Ia se fait par l'intermédiaire du diagramme de Hubble, où la fonction à minimiser (équation 2.3) dépendra de ces paramètres ( $\Omega_M, \Omega_\Lambda, \omega$ ) ainsi que de certains paramètres de nuisance associés d'une part à la luminosité des SNe Ia et à la constante de Hubble, exprimée par  $M_B$ , et d'autre part à des paramètres de standardisation  $\alpha_j$  ajustés lors des  $n$  corrections empiriques. Lors de l'ajustement d'un diagramme de Hubble pour des supernovæ proches ( $z < 0,1$ ), c'est-à-dire pour lesquelles l'influence de la cosmologie est négligeable, on a  $\mu(z; \Omega_M, \Omega_\Lambda, \omega) \approx \mu(z)$  pour  $z \ll 1$ , et l'on peut fixer les paramètres cosmologiques aux moyennes des valeurs de la littérature dans tous les ajustements :  $\Omega_M = 0,28$ ,  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  et  $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$  et  $\omega = -1$  puisque l'on se place dans le cas  $\Lambda\text{CDM}$ <sup>2</sup>. Dans ce cas, on peut réécrire l'équation 2.3 comme une fonction ne dépendant que des paramètres de nuisance :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[\mu_{B,i}(\alpha_n, M_B) - \mu(z_i)]^2}{\sigma_{\mu_{B,i}}^2 + \sigma_{int}^2}, \quad (4.2)$$

où  $N$  est le nombre de points entrés dans l'ajustement (nombre de supernovæ),  $\sigma_{int}$  est le terme contenant la dispersion intrinsèque observée des SNe Ia, choisi pour obtenir un  $\chi^2$  réduit de 1, et  $\sigma_\mu$  est l'erreur propagée de la matrice de covariance sur les paramètres des corrections empiriques. Cette dernière inclut aussi l'incertitude du décalage vers le rouge et celle liée aux vitesses propres des galaxies, prise à  $300 \text{ km.s}^{-1}$ .

Pour estimer la qualité d'un ajustement et comparer les résultats de deux ajustements utilisant différentes corrections empiriques, nous estimerons la moyenne quadratique (ou RMS pour *Root Mean Square*<sup>3</sup>) des résidus définie par :

$$\text{RMS} = \sqrt{\frac{1}{N - (n + 1)} \sum_{i=1}^N (\Delta\mu_i)^2} \quad \text{et} \quad \delta\text{RMS} = \frac{\text{RMS}}{\sqrt{2(N - (n + 1))}} \quad (4.3)$$

où  $N$  est le nombre de supernovæ,  $n + 1$  est le nombre de paramètres ajustés ( $n$  corrections empiriques plus  $M_B$ ),  $N - (n + 1)$  correspond donc au nombre de degrés de liberté, et les  $\Delta\mu_i$  sont les résidus indépendants de chaque supernova  $i$  par rapport à l'ajustement à la courbe de Hubble. Nous comparerons aussi les valeurs des paramètres de nuisance.

<sup>2</sup>Le fait de fixer la valeur de  $H_0$  rend le terme  $M_B$  dépendant de la luminosité des SNe Ia seulement. Ce terme peut dans ce cas être directement associé à la magnitude absolue des SNe Ia.

<sup>3</sup>L'incertitude sur le RMS provient de l'approximation d'une distribution gaussienne avec  $N \gg 1$ .

### 4.3.2 Utilisation des paramètres SALT2

Dans le cas d'une correction empirique utilisant les paramètres mesurés lors de l'ajustement des courbes de lumière par le modèle SALT2, on utilise l'expression 10.1 et  $\sigma_\mu$ , propagé à partir des sources d'erreurs sur les paramètres  $m_B^*$ ,  $x_1$  et  $c$ , qui s'exprime selon :

$$\sigma_\mu^2 = \text{Var}(m_B) + \alpha^2 \text{Var}(x_1) + \beta^2 \text{Var}(c) + 2\alpha \text{Cov}(m_B, x_1) - 2\beta \text{Cov}(m_B, c) - 2\alpha\beta \text{Cov}(x_1, c). \quad (4.4)$$

Pour les 96 SNe Ia de notre échantillon, on construit le diagramme de Hubble proche en bande B représenté sur la figure 4.10. Ce diagramme présente les magnitudes non corrigées (en blanc) dont le RMS initial est de  $0,38 \pm 0,03$  mag (table 4.2, première ligne), et les magnitudes corrigées de  $x_1$  et  $c$  selon l'équation 10.1 (en bleu), dont le RMS obtenu est de  $0,155 \pm 0,011$  mag (table 4.2, quatrième ligne). On peut aussi trouver dans la table 4.2 les valeurs des paramètres de l'ajustement pour différents autres cas. Les valeurs des paramètres  $\alpha$ ,  $\beta$ , du RMS et de la dispersion intrinsèque obtenues sont dans les ordres de grandeur de ce qui est généralement trouvé dans la littérature (voir par exemple Guy et al., 2010; Amanullah et al., 2010). Dans tous les tableaux présentés, une constante a été soustraite aux valeurs de  $M_{U,B,V}$  dans un souci d'analyse aveugle (d'où la présence du  $\delta$  avant le  $M$ ).

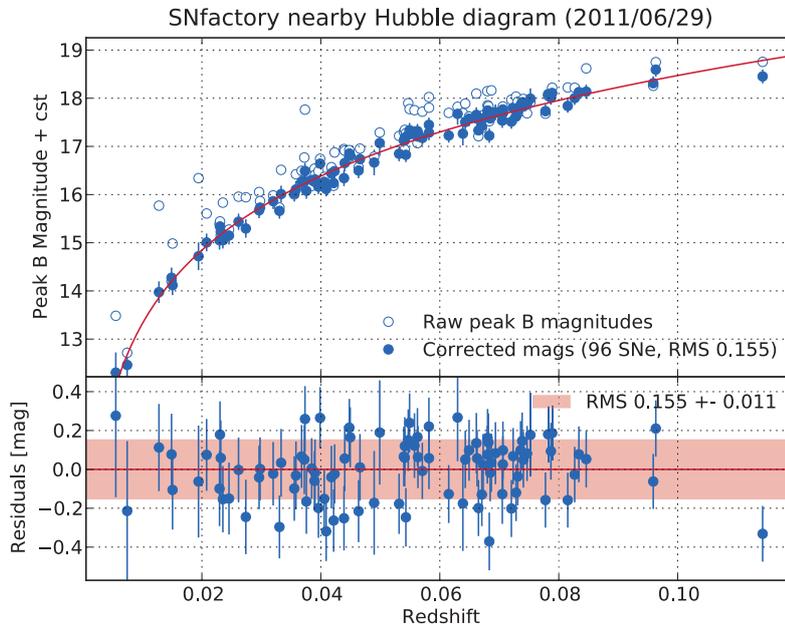


FIG. 4.10 – Diagramme de Hubble proche des 96 supernovæ de l'échantillon. Les points blancs représentent les magnitudes non corrigées, dont la dispersion est de l'ordre de 0,4 mag, et les points bleus sont les magnitudes corrigées de  $x_1$  et  $c$ . Le RMS des résidus après correction est ici égal à  $0,155 \pm 0,011$  mag.

TAB. 4.2 – Valeurs des paramètres de l’ajustement au diagramme de Hubble pour les 96 SNe Ia de l’échantillon dans différents cas. (1) Aucune correction empirique n’est appliquée, ce qui correspond aux points blancs sur la figure 4.10. (2) Correction de  $x_1$  seulement. (3) Correction de  $c$  seulement. (4) Correction de  $x_1$  et  $c$ , correspondant aux points bleus sur la figure 4.10. (5)  $\beta$  est fixé à une valeur correspondant à  $R_V = 3.1$  dans l’hypothèse d’une extinction moyenne classique et dans le cas où  $c$  serait une description purement extrinsèque de la variabilité des SNe Ia.

Cas	$\delta M$	$\alpha$	$\beta$	RMS	$\sigma_{int}$
(1) $\alpha = \beta = 0$	$0,249 \pm 0,037$	0	0	$0,383 \pm 0,028$	0,358
(2) $\beta = 0$	$0,219 \pm 0,037$	$0,110 \pm 0,037$	0	$0,370 \pm 0,027$	0,341
(3) $\alpha = 0$	$0,049 \pm 0,026$	0	$2,76 \pm 0,21$	$0,213 \pm 0,016$	0,197
(4) $x_1$ et $c$	$0,000 \pm 0,020$	$0,153 \pm 0,018$	$2,93 \pm 0,16$	$0,155 \pm 0,011$	0,135
(5) $\beta = 4,1$	$-0,084 \pm 0,021$	$0,169 \pm 0,022$	4,1	$0,201 \pm 0,015$	0,177

### 4.3.3 Influence des paramètres de l’ajustement

La comparaison des différentes lignes de la table 4.2 par rapport au cas classique (ligne 4) permet d’évaluer l’impact des différentes corrections.

#### 4.3.3.1 Influence des corrections empiriques

Les comparaisons des cas 1 à 4 nous montrent l’importance relative de chacune des deux corrections empiriques, et leur impact sur les paramètres de l’ajustement, ainsi que sur le RMS et la dispersion intrinsèque  $\sigma_{int}$ . On peut remarquer que les parts relatives des corrections de  $x_1$  et de  $c$  ne sont pas du tout de la même importance, comme on peut aussi le voir sur la figure 4.11 représentant les corrélations des paramètres  $x_1$  et  $c$  avec les résidus au diagramme de Hubble, avant et après corrections. On peut y voir que la corrélation de la couleur aux résidus est beaucoup plus importante que celle de  $x_1$ , ce qui se traduit dans la table 4.2 par un impact de la correction de couleur plus important (ligne 3) qui réduit le RMS de façon significative à lui seul.

#### 4.3.3.2 Autres filtres

Les résultats obtenus pour le filtre B ( $m_B^*$ ) peuvent être comparés à ceux obtenus avec un autre filtre ( $m_U^*$  ou  $m_V^*$ ). Les magnitudes provenant des ajustements SALT2 étant par construction reliées au modèle, et les incertitudes sur les magnitudes ajustées étant les mêmes<sup>4</sup>, les RMS des résidus seront donc identiques après corrections de  $x_1$  et de couleur, et ce quel que soit le filtre utilisé, par construction du modèle. En revanche, les autres paramètres vont quant à eux varier, et ce sera particulièrement le cas du paramètre  $\beta$  (voir table 4.3).

Dans le modèle SALT2, aucune hypothèse n’est faite quant aux sources des variabilités mesurées par les paramètres  $x_1$  et  $c$ , même s’il est généralement considéré que  $x_1$  reflète une composante intrinsèque de la variabilité, alors que la couleur serait un mélange de

<sup>4</sup>Cela n’est vrai que pour la version de SALT2 utilisée ici (Guy et al., 2007).

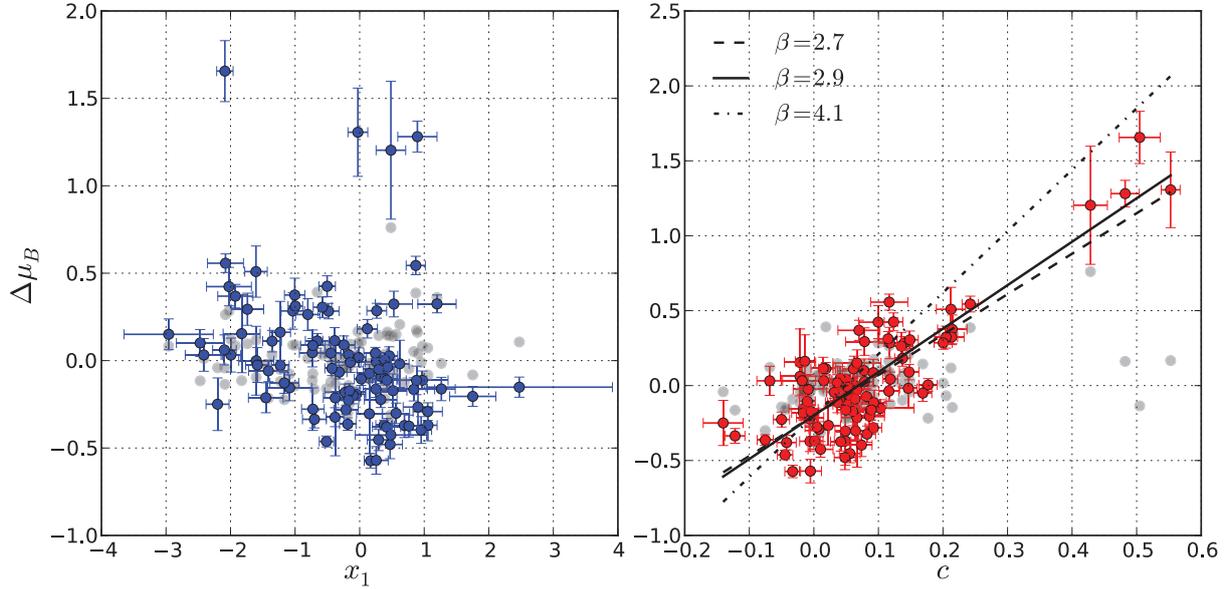


FIG. 4.11 – Corrélation entre les résidus au diagramme de Hubble  $\Delta\mu_B$  et les paramètres  $x_1$  et  $c$  avant (bleu et rouge) et après corrections (gris). Ces relations reflètent le fait que les SNe Ia les plus lumineuses ( $\Delta\mu_B < 0$ ) ont des courbes de lumière plus larges (« *brighter-slower* ») et sont plus bleues (« *brighter-bluer* »).

TAB. 4.3 – Valeurs des paramètres de l’ajustement au diagramme de Hubble corrigées de  $x_1$  et  $c$  pour les 96 SNe Ia de l’échantillon dans différents cas. (a) En bande U. (b) En bande B (points bleus de la figure 4.10). (c) En bande V. (d) En bande B, mais ajustement des courbes de lumière sur les bandes UBVR SNf. (e) En bande B, mais ajustement des courbes de lumière sur les bandes UB SNf. La dernière colonne représente les valeurs des  $R_\lambda$  calculées en utilisant la loi d’extinction CCM et les longueurs d’onde correspondant aux maxima des bandes passantes des filtres U, B et V utilisés dans les calculs des magnitudes par le modèle SALT2 (voir figure 4.2), respectivement égaux à 3700, 4100 et 5930 Å.

Cas	$\delta M$	$\alpha$	$\beta$	RMS	$\sigma_{int}$	$R_\lambda$
(a) U	X	$0,144 \pm 0,018$	$3,96 \pm 0,16$	$0,155 \pm 0,011$	0,131	4,7
(b) B	$0,000 \pm 0,020$	$0,153 \pm 0,018$	$2,93 \pm 0,16$	$0,155 \pm 0,011$	0,135	4,4
(c) V	X	$0,154 \pm 0,018$	$1,93 \pm 0,16$	$0,155 \pm 0,011$	0,137	3,3
(d) UBVR SNf	$0,019 \pm 0,016$	$0,154 \pm 0,016$	$2,92 \pm 0,13$	$0,146 \pm 0,011$	0,120	
(e) UB SNf	$0,054 \pm 0,019$	$0,142 \pm 0,018$	$2,87 \pm 0,16$	$0,175 \pm 0,013$	0,150	

variabilités extrinsèque et intrinsèque (Guy et al., 2007). Dans l’hypothèse où les poussières des galaxies hôtes des SNe Ia ont des propriétés similaires à celles de notre galaxie et où  $c$  ne traduirait que l’extinction liée à la présence de ces poussières, on aurait, à une constante près :

$$c + \text{cst} \equiv E(B - V) = A_B - A_V \quad (4.5)$$

et de plus, et de façon générale :

$$\beta_\lambda = R_\lambda = R_V \times a_\lambda + b_\lambda \quad (4.6)$$

où  $a_\lambda$  et  $b_\lambda$  sont des paramètres dépendants de la longueur d’onde introduits dans Cardelli et al. (1989) (CCM, voir chapitre 7). On peut trouver dans la dernière colonne de la table 4.3 les valeurs des  $R_\lambda$  calculées en utilisant la loi d’extinction CCM et les longueurs d’onde correspondant aux maxima des bandes passantes des filtres U, B et V Landolt utilisés dans le calcul des magnitudes du modèle SALT2. Dans cette hypothèse, on s’attendrait à ce que ces valeurs coïncident avec celles des  $\beta_\lambda$  des lignes correspondantes<sup>5</sup>. Ce n’est pas le cas, et les valeurs des  $\beta_\lambda$  sont systématiquement plus petites que celles des  $R_\lambda$  associés. C’est un résultat bien connu et récurrent dans les analyses cosmologiques (Freedman et al., 2009; Kessler et al., 2009; Guy et al., 2010; Folatelli et al., 2010), qui pourrait s’expliquer par plusieurs raisons parmi lesquelles :

- les poussières présentes dans les galaxies hôtes des SNe Ia sont en moyenne différentes de celles présentes dans notre galaxie, et le paramètre  $R_V$  décrivant la loi de couleur correspondante serait plus faible que celui de notre galaxie. Ce point semble cependant rejeté par des observations de Céphéides extragalactiques pour lesquelles une valeur moyenne de  $R_V$  proche de celle de notre galaxie est trouvée et généralement utilisée (Macri et al., 2001). Certaines analyses combinant Céphéides et SNe Ia vont néanmoins tester l’hypothèse d’un  $R_V$  variable dans les analyses, ce qui semble avoir un léger impact sur les estimations de  $H_0$  (Riess et al., 2009) ;
- la couleur  $c$  ne décrit pas uniquement la variabilité liée à la poussière, et sa relation avec la magnitude serait influencée par une autre loi de couleur (intrinsèque), peut être liée à la présence de poussière circumstellaire autour de la supernova ;
- la loi de couleur utilisée pour déterminer les paramètres  $c$  ne représente pas correctement la loi réelle décrivant les poussières du milieu interstellaire des galaxies hôtes, ce qui viendrait influencer directement les valeurs de  $c$  et particulièrement sa relation avec la magnitude, exprimée par le paramètre  $\beta$  ;
- la détermination du paramètre  $\beta$  lors de la minimisation des résidus au diagramme de Hubble est sensible à la procédure utilisée, ainsi qu’aux dispersions introduites dans l’ajustement.

Nous verrons par la suite que les différences dans ces valeurs proviennent principalement du quatrième point, bien que les points deux et trois sont aussi vérifiés en partie.

Dans l’hypothèse précédente (équations 4.5 et 4.6), et en forçant la valeur de  $\beta$  à 4,1 dans le cas du filtre B<sup>6</sup>, on obtient les résultats de la ligne 5 de la table 4.2. Le résultat de

<sup>5</sup>Habituellement, l’ajustement au diagramme de Hubble étant réalisé en bande B, on a  $\beta \equiv R_B \approx R_V + 1$ .

<sup>6</sup>On fait ici l’approximation que le filtre V de la loi de Cardelli est le même que celui utilisé dans les ajustements par SALT2. On peut voir dans la dernière colonne de la table 4.3 que ce n’est pas exactement le cas puisque la valeur de  $R_V$  est ici égale à 3,3.

cet ajustement ne diffère que très peu de ceux de la ligne 4 pour les valeurs de  $\alpha$ , mais les différences observées pour les valeurs de  $M$ , du RMS et de la dispersion intrinsèque viennent confirmer que cette valeur de  $\beta$  ne correspond pas dans ce cas de figure à celle minimisant les résidus.

#### 4.3.3.3 Influence de l'ajout de USNf

On peut trouver dans les deux dernières lignes de la table 4.3 les résultats des ajustements des diagrammes de Hubble pour les cas où les courbes de lumière ont été ajustées avec UBVR SNf et UBV SNf respectivement. On voit que l'ajout de USNf aux trois autres filtres permet une légère diminution du RMS des résidus, ainsi que de la valeur de la dispersion à ajouter. Cela n'a cependant que peu d'effet sur les autres valeurs de l'ajustement. Le fait de retirer le filtre R SNf a quant à lui pour conséquence d'augmenter les valeurs du RMS et de la dispersion, ainsi que de modifier légèrement les valeurs des autres paramètres, tout en augmentant leurs incertitudes. Les variations moyennes du paramètre  $c$  observées lors des comparaisons avec les valeurs ajustées avec BVR SNf (§ 4.2.1) semblent indiquer que la couleur estimée à l'issue des ajustements sans le filtre RSNf est donc moins représentative des variabilités des SNe Ia. Ce test ne fait que confirmer l'intérêt d'utiliser le plus grand nombre de filtres possible, avec le plus grand bras de levier possible en longueur d'onde. Le système UBVR SNf sera désormais utilisé en plus du système BRV SNf, historiquement employé dans la collaboration, pour les comparaisons effectuées dans les autres chapitres.

#### 4.3.3.4 Influence des incertitudes sur les paramètres

Nous allons ici procéder à quelques tests qui consistent à faire varier les incertitudes sur différents paramètres avant ou lors des ajustements du diagramme de Hubble pour estimer d'une part l'impact de la sous ou sur-estimation des incertitudes de mesures, et d'autre part le rôle de chacune des composantes entrées dans l'ajustement. Lors des ajustements du diagramme de Hubble, une dispersion « intrinsèque » des SNe Ia doit être introduite pour obtenir un  $\chi^2$  réduit de 1. Nous verrons aussi quel est l'impact de ces modifications sur cette valeur.

**Covariance et dispersion intrinsèque** La table 4.4 présente des cas où certaines des incertitudes ont été modifiées avant ajustement du diagramme de Hubble. Ces comparaisons au cas standard nous permettent d'évaluer le rôle des hypothèses sur les incertitudes introduites. Par exemple, le fait de ne pas prendre en compte les covariances entre les paramètres  $m_B^*$ ,  $x_1$  et  $c$  n'a que très peu d'influence sur les résultats de l'ajustement, la dispersion intrinsèque venant compenser les faibles différences. Le fait de ne pas ajouter de dispersion intrinsèque lors de l'ajustement, laissant les incertitudes de mesures seules entrer dans le  $\chi^2$  a en revanche un impact assez important sur les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$ , et donc sur le RMS des résidus. L'ajout de cette dispersion qui représente les variabilités non modélisées des SNe Ia aura donc comme influence de modifier toutes les valeurs des ajustements. Cette dispersion en magnitude est typiquement de l'ordre de 0,13 mag après corrections des paramètres  $x_1$  et  $c$ . Nous verrons dans la partie IV que cette dispersion

dépendra du filtre considéré, et qu’une dispersion en couleur sera aussi observée, et donc à prendre en compte dans les ajustements.

**Les courbes de lumière** On peut trouver dans la table 4.5 les paramètres ajustés avec différentes valeurs de  $m_B^*$ ,  $x_1$  et  $c$  issus d’ajustements SALT2 où l’on a fait varier la dispersion ajoutée aux incertitudes sur les magnitudes observées, pour fixer l’incertitude médiane,  $E$ , sur les filtres B, V et R à différentes valeurs. Dans le premier cas, aucune dispersion n’est ajoutée aux incertitudes ( $E \sim 0$  mag), et les seules incertitudes sur les magnitudes sont donc les incertitudes statistiques qui sont, comme il a été annoncé précédemment (§ 4.1.2.1), largement sous-estimées. Cette approche sous-estime les incertitudes sur les magnitudes au maximum ainsi que sur les valeurs de  $x_1$  et de  $c$ . Dans les autres cas, nous avons respectivement  $E = 0,05$  mag et  $E = 0,1$  mag. On peut voir dans cette table que l’impact de ces modifications, qui dans le cas de la dernière est très certainement une sur-estimation des incertitudes réelles sur les données, se fait principalement sur la valeur de la dispersion intrinsèque à ajouter. En effet, cette dispersion s’ajustera pour compenser la variation des incertitudes. Un impact sur les valeurs des paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  est aussi observé, puisque ces derniers semblent varier lorsque les incertitudes sur les paramètres d’entrée de l’ajustement augmentent. Cet effet avait déjà été observé dans la littérature pour le paramètre  $\beta$  et semble être connu (Freedman et al., 2009; Guy et al., 2010, et référence incluses.).

**Sur  $x_1$  et  $c$**  Un autre test effectué directement au niveau du diagramme de Hubble consiste à multiplier arbitrairement les incertitudes sur  $x_1$  et  $c$  d’un facteur commun pour toutes les SNe Ia, et de regarder le comportement des valeurs ajustées. C’est ce qui est présenté sur la figure 4.12, où l’on peut voir l’évolution des  $\alpha$ ,  $\beta$ , RMS et dispersion intrinsèque en fonction du facteur appliqué sur  $\sigma_{x_1}$  uniquement d’une part, sur  $\sigma_c$  d’autre part, et finalement sur les deux. L’augmentation des incertitudes sur  $x_1$  seulement n’a pratiquement pas d’effet sur la valeur de  $\beta$ , alors que les valeurs des autres paramètres augmentent de façon très rapide tandis que la dispersion à ajouter diminue plus lentement que dans les autres cas. Si le facteur n’est appliqué qu’à l’incertitude sur  $c$ , le RMS des résidus ne dépassera pas une valeur supérieure à 0,17, et la valeur de  $\alpha$  restera pratiquement inchangée. La valeur de  $\beta$  augmentera quant à elle très rapidement jusqu’à des valeurs de l’ordre de 3,6. Lorsque le facteur est appliqué aux incertitudes sur  $c$  et  $x_1$ , ces valeurs

TAB. 4.4 – Valeurs des paramètres de l’ajustement au diagramme de Hubble pour les 96 SNe Ia de l’échantillon dans différents cas. (0) Cas de référence de la table 4.2 (ligne 4). (1) Pas de covariance entre les paramètres dans l’équation 4.4. (2) Pas de dispersion intrinsèque ajoutée lors de l’ajustement (dans ce cas le  $\chi^2$  réduit n’est pas égal à 1).

Cas	$\delta M$	$\alpha$	$\beta$	RMS	$\sigma_{int}$
(0) Ref	$0,000 \pm 0,020$	$0,153 \pm 0,018$	$2,93 \pm 0,16$	$0,155 \pm 0,011$	0,135
(1) $C = 0$	$-0,003 \pm 0,020$	$0,158 \pm 0,018$	$2,96 \pm 0,16$	$0,155 \pm 0,011$	0,127
(2) $\sigma_{int} = 0$	$-0,030 \pm 0,010$	$0,238 \pm 0,012$	$3,26 \pm 0,10$	$0,186 \pm 0,014$	0

augmentent toutes jusqu'à des valeurs intermédiaires. Quel que soit le cas, toutes ces valeurs vont saturer au delà d'un certain facteur, correspondant au moment où la dispersion à ajouter  $\sigma_{int}$  tombera à zéro. Ce test vient confirmer ce qui a été observé dans le paragraphe précédent.

Bien entendu, l'ordre de grandeur de nos incertitudes de mesures étant fixé de manière raisonnable à partir des observations des résidus aux ajustements des nos courbes de lumière, ce test n'aura d'intérêt que celui de confirmer l'étude précédente. Les résultats de ce test ou les facteurs multiplicatifs utilisés ne seront en aucun cas employés par la suite.

**Conclusion** Comme nous venons de le voir, les valeurs des paramètres des ajustements du diagramme de Hubble vont être légèrement dépendants des incertitudes sur les valeurs des paramètres  $x_1$  et  $c$ , ainsi que de la valeur de la dispersion intrinsèque ajoutée lors des ajustements. Cela vient confirmer ce que certaines analyses avaient déjà pu déduire de leurs données (Kowalski et al., 2008; Guy et al., 2010; Amanullah et al., 2010). Nous verrons par la suite que ces valeurs seront aussi dépendantes de la dispersion en couleur des SNe Ia, comme cela a déjà été introduit dans Kessler et al. (2009).

TAB. 4.5 – Valeurs des paramètres de l'ajustement au diagramme de Hubble pour les 96 SNe Ia de l'échantillon. Les ajustements aux courbes de lumière par le modèle SALT2 ont été réalisés (a) sans ajout de dispersion supplémentaire aux incertitudes sur les magnitudes ; (b) avec ajout d'une dispersion pour obtenir  $E = 0,05$  mag (points bleus de la figure 4.10) et (c) avec ajout d'une dispersion pour obtenir  $E = 0,1$  mag.

Incertitude médiane	$\delta M$	$\alpha$	$\beta$	RMS	$\sigma_{int}$
(a) $E \sim 0$ mag	$0,014 \pm 0,021$	$0,162 \pm 0,016$	$2,92 \pm 0,17$	$0,167 \pm 0,012$	0,180
(b) $E = 0,05$ mag	$0,000 \pm 0,020$	$0,153 \pm 0,018$	$2,93 \pm 0,16$	$0,155 \pm 0,011$	0,135
(c) $E = 0,1$ mag	$-0,016 \pm 0,020$	$0,178 \pm 0,019$	$3,00 \pm 0,16$	$0,154 \pm 0,011$	0,110

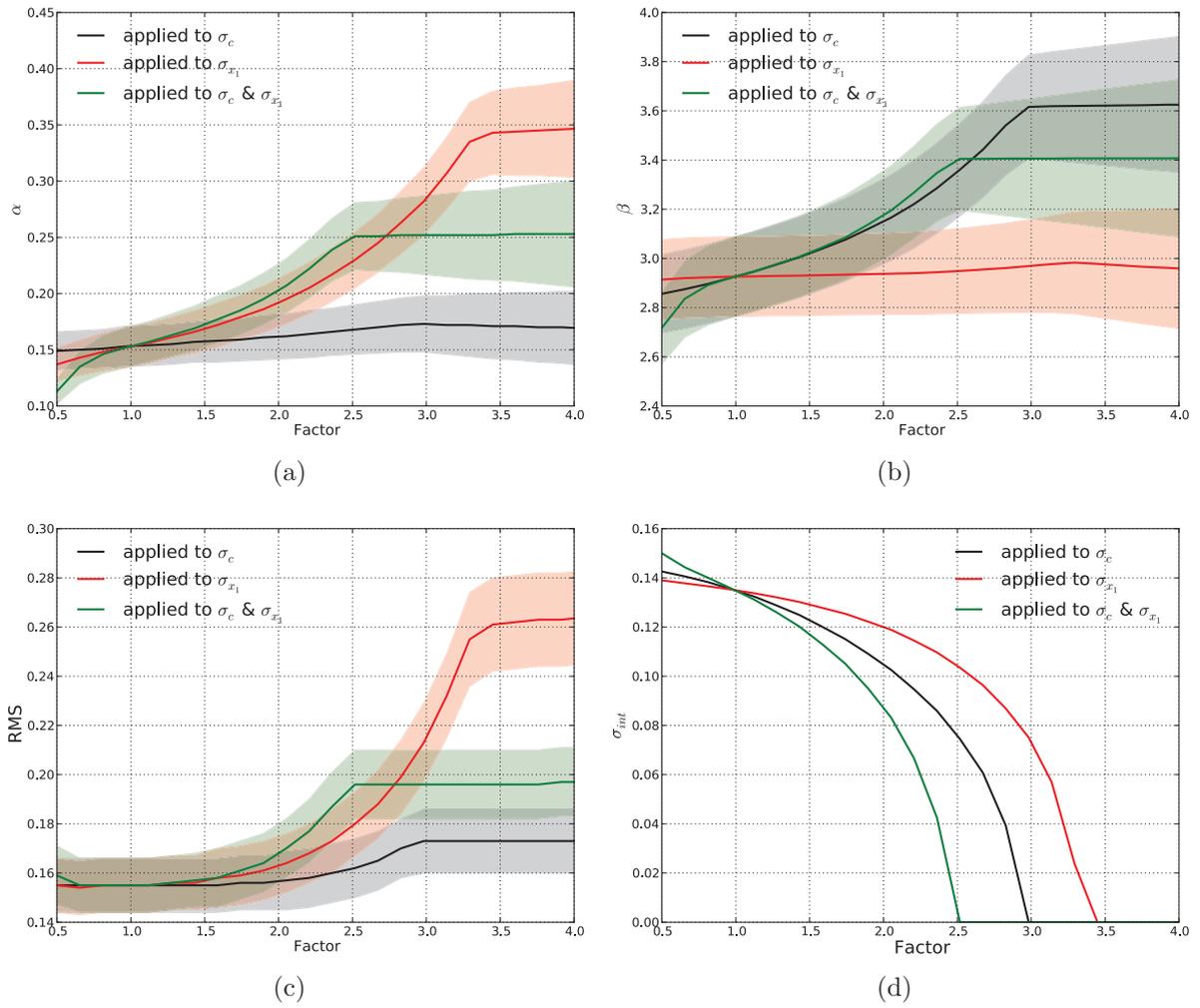


FIG. 4.12 – Évolution de  $\alpha$  (a), de  $\beta$  (b), du RMS (c) et de la dispersion intrinsèque (d) en fonction du facteur multiplicatif appliqué aux incertitudes sur  $x_1$ ,  $c$  ou  $x_1$  et  $c$ .



## Deuxième partie

# Mesures et propriétés d'indicateurs spectraux



# Chapitre 5

## Les indicateurs spectraux

L'utilisation des SNe Ia en tant qu'indicateurs de distance a fait un pas significatif après la découverte d'une corrélation entre leur luminosité absolue et la largeur de leur courbe de lumière<sup>1</sup> (Phillips, 1993), montrant que l'on pouvait considérer ces objets comme étant des chandelles « standardisables » (Riess et al., 1995; Phillips et al., 1999; Goldhaber et al., 2001). Cette standardisation du maximum de luminosité des SNe Ia se fait par le biais de corrections empiriques basées sur des mesures photométriques, la spectroscopie ne servant généralement qu'à la confirmation du type de l'objet et à la mesure de son décalage vers le rouge cosmologique. Cependant, il a été montré que certains des indicateurs spectraux de la luminosité introduits dans Nugent et al. (1995), quantités directement mesurables sur les spectres des SNe Ia, étaient corrélés à la largeur de la courbe de lumière  $\Delta m_{15}$  (Garnavich et al., 2004), elle-même corrélée à la magnitude absolue au maximum de luminosité en bande B (Phillips, 1993; Phillips et al., 1999). Ainsi a débuté la recherche d'indicateurs spectraux permettant une standardisation spectroscopique des SNe Ia comparable à celle obtenue par l'intermédiaire des corrections photométriques.

### Sommaire

---

<b>5.1 Définitions générales</b>	<b>66</b>
5.1.1 Rapports de flux	67
5.1.2 Rapports d'absorptions	67
5.1.3 Largeurs équivalentes	67
5.1.4 Vitesses de raies	68
<b>5.2 Indicateurs spectraux « historiques »</b>	<b>68</b>
5.2.1 Calcium	68
5.2.2 Silicium	68
5.2.3 Vitesses de raies	69
<b>5.3 Généralisation</b>	<b>69</b>

---

<sup>1</sup>cf.  $\Delta m_{15}$ , facteur de stretch et  $x_1$  du chapitre 2.

## 5.1 Définitions générales

Les indicateurs spectraux sont mesurés sur les spectres placés dans leur référentiel au repos après correction du rougissement dû à la présence de poussière dans la Voie Lactée. Correspondant généralement à des éléments particuliers de l'enveloppe de la SN Ia en expansion, ces indicateurs peuvent être définis de manière totalement empirique. Les indicateurs spectraux le plus souvent utilisés dans la littérature sont établis à partir des spectres proches du maximum de luminosité. Le flux étant maximal, le rapport signal sur bruit est plus élevé, et les mesures plus précises. Les types d'indicateurs les plus couramment employés lors des analyses spectrales de SNe Ia sont représentés sur la figure 5.1 et détaillés par la suite.

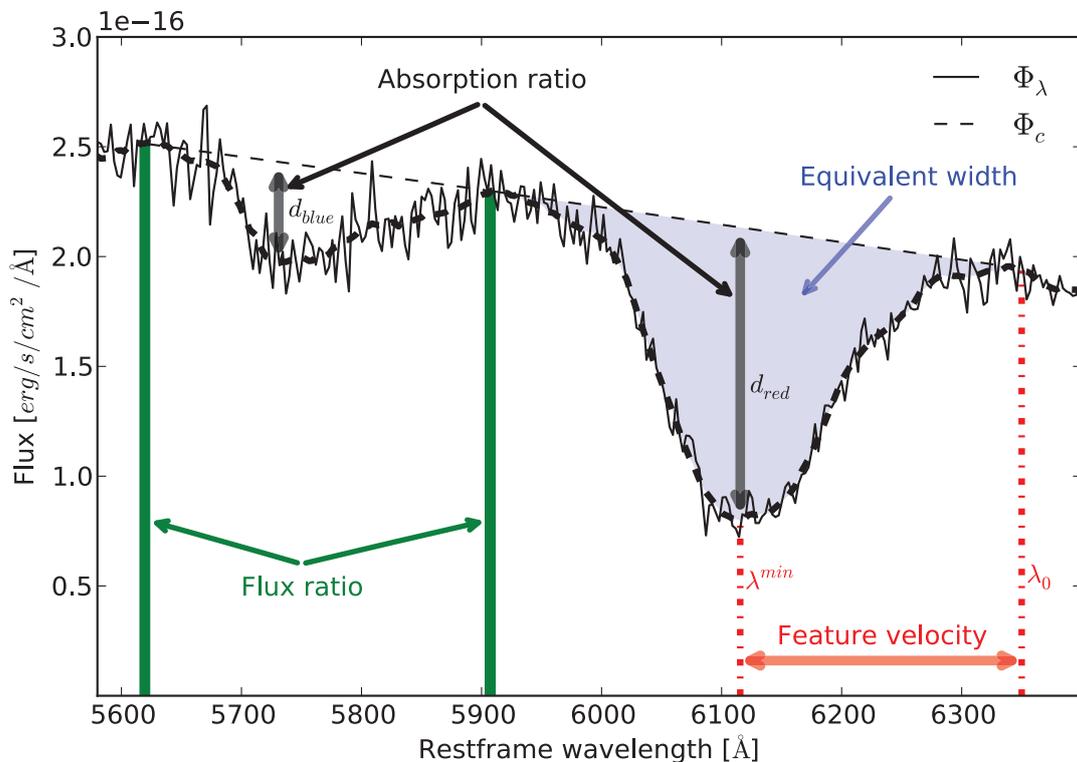


FIG. 5.1 – Représentation de la définition des quatre principaux types d'indicateurs spectraux. On y retrouve le rapport de flux (équation 5.1), la largeur équivalente (équation 5.5), le rapport d'absorptions (équation 5.2) et la vitesse d'éjection (équation 5.7). La zone spectrale représentée est la zone du silicium, où l'on trouve les raies Si II  $\lambda 5972$  (à gauche) et Si II  $\lambda 6355$  (à droite).

### 5.1.1 Rapports de flux

Le rapport de flux est défini par :

$$\mathcal{R}_{\lambda_1/\lambda_2} = \frac{\Phi_{\lambda_1}}{\Phi_{\lambda_2}}, \quad (5.1)$$

où  $\Phi_{\lambda_1}$  et  $\Phi_{\lambda_2}$  sont respectivement les flux intégrés dans des bins de longueurs d'onde centrales  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ , correspondant à une mesure de couleur dans l'espace des flux. Ces longueurs d'onde centrales peuvent être soit fixées à des valeurs constantes, ne variant donc pas d'une SNe Ia à l'autre, soit être recherchées dans des intervalles de longueurs d'onde donnés, par exemple lors de la recherche d'un maximum dans une zone localisée du spectre.

### 5.1.2 Rapports d'absorptions

On définit un rapport d'absorptions par :

$$\mathfrak{R}_A = \frac{d_{\lambda_1}^{min}}{d_{\lambda_2}^{min}}, \quad (5.2)$$

où  $d_{\lambda_1}^{min}$  et  $d_{\lambda_2}^{min}$  correspondent respectivement aux profondeurs de deux raies en absorption définies par la différence entre le flux d'un pseudo-continuum et le flux du spectre à la longueur d'onde du minimum de flux :

$$d_{\lambda}^{min} = \Phi_c(\lambda^{min}) - \Phi_{\lambda}(\lambda^{min}). \quad (5.3)$$

On définit aussi la profondeur relative par :

$$p_{\lambda}^{min} = d_{\lambda}^{min} / \Phi_c(\lambda^{min}). \quad (5.4)$$

### 5.1.3 Largeurs équivalentes

Les largeurs équivalentes sont définies par l'intégrale :

$$EW = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left( 1 - \frac{\Phi_{\lambda}(\lambda)}{\Phi_c(\lambda)} \right) d\lambda, \quad (5.5)$$

où  $\Phi_{\lambda}$  est le flux du spectre et où  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont les longueurs d'onde des positions correspondant aux maxima situés de part et d'autre de la raie, utilisés pour définir le pseudo-continuum<sup>2</sup> de flux  $\Phi_c$  défini par :

$$\Phi_c = \frac{\Phi_{\lambda_2} - \Phi_{\lambda_1}}{\lambda_2 - \lambda_1} \times \lambda + \frac{\Phi_{\lambda_1} \lambda_2 - \Phi_{\lambda_2} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}. \quad (5.6)$$

<sup>2</sup>Puisqu'il n'existe pas de continuum évident dans un spectre de SN Ia, les largeurs équivalentes sont mesurées par rapport à un pseudo-continuum, défini par les deux extrema entourant la zone. On parle donc parfois de « pseudo-largeurs équivalentes ».

### 5.1.4 Vitesses de raies

Les vitesses de raies sont définies par :

$$v = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \times c = \frac{\lambda_0 - \lambda^{min}}{\lambda_0} \times c, \quad (5.7)$$

où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde au repos,  $\lambda^{min}$  la longueur d'onde observée de la position du minimum de la raie de profil P-Cygni, et  $c$  la célérité de la lumière. Les vitesses de raies correspondent en première approche aux vitesses d'expansion de l'enveloppe au rayon contenant l'élément correspondant à  $\lambda_0$ .

Sur la figure 2.4 est représenté un spectre typique de SNe Ia au maximum de luminosité et ses raies caractéristiques, sur lesquelles pourront être mesurés les indicateurs spectraux définis précédemment. La figure 5.1 explicite ces définitions avec l'exemple de la zone du silicium, où sont présentes deux raies d'absorption du Si II ( $\lambda 5972$  et  $\lambda 6355$ ).

## 5.2 Indicateurs spectraux « historiques »

Les indicateurs spectraux « historiques », introduits principalement dans Nugent et al. (1995), Bongard (2005) et Bongard et al. (2006), sont mesurés sur les spectres des SNe Ia au maximum de luminosité, dans des zones spectrales qui caractérisent les éléments présents dans la photosphère de la SN Ia. Ces indicateurs sont désignés par les noms de ces éléments (voir figure 2.4). On retrouve en particulier deux zones aux alentours de 3950 et 6000 Å, correspondant respectivement au calcium et au silicium.

### 5.2.1 Calcium

Dans la partie UV du spectre, aux alentours de 3950 Å, se trouve une raie correspondant au Ca II H&K, où les indicateurs spectraux suivants ont été définis :

$$\mathcal{R}_{Ca} = \frac{\Phi_{3950}}{\Phi_{3650}}, \quad \mathcal{R}_{CaS} = \frac{\int_{3887}^{4012} \Phi(\lambda) d\lambda}{\int_{3620}^{3716} \Phi(\lambda) d\lambda}, \quad (5.8)$$

où  $\mathcal{R}_{Ca}$  est le rapport des deux maxima encadrant la raie, le premier autour de 3950 Å et le deuxième autour de 3650 Å, et  $\mathcal{R}_{CaS}$  est le rapport de deux zones intégrées fixes.

### 5.2.2 Silicium

Dans la partie rouge du spectre, aux alentours de 6000 Å, une zone particulière rassemble deux raies correspondant au Si II (voir figure 5.1). Dans cette zone, trois indicateurs spectraux ont été définis :

$$\mathfrak{R}_{Si} = \frac{d_{blue}}{d_{red}}, \quad \mathcal{R}_{SiS} = \frac{\Phi_{5600}}{\Phi_{6300}}, \quad \mathcal{R}_{SiSS} = \frac{\int_{5500}^{5700} \Phi(\lambda) d\lambda}{\int_{6200}^{6450} \Phi(\lambda) d\lambda}, \quad (5.9)$$

où  $d_{blue}$  et  $d_{red}$  sont respectivement les profondeurs des raies de gauche et de droite sur la figure 5.1.  $\mathcal{R}_{SiS}$  est le rapport des maxima autour de 5600 Å et 6300 Å, et  $\mathcal{R}_{SiSS}$  est le rapport de deux intégrales réalisées autour de ces maxima, augmentant le rapport signal sur bruit moyen de la mesure. Pour cette raison, nous ne considérerons que les valeurs de  $\mathcal{R}_{Si}$  et de  $\mathcal{R}_{SiSS}$  dans la suite.

### 5.2.3 Vitesses de raies

Certaines vitesses de raies étudiées dans la littérature seront mesurées sur nos spectres au maximum de luminosité. Ces vitesses sont les suivantes :

- $v$  Si II  $\lambda 4131$ , pour la raie du silicium dans la partie UV du spectre, de longueur d'onde au repos  $\lambda_0 = 4131$  Å ;
- $v$  S II W (L) et  $v$  S II W (R) pour les parties gauche (L pour *left*) et droite (R pour *right*) du « W » du soufre, de longueurs d'onde au repos respectives  $\lambda_0^L = 5454$  Å et  $\lambda_0^R = 5640$  Å ;
- $v$  Si II  $\lambda 5972$  pour une des deux raies du silicium aux alentours de 5900 Å, de longueur d'onde au repos  $\lambda_0 = 5972$  Å ;
- et  $v$  Si II  $\lambda 6355$ , pour la deuxième raie du silicium aux alentours de 6150 Å, de longueur d'onde au repos  $\lambda_0 = 6355$  Å.

## 5.3 Généralisation

Une généralisation des mesures d'indicateurs spectraux peut être faite en considérant toutes les raies des spectres des SNe Ia, correspondant à un ou plusieurs éléments. Sur chacune des raies présentées sur la figure 5.1, on mesurera une largeur équivalente EW (équation 5.5), un rapport de flux  $\mathcal{R}$ , défini comme le rapport du flux du pic le plus rouge sur le flux du pic le plus bleu ( $\mathcal{R} = \Phi_r/\Phi_b$ ), une profondeur relative  $p_\lambda^{min}$  (équation 5.4) et une largeur de raie  $\Delta$ , simple différence des longueurs d'onde correspondant aux positions des extrema encadrant la raie. Chacune de ces valeurs portera le nom de la raie correspondante, par exemple EWCa II H&K pour la largeur équivalente de la raie du Ca II H&K,  $\mathcal{R}_{Si}$  pour le rapport de flux de la raie Si II  $\lambda 4131$ ,  $p_{Si}$  pour la profondeur de la raie Si II  $\lambda 6355$  ou encore  $\Delta_{Ca}$  pour la largeur de la raie Ca II H&K.

Quel que soit l'usage que nous ferons des indicateurs spectraux, nous aurons besoin d'une mesure robuste et automatique de leur valeur, ainsi que d'une estimation des incertitudes sur ces mesures, qui proviendront principalement de deux effets :

- les indicateurs spectraux sont pour la plupart définis par rapport à des extrema, dont la position dans le référentiel au repos peut varier d'une supernova à une autre (pour des spectres à une phase donnée). L'extremum lui-même sera parfois mal défini (plusieurs extrema à la même position, spectre monotone dans la fenêtre de recherche...), pouvant rendre les mesures délicates.
- le rapport signal sur bruit des spectres étudiés limitera la précision sur l'estimation de la valeur de l'extremum, que ce soit sur sa position en longueur d'onde ou en flux.

Le but du chapitre 6 sera d'introduire la méthode de mesure des indicateurs spectraux utilisée sur les spectres de la collaboration SNfactory. Une analyse de leur sensibilité au rougissement par les poussières présentes dans le milieu interstellaire sera effectuée dans le chapitre 7. La partie III se concentrera sur l'étude des corrélations et du pouvoir de standardisation des indicateurs spectraux mesurés au maximum de luminosité.

# Chapitre 6

## Mesure pratique des indicateurs spectraux

La mesure de certains indicateurs spectraux dépend de la recherche d'extrema dans des fenêtres de longueurs d'onde données. Les positions des extrema pourraient être dans un premier temps estimées sur les données brutes elles-mêmes. Dans ce cas, le résultat obtenu ne reposerait sur aucune hypothèse mais serait fortement sensible au rapport signal sur bruit de la zone et pourrait biaiser les mesures. Afin d'améliorer la précision de l'estimation de la position des extrema, et ce sur divers types de spectres dont le rapport signal sur bruit peut différer de l'un à l'autre (voir figure 6.1), nous préférons utiliser une procédure de lissage lors de la recherche des extrema. La mesure des positions sur les données lissées nous permettra dans un deuxième temps d'estimer les valeurs des indicateurs spectraux ainsi que leurs incertitudes. Finalement, nous procéderons à quelques tests de robustesse nous permettant d'estimer de façon indirecte la qualité des mesures des indicateurs spectraux.

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Lissage des spectres . . . . .</b>	<b>72</b>
6.1.1	Formalisme . . . . .	72
6.1.2	Techniques de lissage . . . . .	73
6.1.3	Corrélation des bins adjacents et facteur d'échelle . . . . .	74
6.1.4	Découpage en zones d'intérêt . . . . .	76
<b>6.2</b>	<b>Mesure des indicateurs spectraux et incertitudes . . . . .</b>	<b>79</b>
6.2.1	Mesures . . . . .	79
6.2.2	Estimation des incertitudes . . . . .	80
6.2.3	Taux d'échec . . . . .	83
6.2.4	Dépendance en phase . . . . .	83
6.2.5	Indicateurs spectraux dans une même nuit . . . . .	86

---

## 6.1 Lissage des spectres

Le lissage mettant en jeu une problématique plus générale que la recherche d'extrema d'une fonction, nous allons tout d'abord présenter le formalisme et la méthode utilisée. Dans le cas d'un lissage, un paramètre arbitraire pilotant la procédure devra être estimé soit par des considérations physiques, soit être déduit des données elles-mêmes. Avec une bonne procédure de lissage, il y a un espoir de réduire de façon importante l'incertitude, mais le paramètre de lissage doit pour cela être contrôlé.

### 6.1.1 Formalisme

Le lissage d'un spectre de flux  $Y$  bruité consiste en la détermination d'un flux lissé  $Y'$ , fonction du flux initial :  $Y' = f(Y)$ .  $Y'$  sera un estimateur du flux original inconnu et non bruité  $\hat{Y}$ , relié au flux observé par :

$$Y = \hat{Y} + N, \quad (6.1)$$

où  $N$  est un vecteur de bruit. Le lissage du spectre dépendra en partie de la connaissance des propriétés du bruit  $N$  et de celles du signal physique.

Dans l'idéal, on chercherait à minimiser :

$$\|Y' - \hat{Y}\|_W \hat{=} (Y' - \hat{Y})^\dagger W (Y' - \hat{Y}), \quad (6.2)$$

où  $W$  est une matrice de pondération. Dans le but de calculer  $\|Y' - \hat{Y}\|$  de façon effective, un estimateur qui ne dépend pas de l'inconnue  $\hat{Y}$  devra être dérivé.

Pour une régularisation linéaire, on peut écrire :

$$Y' = f(Y) = B_p Y, \quad (6.3)$$

où  $B_p$  est une matrice de lissage donnée, dépendante de la technique de lissage utilisée et

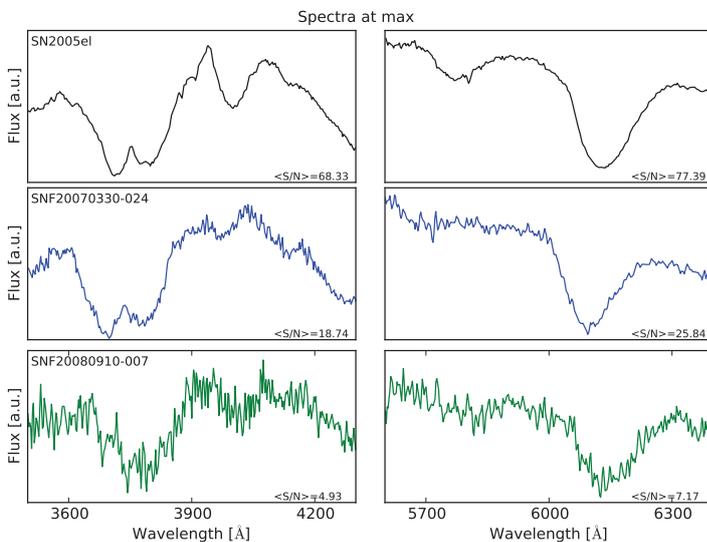


FIG. 6.1 – Représentation des zones spectrales du Ca II H&K, Si II  $\lambda 4131$ , Si II  $\lambda 5972$  et Si II  $\lambda 6355$  pour trois SNe Ia de rapports signal sur bruit différents.

du paramètre de contrôle  $p$  correspondant. En introduisant les équations 6.1 et 6.3 dans 6.2, on peut montrer que :

$$\|Y' - \hat{Y}\| = (Y' - Y + N)^\dagger W (Y' - Y + N) \quad (6.4)$$

$$= \|Y' - Y\| + 2N^\dagger W B_p (\hat{Y} + N) - N^\dagger W N. \quad (6.5)$$

Un estimateur non biaisé de la fonction à minimiser peut être construit en utilisant :

$$E[\|Y' - \hat{Y}\|] = E[\|Y' - Y\|] + 2\text{Tr}(B_p) - n, \quad (6.6)$$

où  $E$  désigne l'espérance mathématique,  $\text{Tr}$  dénote l'opération Trace, et  $n$  est le rang du vecteur  $Y$ , ce qui devient :

$$\epsilon = \|Y' - Y\| + 2\text{Tr}(B_p) - n, \quad (6.7)$$

qui sera la quantité que l'on minimisera, et qui ne dépendra que de la fonction de lissage  $B_p$ , elle-même dépendante d'un unique paramètre  $p$  dans notre cas.

## 6.1.2 Techniques de lissage

Dans cette analyse, deux méthodes de lissage populaires ont été utilisées. Dans chacune de ces techniques, la matrice de lissage  $B_p$  ne dépendra que d'un unique paramètre  $p$  qui sera ajusté pour minimiser l'équation 6.7.

### 6.1.2.1 Ajustement d'une spline non linéaire

La spline utilisée est un polynôme de degré 3 ajusté sur les données entre des noeuds séparés par des intervalles pouvant être variables. Le paramètre de lissage à optimiser est le  $\chi^2$  de l'ajustement par la spline, appelé ici  $s$ . Des noeuds sont ajoutés et ajustés jusqu'à ce que la précision voulue soit obtenue. L'algorithme utilisé est issu de la librairie FITPACK<sup>1</sup>, utilisée à travers la méthode `scipy.interpolate.splrep` provenant du package Scipy<sup>2</sup>. Dans ce cas, la matrice  $B_p$  est calculée en linéarisant une fois que les noeuds ont été fixés par la procédure non linéaire. Les spectres régularisés sont lisses par construction, avec l'écart entre les noeuds définissant le lissage.

### 6.1.2.2 Régularisation de Savitzky-Golay

La régularisation de Savitzky-Golay (Savitzky and Golay, 1964, SG par la suite) permet de réduire le bruit haute fréquence des données, tout en conservant la forme originale du signal. L'idée principale de cette régularisation est d'ajuster un polynôme d'ordre  $k$  en chaque point  $i$  sur une fenêtre de taille  $w$  ( $> k + 1$ ) fixe et centrée sur le point courant. Chaque point sera remplacé par sa valeur ajustée, et la fenêtre sera déplacée de bin en bin jusqu'à lissage complet du spectre. Dans ce cas, et si l'on fixe le degré du polynôme, le

<sup>1</sup><http://www.netlib.org/fitpack/>

<sup>2</sup>[www.scipy.org](http://www.scipy.org)

seul paramètre à ajuster pour minimiser l'équation 6.7 est la taille  $w$  de la fenêtre dans laquelle le polynôme sera ajusté.

### 6.1.3 Corrélation des bins adjacents et facteur d'échelle

#### 6.1.3.1 Influence des rééchantillonnages spectraux

On constate que la corrélation  $\rho$  de bins adjacents résultant des deux procédures de rééchantillonnage durant la réduction de données (cf. chapitre 3) n'a pas été propagée jusqu'aux variances des spectres enregistrés. Celle-ci devrait pourtant intervenir directement dans l'estimation du paramètre de lissage puisqu'elle devrait être prise en compte dans la matrice de poids  $W$ . Une détermination *a posteriori* de  $\rho$  sera réalisée pour chaque zone spectrale d'intérêt. Ce rééchantillonnage étant effectué de façon linéaire sur les flux et les variances, un facteur d'échelle appliqué aux variances devra aussi être utilisé lors des ajustements et des simulations présentées par la suite.

**Flux** Le mélange entre deux bins consécutifs  $i$  et  $i + 1$  est modélisé de la façon suivante :  $y_i = \alpha M_i + \beta M_{i+1}$  où  $M$  et  $y_i$  sont respectivement les niveaux de flux avant et après le rééchantillonnage, et  $\alpha$  et  $\beta$  des facteurs, supposés constants pour tous les bins d'une région donnée. En supposant une variance constante pour des bins adjacents, ainsi qu'une corrélation nulle de bin à bin avant mélange comme c'est le cas sur les CCD, on obtient :

$$\rho(y_i, y_{i+1}) = \frac{\alpha\beta}{(\alpha^2 + \beta^2)} \quad (6.8)$$

De plus, le flux total étant conservé, et une petite partie seulement du bin  $i + 1$  étant mélangée au bin  $i$ , on a  $\alpha + \beta = 1$  et  $\alpha > \beta$ , ce qui nous donne les relations :

$$\alpha, \beta = \frac{1}{2} \left[ 1 \pm \sqrt{1 - \frac{4\rho}{(2\rho + 1)}} \right]. \quad (6.9)$$

Dans ce modèle, seule la corrélation aux plus proches voisins est considérée, et la corrélation des bins plus éloignés qui à pu être introduite lors du deuxième rééchantillonnage est négligée.

**Variance** Lors de la procédure de rééchantillonnage spectral, et pour conserver la variance intégrée sur large bande, la même procédure de mélange à été appliquée aux variances des spectres. La variance enregistrée sera donc déterminée par  $\text{Var}(y_i) = \alpha \text{Var}(M_i) + \beta \text{Var}(M_{i+1})$ , alors que la variance d'un bin donné devrait être fixée à  $\text{Var}(y_i) = \alpha^2 \text{Var}(M_i) + \beta^2 \text{Var}(M_{i+1})$ , la covariance  $\text{Cov}(M_i, M_{i+1})$  entre bins avant mélange étant négligeable. Dans l'approximation où les variances des plus proches voisins sont égales, on peut voir que la variance enregistrée pour un bin donné sera sur-estimée d'un facteur :

$$1/f = 1/(\alpha^2 + \beta^2), \quad (6.10)$$

compris entre 1 et 2 ( $0,5 \lesssim f \lesssim 1$ ). On s'attend donc à devoir prendre ce facteur  $f$  en compte dans la procédure de lissage et dans les simulations.

### 6.1.3.2 Estimation des paramètres

**Coefficient de corrélation** Après un premier lissage du spectre n'utilisant que l'information diagonale de la matrice de pondération, le coefficient de corrélation des bins adjacents peut être estimé en mesurant l'autocorrélation

$$\rho_k = \frac{1}{(N-k)\sigma^2} \sum_{i=1}^{N-k} [(P_i - \mu)(P_{i+k} - \mu)], \quad (6.11)$$

aux plus proches voisins ( $k = 1$ ) du *pull*

$$P \hat{=} \frac{Y - Y'}{\sqrt{\text{Var}}}, \quad (6.12)$$

où  $N$  est le nombre de bins,  $\sigma$  et  $\mu$  sont les moyenne et écart type de  $P$  et  $Y$ ,  $Y'$  et  $\text{Var}$  sont respectivement les spectre, spectre lissé et variance propagée du spectre. La fonction de lissage pouvant être sensible à la valeur du coefficient de corrélation, celui-ci est réintroduit dans le système et mesuré de façon itérative jusqu'à convergence, nous permettant d'obtenir finalement un couple  $(s, \rho)$  pour chaque zone spectrale lissée. La fonction de lissage utilisée pour l'estimation de  $\rho$  est la spline, puisqu'elle lissera davantage les données que le SG. Ce coefficient, et plus particulièrement les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$ , nous serviront lors de la simulation Monte-Carlo utilisée pour estimer les incertitudes statistiques sur les mesures des indicateurs spectraux.

**Test de la méthode** Pour tester la méthode de mesure de corrélation, plusieurs distributions de 1000 réalisations d'un bruit aléatoire gaussien  $N$  pour chaque bin  $i$  (centré sur zéro et de  $\sigma = 1$ ) ont été créées, et corrélées en utilisant la formule suivante :

$$N_i^c = \alpha N_i + \beta N_{i+1}, \quad (6.13)$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  sont estimés à partir des équations 6.9, pour différentes valeurs de  $\rho$ . L'autocorrélation au plus proche voisin est ensuite estimée sur ces distributions, de la même façon que ce qui est fait sur les pulls estimés lors des ajustements de nos spectres par les splines. On peut voir sur la figure 6.2 les résultats des ces tests pour trois valeurs de  $\rho$  comprises entre 0 et 0,5. On retrouve bien en moyenne les valeurs de corrélations entrées dans le test, avec une dispersion naturelle de l'ordre de 0.06. On s'attend donc à retrouver ce type de dispersion (au minimum) dans les données, centrée sur une valeur moyenne qui sera utilisée par la suite comme référence.

**Facteur d'échelle** Pour mesurer le facteur d'échelle  $f$  défini par l'équation 6.10, on réalise une simulation en supposant que le spectre réel après lissage ( $Y'$ ) est le *vrai* spectre inconnu ( $\hat{Y}$ ), le but étant de reproduire un spectre proche du spectre réel, dans sa forme et

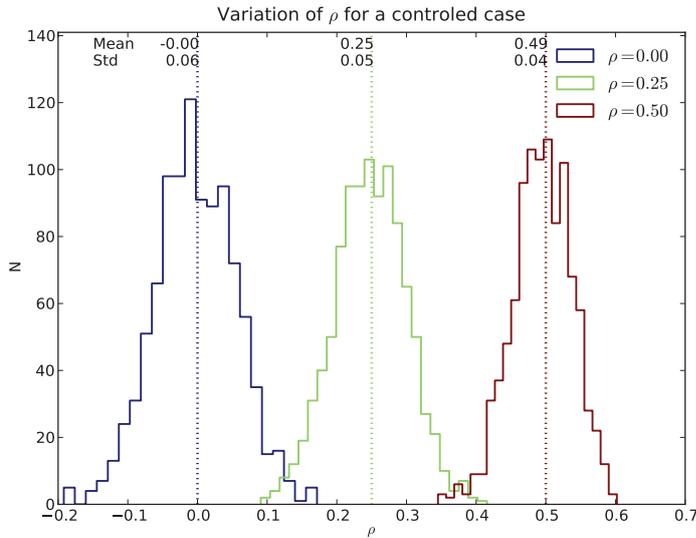


FIG. 6.2 – Distribution des coefficients de corrélation pour les cas de contrôle. 1000 réalisations d'un bruit gaussien avec corrélation variable sur lesquelles le coefficient de corrélation à été mesuré. Les distributions sont bien centrées sur les valeurs entrées dans les tests, avec une dispersion naturelle de l'ordre de 0,06.

ses propriétés statistiques. La forme du spectre simulé,  $Y_s$ , étant fixée par celle du spectre lissé, il faut s'assurer que les propriétés statistiques du bruit ainsi que la corrélation bin à bin se conservent. Pour cela, on mesure sur le spectre réel et sur chaque spectre simulé le coefficient de corrélation ainsi que la moyenne et l'écart type de leur *pull* (équation 6.12), comme défini précédemment, pour pouvoir comparer leurs propriétés statistiques. Le spectre simulé  $Y_s$  est ensuite défini comme la somme du spectre lissé  $Y'$  et d'un bruit dépendant de la variance du spectre réel, Var

$$Y_s = Y' + N^c \times \sqrt{f \times \text{Var}}, \quad (6.14)$$

où  $N^c$  est un bruit aléatoire gaussien corrélé défini par l'équation 6.13 et où  $\alpha$  et  $\beta$  sont estimés à partir de la mesure du coefficient de corrélation  $\rho$  comme décrit précédemment. Le facteur d'échelle  $f$  est ajusté pour reproduire un spectre dont les propriétés statistiques seront en accord avec celles du spectre réel, et en particulier la corrélation entre bins adjacents. En effet, le facteur  $f$  étant initialement pris à une valeur proche de la dispersion du *pull* du spectre réel, son ajustement sera réalisé pour que la moyenne des coefficients de corrélation des 1000 réalisations concorde avec le  $\rho$  du spectre réel. Cette procédure permet de reproduire les propriétés statistiques initiales.

### 6.1.4 Découpage en zones d'intérêt

L'ajustement du paramètre lors du lissage d'un spectre utilise les informations de flux et de variance pour chaque bin de longueur d'onde, et dépendra donc du rapport signal sur bruit en chaque point. Pour une zone spectrale donnée (quelques centaines d'Å), le rapport signal sur bruit est relativement constant, ce qui n'est pas le cas sur l'ensemble d'un spectre. Un unique paramètre ajusté ne pourra donc pas décrire de façon optimale l'ensemble du spectre, et il sera donc préférable de découper le spectre en zones d'intérêts, sur lesquelles seront ajustés des paramètres indépendants. Sur chacune de ces zones, un ou plusieurs indicateurs spectraux seront mesurés.

Les zones d'intérêts sont listées dans la table 6.1, et correspondent approximativement aux éléments présentés dans la figure 2.4. On représente sur la figure 6.4 des zones spectrales qui se recouvrent et dont les lissages ont été réalisés de façon indépendante. Comme on peut le voir, il existe certains effets de bords en bout de zones lissées représentés par des variabilités des parties communes. Pour cette raison, les zones des spectres où sont mesurés les indicateurs spectraux seront prises plus larges que la simple taille de la raie pour être certain de ne pas perturber les mesures par de tels effets.

Les valeurs de  $\rho$  et de  $f$  ont été estimées sur chacune de ces zones en utilisant la procédure décrite précédemment, et ce pour les 96 spectres de l'échantillon disponible. Cette procédure de lissage par zones spectrales d'intérêt nous permet d'obtenir pour chacune d'elles un couple  $(f, \rho)$ . On peut trouver dans la table 6.1 les valeurs médianes et

TAB. 6.1 – Zones spectrales lissées de façon indépendante lors des calculs des indicateurs spectraux. Pour chaque zone on donne les médianes et nMAD des paramètres  $\rho$  et  $f$ .

Zone	$\lambda_{min}$ [Å]	$\lambda_{max}$ [Å]	Éléments	$\rho$	$f$
A	3450	4070	Ca II H&K	0,38 ; 0,08	0,67 ; 0,19
B	3850	4150	Si II $\lambda$ 4131 ; Co II	0,28 ; 0,10	0,66 ; 0,21
C	4000	4610	Mg II triplet	0,32 ; 0,09	0,72 ; 0,16
D	4350	5350	Fe II blend	0,34 ; 0,09	0,72 ; 0,15
E	5060	5700	S II W	0,27 ; 0,11	0,74 ; 0,13
F	5500	6050	Si II $\lambda$ 5972	0,41 ; 0,12	0,71 ; 0,17
G	5800	6400	Si II $\lambda$ 6355	0,42 ; 0,08	0,68 ; 0,14
H	5500	6400	Si II $\lambda$ 5972 ; 6355	0,44 ; 0,09	0,62 ; 0,16
I	6500	8800	O I triplet ; Ca II IR	0,40 ; 0,06	0,75 ; 0,13

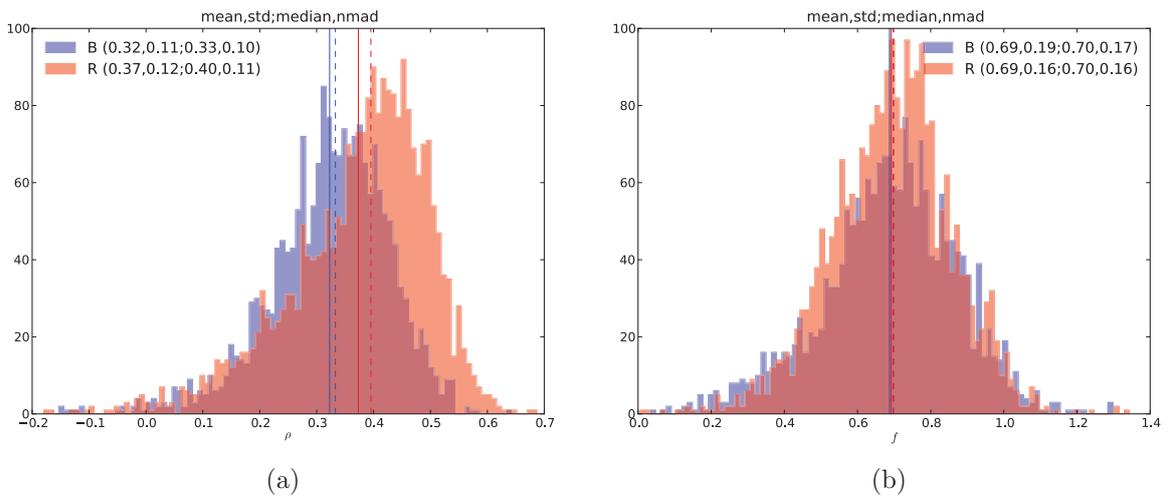


FIG. 6.3 – Distribution des coefficients de corrélation (a) et des facteurs d'échelle (b) pour les 9 zones de la table 6.1 des 96 spectres au maximum de luminosité des supernovæ de l'échantillon, rassemblés selon leurs voies (B ou R).

les nMAD des distributions des coefficients de corrélation et des facteurs d'échelle pour les 9 zones spectrales, estimées sur les 96 spectres de l'échantillon. Les distributions des coefficients de corrélation estimés par cette méthode sont effectivement piquées sur une valeur particulière, et possèdent une dispersion comprise entre 0,06 et 0,12 après que les points les plus aberrants aient été rejetés (on utilise le nMAD comme estimateur robuste de la dispersion). Leur dispersion est néanmoins comparable à la dispersion naturelle observée sur les tests présentés précédemment. Les coefficients de corrélation sont compris entre 0,27 et 0,44 selon les zones, et sont compatibles, aux erreurs de mesures près, avec les moyennes de 0,33 et 0,40 pour les voies B et R respectivement, dont les distributions globales sont montrées sur la figure 6.3. Les facteurs  $f$  ont quant à eux une distribution centrée sur une valeur proche de 0,7 quelles que soient les zones, avec des dispersions de l'ordre de 0,15. Cet ordre de grandeur est bien celui qui était attendu.

La procédure d'étalonnage en longueur d'onde étant la même pour tous les spectres, il n'y a pas de raison particulière pour que les valeurs de  $\rho$  ou de  $f$  diffèrent d'un spectre à l'autre. Elles pourront néanmoins varier d'une voie à l'autre puisque l'échantillonnage n'est pas le même pour les voies B et R. Pour cette raison, nous ne conserverons que les valeurs moyennes des paramètres de  $\rho$  estimées sur les zones des voies B et R respectivement, et celle de  $f$  estimée sur l'ensemble des zones puisqu'il ne semble pas y avoir d'effet chromatique pour ce paramètre. Nous prendrons donc :

- $\rho_B = 0,33$  ;
- $\rho_R = 0,40$  ;
- et  $f = 0,7$ .

Ces valeurs seront utilisées pour le lissage des spectres avant mesure des indicateurs spectraux, ainsi que lors de la création des spectres simulés utilisés pour les estimations des incertitudes.

Notons finalement que  $f$  est en moyenne supérieur aux  $\alpha^2 + \beta^2 = 1/(2\rho + 1)$  estimés à partir des valeurs de  $\rho_B$  et  $\rho_R$  et de l'équation 6.9. L'incertitude sur le modèle pourra être estimée en première approche par ces différences, qui sont en moyennes de l'ordre de 15% pour la voie B, et de 27% pour la voie R. Ces chiffres nous renseignent sur les incertitudes commises sur les estimations des corrélations ainsi que des variances utilisées par l'intermédiaire de  $f$ .

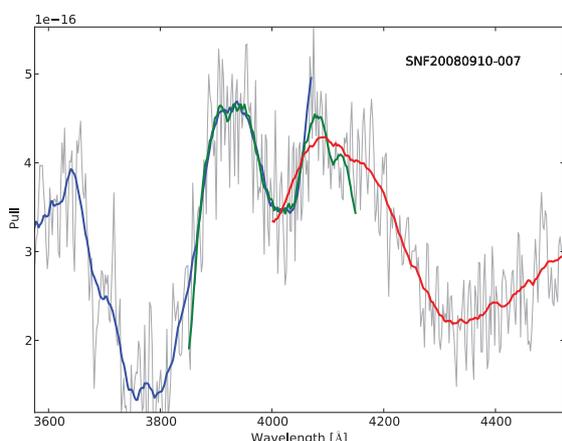


FIG. 6.4 – On peut voir sur cet exemple que les zones se recouvrent à leurs extrémités, et que leur fonction de lissage n'est généralement pas exactement la même sur les parties de recouvrements. Les zones lissées sont volontairement prises plus larges pour éviter ces effets de bords près des raies étudiées, qui seront d'autant plus grandes que le rapport signal sur bruit de la zone est bas. Le lissage utilisé ici est la régularisation de SG, qui est celle utilisée lors des mesures des indicateurs spectraux.

## 6.2 Mesure des indicateurs spectraux et incertitudes

### 6.2.1 Mesures

#### 6.2.1.1 Lissage des portions de spectre

La première étape du calcul d'indicateurs spectraux est le lissage des zones spectrales défini précédemment. Pour cela, le facteur d'échelle  $f = 0,7$  mesuré sur l'échantillon global est appliqué à la variance du spectre, et les coefficients de corrélation des voies B et R  $\rho_B = 0,33$ , de  $\rho_R = 0,40$  sont utilisés pour la détermination de la matrice B (minimisation de l'équation 6.7). Après détermination du paramètre de lissage optimal ( $w$  du SG), le lissage est appliqué à la zone spectrale, ce qui nous donne le profil du vecteur  $Y'$  pour chacune d'elles. On présente sur la figure 6.5 deux zones spectrales de deux supernovæ à différents rapports signal sur bruit sur lesquelles les deux méthodes de lissage présentées dans la première section ont été appliquées, après détermination de leur paramètre optimal de lissage. Le lissage par une spline étant généralement plus important que par la méthode de SG, cette première aura tendance à parfois passer à côté de certaines structures significatives. Les lissages par ces deux méthodes étant très proches de façon générale, nous préférons par la suite pour cette raison la régularisation de SG lors du lissage de nos spectres avant la mesure des indicateurs spectraux, puisque notre but est justement de mesurer la position de ce type de raies.

#### 6.2.1.2 Recherche des extrema

Après lissage de la zone spectrale centrée sur la raie où sera mesuré l'indicateur, la mesure ne dépendra plus que de la position en longueur d'onde et en flux des extrema utilisés. Ces positions pouvant varier d'un spectre à l'autre à cause des vitesses d'éjection propre, même pour des spectres de même phase, il nous faudra définir une fenêtre dans laquelle chaque extremum sera recherché.

**Intervalle de recherche** La taille de cette fenêtre dépendra principalement de la largeur de la raie considérée d'une part, et de la variation relative d'un spectre à l'autre d'autre part. Pour chaque extremum, un intervalle de recherche est donc défini, qui nous permet de restreindre les incertitudes faites sur sa position. Ces intervalles de recherche seront définis pour l'étude particulière du maximum de luminosité, et dépendront de la phase selon les raies étudiées.

Chacune des raies présentées sur la figure 2.4 est entourée de deux pics que l'on retrouve sur tous les spectres des SNe Ia typiques au maximum de luminosité. En mesurant la position approximative de chacune de ces raies sur un échantillon d'entraînement, on peut pour chacun de ces pics déterminer un intervalle de recherche défini par des bornes inférieure et supérieure. On référence dans la table 6.2 les longueurs d'onde minimales et maximales des intervalles utilisés pour les largeurs équivalentes et les rapports de flux, ainsi que celles utilisées pour les mesures de vitesse d'éjection, avec les longueurs d'onde de référence utilisées.

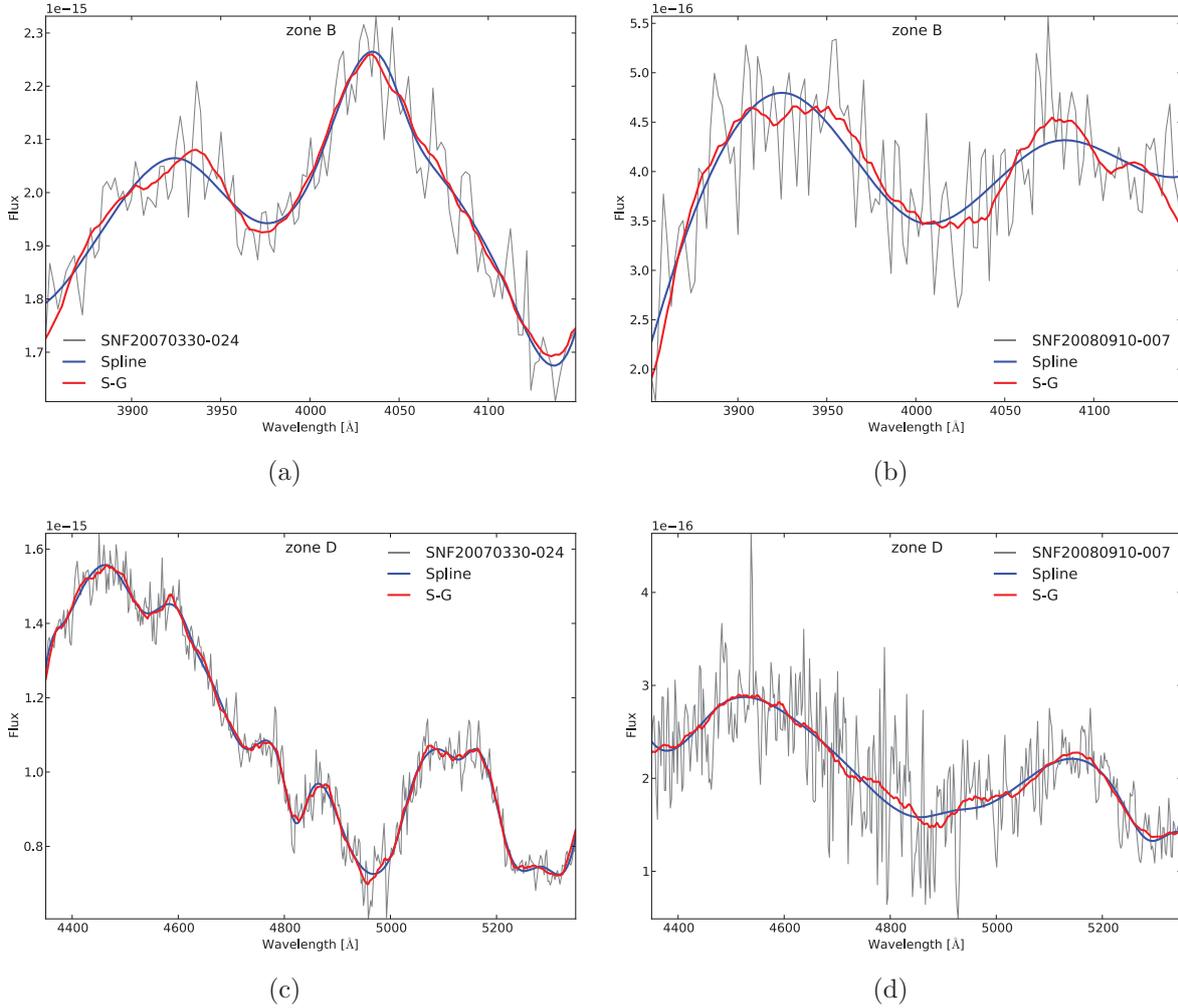


FIG. 6.5 – Spectres à bas et haut rapports signal sur bruit lissés par une spline et par la régularisation de SG.

**Quel pic choisir ?** Nous nous retrouvons parfois dans la situation où plusieurs extrema sont présents pour une zone de recherche donnée. Nous choisissons dans ce cas de sélectionner celui qui se trouvera le plus proche du centre de la raie, et qui minimise les chances que le pseudo-continuum qui peut être défini à partir de ce maximum soit inférieur au flux lissé ou réel du spectre. Ces cas particuliers seront de toute façon plus sensibles au rapport signal sur bruit, ce qui sera pris en compte lors de l'estimation de l'incertitude statistique décrite dans le paragraphe suivant.

## 6.2.2 Estimation des incertitudes

Il existe deux sources d'incertitudes que l'on se doit de prendre en compte lors de la mesure des indicateurs spectraux et que l'on estimera dans les deux paragraphes suivants : les incertitudes statistiques,  $\sigma_{stat}$ , provenant du bruit de photons (§ 6.2.2.1), et les incertitudes systématiques,  $\sigma_{syst}$ , pour les indicateurs dont la mesure dépend de

TAB. 6.2 – Intervalle de recherche des extrema définissant les continums des largeurs équivalentes, et des minima pour les mesures de vitesse avec leurs longueurs d’onde de référence. Les intervalles de recherche utilisés pour EWCa II H&K sont aussi ceux utilisés pour  $\mathcal{R}_{Ca}$  et  $\mathcal{R}_{CaS}$ . Ceux utilisés pour EWSi II  $\lambda 5972$  et EWSi II  $\lambda 6355$  sont aussi ceux utilisés pour  $\mathcal{R}_{Si}$  et  $\mathcal{R}_{SiS}$ . Les exposants  $b$  et  $r$  représentent respectivement les pics de gauche (bleu) et de droite (rouge).

Indicateurs (EW, $\mathcal{R}$ )	$\lambda_{min}^b$ [Å]	$\lambda_{max}^b$ [Å]	$\lambda_{min}^r$ [Å]	$\lambda_{max}^r$ [Å]
Ca II H&K	3504	3687	3830	3990
Si II $\lambda 4131$	3830	3990	4030	4150
Mg II	4030	4150	4450	4650
Fe $\lambda 4800$	4450	4650	5050	5285
S II W	5050	5285	5500	5681
Si II $\lambda 5972$	5550	5681	5850	6015
Si II $\lambda 6355$	5850	6015	6250	6365
O I $\lambda 7773$	7100	7270	7720	8000
Ca II IR	7720	8000	8300	8800

v	$\lambda_{min}$ [Å]	$\lambda_{max}$ [Å]	$\lambda_0$
v Si II $\lambda 4131$	3963	4034	4131
v S II W (L)	5200	5350	5454
v S II W (R)	5351	5550	5640
v Si II $\lambda 5972$	5700	5900	5972
v Si II $\lambda 6355$	6000	6210	6355

la méthode de lissage utilisée et de la recherche d’un extremum (§ 6.2.2.2). On a choisi de prendre l’incertitude totale sur la mesure comme la somme quadratique de ces deux incertitudes, estimées de façons indépendantes :

$$\sigma_{tot}^2 = \sigma_{stat}^2 + \sigma_{syst}^2. \quad (6.15)$$

### 6.2.2.1 Incertitudes statistiques

La méthode utilisée dans cette analyse pour estimer l’incertitude statistique est l’utilisation d’une simulation Monte-Carlo. Sur chacun des 1000 spectres simulés  $Y_s$  (équation 6.14), on mesurera la valeur des indicateurs spectraux en suivant la même procédure que celle utilisée sur le spectre réel, mais en conservant le paramètre optimal de lissage déterminé sur ce dernier. Le calcul de l’écart type de la distribution de toutes ces valeurs nous donnera une estimation de l’incertitude statistique associée à la mesure réelle de chaque indicateur.

Les spectres simulés  $Y_s$  sont créés de la même façon que lors de l’estimation des facteurs d’échelle, en supposant que le spectre réel après lissage ( $Y'$ ) est le vrai spectre inconnu ( $\widehat{Y}$ ).

À ce spectre lissé est ajouté un bruit gaussien corrélé (équation 6.13) où  $\alpha$  et  $\beta$  sont estimés à partir des équations 6.9 et des valeurs moyennes de  $\rho_B$  et  $\rho_R$  estimées précédemment. On construit ensuite  $Y_s$  à partir de l'équation 6.14 avec  $f = 0,7$ .

La procédure complète de mesure des indicateurs et d'estimation de leurs incertitudes statistiques est la suivante :

- estimation du paramètre optimal de lissage sur le spectre réel, en utilisant les informations estimées au préalable ( $f$  et  $\rho$ ) ;
- lissage du spectre (calcul de  $Y'$ ) et mesure des indicateurs spectraux ;
- génération de 1000 spectres simulés  $Y_s$  (équation 6.14) ;
- lissage des spectres simulés  $Y_s$  en utilisant le paramètre  $w$  estimé pour le spectre réel<sup>3</sup> ;
- mesure des indicateurs spectraux sur tous les  $Y_s$ , et estimation de  $\sigma_{stat}$  pour chacun d'eux.

### 6.2.2.2 Incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques sur les mesures des indicateurs n'auront de sens que pour les indicateurs dépendant de la recherche d'extrema, et donc de la fonction de lissage. La fonction de lissage étant pleinement dirigée par un unique paramètre  $w$ , c'est ce paramètre que nous ferons varier pour estimer cette incertitude systématique. La plage de variation naturelle des paramètres de lissage<sup>4</sup>  $w$  a été estimée à partir des simulations  $Y_s$ . Pour un lot de  $Y_s$  donné, le paramètre  $w$  est calculé de la même façon que pour le spectre réel, et la dispersion autour de la valeur initiale nous permet d'estimer la variabilité relative naturelle de  $w$ . La réalisation de ce processus pour diverses zones spectrales de différents spectres nous permet de l'estimer à environ 15%.

Muni de ce chiffre, il ne reste plus qu'à lisser le spectre réel avec différentes valeurs de  $w$  comprises entre  $\pm 15\%$  de la valeur déterminée sur le spectre réel, calculer de nouveau les indicateurs spectraux à partir de ces nouveaux lissages, et estimer  $\sigma_{syst}$  comme étant l'écart type de cette distribution.

De plus, une incertitude supplémentaire est ajoutée aux mesures de vitesses d'éjection liée à l'échantillonnage fini de nos spectres. Cette incertitude supplémentaire est exprimée par :

$$v_{syst}^{bin} = \frac{\Delta\lambda \times c}{\sqrt{12} \times \lambda_0}, \quad (6.16)$$

où  $\Delta\lambda$  est l'échantillonnage de la portion de spectre (2,38 Å pour la voie bleue et 2,93 Å pour la voie rouge),  $\lambda_0$  est la longueur d'onde de la raie dans son référentiel au repos et  $c$  est la célérité de la lumière. Cette incertitude sera faible comparée aux deux autres, de l'ordre de quelques dizaines de km s<sup>-1</sup>.

---

<sup>3</sup>Le temps d'estimation de ce paramètre est relativement long, c'est pourquoi elle n'est pas réalisée pour chaque  $Y_s$ .

<sup>4</sup>Rappelons que  $w$  est la taille de la fenêtre dans laquelle sera ajusté le polynôme, lors du lissage par la régularisation SG.

### 6.2.2.3 Biais de mesure

Pour prendre en compte un éventuel biais de mesure, les incertitudes statistiques et systématiques sont calculées par rapport à la valeur mesurée sur le vrai spectre, et non pas par rapport aux valeurs moyennes des distributions des 1000 réalisations de la simulation. La formule utilisée est la suivante :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - x_0)^2}, \quad (6.17)$$

où  $N$  est le nombre de réalisations,  $x_0$  la valeur mesurée sur le vrai spectre.

### 6.2.2.4 Contributions relative des sources d'incertitudes

On peut trouver dans la table 6.3 les contributions relatives des incertitudes statistiques et systématiques, ainsi que le rapport signal sur bruit moyen  $\langle x_0/\sigma_{tot} \rangle$  de chaque indicateur. On peut y voir que les incertitudes statistiques sont de 3 à 15 fois plus importantes que les incertitudes systématiques dans le budget d'erreur. L'incertitude statistique est en effet responsable d'en moyenne 83, 87 et 78% de la variance globale pour les largeurs équivalentes, rapports de flux et vitesses de raies respectivement. Cela montre que leurs mesures ne sont que peu sensibles à la valeur du paramètre de lissage utilisé.

## 6.2.3 Taux d'échec

La mesure des indicateurs spectraux sur les données SNfactory se fait de façon automatique pour tous les spectres d'un échantillon sélectionné. Ces mesures comportent encore quelques défauts, et certaines d'entre elles seront donc rejetées par la procédure (valeurs négatives, nulles, signal sur bruit de la mesure trop faible) ou de façon visuelle en inspectant les figures de contrôle créées pour chaque spectre (figures 6.6). La méthode reste légèrement sensible au rapport signal sur bruit qui rendra plus difficile le lissage du spectre, ce à quoi s'ajoute la difficulté de définir la position exacte des extrema. De plus, certaines raies étant parfois mal définies (trop peu profondes et trop bruitées, ou possédant des extrema « plats » ou peu marqués), certaines mesures ne seront pas effectuées.

Si l'on prend les indicateurs spectraux mesurés sur un intervalle de phases de  $\pm 5$  jours autour du maximum de luminosité et que l'on impose la positivité de la mesure, les taux d'échec seront de l'ordre de 5% pour une mesure de rapport signal sur bruit  $S/N$  minimal de 3, et de 11% pour  $S/N = 5$ .

## 6.2.4 Dépendance en phase

Les spectres utilisés sont sélectionnés dans un intervalle de phases de  $\pm 2.5$  jours autour du maximum de luminosité, et les comparaisons des indicateurs spectraux entre eux devront tenir compte d'une éventuelle dépendance en phase. Pour estimer l'impact d'une évolution des indicateurs avec la phase, nous avons regardé les coefficients de corrélation de chacun d'entre eux, ainsi que la forme de leur comportement. Le seul indicateur pour

TAB. 6.3 – Contributions relatives des sources d’incertitudes par rapport à l’incertitude totale estimée par  $(\sigma_{stat}/\sigma_{tot})^2$  et  $(\sigma_{syst}/\sigma_{tot})^2$  et rapport signal sur bruit moyen des différents indicateurs spectraux mesurés. Cette étude a été réalisée sur les 96 spectres au maximum de luminosité de l’échantillon. Le  $+p$  pour les vitesses correspond à la part relative à l’incertitude systématique due à l’échantillonnage. La dernière colonne donne les valeurs moyennes et écarts types des distributions des  $\delta I/\sigma_{\delta_I}$  pour chacun des indicateurs mesurés sur une même nuit.

Indicateur	Stat (%)	Syst (%)	$\langle S/N \rangle$	$\delta I/\sigma_{\delta_I}$
EWCa II H&K	76	24	40	-0.17; 1.25
EWSi II $\lambda 4131$	88	12	13	-0.09; 1.53
EWMg II	87	13	30	0.13; 1.33
EWFe $\lambda 4800$	85	15	24	-0.24; 0.71
EWS II W	77	23	20	-0.03; 0.50
EWSi II $\lambda 5972$	79	21	6	0.05; 0.78
EWSi II $\lambda 6355$	78	22	37	0.15; 0.58
EWO I $\lambda 7773$	87	13	13	-0.07; 0.62
EWCa II IR	87	13	19	-0.29; 0.68
$\mathcal{R}_{Ca}$	92	8	60	-0.09; 1.34
$\mathcal{R}_{CaS}$	100	0	113	-0.04; 1.89
$\mathcal{R}_{Ca}$ II H&K	84	16	54	-0.18; 1.23
$\mathcal{R}_{Si}$ II $\lambda 4131$	93	7	60	-0.42; 1.47
$\mathcal{R}_{Mg}$ II	94	6	73	0.13; 1.51
$\mathcal{R}_{Fe}$ $\lambda 4800$	84	16	50	-1.00; 1.33
$\mathcal{R}_S$ II W	77	23	42	0.19; 0.71
$\mathfrak{R}_{Si}$	87	13	11	0.08; 0.89
$\mathcal{R}_{SiS}$	94	6	80	0.05; 1.09
$\mathcal{R}_{SiSS}$	100	0	208	0.03; 1.17
$\mathcal{R}_{Si}$ II $\lambda 5972$	84	16	61	0.11; 0.82
$\mathcal{R}_{Si}$ II $\lambda 6355$	78	22	65	-0.20; 0.65
$\mathcal{R}_O$ I $\lambda 7773$	88	12	36	-0.14; 0.61
$\mathcal{R}_{Ca}$ II IR	88	12	38	-0.02; 0.75
v Si II $\lambda 4131$	78	20 + 2	21	-0.10; 0.59
v S II W(L)	77	22 + 1	16	0.25; 0.84
v S II W(R)	75	23 + 2	30	0.01; 0.66
v Si II $\lambda 5972$	88	11 + 1	13	0.09; 0.81
v Si II $\lambda 6355$	71	26 + 3	44	-0.12; 0.59
Global				-0.08; 1.07

## 6.2. MESURE DES INDICATEURS SPECTRAUX ET INCERTITUDES

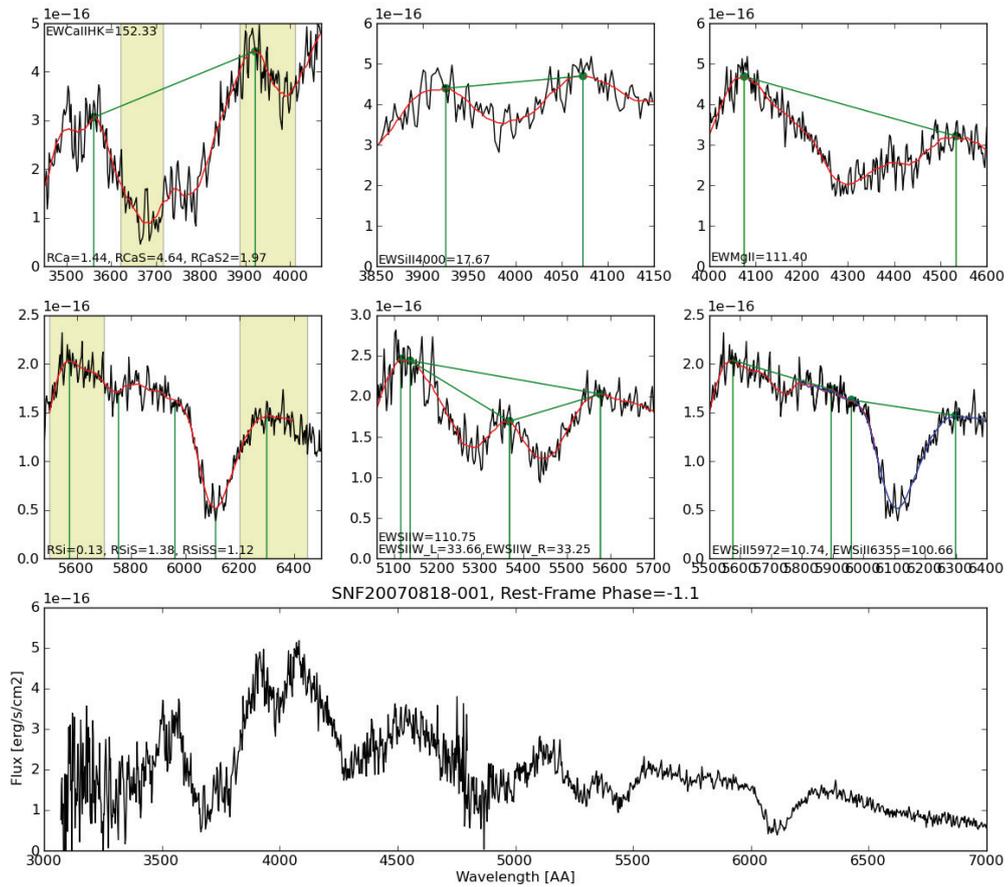
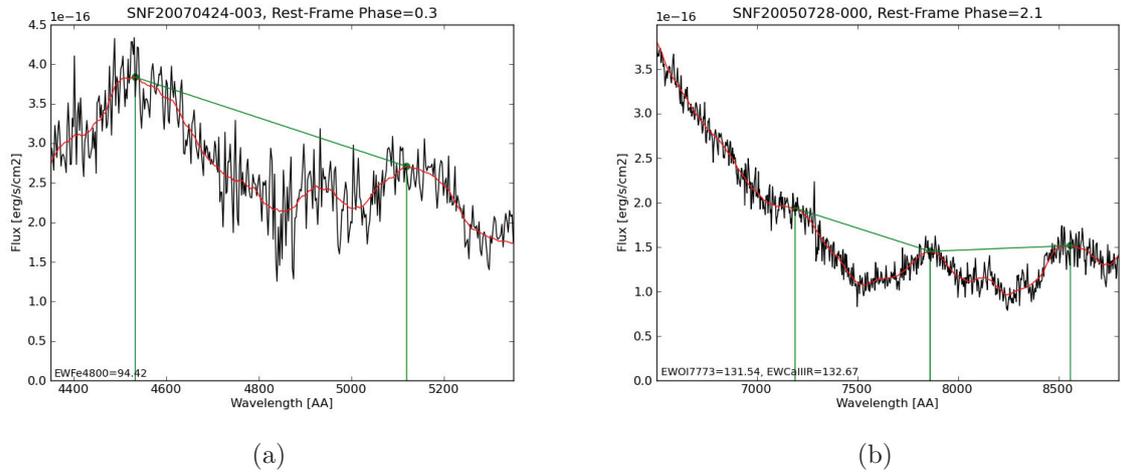


FIG. 6.6 – Figures de contrôle créées de façon automatique lors des estimations des indicateurs spectraux

lequel une corrélation significative ( $> 0.3$ ) a été observée est la largeur équivalente de la raie O I  $\lambda 7773$ . On représente sur la figure 6.7 cette dépendance de EWO I  $\lambda 7773$  avec la phase, qui a un coefficient de corrélation supérieur à 0,5. Cette dépendance sera corrigée si nécessaire par un modèle linéaire.

### 6.2.5 Indicateurs spectraux dans une même nuit

Un des tests qui peut être fait de façon relativement simple pour vérifier la robustesse de la méthode est de mesurer les indicateurs spectraux sur des spectres d'une même SN Ia pris dans la même nuit d'observation. Dans notre échantillon, 12 SNe Ia ont deux ou plus de deux spectres pris dans la même nuit dans un intervalle de phase compris entre  $-5$  et  $5$  jours autour du maximum de luminosité. Dans cet intervalle, l'évolution de la luminosité étant relativement lente, nous n'aurons pas besoin de redéfinir des intervalles de recherche d'extrema pour de nouveaux pics. On peut voir sur la figure 6.8 la distribution du *pull* suivant :

$$\frac{\delta I}{\sigma_{\delta I}} = \frac{I_1 - I_2}{\sqrt{\sigma_{I_1}^2 + \sigma_{I_2}^2}}, \quad (6.18)$$

pour tous les indicateurs  $I$  (rapports de flux, largeurs équivalentes, vitesses de raies, rapport d'absorptions) mesurés sur différents spectres 1 et 2 d'une même nuit (pour une même supernova). Cette distribution est en moyenne centrée sur 0, avec une dispersion de l'ordre de 1, ce qui est en soit une validation de la bonne estimation des incertitudes de mesure. Les queues de distribution sont généralement dues à des spectres dont le rapport signal sur bruit varie dans une même nuit, ou pour lesquels les indicateurs sont difficiles à mesurer, par exemple lorsque la raie est mal définie, et 26% 7,6% et 1,5% des valeurs sont respectivement supérieures à 1, 2 et 3  $\sigma$ .

Le détail de cette distribution est donné pour chaque indicateur dans la dernière colonne de la table 6.3. On peut y voir que les moyennes et écarts aux moyennes des distributions

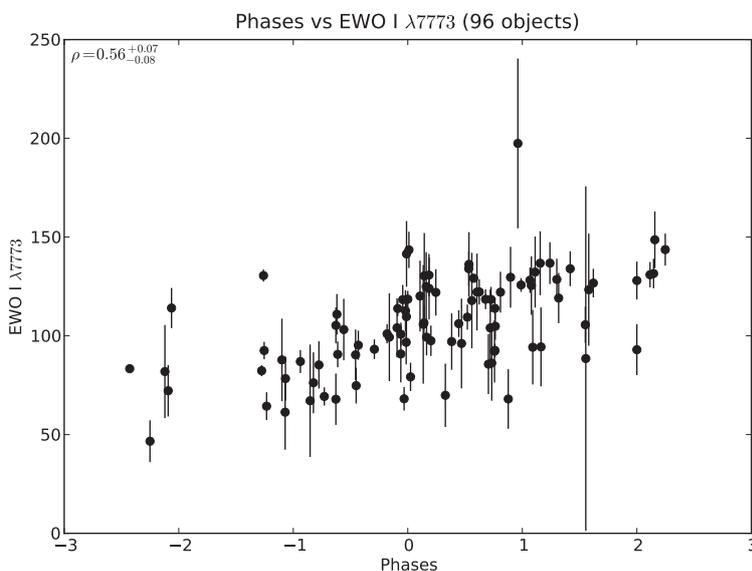


FIG. 6.7 – Corrélation entre EWO I  $\lambda 7773$  et la phase des spectres sur lesquels les mesures ont été réalisées.

## 6.2. MESURE DES INDICATEURS SPECTRAUX ET INCERTITUDES

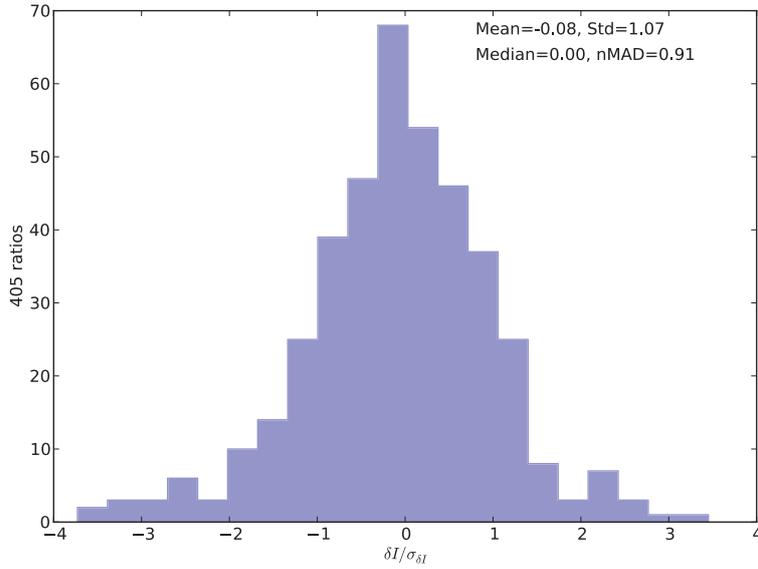


FIG. 6.8 – Comparaisons des indicateurs spectraux calculés pour les spectres d'une même supernova pris dans une même nuit, dans un intervalle de  $\pm 5$  jours autour du maximum de luminosité.

individuelles sont généralement centrés sur des valeurs proches de zéro (inférieur à 0,5), mais de dispersion relativement importante. Ces valeurs étant estimées avec moins d'une quinzaine de points seulement, elle ne peuvent qu'indiquer un biais éventuel pour un indicateur donné.



# Chapitre 7

## Impact de l'extinction et du rougissement

L'impact de l'extinction et du rougissement par les poussières des galaxies hôtes et du milieu circumstellaire de la SN Ia sur les indicateurs spectraux joue un rôle essentiel dans leur utilisation. En effet, si l'on veut pouvoir séparer les variabilités intrinsèques des SNe Ia de celles provoquées par le milieu interstellaire, il nous faudra des variables corrélées avec leur luminosité intrinsèque, tout en restant indépendantes de l'extinction. Nous verrons dans ce chapitre, après avoir brièvement introduit les lois d'extinction existantes, que certains des indicateurs spectraux présentés précédemment possèdent justement cette caractéristique face à l'extinction, et montrerons dans la partie suivante que certains d'entre eux sont en outre corrélés à la luminosité intrinsèque.

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Extinction et rougissement</b>	<b>89</b>
7.1.1	La poussière du milieu interstellaire	89
7.1.2	Loi d'extinction de Cardelli	90
7.1.3	Autres lois	92
<b>7.2</b>	<b>Rougissement et indicateurs spectraux</b>	<b>93</b>
7.2.1	Rapports de flux	94
7.2.2	Rapport d'absorptions	94
7.2.3	Largeurs équivalentes	95
7.2.4	Vitesses de raies	101
7.2.5	Variabilité naturelle	101

---

## 7.1 Extinction et rougissement

### 7.1.1 La poussière du milieu interstellaire

La poussière présente dans le milieu interstellaire absorbe et diffuse la lumière provenant d'un objet astrophysique. Ce phénomène de diffusion des photons par les particules

(molécules ou poussières) présentes dans le milieu interstellaire dépend de la longueur d'onde du rayonnement considéré et de la taille des particules diffusantes. À une longueur d'onde donnée  $\lambda$ , le flux de lumière émis  $\Phi_\lambda^0$  est atténué lorsqu'il traverse le milieu interstellaire, et le flux reçu  $\Phi_\lambda$  s'exprime par :

$$\Phi_\lambda = \Phi_\lambda^0 \times T_\lambda = \Phi_\lambda^0 \times e^{-\tau_\lambda} = \Phi_\lambda^0 \times 10^{-0,4A_\lambda}, \quad (7.1)$$

où  $T_\lambda$  est la transmission du milieu interstellaire,  $\tau_\lambda$  est la profondeur optique du milieu traversé, caractérisant l'absorption à la source du phénomène de rougissement et  $A_\lambda$  est l'absorption absolue en magnitude. L'extinction ayant pour source un phénomène de diffusion, elle sera fonction de la longueur d'onde, et sera plus importante dans la partie UV que dans la partie IR, ce qui aura pour conséquence d'augmenter la part relative du flux dans la partie rouge du spectre. La profondeur optique peut être exprimée de la façon suivante :

$$\tau_\lambda = c \times f(\lambda), \quad (7.2)$$

où  $c$  est la quantité achromatique d'extinction, ou excès de couleur<sup>1</sup>, souvent associée à la différence des absorptions totales entre des filtres  $B$  et  $V$ ,  $E(B - V) = A_B - A_V$ . La loi d'extinction normalisée  $f(\lambda)$ , compte-tenu des phénomènes physiques mis en jeu, dépendra de la longueur d'onde et des caractéristiques du milieu traversé, comme par exemple la taille moyenne des grains. Il a été montré (voir par exemple [Cardelli et al., 1989](#)) qu'une relation entre l'extinction totale en  $A_V$  et l'extinction sélective  $E(B - V)$  existait, et pouvait s'exprimer par :

$$R_V \hat{=} \frac{A_V}{E(B - V)} = \frac{A_V}{A_B - A_V}. \quad (7.3)$$

La transmission du milieu interstellaire, caractérisant l'extinction d'un objet astrophysique, peut donc être décrite au premier ordre par une loi à deux paramètres : le premier lié à la composition du milieu interstellaire, représenté par  $R_V$ , le deuxième représentant la quantité de poussière, exprimé par l'excès de couleur  $E(B - V)$ . Ces deux paramètres peuvent bien entendu varier d'un objet astrophysique à l'autre selon les caractéristiques du nuage traversé.

## 7.1.2 Loi d'extinction de Cardelli

### 7.1.2.1 Définition

La loi d'extinction de Cardelli, Clayton et Mathis ([Cardelli et al., 1989](#), loi d'extinction CCM) est une loi à deux paramètres décrivant le taux d'absorption d'un flux par la poussière interstellaire en fonction de la longueur d'onde. Cette loi dépend des paramètres  $R_V$  et  $E(B - V)$ , comme décrit précédemment. Dans le formalisme de la loi CCM, la

---

<sup>1</sup>Par rapport à la couleur intrinsèque de l'objet considéré.

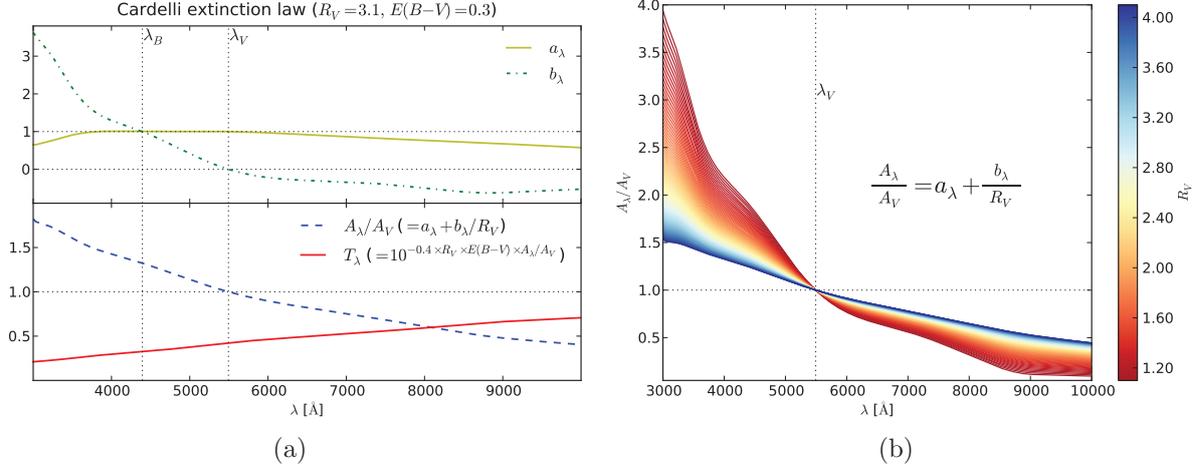


FIG. 7.1 – (a) Le panneau du haut représente les paramètres  $a_\lambda$  et  $b_\lambda$  définis dans Cardelli et al. (1989). Le panneau du bas représente la loi d’extinction définie par l’équation 7.5 pour une valeur de  $R_V$  de 3,1, ainsi que la loi de transmission correspondante définie par l’équation 7.4, pour une valeur de  $E(B - V)$  de 0,3. Les longueurs d’onde  $\lambda_B$  et  $\lambda_V$  représentent celles des filtres de référence  $B$  et  $V$  de la loi d’extinction. (b) Évolution de la loi d’extinction CCM (équation 7.5) en fonction de la valeur de  $R_V$ .

transmission du milieu interstellaire  $T_\lambda$  est liée à l’absorption  $A_\lambda$  par :

$$T_\lambda = 10^{-0,4 \times A_\lambda} = 10^{-0,4 \times E(B-V) \times R_V \times \frac{A_\lambda}{A_V}}, \quad (7.4)$$

où

$$\frac{A_\lambda}{A_V} \hat{=} a_\lambda + \frac{b_\lambda}{R_V}, \quad (7.5)$$

avec  $a_\lambda$  et  $b_\lambda$  des paramètres dépendant de la longueur d’onde, définis dans Cardelli et al. (1989) et représentés sur la figure 7.1(a). Cette loi est définie par rapport à deux longueurs d’onde de référence  $\lambda_B = 4394,4 \text{ \AA}$  et  $\lambda_V = 5494,5 \text{ \AA}$ . Les paramètres  $a_\lambda$  et  $b_\lambda$  sont définis de telle façon que l’on puisse retrouver la définition du rapport de l’extinction totale sur l’extinction sélective  $R_V$  défini par l’équation 7.3. La loi d’extinction est représentée sur la figure 7.1(a) pour  $R_V = 3,1$  et une valeur de  $E(B - V)$  de 0,1.

### 7.1.2.2 Variation des paramètres

Les valeurs du paramètre  $R_V$  mesurées dans notre galaxie varient de  $\sim 2$  à  $\sim 5,5$  selon la ligne de visée considérée, avec une moyenne de 3,1 (Cardelli et al., 1989). La variation de  $R_V$  à l’intérieur de notre galaxie d’une ligne de visée à une autre suggère fortement la possibilité d’une dispersion de cette valeur entre diverses galaxies.

Comme on peut le voir sur la figure 7.1(b), la loi d’extinction présente de fortes variations selon les valeurs de  $R_V$ , en particulier dans l’UV. En effet, selon les valeurs de  $E(B - V)$  et de  $R_V$ , la transmission du milieu interstellaire varie avec la longueur

d'onde de façon plus ou moins rapide. Pour une valeur fixe de  $R_V$ , l'extinction et le rougissement seront d'autant plus importants que  $E(B - V)$  sera grand, alors que pour une valeur de  $E(B - V)$  fixe, l'extinction augmentera et le rougissement diminuera lorsque  $R_V$  augmentera (figure 7.2). De plus, comme on peut aussi le voir sur la figure 7.2, il existe une dégénérescence entre les paramètres  $R_V$  et  $E(B - V)$  pour une même valeur de l'extinction, en particulier lorsque l'on s'approche de l'IR. Cette dégénérescence est levée dans l'UV et pour de grandes valeurs de  $E(B - V)$ .

**Remarque** Les paramètres  $a_\lambda$  et  $b_\lambda$  ont été ajustés de façon polynomiale sur l'extinction mesurée dans notre galaxie sur des bandes relativement larges. Cela provoque en partie l'allure curieuse des courbes, et en particulier les concavités et convexités locales, qui ne sont pas forcément liées à la physique sous-jacente (c.f. loi de Fitzpatrick, Fitzpatrick, 1999, figure 7.3).

### 7.1.3 Autres lois

La loi d'extinction CCM, amélioration de lois d'extinction précédentes (Seaton, 1979; Savage and Mathis, 1979; Fitzpatrick and Massa, 1986), est associée à des cartes donnant le rougissement selon la ligne de visée (Schlegel et al., 1998; Schlafly and Finkbeiner, 2010) pour corriger l'effet de l'extinction de la poussière présente dans notre galaxie lors des observations extragalactiques. Dans les analyses cosmologiques, on l'utilise parfois pour corriger des effets des poussières présentes dans les galaxies hôtes des SNe Ia. Cette loi

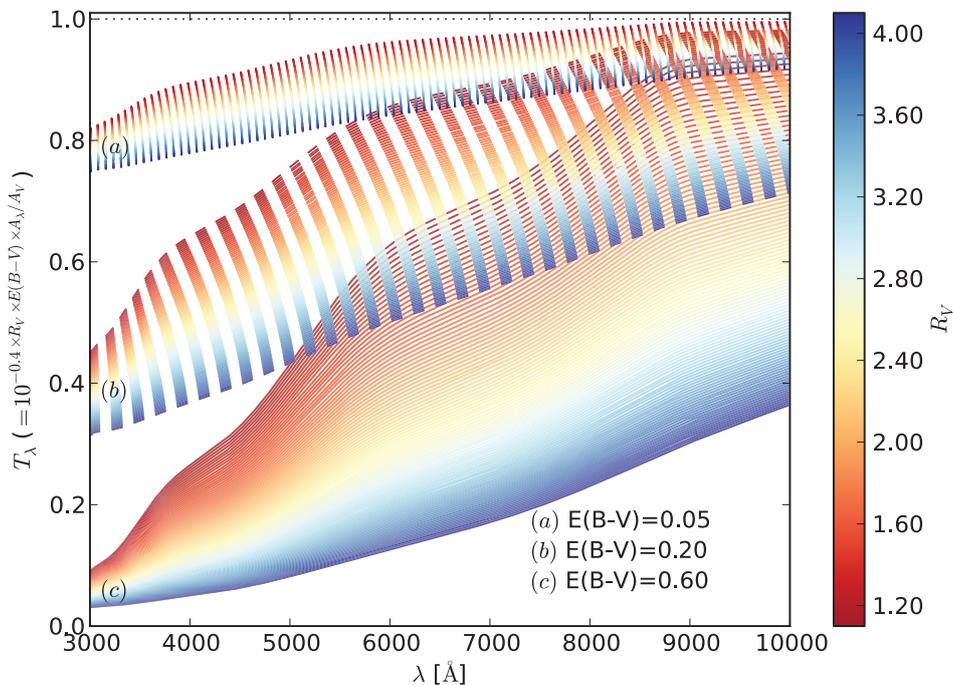


FIG. 7.2 – Évolution de la transmission pour une loi CCM en fonction des valeurs de  $R_V$  et de  $E(B - V)$ .

d’extinction, dont la valeur du paramètre  $R_V$  varie d’une analyse cosmologique à une autre, est aussi régulièrement remise en question (Geminalé and Popowski, 2005), et certains auteurs ont développé d’autres lois d’extinction, directement comparables à la loi CCM. Citons en particulier les lois d’extinction de O’Donnell (1994) et Fitzpatrick (1999), représentées sur la figure 7.3. La loi d’extinction CCM a en fait été mise à jour pour la partie visible sur cette figure, et est donc un mélange entre la loi originelle et celle de O’Donnell (1994). On peut y voir que ces deux lois sont très proches l’une de l’autre malgré quelques différences locales, comme énoncé précédemment.

## 7.2 Rougissement et indicateurs spectraux

Le but de cette analyse est d’évaluer l’impact de l’extinction sur les mesures des indicateurs spectraux. Pour cette analyse, nous utiliserons la loi d’extinction CCM décrite précédemment, mise à jour dans la partie visible du spectre par la loi de O’Donnell (1994), et des intervalles raisonnables pour les valeurs des paramètres  $E(B - V)$  et  $R_V$ . Dans la littérature, les valeurs de  $R_V$  mesurées pour les SNe Ia varient d’environ 1 à 3 selon les études (voir chapitre 11), et entre 2,6 et 5,6 (3,1 en moyenne) pour notre galaxie (Cardelli et al., 1989). Nous ferons varier la valeur de  $R_V$  de 1,1 à 4,1. Si l’on prend pour référence la plage de variation de la couleur SALT2 mesurée sur notre échantillon, correspondant approximativement à celle de  $E(B - V)$  (voir chapitre 4, section 4.3.3.2), on obtient un intervalle de variation dont les valeurs minimales et maximales sont respectivement proches de 0 mag (correspondant à une extinction nulle) et de 0,6 mag. Munis d’un spectre moyen de SNe Ia au maximum de luminosité<sup>2</sup> et d’une loi d’extinction décrite par les paramètres  $E(B - V)$  et  $R_V$ , nous mesurerons la sensibilité des indicateurs spectraux au rougissement que nous comparerons à des modèles simples. Pour cela, le spectre moyen sera rougi de façon progressive avec différentes valeurs de  $R_V$  et de  $E(B - V)$ , et les indicateurs seront calculés à chaque étape du rougissement.

<sup>2</sup>Spectre au maximum de luminosité du patron spectral de Hsiao et al. (2007)

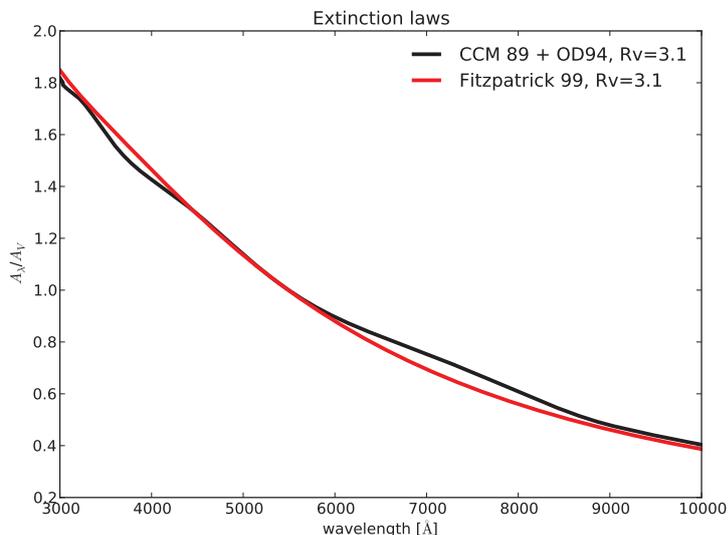


FIG. 7.3 – Loi d’extinction CCM (Cardelli et al., 1989) mise à jour pour la partie visible par la loi de O’Donnell (1994), et loi d’extinction de Fitzpatrick (1999), toutes deux pour des valeurs de  $R_V$  de 3,1.

### 7.2.1 Rapports de flux

Comme présenté en détail dans la section précédente, un flux émis  $\Phi_\lambda^0$  traversant un nuage de poussière sera atténué en un flux  $\Phi_\lambda = \Phi_\lambda^0 \times T_\lambda$  où  $T_\lambda$  est une fonction croissante de la longueur d'onde, variant de 0 à 1 selon les valeurs de  $E(B - V)$  et  $R_V$ . Si l'on applique ce formalisme à un rapport de flux de longueurs d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  (équation 5.1), on obtient le rapport de flux rougi :

$$\mathcal{R}_{\lambda_1/\lambda_2}^r = \frac{\Phi_{\lambda_1} \times T_{\lambda_1}}{\Phi_{\lambda_2} \times T_{\lambda_2}} = \mathcal{R}_{\lambda_1/\lambda_2} \times \frac{T_{\lambda_1}}{T_{\lambda_2}} \quad (7.6)$$

On exprimera la sensibilité théorique d'un rapport de flux par :

$$S_{th}(\mathcal{R}) = \frac{\mathcal{R}_{\lambda_1/\lambda_2}^r - \mathcal{R}_{\lambda_1/\lambda_2}}{\mathcal{R}_{\lambda_1/\lambda_2}} = \frac{T_{\lambda_1}}{T_{\lambda_2}} - 1 \quad (7.7)$$

Les rapports de flux seront d'autant plus sensibles au rougissement que les longueurs d'onde utilisées seront éloignées les unes des autres et qu'elles se trouveront dans la partie bleue du spectre, là où le rougissement et l'extinction sont les plus importants. Cet effet est illustré sur la figure 7.4(a), où l'on voit la variation de  $S_{th}$  en fonction de l'écart en longueur d'onde  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$  pour quatre longueurs d'onde centrales,  $\lambda_c$ , allant du bleu au rouge. Plus généralement, on retrouve le même effet pour toutes les couleurs, qui correspondent à des rapports d'intégrations en bandes de largeurs variables. Sur la figure 7.4(b) est représentée l'évolution de  $S_{th}$  pour les rapports de flux correspondant à  $\mathcal{R}_{Ca}$  et  $\mathcal{R}_{SiS}$  en fonction de  $E(B - V)$  pour plusieurs valeurs de  $R_V$ . La sensibilité de ces indicateurs, situés respectivement dans les parties bleue et rouge du spectre avec  $\lambda_c \approx 3725$  et  $6100 \text{ \AA}$  et de largeur moyenne  $\Delta\lambda = 350$  et  $400 \text{ \AA}$ , peut varier de plus de 10% par rapport à leur valeur initiale selon le rougissement qui leur est appliqué. On peut remarquer que pour un  $\Delta\lambda$  pratiquement équivalent, la plage de variation est beaucoup plus importante pour  $\mathcal{R}_{Ca}$  que pour  $\mathcal{R}_{SiS}$  correspondant à la différence d'absorption entre les parties bleue et rouge du spectre.

### 7.2.2 Rapport d'absorptions

D'après l'équation 5.2 et le formalisme de la section précédente, un rapport d'absorptions rougi est exprimé par :

$$\mathfrak{R}_A^r = \frac{T_{\lambda_1}^c \Phi_{\lambda_1}^c - T_{\lambda_1} \Phi_{\lambda_1}}{T_{\lambda_2}^c \Phi_{\lambda_2}^c - T_{\lambda_2} \Phi_{\lambda_2}}, \quad (7.8)$$

où  $\lambda_{1,2}$  correspondent aux longueurs d'onde des minima des raies mises en jeu dans le rapport,  $\Phi$  et  $T$  sont respectivement les flux et transmission du milieu interstellaire, et où l'exposant  $c$  est utilisé pour décrire les quantités appartenant au pseudo-continuum défini par les extrema encadrant la raie. D'après les équations 5.2 et 7.8, et en utilisant la définition de la profondeur relative  $p_\lambda^0 = 1 - \Phi_\lambda^0/\Phi_c^0$ , où l'indice 0 représente la position du

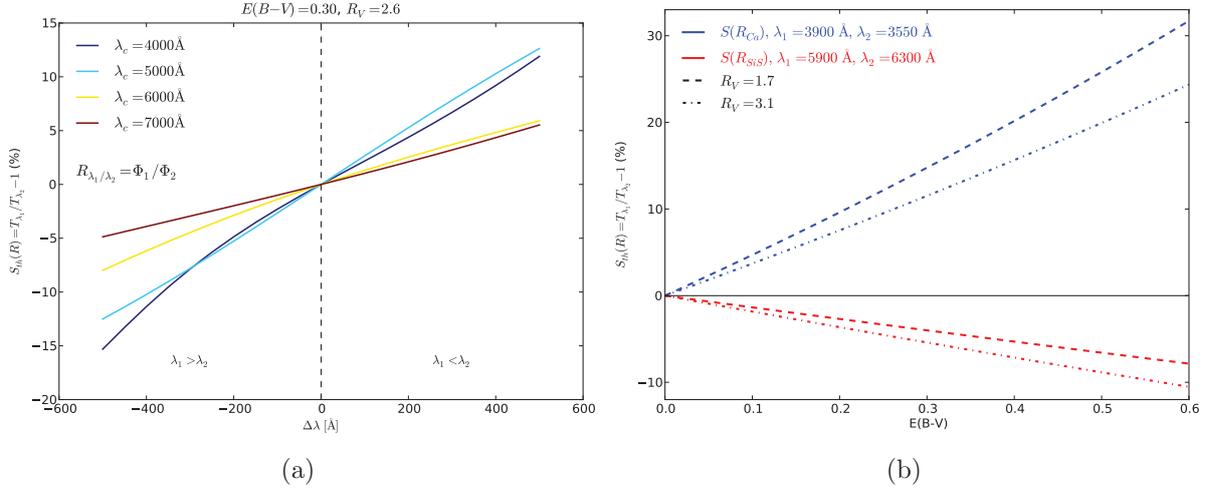


FIG. 7.4 – Sensibilité des rapports de flux à l’extinction interstellaire. (a) Évolution de la sensibilité d’un rapport de flux en fonction de  $\Delta\lambda$  ( $= \lambda_2 - \lambda_1$ ) et de la longueur d’onde centrale  $\lambda_c$  ( $= |\lambda_2 - \lambda_1|/2$ ) pour une extinction moyenne  $E(B - V) = 0,3$  et  $R_V = 3,1$ . (b) Évolution de la sensibilité de  $\mathcal{R}_{Ca}$  (en bleu) et de  $\mathcal{R}_{SiS}$  (en rouge) en fonction de  $E(B - V)$  et de  $R_V$ .

minimum (équation 5.4), on peut exprimer la sensibilité d’un rapport d’absorptions par :

$$S_{th}(\mathfrak{R}_A) = \frac{\mathfrak{R}_A^r - \mathfrak{R}_A}{\mathfrak{R}_A} = \frac{p_{\lambda_2}^0 [T_{\lambda_1}^c - T_{\lambda_1}(1 - p_{\lambda_1}^0)]}{p_{\lambda_1}^0 [T_{\lambda_2}^c - T_{\lambda_2}(1 - p_{\lambda_2}^0)]} - 1. \quad (7.9)$$

Cette sensibilité dépendra donc des positions des deux minima, ainsi que des valeurs des profondeurs relatives, qui dépendront du pseudo-continuum. Si l’on prend l’exemple du rapport d’absorptions  $\mathfrak{R}_{Si}$  (chapitre 5), on peut tracer l’évolution de cette sensibilité en fonction du rougissement appliqué, et la comparer aux mesures faites sur le spectre moyen au maximum de luminosité. Les valeurs des  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  et des  $p^0$  correspondant que l’on utilisera pour les calculs de  $S_{th}(\mathfrak{R}_{Si})$  seront celles du spectre moyen utilisé. On peut voir sur la figure 7.5 que la sensibilité de cet indicateur augmente (en valeur absolue) linéairement en fonction du rougissement (pour une valeur de  $R_V$  donnée), et peut atteindre une dizaine de pour-cent selon les valeurs de ce dernier. Pour des valeurs de  $R_V$  et  $E(B - V)$  identiques, la sensibilité de  $\mathfrak{R}_{Si}$  sera donc plus faible que celle des deux rapports de flux présentés précédemment.

### 7.2.3 Largeurs équivalentes

D’après le formalisme décrit précédemment et l’équation 5.5, une largeur équivalente rougie s’exprime par :

$$EW^r = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left( 1 - \frac{T_{\lambda} \times \Phi_{\lambda}(\lambda)}{T_c \times \Phi_c(\lambda)} \right) d\lambda, \quad (7.10)$$

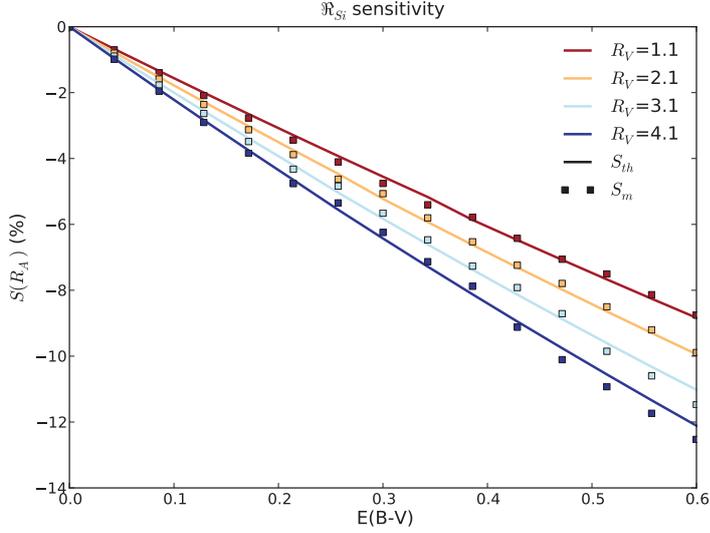


FIG. 7.5 – Sensibilités théoriques (lignes pleines) et mesurées (carrés) du rapport d'absorptions  $\mathfrak{R}_{S_i}$  en fonction de l'excès de couleur  $E(B - V)$  et pour plusieurs valeurs de  $R_V$ .

où  $T_\lambda$  est l'atténuation directement issue de la loi d'extinction classique dépendant de la longueur d'onde, et  $T_c$  correspond à l'atténuation effective du continuum, linéaire entre  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ . Au premier ordre, on pourrait considérer que, la loi d'extinction évoluant de façon relativement lente,  $T_\lambda$  est linéaire entre ces longueurs d'onde, rendant ainsi les largeurs équivalentes totalement indépendantes du rougissement. Pourtant, comme on peut le voir sur la figure 7.6, la valeur du rapport  $T_\lambda/T_c$  ne sera pas égale à l'unité. Cette valeur dépendra en effet de la position sur le spectre, représentée par  $\lambda_c$ , de la largeur de raie considérée  $\Delta_\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$  et centrée sur  $\lambda_c$ , et des paramètres de rougissement  $E(B - V)$  et  $R_V$ . Elle pourra être inférieure ou supérieure à 1 selon la concavité ou la convexité de  $T_\lambda$  dans un intervalle de longueurs d'onde donné.

Pour estimer la sensibilité théorique d'une largeur équivalente pour une raie spécifique, nous allons procéder à une approximation de l'équation 5.5 basée sur la forme générale d'une largeur équivalente. Les résultats obtenus à partir de ce modèle simple seront ensuite comparés aux observations, c'est-à-dire aux résultats obtenus par le rougissement du spectre moyen. Cela nous permettra de comprendre au premier ordre les résultats et les dépendances des largeurs équivalentes face au rougissement.

### 7.2.3.1 Approximation de la raie triangulaire

De façon très approchée, la forme d'une largeur équivalente pourrait être assimilée à celle d'un triangle, et sa valeur ne dépendrait donc que de la largeur de la raie,  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ , et de sa profondeur relative  $p_\lambda^0$ , où l'indice 0 représente la position du minimum de flux de longueur d'onde  $\lambda_0$  (figure 7.7(a)). Dans cette approximation, l'équation 5.5 devient :

$$EW \approx \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{2} \times \left( 1 - \frac{\Phi_\lambda^0}{\Phi_c^0} \right) = \frac{\Delta\lambda}{2} \times p_\lambda^0. \quad (7.11)$$

Pour vérifier cette approximation, nous avons comparé à ce modèle les valeurs des largeurs équivalentes mesurées sur les 96 spectres au maximum de luminosité de l'échantillon, les profondeurs relatives et les largeurs étant estimées en même temps que les largeurs

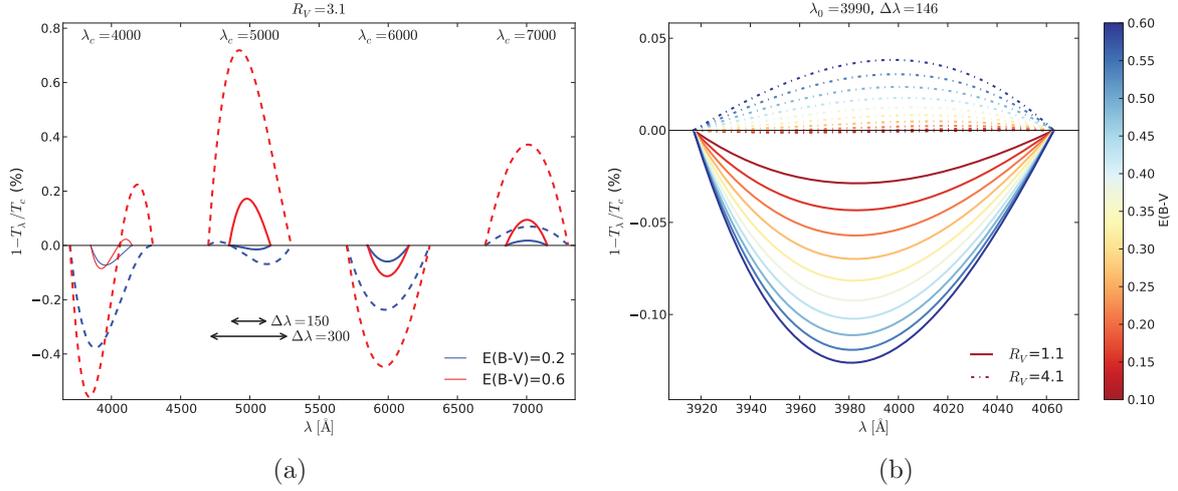


FIG. 7.6 – (a) Évolution de  $(1 - T_\lambda/T_c)$  (%) en fonction de la longueur d’onde centrale  $\lambda_c$ , de la largeur  $\Delta\lambda$  et de la valeur de  $E(B - V)$  pour  $R_V = 3,1$ . La forme de cette fonction dépendra directement de la forme de  $T_\lambda$  par rapport au continuum. La fonction présentée sera positive si  $T_\lambda$  est convexe, et négative si  $T_\lambda$  est concave. Cette forme locale sera aussi dépendante des valeurs de  $R_V$  et de  $E(B - V)$ . (b) Évolution de ce même rapport pour les valeurs  $\lambda_c$  et  $\Delta\lambda$  correspondant à EWSi II  $\lambda 4131$ .

équivalentes. Pour chacune de ces largeurs équivalentes, un ajustement linéaire entre la valeur réelle et celle du modèle (équation 7.10) a été réalisé. Les valeurs des pentes, des ordonnées à l’origine ainsi que des coefficients de corrélation de chacun de ces ajustements sont répertoriées dans la table 7.1.

Leur coefficient de corrélation de Pearson est généralement supérieur à 0,9, sauf pour trois cas correspondant aux raies Mg II, Fe  $\lambda 4800$  et O I  $\lambda 7773$ , pour lesquelles on pourrait donc s’attendre à une moins bonne description par ce modèle simple de leur comportement réel face au rougissement puisque la dispersion autour de l’ajustement linéaire sera relativement plus important. Néanmoins, on peut remarquer que les valeurs moyennes des pentes et des ordonnées à l’origine sont respectivement proches de 1 et de 0 pour la plupart des raies, ce qui correspond aussi aux valeurs trouvées lorsque l’ajustement linéaire est réalisé sur l’ensemble des valeurs des largeurs équivalentes, comme on peut le voir sur la figure 7.7(b). On peut cependant noter que la pente et l’ordonnée à l’origine de l’ajustement linéaire pour EWSi II  $\lambda 5972$  s’écartent de façon non négligeable de la moyenne citée précédemment (table 7.1), et l’on s’attend aussi pour cette raie à ce que sa description par le modèle soit très approximative.

Cette approximation est donc au premier ordre suffisante pour étudier la sensibilité au rougissement, puisque la relation entre les largeurs équivalentes et leur surface effective définie par l’équation 7.11 est linéaire de pente moyenne  $1,03 \pm 0,01$  et d’ordonnée à l’origine  $0,44 \pm 0,01$  lorsque l’on utilise toutes les largeurs équivalentes dans l’ajustement.

TAB. 7.1 – Paramètres des ajustements linéaires réalisés entre les largeurs équivalentes et les valeurs calculées à partir de l'approximation de la raie triangulaire.  $a$  est la pente de la droite et  $\delta a$  son incertitude,  $b$  est l'ordonnée à l'origine et  $\delta b$  son incertitude.  $\rho$  est le coefficient de corrélation de Pearson, et  $\delta\rho$  son incertitude. Ce coefficient nous renseigne sur la pertinence d'une relation linéaire et de la dispersion autour de la droite.

Indicateurs	$a$	$\delta a$	$b$	$\delta b$	$\rho$	$\delta\rho$
EWCa II H&K	0,88	0,04	4,48	3,98	0,93	0,01
EWSi II $\lambda 4131$	0,99	0,02	0,24	0,37	0,97	0,01
EWMg II	0,83	0,06	19,17	5,28	0,64	0,06
EWFe $\lambda 4800$	0,97	0,08	13,54	9,78	0,78	0,04
EWS II W	0,94	0,07	-3,45	5,93	0,82	0,03
EWSi II $\lambda 5972$	1,48	0,06	-7,22	1,23	0,91	0,02
EWSi II $\lambda 6355$	1,08	0,04	10,65	4,23	0,92	0,02
EWO I $\lambda 7773$	1,17	0,07	-11,77	7,99	0,85	0,03
EWCa II IR	0,95	0,04	16,48	6,00	0,93	0,01
Moyenne ; Std	1,04	0,17	3,68	9,65	0,92	0,02

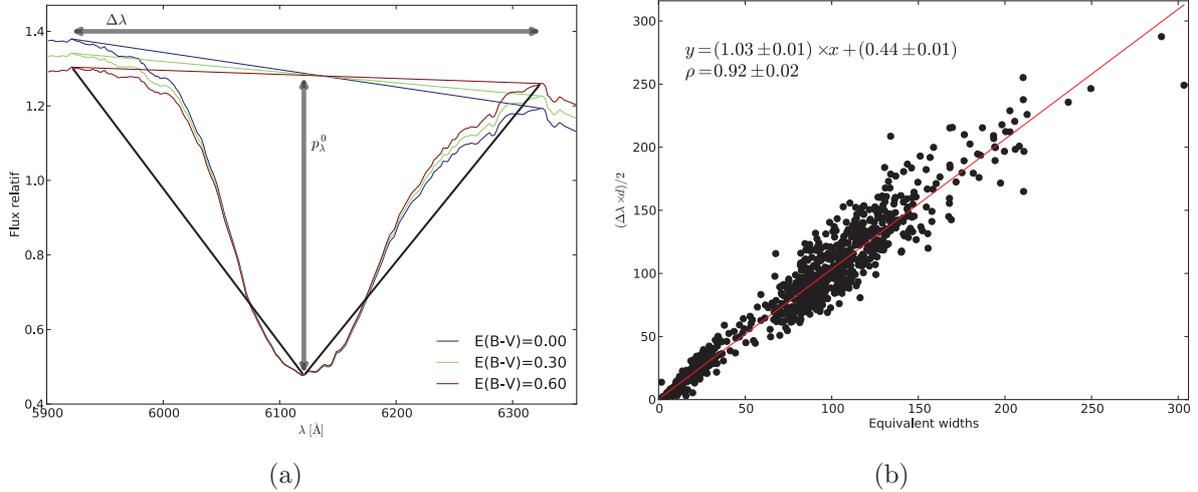


FIG. 7.7 – Largeur équivalente : approximation de la raie triangulaire. (a) Représentation d'une largeur équivalente, de sa largeur  $\Delta\lambda$  et de sa profondeur relative  $p_\lambda^0$ . On représente aussi l'effet relatif du rougissement pour plusieurs valeurs de  $E(B-V)$ . (b) Relation entre les valeurs mesurées des largeurs équivalentes et la surface du triangle défini par les mesures des  $(\Delta\lambda \times p_\lambda^0)/2$  leur correspondant. La ligne rouge représente le meilleur ajustement linéaire sur l'ensemble des données, avec une coupure itérative à  $3\sigma$ . Cette relation linéaire de pente 1,03 valide l'approximation de la raie triangulaire.

### 7.2.3.2 Sensibilité au rougissement

**Approche théorique** Dans l'approximation décrite précédemment, l'équation 7.10 peut être réécrite comme :

$$EW^r \approx \frac{\Delta\lambda}{2} \times \left( 1 - \frac{T_\lambda^0 \times \Phi_\lambda^0}{T_c^0 \times \Phi_c^0} \right), \quad (7.12)$$

et la sensibilité d'une largeur équivalente au rougissement s'exprimera donc simplement de la façon suivante :

$$S_{th}(EW) = \frac{EW^r - EW}{EW} = \left( \frac{1}{p_\lambda^0} - 1 \right) \times \left( 1 - \frac{T_\lambda^0}{T_c^0} \right), \quad (7.13)$$

et dépendra donc directement de la profondeur relative de la raie,  $p_\lambda^0$ , ainsi que du rapport  $T_\lambda^0/T_c^0$ , où l'indice 0 représente la position du minimum du flux. Pour être sûrs de ne pas sous-estimer l'impact de l'extinction, et ne connaissant pas la position des minima de flux, nous assimilerons  $T_\lambda^0/T_c^0$  à la valeur minimale/maximale (selon que la fonction est inférieure ou supérieure à 0) du rapport  $T_\lambda/T_c$  dans l'intervalle de longueurs d'onde considéré lors des estimations théoriques.

**Mesures** À titre d'exemple, la largeur équivalente du silicium EWSi II ( $\lambda 4125$ ) a été mesurée sur ce spectre après que celui-ci ait été rougi avec les différentes valeurs de  $E(B - V)$  et de  $R_V$  citées précédemment. Sur la figure 7.8 sont représentées les  $S(EW)$  théoriques (a) et mesurées (b) pour cette largeur équivalente. On peut noter l'accord entre la sensibilité théorique et la sensibilité mesurée, l'ordre de grandeur et les comportements d'évolution étant respectés. Pour un indicateur donné, la profondeur et la largeur étant fixées, l'évolution de sa sensibilité dépendra directement de la fonction  $1 - T_\lambda/T_c$  définie dans un intervalle donné. Comme on peut le voir sur la figure 7.6(b), cette fonction diminuera de façon régulière en fonction de  $E(B - V)$  pour  $R_V = 1,1$ , et augmentera de façon régulière pour  $R_V = 4,1$ , ce qui explique l'évolution observée dans les figures 7.8(a) et 7.8(b).

### 7.2.3.3 Résultats et limites de l'approximation

Quels que soient la position  $\lambda_0$  considérée dans le spectre, la largeur de la raie ( $\Delta\lambda$ ), la profondeur relative de la raie ( $p_\lambda^0$ )<sup>3</sup> et les paramètres d'extinction  $E(B - V)$  et  $R_V$  considérés, la sensibilité d'une largeur équivalente n'excède jamais quelques pour-cent. Si l'on considère les largeurs équivalentes habituellement mesurées sur un spectre typique de SNe Ia au maximum de luminosité, cette sensibilité reste inférieure à 3% pour des valeurs moyennes des paramètres de la loi d'extinction, comme on peut le voir dans les deux dernières colonnes de la table 7.2, où l'on peut trouver les valeurs des  $S_{th}$  et  $S_m$  pour toutes les largeurs équivalentes introduites dans le chapitre 5. On remarquera la comptabilité générale des valeurs théoriques et des valeurs mesurées, à l'exception

<sup>3</sup>Notons que dans ce modèle, si la profondeur relative de la raie tend vers zéro, la sensibilité tendra vers l'infini.

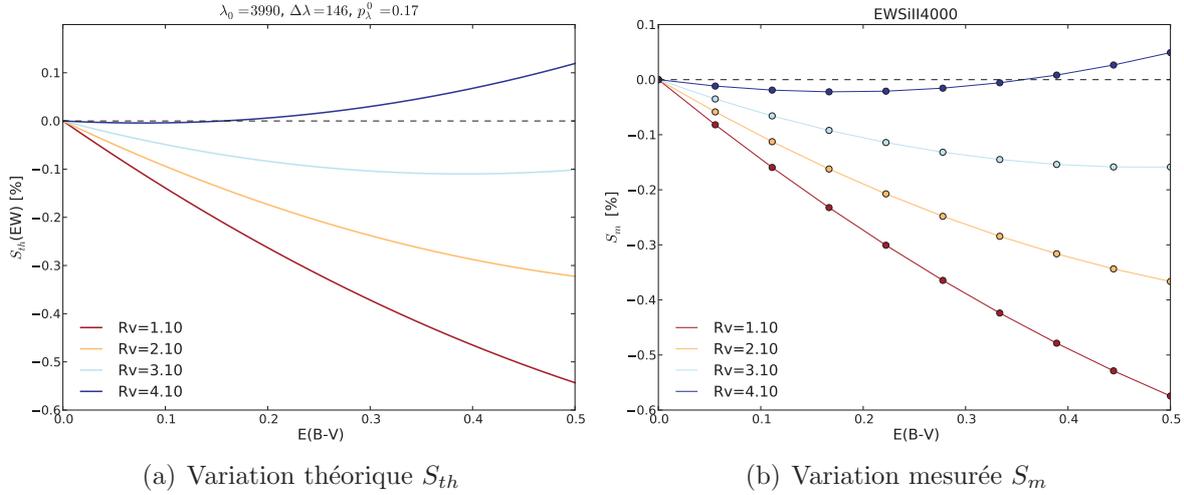


FIG. 7.8 – (a) Variation théorique,  $S_{th}$ , de la largeur équivalente de la raie Si II  $\lambda 4131$  en fonction du rougissement, calculée à partir de l'équation 7.13. (b) Variation mesurée,  $S_m$ , de la largeur équivalente EWSi II  $\lambda 4131$  en fonction du rougissement appliqué sur un spectre moyen de SNe Ia au maximum de luminosité. Le spectre moyen est rougi à l'aide d'une loi d'extinction pour différentes valeurs du rougissement  $E(B-V)$  et du paramètre  $R_V$ . Les lignes ne sont ici que des interpolations linéaires entre les points de mesures.

des largeurs équivalentes des raies correspondant aux Mg II, Fe  $\lambda 4800$  et O I  $\lambda 7773$  pour lesquelles ces valeurs ont des signes opposés. Ces trois raies, ayant des largeurs très importantes et n'étant pas de formes régulières, seront d'autant plus sensibles aux variations de la forme de la courbe d'extinction (concavité/convexité) et seront aussi représentées de façon beaucoup moins précise par l'approximation de la raie triangulaire. Une autre raie pour laquelle ces valeurs ne correspondent pas est celle du Si II  $\lambda 5972$ . Comme on a pu le voir dans la table 7.1, l'approximation de la raie triangulaire telle que nous l'avons faite n'était que peu justifiée pour cette raie, puisque la pente de la droite ajustée entre les largeurs équivalentes mesurées et l'approximation était plutôt proche de 1,5 que de 1.

Au regard des valeurs de la table 7.2, on peut conclure que cette approximation très simple de la forme d'une largeur équivalente par un triangle ne se veut pas quantitative. En effet, les concavités/convexités locales du rapport  $1 - T_\lambda/T_c$  étant directement dépendantes de la loi d'extinction considérée<sup>4</sup>, et les formes des largeurs équivalentes étant très variées, que ce soit en largeur, profondeur ou encore forme du flux sous le pseudo-continuum, on ne s'attend pas à une description parfaite des comportements observés, qui pourront eux aussi légèrement varier d'un spectre et d'une supernova à l'autre. De plus, la position des pics utilisés pour le calcul des largeurs équivalentes est aussi quelque chose qui pourra varier avec le rougissement. En particulier, le rougissement pourrait modifier l'intensité relative de deux maxima très proches, ce qui viendrait perturber l'estimation de la position du maximum à utiliser pour la mesure. Cet aspect n'est pas du tout pris en compte dans ce modèle.

<sup>4</sup>Ces concavités et convexités seraient très certainement différentes pour, par exemple, la loi d'extinction de Fitzpatrick présentée sur la figure 7.3

Néanmoins, cela nous a permis d'estimer qualitativement que l'impact de l'extinction et du rougissement sur une largeur équivalente était effectivement très faible, généralement de l'ordre du %. L'estimation réelle de l'effet de cet impact sera surtout fondé sur les mesures après rougissement du spectre.

#### 7.2.4 Vitesses de raies

Les vitesses de raies ne sont par définition que très peu sensibles au rougissement, puisqu'elles ne dépendent que de la position d'un minimum local. Pour être plus précis, deux cas vont généralement se présenter. Si ce minimum local est bien défini, comme c'est généralement le cas de la raie Si II  $\lambda 6355$ , il ne sera que peu ou pas affecté par une fonction de rougissement à variation lente telle que la loi CCM. En revanche, si ce minimum n'est pas défini de façon nette, comme c'est parfois le cas des raies Si II  $\lambda 4131$  et Si II  $\lambda 5972$  qui sont généralement peu profondes, bruitées, ou à fonds plats, alors l'effet de l'extinction sera certainement plus important. Néanmoins, pour ce type de raies, les incertitudes de mesures seront généralement grandes, et les variations induites par un effet de rougissement pourront être négligeables.

Bien entendu, cela dépendra de la position du minimum dans le spectre ainsi que de la quantité d'extinction. Une étude plus quantitative, non effectuée ici, serait donc nécessaire, et en particulier pour ce dernier type de raies. Nous nous attendons cependant à ce que la variation de ces vitesses soit très faible ou négligeable devant les incertitudes de mesures, et ce quelles que soient les valeurs de  $E(B-V)$  ou de  $R_V$ .

#### 7.2.5 Variabilité naturelle

Une valeur à laquelle sera comparée la sensibilité  $S$  sera la gamme de variations « naturelles » ( $V_n$ ) des indicateurs spectraux, correspondant à la dispersion relative de la distribution des mesures de chaque indicateur faites au maximum de luminosité :

$$V_n = \frac{\sigma_Y}{\langle Y \rangle}. \quad (7.14)$$

Dans la table 7.2 sont référencées les valeurs de  $V_n$  pour les 14 indicateurs spectraux mesurés, ainsi que les valeurs moyennes des longueurs d'onde centrales, des largeurs et des profondeurs relatives de ces largeurs équivalentes. On y référence aussi les valeurs des  $S_{th}$  calculées à partir de ces paramètres.

## Conclusion

On peut conclure d'après la table 7.2 que la plage des variations naturelles des largeurs équivalentes est beaucoup plus importante (avec un minimum de 10% et un maximum de 45%) que la variabilité due à l'extinction et au rougissement, qui pour un rougissement moyen avec  $E(B - V) = 0,3$  et  $R_V = 3,1$  est de l'ordre du %. Ces indicateurs spectraux constituent alors une propriété intrinsèque des SNe Ia directement observable. Au contraire, les rapports de flux varient quant à eux naturellement d'environ 10% autour de leurs

TAB. 7.2 – Valeurs moyennes de la variabilité naturelle ( $V_n$  (|%|)), longueurs d'onde centrales ( $\lambda_0$ ), largeurs ( $\Delta\lambda$ ), profondeurs relatives ( $p_\lambda^0$ ) et sensibilités théoriques au rougissement ( $S_{th}$ ) calculées avec ces valeurs, pour les indicateurs spectraux introduits dans le chapitre 5. Les sensibilités  $S_{th}$  et  $S_m$  sont ici données pour une extinction moyenne avec  $E(B - V) = 0,4$  et  $R_V = 3,1$ .

Indicateur	$\lambda_0$ [Å]	$\Delta\lambda$ [Å]	$p_\lambda^0$	$S_{th}$ (%)	$S_m$ (%)	$V_n$ ( % )
EWCa II H&K	3758	325	0,63	-0,4	-0,4	20
EWSi II $\lambda$ 4131	4002	146	0,21	-0,1	-0,2	45
EWMg II	4287	430	0,44	0,7	-0,8	10
EWFe $\lambda$ 4800	4810	599	0,45	0,7	-2,5	15
EWS II W	5598	419	0,37	-0,4	-2,5	13
EWSi II $\lambda$ 5972	5960	310	0,12	-0,8	-3,0	44
EWSi II $\lambda$ 6355	6124	368	0,63	-0,1	-0,6	23
EWO I $\lambda$ 7773	7420	691	0,31	0,7	-0,5	23
EWCa II IR	8150	698	0,46	-0,1	-0,7	36
$\mathcal{R}_{Si}$	5785 ;6126	X	0,1 ;0,6	-7	-8	40
$\mathcal{R}_{SiS}$	5962	727	X	-14	-12	7
$\mathcal{R}_{SiSS}$	5962	727	X	-14	-13	6
$\mathcal{R}_{Ca}$	3758	361	X	15	15	14
$\mathcal{R}_{CaS}$	3758	361	X	15	15	12

valeurs, ce qui est aussi l'ordre de grandeur de leur sensibilité au rougissement, et ne sont pas de bons indicateurs de la luminosité intrinsèque des SNe Ia. Ces rapports de flux serviront néanmoins à la standardisation des SNe Ia puisque certains d'entre eux sont fortement corrélés à leur luminosité, tout en combinant différentes sources de variabilités.  $\mathcal{R}_{Si}$ , dont la sensibilité au rougissement est relativement faible (par construction) comparée à sa variabilité naturelle, pourra aussi servir de traceur de la luminosité intrinsèque des SNe Ia.

## Troisième partie

# Indicateurs spectraux au maximum de luminosité



# Chapitre 8

## Utilisation des indicateurs spectraux

Il existe actuellement dans la littérature une multitude d'analyses utilisant des indicateurs spectraux mesurés sur les spectres des SNe Ia. Ces mesures se font dans des domaines de longueurs d'onde allant de l'ultraviolet à l'infrarouge et pour des intervalles de phases de plus en plus larges. Ces analyses sont généralement orientées vers la standardisation des SNe Ia, mais traitent aussi de leur classification ou encore de la mesure de paramètres liés à l'extinction ( $R_V$ ,  $E(B-V)$ ). Nous allons ici introduire quelques exemples de ces études.

### Sommaire

---

<b>8.1</b>	<b>Standardisation . . . . .</b>	<b>106</b>
<b>8.2</b>	<b>Sous-classification . . . . .</b>	<b>107</b>
<b>8.3</b>	<b>Évolution avec le décalage vers le rouge . . . . .</b>	<b>109</b>

---

## 8.1 Standardisation

Alternative aux corrections photométriques mesurées sur l'ensemble de la courbe de lumière (stretch et couleur), les indicateurs spectraux mesurés sur un unique spectre pris au maximum de luminosité pourraient permettre une meilleure standardisation des SNe Ia. En particulier, dans la partie visible du spectre, des indicateurs tels que  $\mathcal{R}_{Si}$  et  $\mathcal{R}_{Ca}$  (Nugent et al., 1995, figure 8.1), repris et complétés par Bongard (2005); Hachinger et al. (2006); Altavilla et al. (2009), promettaient déjà des pouvoirs de standardisation pouvant rivaliser avec celui du stretch étant donné leurs corrélations avec la luminosité des SNe Ia. D'autres indicateurs spectraux ont aussi été définis dans la partie UV des spectres, comme par exemple l'« UV ratio » (Foley et al., 2008,  $F_{2270}/F_{2900}$ ), correspondant approximativement à la pente du spectre dans l'UV. Ce rapport serait lui aussi corrélé à la luminosité des SNe Ia, et permettrait donc de les standardiser.

Une généralisation des rapports de flux tels que définis par l'équation 5.1 a permis d'aller plus loin dans la standardisation. En effet, dans une étude réalisée par Bailey et al. (2009), des corrélations de tous les rapports de flux avec les résidus au diagramme de Hubble ont été recherchées sur un échantillon de spectres SNfactory pris au maximum de luminosité. Cette méthode a permis de réduire la dispersion des résidus à 0,12 mag à l'aide d'une unique correction spectrale,  $\mathcal{R}_{6420/4430}$  (figure 8.2). Ce rapport de flux permet à lui seul de faire tout aussi bien que  $x_1$  et  $c$  réunis, grâce auxquels une dispersion de l'ordre de 0,15 mag est généralement atteinte. Ce résultat n'a pas encore été établi comme étant une amélioration vraiment significative de la standardisation des SNe Ia, même si une confirmation de la compétitivité de ce rapport a été réalisée dans Blondin et al. (2010), en utilisant un lot de données de 26 SNe Ia.

Le pouvoir de standardisation des largeurs équivalentes est aussi très étudié dans la littérature. Citons par exemple les analyses dernièrement réalisées dans Blondin et al.

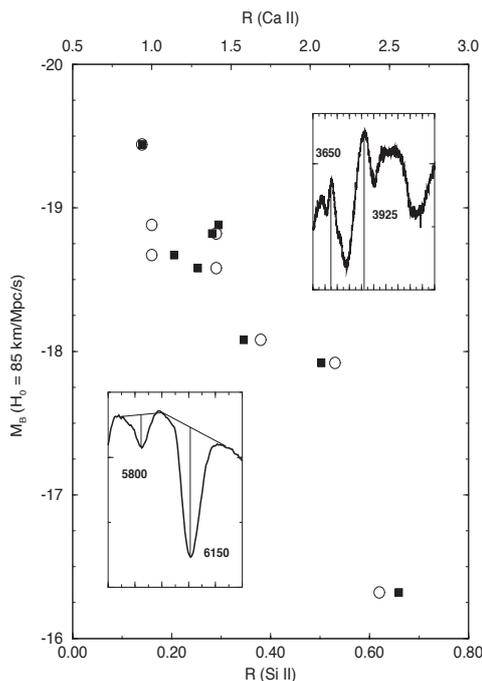


FIG. 8.1 – Première mise en évidence d'une corrélation entre indicateurs spectraux et luminosité des SNe Ia. Magnitudes absolues  $M_B$  versus  $\mathcal{R}_{Si}$  (cercles ouverts) et  $\mathcal{R}_{Ca}$  (carrés pleins). Les graphiques insérés illustrent la façon dont ces rapports sont mesurés (Nugent et al., 1995)

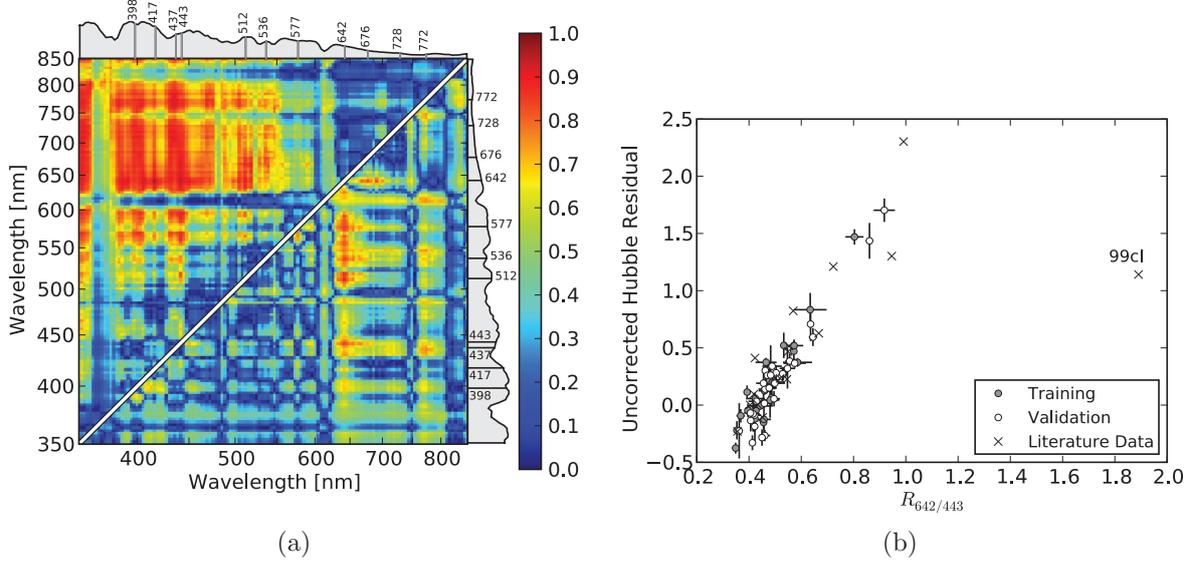


FIG. 8.2 – (a) Carte des corrélations absolues de Pearson des rapports de flux avec les résidus au diagramme de Hubble. Triangle du haut : aucune correction n’est appliquée. Triangle du bas : spectres et résidus sont corrigés de la couleur SALT2. (b) Corrélation du rapport de flux  $R_{6420/4430}$  avec les résidus au diagramme de Hubble non corrigés (Bailey et al., 2009).

(2010) et Walker et al. (2011), qui ne sont pas parvenues à montrer que, malgré leurs corrélations aux paramètres mesurés sur les courbes de lumière, les largeurs équivalentes pouvaient constituer de bons marqueurs de la luminosité intrinsèque des SNe Ia et être utilisées dans certaines analyses, comme nous le verrons par la suite.

## 8.2 Sous-classification

L’existence possible de sous-ensembles dans la classe des SNe Ia est aussi une question très étudiée, et ce parfois à l’aide des indicateurs spectraux. Effectivement, si plusieurs sous-types de SNe Ia se cachent dans cette grande classe d’objets, cela pourrait avoir des conséquences sur leur standardisation et donc sur les analyses cosmologiques.

Une sous-classification réputée est celle introduite dans Branch et al. (2006), où quatre groupes définis selon les largeurs équivalentes des raies Si II  $\lambda 5972$  et Si II  $\lambda 6355$ , ainsi que sur l’apparence de cette dernière raie, ont été mis en évidence. Ces groupes sont représentés dans la figure 8.3. Ce sont les supernovæ « *Core Normals* » (CN), « *Broad Lines* » (BL), « *Cool* » (CL) et « *Shallow Silicon* » (SS). Cette classification en « étoile » semblerait en outre indiquer la présence d’au moins deux paramètres décrivant la variabilité des SNe Ia. Notons que les SNe Ia de types « 91bg » et « 91T » (voir § 2.2.4) font respectivement partie des groupes CL et SS de cette sous-classification.

Benetti et al. (2005) ont divisé un lot de 26 SNe Ia en plusieurs sous-groupes à partir des mesures de la vitesse d’expansion  $v$  Si II  $\lambda 6355$  et du taux de décroissance moyen de cette vitesse :  $\dot{v} = -\Delta v / \Delta t$ . Ces sous-groupes sont les SNe Ia *FAINT*, dont la vitesse d’expansion serait faible mais avec une rapide évolution de cette vitesse ; les SNe Ia *HVG*

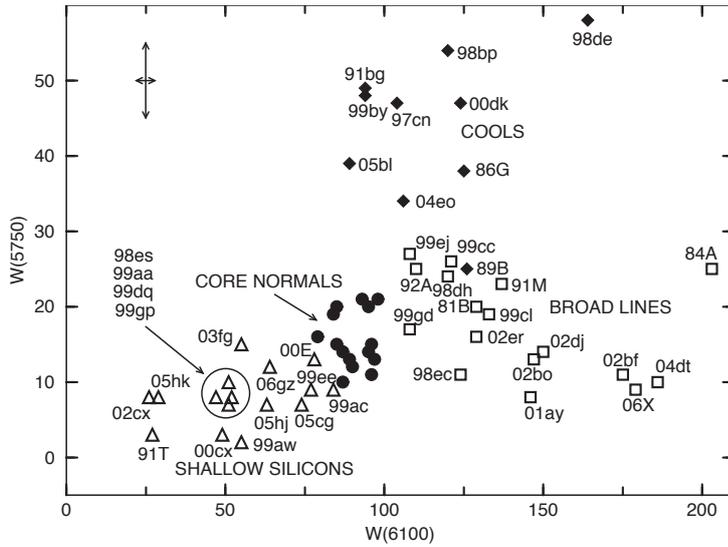


FIG. 8.3 – Classification des SNe Ia en quatre groupes, représentés dans le plan  $EWSi \text{ II } \lambda 5972 \equiv W(5750)$ ,  $EWSi \text{ II } \lambda 6355 \equiv W(6100)$  (Branch et al., 2009).

(pour *High Gradient Velocity*), avec une plus grande vitesse d'expansion, un plus grand gradient de vitesse et une plus grande luminosité ; et les SNe Ia *LVG* (pour *Low Gradient Velocity*), avec une luminosité similaire aux *HVG* mais un plus faible gradient de vitesse (figure 8.4). D'après Branch et al. (2006), les SNe Ia *FAINT* correspondraient à leur groupe *CL*, les *HVG* aux *BL* et les *LVG* incluraient les *CN* ainsi que les *SS*. Ces différentes classifications ne seraient donc que plusieurs façons de décrire les mêmes choses.

De même, une étude spectrale de 158 SNe Ia « relativement normales » effectuée

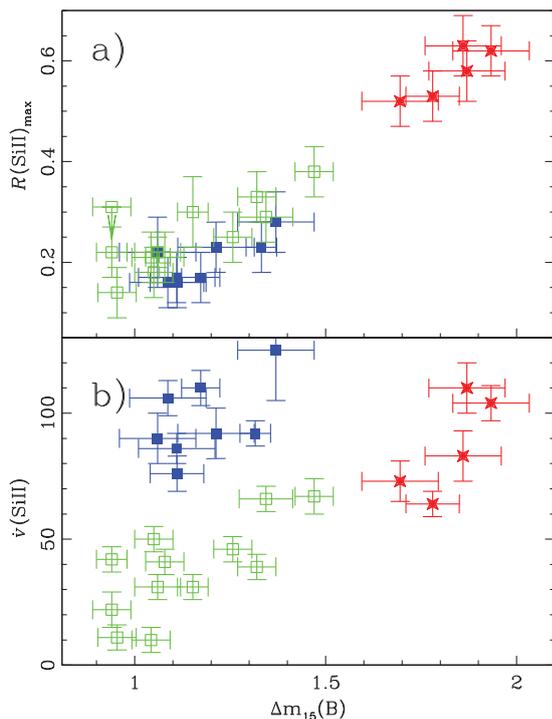


FIG. 8.4 – (a)  $\Delta m_{15}$  vs.  $R_{Si}$ . (b)  $\Delta m_{15}$  vs.  $\dot{v}$ .  $\dot{v} = -\Delta v / \Delta t$  est le taux de décroissance moyen de la vitesse d'expansion de  $Si \text{ II } \lambda 6355$ . Carrés ouverts (vert) : LVG, carrés pleins (bleus) : HVG, étoiles (rouge) : FAINT (Benetti et al., 2005).

par Wang et al. (2009) a permis la division de ces SNe Ia en deux groupes selon les vitesses d'éjection de la raie Si II  $\lambda 6355$ . Ces deux groupes sont les SNe Ia *Normal* ( $v \approx 10,600 \pm 400 \text{ km s}^{-1}$ ), et les SNe Ia *High Velocity (HV)*, avec  $v > 11,800 \text{ km s}^{-1}$ . Ces deux échantillons se distingueraient par leur valeur de  $R_V$ , qui serait de l'ordre de 1,6 pour les SNe Ia HV et de l'ordre de 2,4 pour les SNe Ia normales (figure 8.5). Cette analyse a été reprise dans Foley and Kasen (2010), qui ont montré que cette différence n'était due qu'aux supernovæ très rouges, mettant en avant la corrélation d'une couleur intrinsèque avec la vitesse d'éjection (Si II 6355). Ces résultats seront discutés dans les chapitres suivants.

### 8.3 Évolution avec le décalage vers le rouge

Les effets d'évolution des SNe Ia observées avec le décalage vers le rouge (pour le stretch par exemple, voir § 2.2.3.3) posent la question d'une éventuelle évolution des indicateurs spectraux avec  $z$ . L'intervalle de décalage vers le rouge des SNe Ia de notre échantillon étant relativement restreint, nous nous contenterons de citer quelques études récentes.

D'après Walker et al. (2011), et contrairement à ce qui avait été observé par Arsenijevic et al. (2008), EWSi II  $\lambda 4131$  serait systématiquement plus faible pour les grands décalages vers le rouge. Cet effet pourrait s'expliquer par l'anti-corrélation de EWSi II  $\lambda 4131$  avec le stretch, dont une évolution positive avec  $z$  avait aussi été observée.

Un autre exemple est celui de l'évolution de la largeur équivalente du Mg II avec  $z$ , observée par Bronder et al. (2008) et confirmée par Konishi et al. (2011) (figure 8.6(b)). Ce résultat n'est pourtant pas en accord avec ce qu'ont observé Walker et al. (2011) et

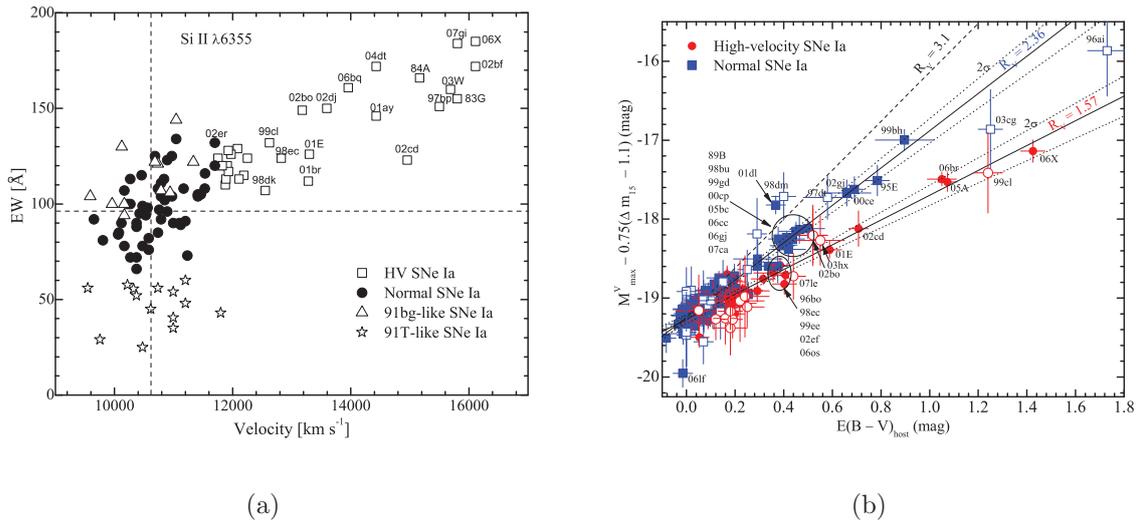


FIG. 8.5 – (a) Corrélation de la largeur équivalente du Si II  $\lambda 6355$  avec la vitesse d'expansion correspondante. Les différentes formes indiquent les différentes sous-classes. (b) Magnitude absolue corrigée de stretch en fonction de l'excès de couleur dû à la galaxie hôte. Les pentes représentent les valeurs de  $R_V$ , qui semblent être différentes pour les deux échantillons. (Wang et al., 2009)

Nordin et al. (2011), bien que pour un intervalle de décalage vers le rouge beaucoup plus restreint pour ce dernier (figure 8.6(a)).

Les indicateurs spectraux étant d'autant plus difficiles à mesurer que le rapport signal sur bruit du spectre considéré est faible, nous nous attendons à ce que leurs mesures soient plus délicates lorsque le décalage vers le rouge augmente. Pour évaluer ces effets d'évolution, un lot de données équivalent à celui de SNfactory à grand  $z$  et avec une qualité spectrale similaire serait nécessaire, mais qui n'existe néanmoins pas pour le moment.

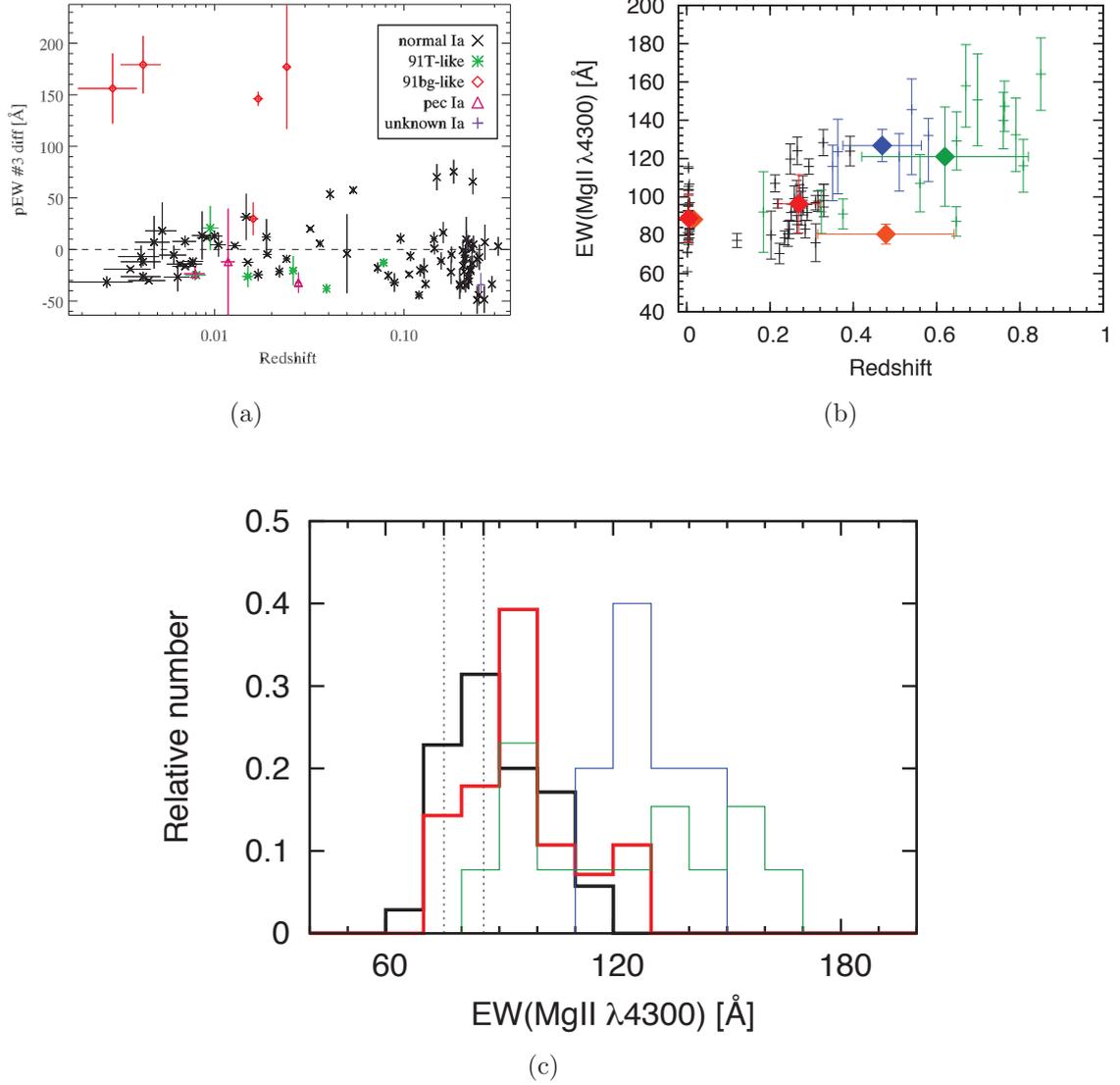


FIG. 8.6 – Largeur équivalente de la raie Mg II en fonction du décalage vers le rouge (a) de Nordin et al. (2011) et (b) de Konishi et al. (2011). (c) Histogramme des largeurs équivalentes du Mg II corrigées de phases (Konishi et al., 2011) pour : SNe Ia proches (noir) et SNe Ia intermédiaires (rouge). Contour à  $1\sigma$  des SNe Ia à grands décalages vers le rouge de Sullivan et al. (2009) en lignes noires pointillées. En bleu et vert, histogrammes des SNe Ia à grands décalages vers le rouge de Garavini et al. (2007) et Bronder et al. (2008).



# Chapitre 9

## Corrélations des indicateurs spectraux

Nous avons défini dans la figure 2.4 neuf raies pour lesquelles les indicateurs spectraux présentés dans le chapitre 5 ont été mesurés sur les 96 spectres au maximum de luminosité de notre échantillon, plus certains indicateurs spectraux dits historiques. Nous allons dans ce chapitre étudier dans un premier temps les différentes corrélations de ces indicateurs avec les paramètres de la courbe de lumière,  $x_1$  et  $c$ , définis dans la première partie, ainsi qu’avec les résidus de l’ajustement au diagramme de Hubble en bande  $B$  non corrigés,  $\Delta\mu_B$ , et corrigés de  $x_1$  et  $c$ ,  $\Delta\mu_B^c$ . Nous procéderons à ces comparaisons tout d’abord pour les indicateurs spectraux classiques, pour les rapports de flux ensuite, et finalement pour les largeurs équivalentes et vitesses de raies. Dans un deuxième temps, nous regarderons comment ces indicateurs évoluent ensemble.

### Sommaire

---

<b>9.1</b>	<b>Corrélations avec les paramètres de la courbe de lumière . . .</b>	<b>114</b>
9.1.1	Indicateurs classiques et rapports de flux . . . . .	114
9.1.2	Largeurs équivalentes . . . . .	117
9.1.3	Vitesses de raies . . . . .	122
9.1.4	Évolutions des corrélations . . . . .	123
<b>9.2</b>	<b>Corrélations des zones spectrales entre elles . . . . .</b>	<b>126</b>
9.2.1	Zone du silicium, premier marqueur de la variabilité intrinsèque	128
9.2.2	Calcium, deuxième marqueur de la variabilité intrinsèque . . .	131

---

## 9.1 Corrélations avec les paramètres de la courbe de lumière

Les paramètres  $x_1$ ,  $c$ ,  $\Delta\mu_B$  et  $\Delta\mu_B^c$  sont ceux mesurés à partir de l'échantillon présenté au chapitre 4, dans le cas d'une correction standard par  $x_1$  et  $c$  lors de la minimisation des résidus au diagramme de Hubble. Nous présenterons aussi brièvement quels sont les effets d'un changement du système de filtres lors de la détermination des paramètres  $x_1$  et  $c$ , ainsi que les différences observées en fonction du filtre utilisé lors de l'ajustement d'un diagramme de Hubble. Notons que dans toute la suite, et compte tenu de l'échantillon étudié, nous considérons que la corrélation absolue  $|\rho|$  n'est pas significative si elle est inférieure à 0,2, qu'elle est ambiguë si elle est comprise entre 0,2 et 0,3, et quelle devient significative au-delà de 0,3.

### 9.1.1 Indicateurs classiques et rapports de flux

Nous montrons dans les figures 9.1 et 9.2 les corrélations des indicateurs spectraux classiques et de différents rapports de flux mesurés sur les neuf raies étudiées en fonction des paramètres cités plus haut<sup>1</sup>. Les indicateurs spectraux classiques sont pour la plupart des rapports de flux ( $\mathcal{R}_{Ca}$ ,  $\mathcal{R}_{CaS}$ ,  $\mathcal{R}_{SiSS}$ ), à l'exception de  $\mathcal{R}_{Si}$ , qui est un rapport d'absorption. La figure 9.1 montre que les corrélations de ces indicateurs spectraux avec le paramètre de couleur  $c$  sont assez faibles, avec un maximum de 0,44 pour  $\mathcal{R}_{SiSS}$ , alors que leurs corrélations avec le paramètre  $x_1$  sont plus élevées. Ces mêmes comportements sont aussi présents dans la figure 9.2 pour les autres rapports de flux. Notons que les rapports de flux dont les largeurs sont les plus grandes ( $\mathcal{R}_{Mg II}$ ,  $\mathcal{R}_{Fe \lambda 4800}$  et  $\mathcal{R}_{S II W}$ ) sont aussi ceux ayant une forte corrélation à la couleur  $c$ . Cela vient confirmer les conclusions du chapitre 7, où nous avons montré que les rapports de flux sont généralement assez sensibles au rougissement, et ce d'autant plus qu'ils se trouvent dans la partie bleue du spectre et que les raies les définissant sont éloignées les unes des autres.  $x_1$  et  $c$  étant en première approche des paramètres liés aux variabilités intrinsèques et extrinsèques respectivement, nous en déduisons d'après leurs corrélations à ces variables que les rapports de flux sont une mesure mixte de ces deux variabilités.

Les corrélations des rapports de flux classiques avec les résidus non corrigés  $\Delta\mu_B$  sont en moyenne comparables à leur corrélation avec soit  $x_1$  ou  $c$ , et atteignent  $\rho = -0,74 \pm 0,05$  pour  $\mathcal{R}_{SiSS}$ . Comme le montrent les dernières lignes des figures 9.1 et 9.2, la corrélation de tous ces rapports de flux avec les résidus corrigés de  $x_1$  et  $c$  disparaît, à l'exception de celle de  $\mathcal{R}_{Ca}$  (ou  $\mathcal{R}_{Ca II H\&K}$ ), pour lequel une corrélation de  $0,30 \pm 0,10$  est observée. Ces rapports de flux classiques ne seront donc que d'une utilité très limitée lors de la standardisation des SNe Ia, et ne pourront que difficilement nous servir à la séparation des variabilités des SNe Ia puisqu'ils sont eux-même un mélange entre variabilités intrinsèques et extrinsèques.

Un parfait exemple de rapport de flux traçant à la fois les variabilités intrinsèques

---

<sup>1</sup>Notons qu'il n'y a pas forcément 96 points sur chacune de ces figures, du à la présence de certaines mesures non satisfaisantes. Ces cas font partie des quelques pourcents de taux d'échecs. Nous éliminerons dans toute la suite les points dont le rapport signal sur bruit  $S/N < 2$ .

## 9.1. CORRÉLATIONS AVEC LES PARAMÈTRES DE LA COURBE DE LUMIÈRE

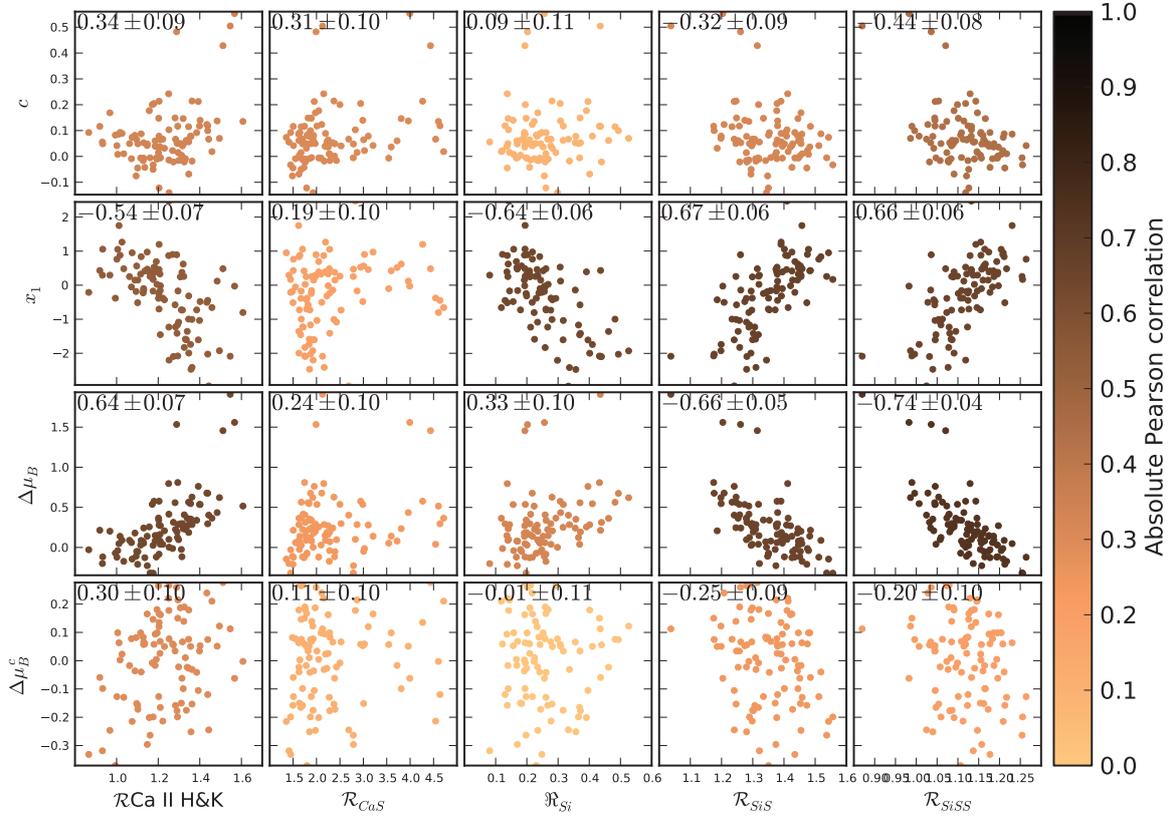


FIG. 9.1 – Corrélation des indicateurs spectraux classiques avec les paramètres de la courbe de lumière  $x_1$  et  $c$ , ainsi qu’avec les résidus au diagramme de Hubble non corrigés et corrigés de  $(x_1, c)$  (de haut en bas). Le code couleur représente la valeur absolue du coefficient de corrélation de Pearson, dont les valeurs sont aussi indiquées dans le coin supérieur gauche de chaque sous-figure.

et extrinsèques des SNe Ia, identifiable par sa forte corrélation à  $x_1$  et à  $c$  (ainsi qu’aux résidus), est le rapport  $R_{642/443}$ , défini dans Bailey et al. (2009), représenté dans la figure 9.3 pour l’échantillon étudié. Sa corrélation aux résidus non corrigés est de  $0,91 \pm 0,02$  (contre  $0,95$  dans l’article original) pour cet échantillon contenant presque le double de SNe Ia comparé à celui utilisé dans Bailey et al. (2009). Cet indicateur, statistiquement robuste, sera d’une grande efficacité pour standardiser les SNe Ia (voir chapitre 10), mais ne pourra pas nous renseigner sur les parts relatives des différentes variabilités mises en jeu.

Notons que les rapports de flux classiques présentés dans le paragraphe précédent sont en partie inclus dans la carte de corrélation de la figure 8.2(a). Aucun d’entre eux ne ressort néanmoins de l’analyse de Bailey et al. (2009), la dispersion principale des SNe Ia étant en effet fortement liée à la couleur (extrinsèque). Les rapports de flux classiques couvrent des intervalles de longueurs d’onde trop faibles pour corréler de façon vraiment significative à cette partie de la variabilité, ce qui n’est pas le cas des rapports de flux issus de l’analyse de Bailey et al. (2009).

Au contraire des rapports de flux,  $\mathcal{R}_{Si}$  ne semble pas être relié à la couleur  $c$  ( $\rho \sim 0$ ) mais plutôt à  $x_1$  ( $\rho \sim -0,7$ ). Ceci est montré dans la figure 9.1 pour nôtre échantillon, et

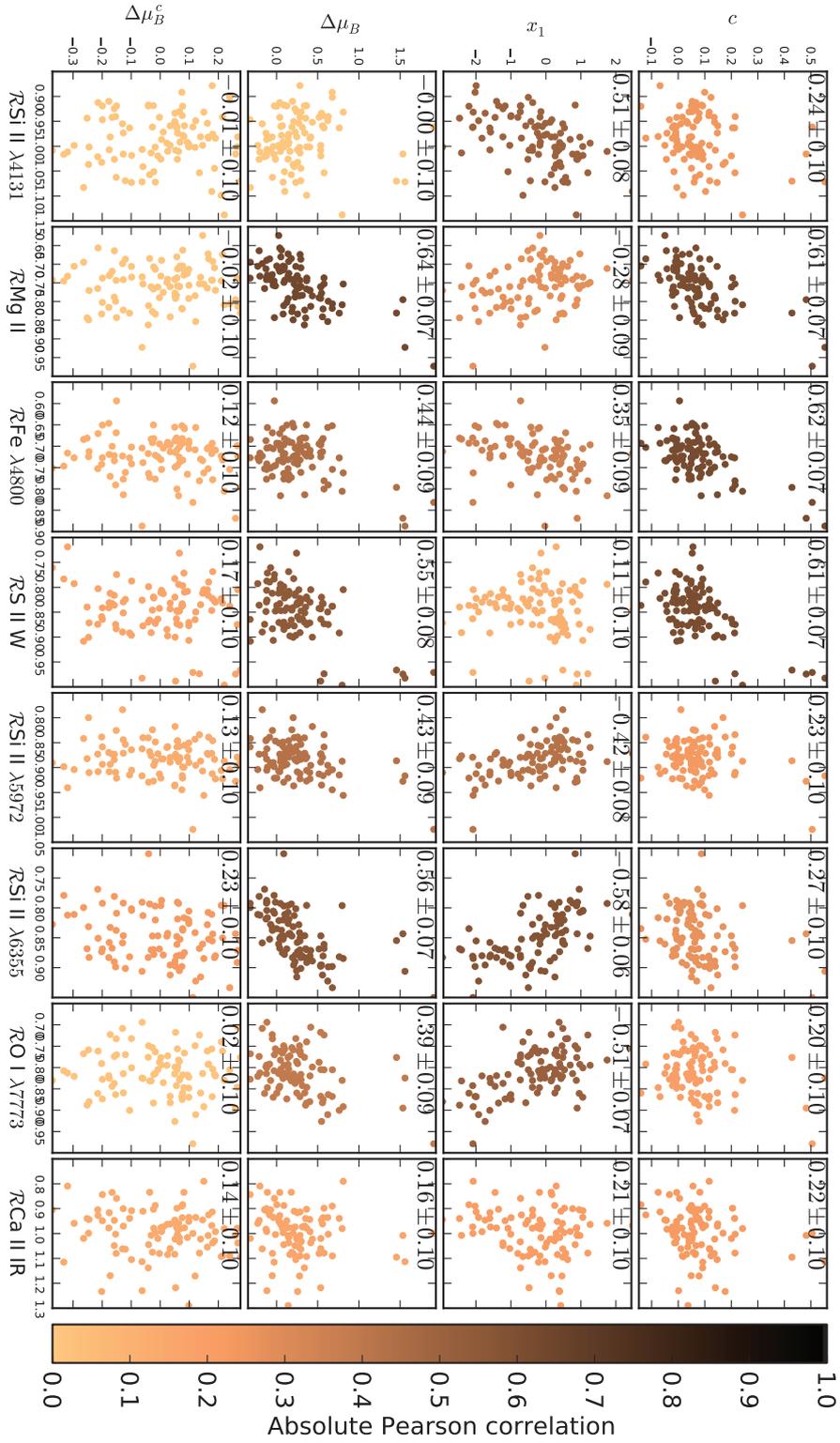


FIG. 9.2 – Corrélation des rapports de flux des neuf raies définies dans le chapitre 5 avec les paramètres de la courbe de lumière  $x_1$  et  $c$ , ainsi qu'avec les résidus au diagramme de Hubble non corrigés et corrigés de  $(x_1, c)$  (de haut en bas).  $R_{Ca\ II\ H\&K}$  étant déjà montré dans la figure 9.1, nous l'avons volontairement omis.

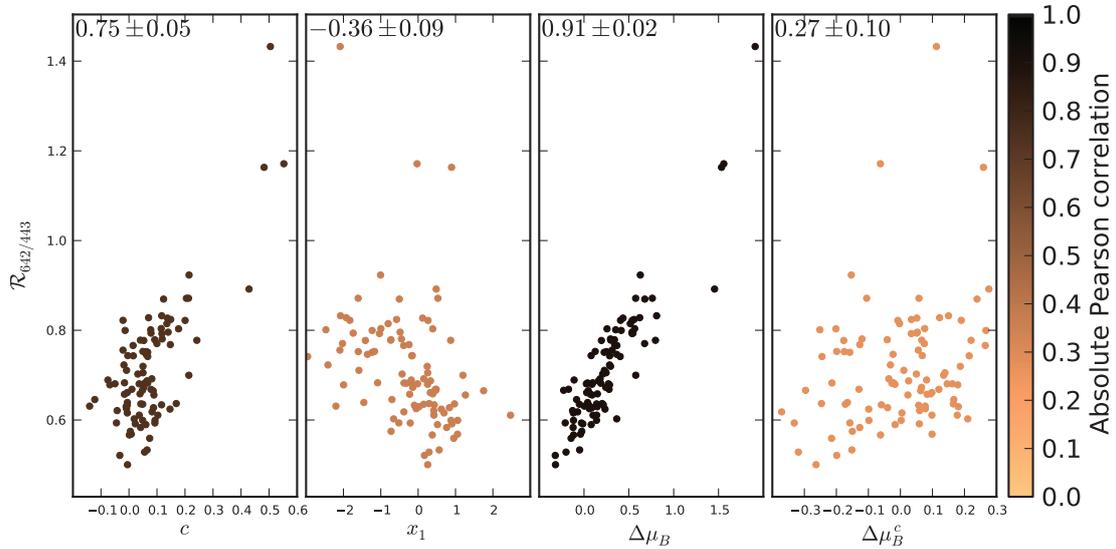


FIG. 9.3 – Corrélation du rapport de flux  $R_{642/443}$  défini dans (Bailey et al., 2009) avec de gauche à droite : les paramètres SALT2  $x_1$  et  $c$  et les résidus au diagramme de Hubble non corrigés et corrigés, pour les 96 SNe Ia de l'échantillon.

la figure 9.4(a) pour un échantillon de la littérature (Blondin et al., 2010). La corrélation de  $\mathfrak{R}_{Si}$  à la luminosité est principalement due à la raie Si II  $\lambda 5972$ , la raie Si II  $\lambda 6355$  étant saturée et ne variant que très peu (Bongard et al., 2006; Hachinger et al., 2009). Cet effet est illustré par nos données et celles de Hachinger et al. (2006) dans la figure 9.5, où nous pouvons voir que  $\mathfrak{R}_{Si}$  est effectivement très corrélé à EWSi II  $\lambda 5972$  et très peu à EWSi II  $\lambda 6355$ , qui sont les deux largeurs équivalentes des raies utilisées pour le mesurer. EWSi II  $\lambda 5972$  étant par définition très peu sensible au rougissement,  $\mathfrak{R}_{Si}$  sera effectivement un bon marqueur de la variabilité intrinsèque de la luminosité des SNe Ia. Nous pouvons observer dans la figure 9.4 que  $\mathfrak{R}_{Si}$  est faiblement corrélé à la couleur intrinsèque des SNe Ia (Altavilla et al., 2009) (voir aussi chapitre 8, figures 8.1 et 8.4). Remarquons de plus que la mesure de  $\mathfrak{R}_{Si}$  est directement dépendante de la définition de deux pseudo-continuum, dont celui de la raie Si II  $\lambda 5972$  qui est généralement difficile à estimer. Cette mesure sera donc relativement délicate, et ce sera particulièrement le cas lorsque le rapport signal sur bruit de cette dernière raie sera faible.

### 9.1.2 Largeurs équivalentes

On voit dans la figure 9.6 les relations entre les largeurs équivalentes mesurées sur les 96 supernovæ de l'échantillon et les paramètres  $x_1$ ,  $c$ ,  $\Delta\mu_B$  et  $\Delta\mu_B^c$ . La plupart de ces largeurs équivalentes ne montrent aucune corrélation significative avec la couleur  $c$  (meilleure corrélation à 0,3 pour EWFe  $\lambda 4800$ ). Certaines sont cependant fortement corrélées à  $x_1$ , et en particulier les trois raies du silicium. La plupart de ces corrélations avaient déjà été observées avec  $\Delta m_{15}$  par Hachinger et al. (2006). La largeur équivalente de la raie Si II  $\lambda 4131$ , dont la corrélation à  $x_1$  a été aussi observée par Arsenijevic et al. (2008)

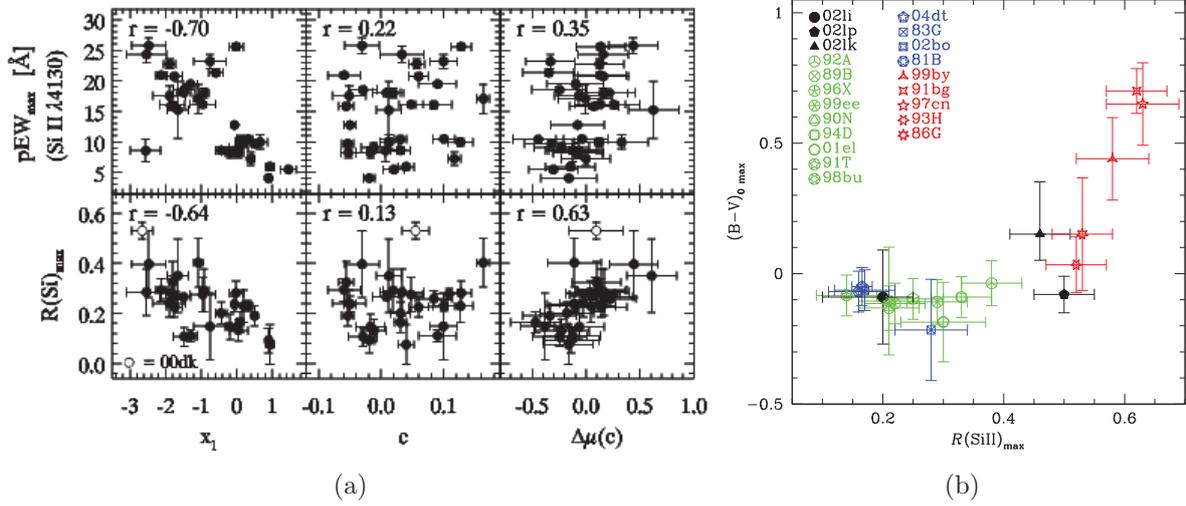


FIG. 9.4 – (a)  $\mathcal{R}_{Si}$  et EWSi II  $\lambda 4131$  en fonction des paramètres  $x_1$  et  $c$  et des résidus corrigés de couleur uniquement (Blondin et al., 2010). (b) Couleur intrinsèque  $(B-V)_{0 \max}$  en fonction de  $\mathcal{R}_{Si}$  (Altavilla et al., 2009). Notons que cette corrélation est en grande partie due à la présence de SNe Ia sous-lumineuses (en rouge), ce qui n'est certainement pas représentatif d'un échantillon standard de SNe Ia.

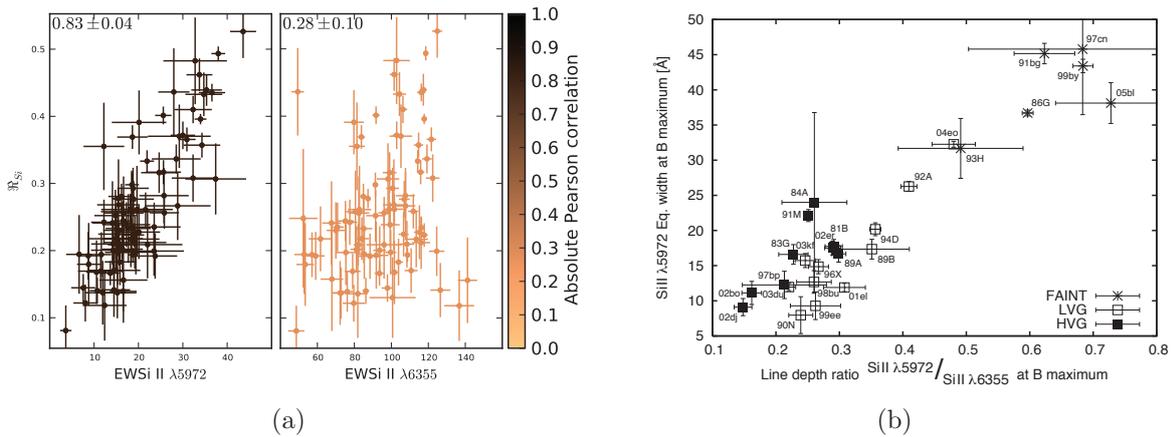


FIG. 9.5 – (a) Dépendance de  $\mathcal{R}_{Si}$  avec les largeurs équivalentes des raies utilisées pour le mesurer, EWSi II  $\lambda 5972$  et EWSi II  $\lambda 6355$ . (b) Même figure que le panneau de gauche mais inversée (Hachinger et al., 2006).

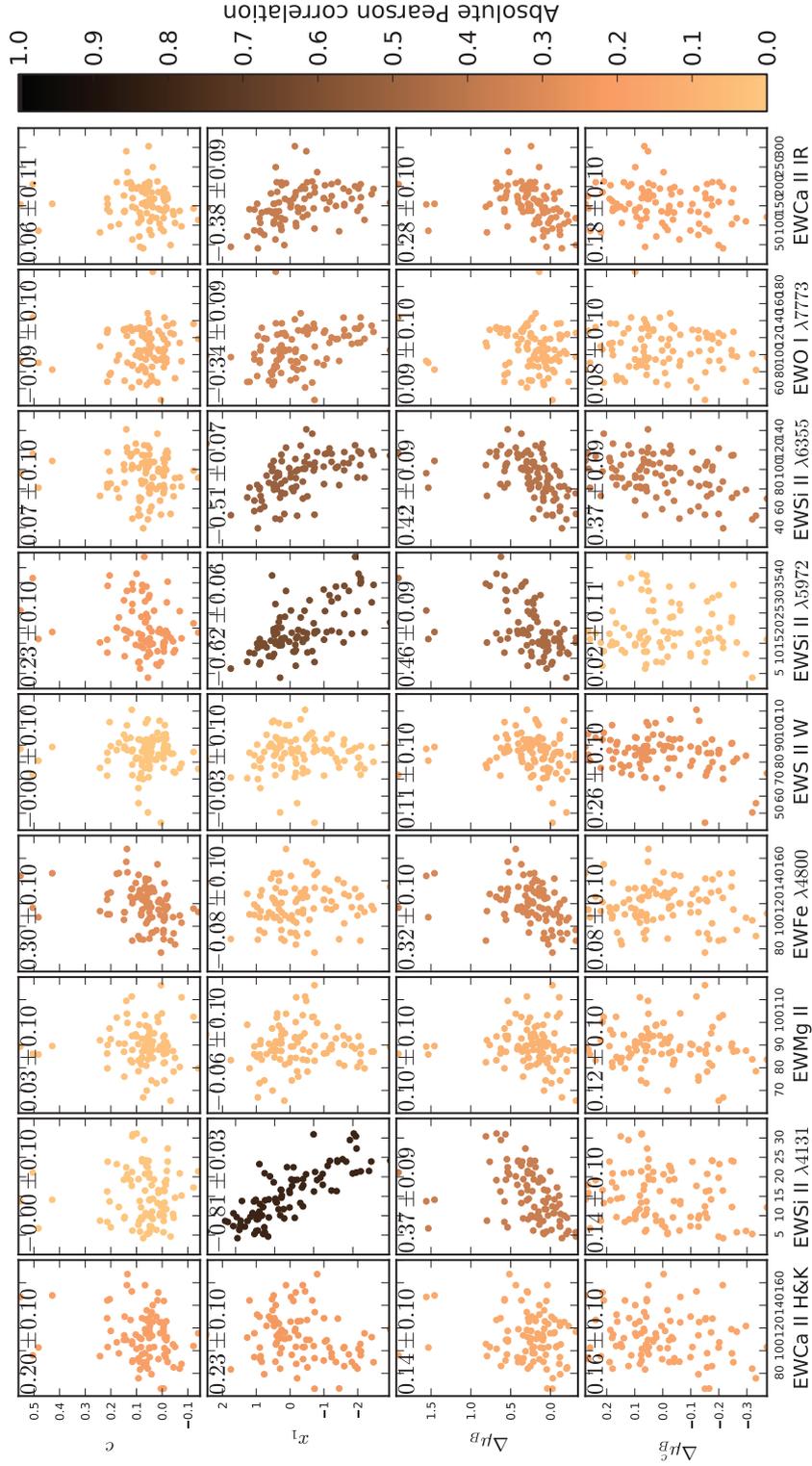


FIG. 9.6 – Corrélations des largeurs équivalentes des neuf raies définies dans le chapitre 5 avec les paramètres de la courbe de lumière  $x_1$  et  $c$ , ainsi qu'avec les résidus au diagramme de Hubble non corrigés,  $\Delta\mu_B$ , et corrigés de  $(x_1, c)$ ,  $\Delta\mu_B^c$ .

(figure 9.7), est aussi l'une des mieux corrélée avec les résidus non corrigés  $\Delta\mu_B$ , comme l'avait déjà remarqué Bronder et al. (2008) (figure 9.8). Notons que nous retrouvons aussi cette corrélation pour les deux autres largeurs équivalentes du silicium, EWSi II  $\lambda 5972$  et EWSi II  $\lambda 6355$ .

Récemment, une étude complète de ces largeurs équivalentes et vitesses de raies à été effectuée sur 89 SNe Ia avec un décalage vers le rouge compris entre 0,05 et 0,3 dans Nordin et al. (2010). Après une correction de phase de ces indicateurs, leurs corrélations avec les paramètres  $x_1$  et  $c$  ont été étudiées, dont quelques exemples sont montrés dans la figure 9.9. Leurs résultats sont très similaires aux nôtres (figure 9.6), excepté pour la largeur équivalente de la raie Si II  $\lambda 4131$  et la couleur  $c$ . Ils ont en effet observé une corrélation entre ces deux variables, qui semble avoir été confirmée avec un échantillon complémentaire dans Nordin et al. (2011). L'échantillon spectral ainsi que celui dont proviennent les couleurs étant relativement hétérogènes, et cette corrélation n'ayant jamais été observée dans une autre analyse (Arsenijevic et al., 2008; Blondin et al., 2010, figures 9.4 et 9.7), des études sur différents échantillons seront nécessaires pour confirmer ce résultat. Cette corrélation n'est d'ailleurs pas observée dans nos données, comme le montre la figure 9.10.

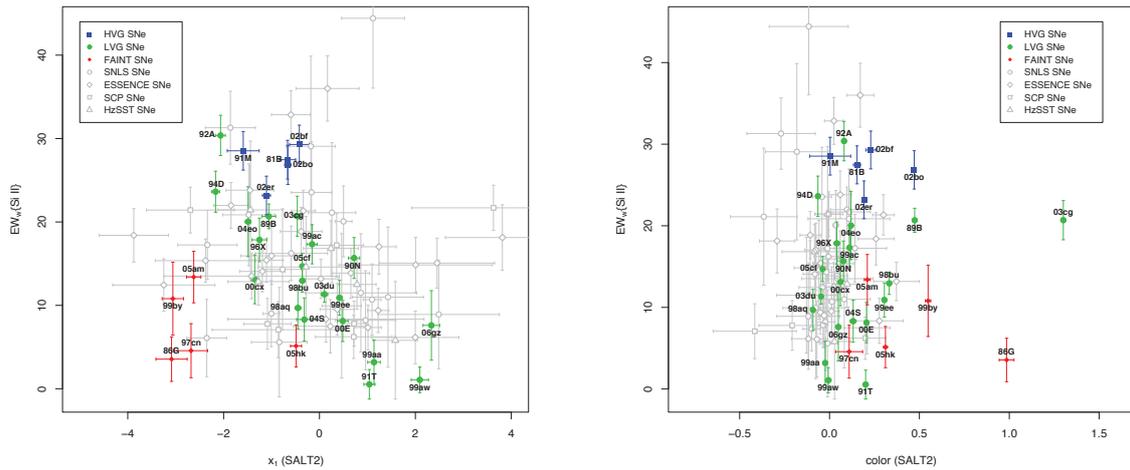


FIG. 9.7 – Corrélations de EWSi II  $\lambda 4131$  avec les paramètres SALT2  $x_1$  (à gauche) et  $c$  (à droite), pour différents échantillons (formes) et sous-ensembles (couleurs) (Arsenijevic et al., 2008).

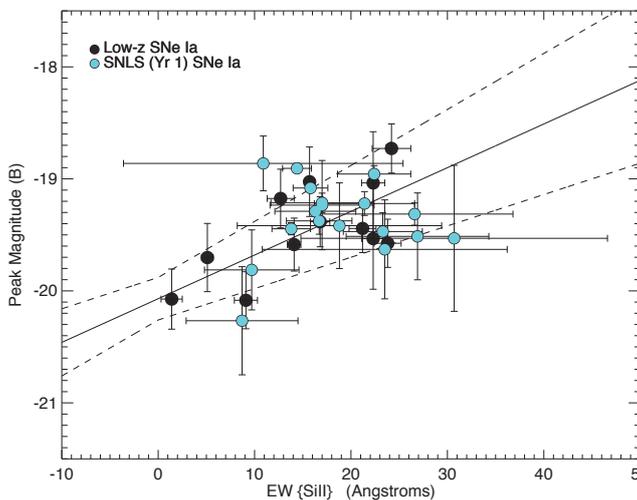


FIG. 9.8 – Corrélation de la largeur équivalente EWSi II  $\lambda 4131$  avec la magnitude absolue (équivalent à  $\Delta\mu_B$ ) (Bronder et al., 2008).

## 9.1. CORRÉLATIONS AVEC LES PARAMÈTRES DE LA COURBE DE LUMIÈRE

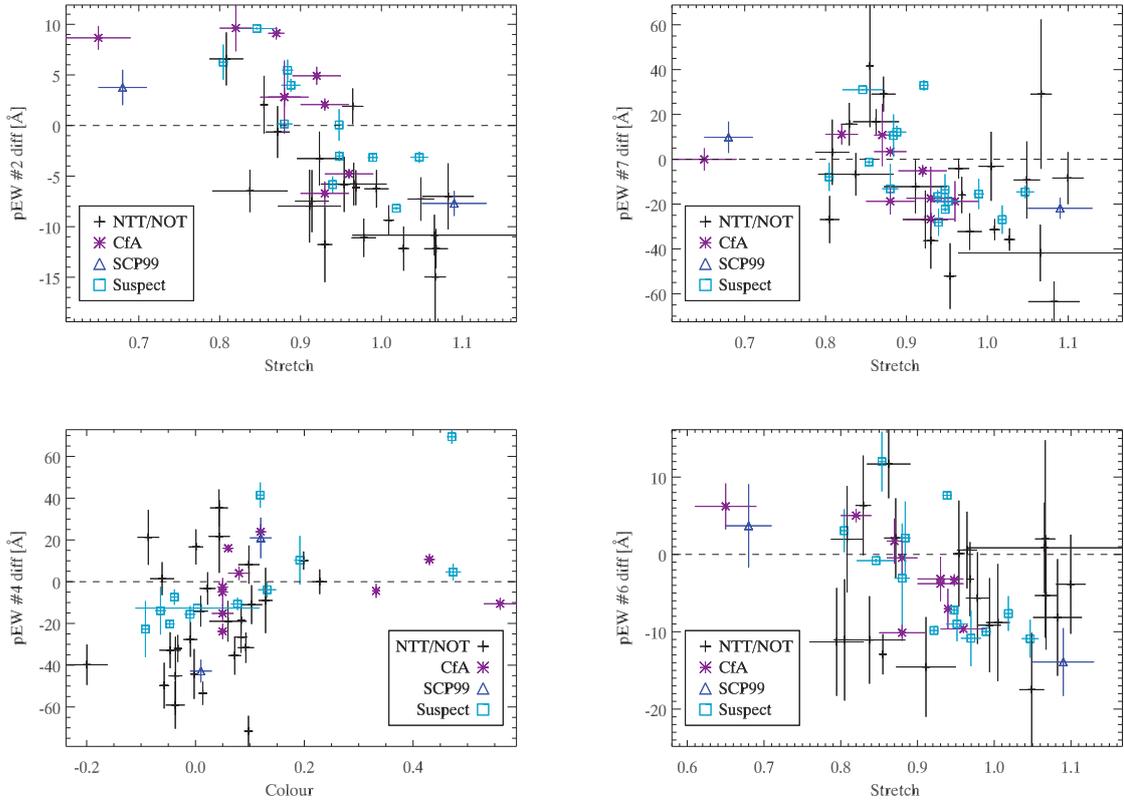


FIG. 9.9 – Corrélation de certaines largeurs équivalentes avec  $x_1$  (stretch ici) et  $c$  (couleur). pEW #2 correspond à EWSi II  $\lambda 4131$ , pEW #4 à EWFe  $\lambda 4800$ , pEW #6 à EWSi II  $\lambda 5972$  et pEW #7 à EWSi II  $\lambda 6355$ . Les valeurs de ces largeurs sont centrées sur zéro du fait de la correction de phase (Nordin et al., 2011).

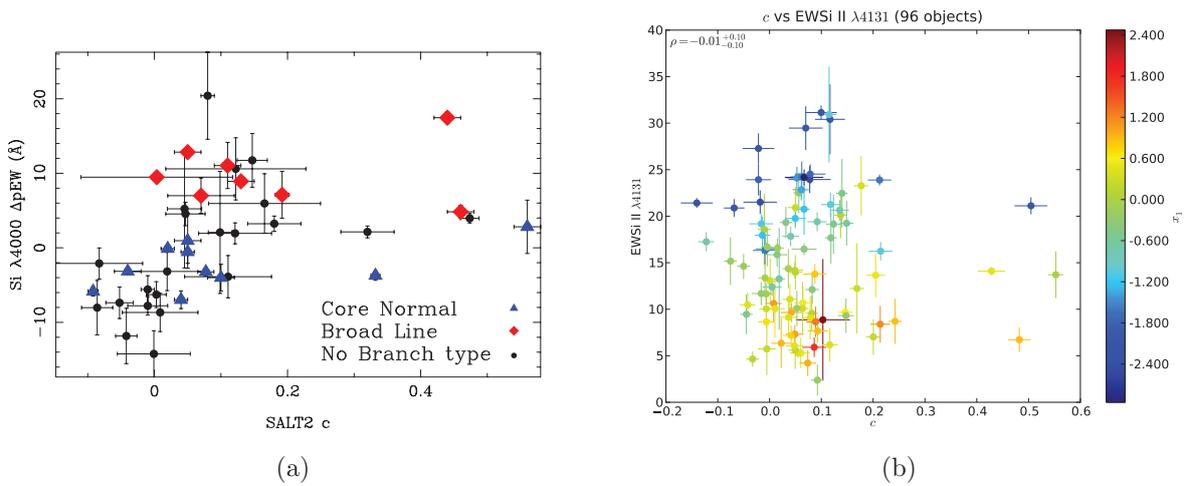


FIG. 10 – (a) Corrélation entre EWSi II  $\lambda 4131$  et la couleur SALT2. Une faible corrélation est observée dans ces données (Nordin et al., 2011). (b) Corrélation entre EWSi II  $\lambda 4131$  et la couleur SALT2 pour les 96 SNe Ia de notre échantillon. Aucune corrélation n'est observée entre ces deux variables. Le code couleur représente la variation de EWSi II  $\lambda 4131$  en fonction de  $x_1$ .

Les largeurs équivalentes étant par définition insensibles au rougissement (chapitre 7), leurs corrélations à  $x_1$  nous renseignent sur le fait que certaines d’entre elles seraient de bons candidats pour le remplacement de  $x_1$  lors de la standardisation des SNe Ia. Nous pensons particulièrement à la largeur équivalente du Si II  $\lambda 4131$ , dont la corrélation est proche de  $-0,8$  avec  $x_1$  et nulle avec  $c$ .

Certaines de ces largeurs équivalentes restent légèrement corrélées aux résidus corrigés de  $x_1$  et  $c$ . C’est par exemple le cas des raies Ca II H&K, Mg II, Si II  $\lambda 6355$  et Ca II IR. Les deux premières raies étant les moins corrélées à  $x_1$ , elles pourraient faire office de marqueurs d’une variabilité intrinsèque résiduelle non prise en compte par ce paramètre. Cela pourrait aussi être le cas de EWSi II  $\lambda 6355$ , qui malgré sa forte corrélation à  $x_1$ , semble comporter une information intrinsèque supplémentaire de la variabilité, comme nous le montre sa corrélation non négligeable aux résidus corrigés  $\Delta\mu_B^c$ .

La corrélation des largeurs équivalentes aux résidus du diagramme de Hubble associée à leur propriété d’indépendance au rougissement leur confère un caractère très intéressant en ce qui concerne la correction de la partie intrinsèque de la variabilité des SNe Ia. Ces propriétés seront utilisées dans la partie IV pour dériver de façon empirique une loi d’extinction au maximum de luminosité.

**Remarque :** Les corrélations des largeurs équivalentes EWCa II H&K et EWSi II  $\lambda 4131$  avec  $x_1$  et  $c$  publiées dans Chotard et al. (2011) ont très légèrement changé. La plus grande différence observée est le passage d’une corrélation de  $0,35 \pm 0,10$  à  $0,21 \pm 0,10$  entre EWCa II H&K et  $c$  : L’échantillon actuel (96 supernovæ) ne possède que 66 SNe Ia en commun avec celui publié, et quelques-unes ( $\sim 5$ ) des couleurs de ces 66 objets sont à plus de  $3\sigma$  de la moyenne des distributions des pulls :

$$P = \frac{|c^p - c^a|}{\sqrt{\sigma_{c^p}^2 + \sigma_{c^a}^2}} \quad (9.1)$$

où les indices  $p$  et  $a$  font respectivement référence aux couleurs publiées et actuelles.

### 9.1.3 Vitesses de raies

Dans la figure 9.11 sont représentées les corrélations des vitesses des raies Si II  $\lambda 4131$ , Si II  $\lambda 5972$ , Si II  $\lambda 6355$  ainsi que celles de S II W. Aucune de ces vitesses de raies n’est fortement corrélée aux paramètres de la courbe de lumière  $c$  et  $x_1$  ou aux résidus corrigés ou non. Les vitesses de raies étant peu sensibles au rougissement par les poussières des galaxies hôtes (voir chapitre 7), nous ne nous attendons pas à ce que leurs corrélations à la couleur soient importantes, sauf dans le cas où cette dernière comporterait une composante intrinsèque de la variabilité des SNe Ia aussi présente dans les vitesses. Néanmoins, quelques faibles corrélations sont observées. C’est par exemple le cas des vitesses des raies Si II  $\lambda 4131$  et S II W (L) avec la couleur, ou de celles des raies S II W (R) et Si II  $\lambda 5972$  avec  $x_1$ . Notons aussi la totale décorrélacion de la vitesse de la raie Si II  $\lambda 6355$  avec  $x_1$  et sa très légère corrélation avec  $\Delta\mu_B$ . Une variable intrinsèque non corrélée à  $x_1$  mais aux résidus pourrait potentiellement être un nouvel indicateur de la variabilité intrinsèque des SNe Ia non révélée pas le stretch.

## 9.1. CORRÉLATIONS AVEC LES PARAMÈTRES DE LA COURBE DE LUMIÈRE

Malgré tout, peu d'auteurs ont pu noter des corrélations significatives entre cette vitesse de raie et les paramètres de la courbe de lumière (Blondin et al., 2010, figure 9.12). Comme nous l'avons vu dans le chapitre introductif de cette partie, cette vitesse est généralement utilisée pour séparer les échantillons en sous-groupes (Hachinger et al., 2006). Nous en reparlerons dans la section suivante.

### 9.1.4 Évolutions des corrélations

Toutes ces comparaisons ont été effectuées avec les paramètres de la courbe de lumière mesurés à partir du système de filtre BVR SNf, ainsi que sur les magnitudes en bande B uniquement. Nous allons ici répertorier les différentes corrélations des indicateurs spectraux avec les résidus dans les bandes U et V, ainsi qu'avec  $x_1$ ,  $c$ ,  $\Delta\mu_B$  et  $\Delta\mu_B^c$  obtenus à partir des ajustements sur les autres systèmes de filtres présentés dans le chapitre 4. Nous discuterons ces corrélations uniquement si celles-ci diffèrent significativement de celles montrées précédemment.

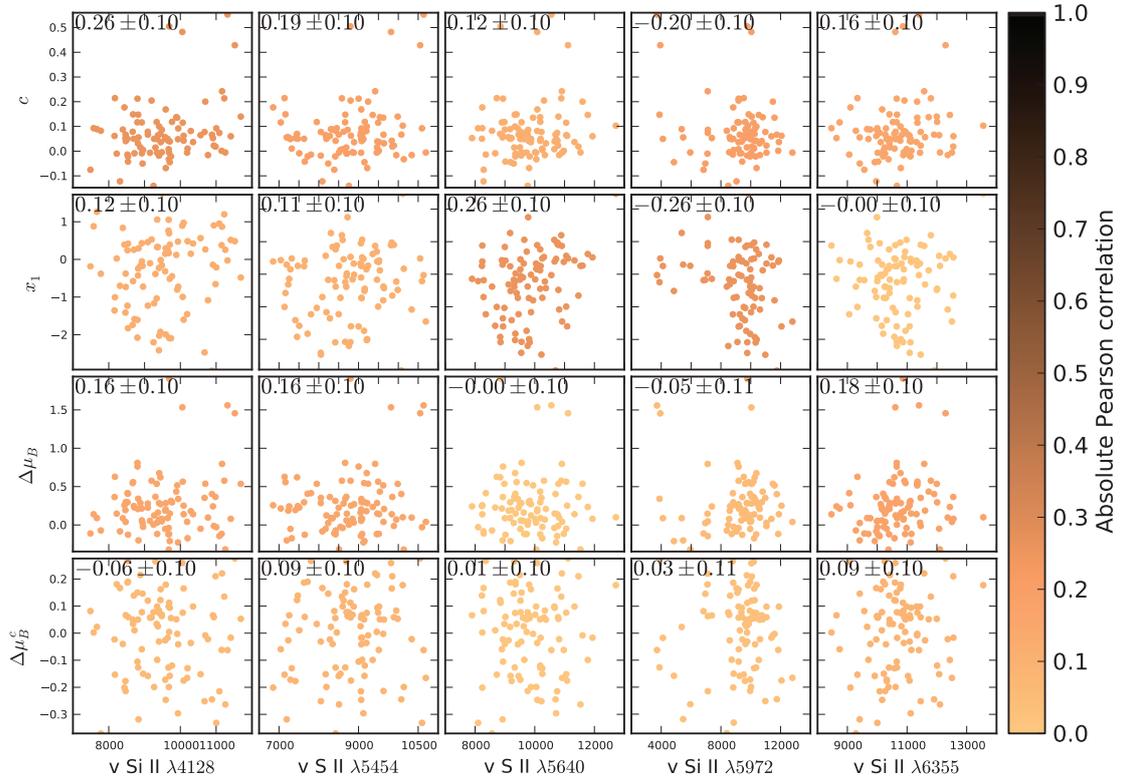


FIG. 9.11 – Corrélation des vitesses de raies Si II  $\lambda 4131$ , Si II  $\lambda 5972$ , Si II  $\lambda 6355$  et S II W avec les paramètres de la courbe de lumière  $x_1$  et  $c$ , ainsi qu'avec les résidus au diagramme de Hubble non corrigés et corrigés de  $(x_1, c)$  (de haut en bas).

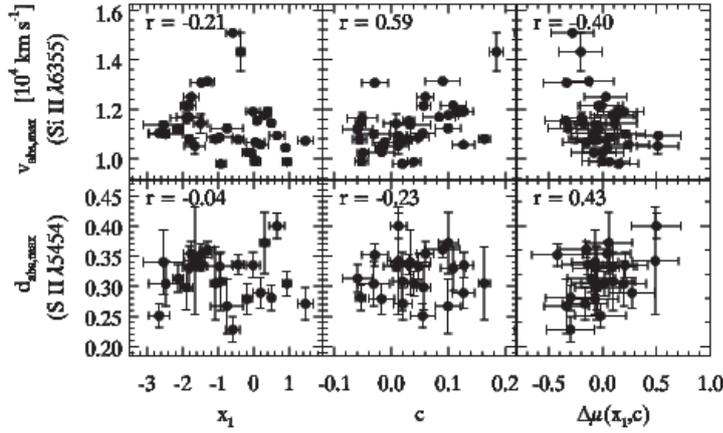


FIG. 9.12 –  $v$  Si II  $\lambda 6355$  en fonction de  $x_1$ ,  $c$  et des résidus corrigés. La corrélation de la vitesse avec  $c$  est totalement nulle si l'on retire le point du coin supérieur droit de la figure (Blondin et al., 2010).

#### 9.1.4.1 Comparaisons aux résidus en U et V

Les magnitudes U, B et V ainsi que les paramètres  $x_1$  et  $c$  sont obtenus à partir des ajustements des courbes de lumière par le modèle SALT2 qui va corrélérer tous ces paramètres entre eux. En effet, la magnitude dans une bande  $f$  est estimée par :

$$m_f^{max} = -2,5 \log_{10} \int_f F_{SN}(0, \lambda) \lambda d\lambda \quad (9.2)$$

où  $F_{SN}$  est défini par l'équation 2.1 (§ 2.3.1.1), et dépendra ainsi directement des paramètres  $x_0$ ,  $x_1$  et  $c$  déterminés pour chaque supernova. Les magnitudes apparentes dans les différentes bandes correspondront donc à différentes combinaisons linéaires des paramètres  $x_0$ ,  $x_1$ ,  $c$  et du patron spectral utilisé dans SALT2. La normalisation  $x_0$  étant reliée de façon logarithmique au décalage vers le rouge, les différences entre filtres ne seront principalement dues qu'aux paramètres  $x_1$  et  $c$ , et disparaîtront après correction des variabilités liées à ces deux variables lors de la construction du diagramme de Hubble. Les résidus corrigés  $\Delta_\mu^c$  seront donc très proches les uns des autres (pour une supernova donnée) quel que soit le filtre considéré<sup>2</sup>.

Les pentes entre les résidus au diagramme de Hubble non corrigés  $\Delta\mu$ , pour les filtres U et V, et ceux de la bande B sont respectivement supérieure ( $\sim 1,25$ ) et inférieure ( $\sim 0,75$ ) à l'unité. Les différences de leurs corrélations avec les indicateurs spectraux seront donc en première approche directement liées aux valeurs de ces pentes. Les corrélations des indicateurs spectraux aux résidus dans ces trois filtres sont ainsi très sensiblement les mêmes, avec une légère augmentation pour certaines d'entre elles lorsque l'on passe de U à B, et de B à V. Ces différences disparaissent après correction de  $x_1$  et  $c$ .

#### 9.1.4.2 Comparaisons à UBVR SNf et UBV SNf

La deuxième comparaison est effectuée avec les paramètres de la courbe de lumière ajustés à partir des systèmes de filtres UBVR SNf d'une part, et UBV SNf d'autre part. Comme il a été précisé dans le chapitre 4, une des SNe Ia du lot (SNF20070330-024) est

<sup>2</sup>Ceci est vrai car les incertitudes sur les magnitudes sont identiques quelle que soit la bande considérée dans cette version de SALT2.

très sensible aux changements de systèmes de filtres (voir § 4.2.1). L’ajustement de cette supernova étant mauvais pour les systèmes de filtres UBVR SNf et UBVR SNf, celle-ci ne sera pas prise en compte dans ces comparaisons.

La différence principale observée pour les deux systèmes de filtres se fait avec les raies du calcium (Ca II H&K et Ca II IR) et celle du silicium Si II  $\lambda 6355$ , pour les rapports de flux comme pour les largeurs équivalentes, dont les corrélations avec la couleur  $c$  augmentent (voir table 14.2 pour UBVR SNf<sup>3</sup>). Dans les deux cas, aucune variation des corrélations n’est cependant observable avec  $x_1$ , ni avec les résidus au diagramme de Hubble. Les largeurs équivalentes n’ayant pas changé d’un système de filtres à l’autre, et ces indicateurs spectraux étant par nature indifférents au rougissement, ce changement de corrélations nous indique que la couleur mesurée par le modèle SALT2 mélange couleur intrinsèque et couleur extrinsèque, et que les parts relatives sont plus ou moins importantes selon le système de filtres utilisé lors des ajustements. Cela pourrait provenir de la forme de la loi de couleur utilisée par le modèle, qui intégrerait une composante intrinsèque de couleur lors de l’utilisation de filtres présents dans l’UV. On comprendrait alors que le RMS des résidus au diagramme de Hubble diminue légèrement lorsque le filtre USNf est ajouté lors de la détermination des paramètres de la courbe de lumière, comme nous avons pu le voir dans la section 4.3.3.3 (table 4.3). Ce mélange pourrait avoir une influence sur la standardisation empirique des SNe Ia, en particulier si l’effet du rougissement et des variabilités intrinsèques n’évolue pas de la même façon avec le décalage vers le rouge, via l’influence du paramètre  $\beta$ .

Ajoutons que nous n’observons toujours pas de corrélation entre  $c$  et EWSi II  $\lambda 4131$ . Cette corrélation éventuelle (Nordin et al., 2011) ne semble donc pas être dépendante du système de filtres utilisé. Finalement, il est à noter qu’aucun changement n’est observé pour les vitesses de raies, quelles que soient les comparaisons effectuées.

## Conclusion

Les corrélations des indicateurs spectraux aux paramètres de la courbe de lumière sont une première indication de leur pouvoir potentiel de standardisation. D’après cette analyse et celle présentée au chapitre 7, ces corrélations vont aussi pouvoir nous renseigner sur le type de variabilité contenu dans les paramètres de la courbe de lumière, ainsi que sur les

<sup>3</sup> Remarque : dans Chotard et al. (2011), la corrélation de EWCa II H&K avec  $c$  était de l’ordre de 0,5 avec l’ajout du filtre USNf.

Indicateur	BVR SNf	UBVR SNf
$\mathcal{R}_{Ca}$	$0.34 \pm 0.09$	$0.42 \pm 0.09$
$\mathcal{R}_{CaS}$	$0.31 \pm 0.10$	$0.44 \pm 0.09$
$\mathcal{R}_{Si\ II\ \lambda 6355}$	$0.27 \pm 0.10$	$0.34 \pm 0.10$
$\mathcal{R}_{Ca\ II\ IR}$	$0.23 \pm 0.10$	$0.37 \pm 0.09$
EWCa II H&K	$0.20 \pm 0.10$	$0.38 \pm 0.09$
EWSi II $\lambda 6355$	$0.07 \pm 0.10$	$0.19 \pm 0.10$
EWCa II IR	$0.08 \pm 0.10$	$0.25 \pm 0.10$

TAB. 9.1 – Variation des corrélations de différents indicateurs spectraux avec  $c$  en fonction du système de filtres utilisé lors des ajustements des courbes de lumière. Les deux systèmes présentés ici utilisent d’une part les filtres BVR SNf (utilisés tout au long de ce manuscrit) et d’autre part UBVR SNf. Les zones les plus sensibles semblent être celles du calcium Ca II H&K et Ca II IR ainsi que celle du silicium Si II  $\lambda 6355$ .

indicateurs qui pourront nous servir à séparer ces variabilités. En particulier, nous avons pu voir que la largeur équivalente EWSi II  $\lambda 4131$ , au travers de sa forte corrélation à  $x_1$  et de son indépendance au rougissement, pourra nous servir de premier marqueur de tout ou partie de la variabilité intrinsèque des SNe Ia. L'intérêt d'utiliser une telle mesure est de s'affranchir d'une modélisation complète de la courbe de lumière et de ses variabilités comme le fait par exemple SALT2 ou les autres programmes d'ajustement.

Nous avons aussi vu (table 14.2) que certaines zones spectrales semblent être corrélées à la couleur  $c$ , comme les zones du calcium Ca II H&K et Ca II IR, et celle correspondant à la raie Si II  $\lambda 6355$ . Nous avons surtout mis en évidence un lot d'indicateurs spectraux intrinsèques (largeurs équivalentes et vitesses de raies) qui semblent être de bons candidats à la fonction d'indicateurs complémentaires susceptibles de contribuer au contrôle de la variabilité intrinsèque des SNe Ia.

Nous allons maintenant procéder à une brève étude des relations entre les indicateurs spectraux, ce qui nous permettra de dégager certaines zones spectrales qui évoluent de concert, ainsi que de confirmer la qualité des indicateurs cités précédemment pour les SNe Ia au maximum de luminosité.

## 9.2 Corrélations des zones spectrales entre elles

Dans la section précédente, nous avons vu que certains indicateurs spectraux représentant des zones spectrales particulières étaient reliés aux paramètres de la courbe de lumière  $x_1$  et  $c$ , ainsi qu'aux résidus du diagramme de Hubble. Le but étant de définir un lot d'indicateurs indépendants nous permettant de corriger les variabilités intrinsèques des SNe Ia, nous allons nous concentrer sur les relations des indicateurs les moins sensibles au rougissement, c'est-à-dire les largeurs équivalentes et les vitesses de raies. Nous nous restreindrons ici à l'étude de corrélations simples sur des raies bien définies dans un premier temps, une étude plus générale des corrélations de type PCA (*Principal Component Analysis*) étant l'étape ultérieure.

Dans la figure 9.13 sont présentées les corrélations des largeurs équivalentes de chacune des neuf raies entre elles. Cette figure nous donne une première idée des zones spectrales dont l'évolution intrinsèque se fait de façon corrélée. Nous pouvons par exemple remarquer que les trois raies du silicium sont remarquablement reliées les unes aux autres, et devraient essentiellement contenir le même type d'informations sur les variabilités des SNe Ia. La raie Si II  $\lambda 6355$  est aussi très corrélée à celle du calcium située dans la partie IR, et semble aussi légèrement liée à celles du fer (Fe  $\lambda 4800$ ) et du soufre (S II W).

Remarquons finalement que la raie qui se trouve être la plus décorrélée de celle du silicium Si II  $\lambda 4131$  est celle du calcium Ca II H&K, pourtant très proche de cette première dans le spectre. Ce comportement est intéressant puisqu'il vient confirmer la conclusion de la section précédente : ces deux indicateurs semblent bien être corrélés à différentes parties de la variabilité intrinsèque des SNe Ia, puisqu'ils semblent porter en eux différents types d'informations, partagées entre les autres raies présentes dans le spectre. Nous nous concentrerons sur ces deux raies par la suite, et allons décrire leurs corrélations avec les autres indicateurs avec davantage de détails.

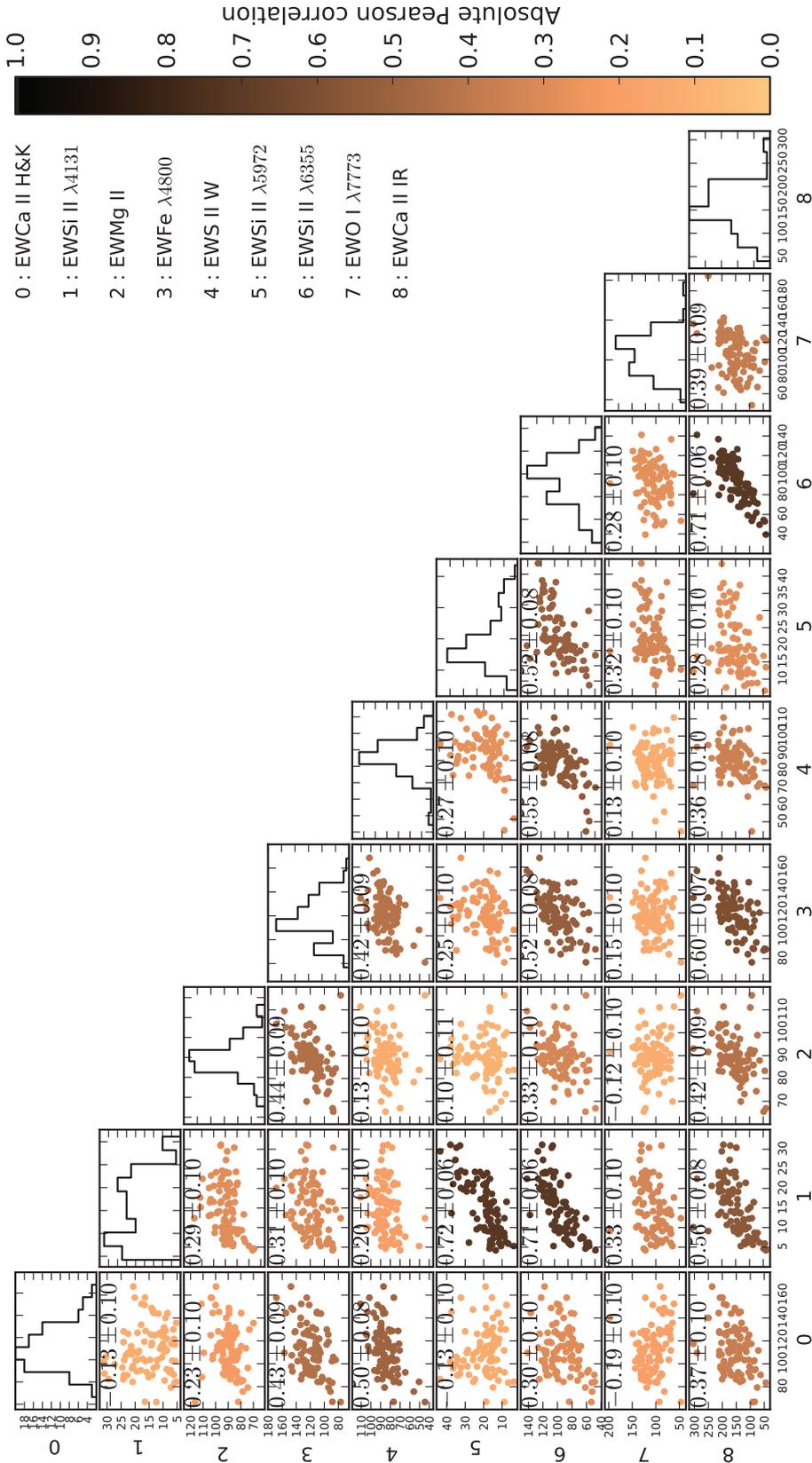


FIG. 9.13 – Relations entre les neuf largeurs équivalentes mesurées sur les spectres de SNe Ia au maximum de luminosité entre elles. Le code couleur représente la valeur absolue de la corrélation de Pearson, dont la valeur réelle est affichée dans le coin supérieur gauche de chaque sous-figure. Les distributions de chacun de ces indicateurs spectraux sont aussi représentées sur la diagonale.

## 9.2.1 Zone du silicium, premier marqueur de la variabilité intrinsèque

### 9.2.1.1 Largeurs équivalentes

Dans la figure 9.14 sont représentées les corrélations des largeurs équivalentes des trois raies du silicium, Si II  $\lambda 4131$ , Si II  $\lambda 5972$  et Si II  $\lambda 6355$ , que nous pouvons aussi observer de façon spectrale dans la figure 9.15. Ces trois indicateurs sont fortement corrélés entre eux, et en particulier la raie Si II  $\lambda 4131$  aux deux autres. En première approche, le rapport signal sur bruit de EWSi II  $\lambda 5972$  étant beaucoup moins bon que celui de EWSi II  $\lambda 4131$  (respectivement de l'ordre de 6 et 11 en moyenne), et la raie Si II  $\lambda 6355$  étant saturée (voir figure 9.5), nous n'utiliserons que EWSi II  $\lambda 4131$  en tant que premier indicateur intrinsèque de luminosité. D'après l'analyse de la section précédente, EWSi II  $\lambda 4131$  est effectivement la largeur équivalente la plus adéquate pour les corrections de variabilité

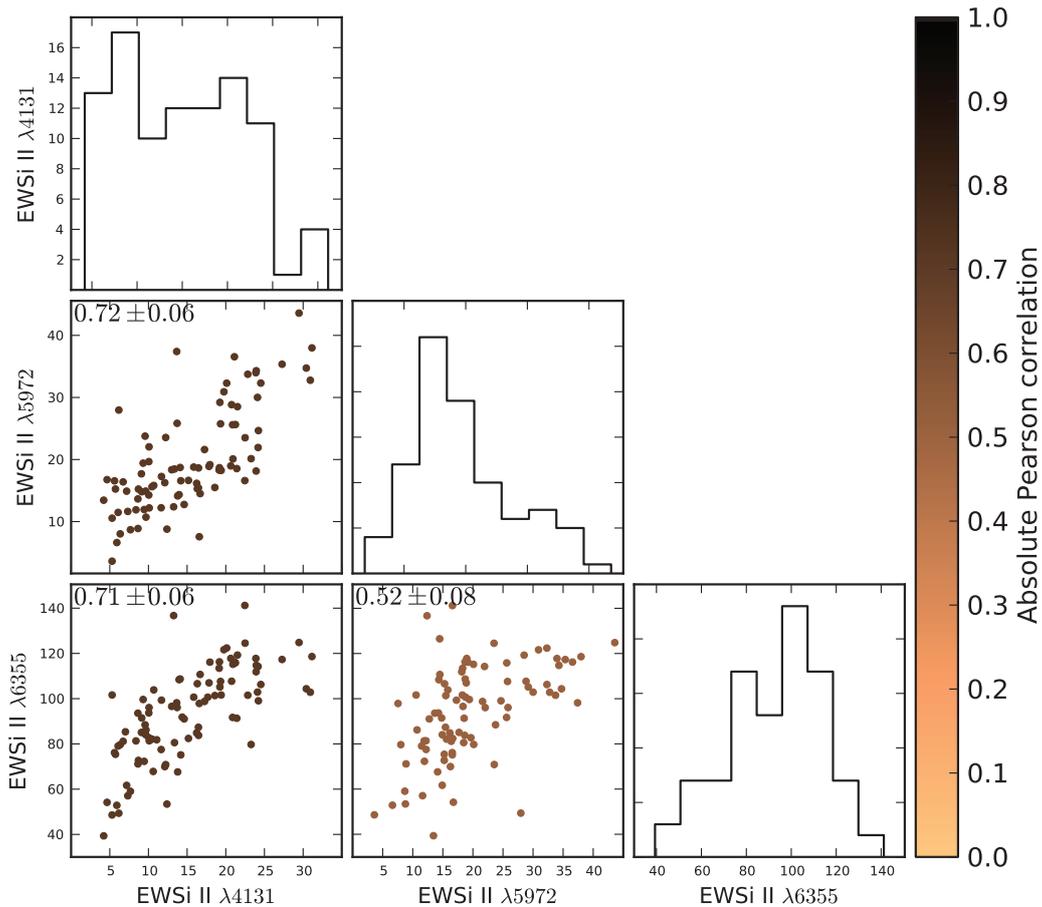


FIG. 9.14 – Relations entre les largeurs équivalentes des zones du silicium mesurées sur les spectres de SNe Ia au maximum de luminosité. Le code couleur représente la valeur absolue de la corrélation de Pearson. Les distributions de chacun de ces indicateurs spectraux sont aussi représentées sur la diagonale.

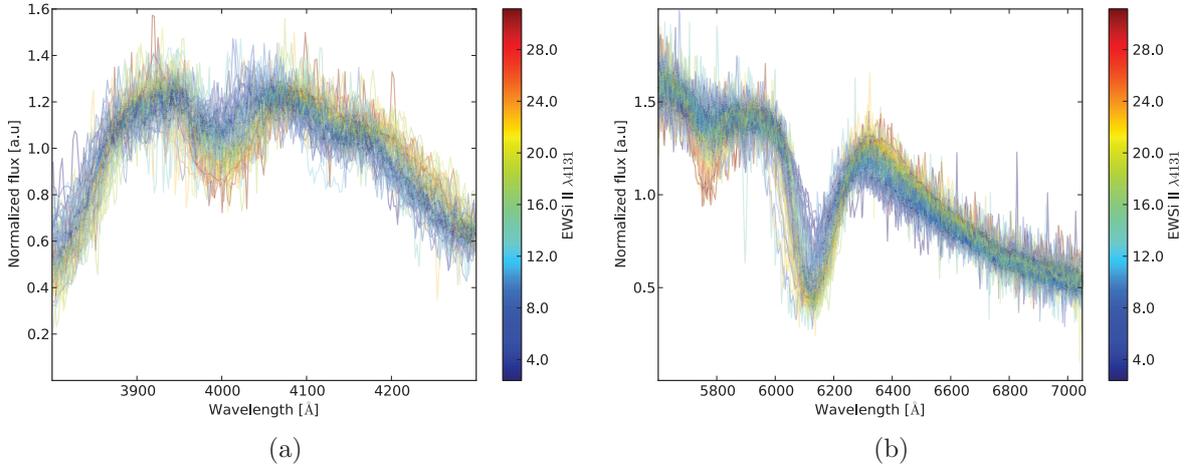


FIG. 9.15 – Zones spectrales des raies (a) Si II  $\lambda 4131$  et (b) Si II  $\lambda 6355$ . Le code couleur est fonction de EWSi II  $\lambda 4131$ . Ces figures représentent les spectres au maximum de luminosité (normalisés par la moyenne sur chaque zone). EWSi II  $\lambda 4131$  est corrélée aux formes de ces deux zones spectrales, et en particulier à la partie droite des profils P-Cygn.

intrinsèque, et une grande partie des variabilités suivies par les deux autres raies du silicium sera corrigée par cette dernière.

Néanmoins, la non-linéarité observée sur EWSi II  $\lambda 6355$  aurait pu être intéressante à prendre en compte dans la modélisation, et c'est pourquoi une paramétrisation quadratique à trois dimensions de ces trois largeurs équivalentes avait été établie au début de l'analyse. Le paramètre  $t$ , représentant l'abscisse curviligne dans l'espace à trois dimensions formé par ces largeurs équivalentes, et déterminé pour chaque supernova lors de cette étude, s'est cependant avéré totalement corrélé à EWSi II  $\lambda 4131$ , et d'un rapport signal sur bruit comparable à celui de EWSi II  $\lambda 5972$ . Cela nous a suggéré que la modélisation sous cette forme était imparfaite, et qu'une analyse plus approfondie aurait été nécessaire. Nous représentons toutefois cette paramétrisation et les relations de  $t$  aux trois largeurs équivalentes sur les figures 9.16 et 9.17.

Finalement, notons que la largeur équivalente de la raie Si II  $\lambda 4131$  est aussi légèrement corrélée à EWO I  $\lambda 7773$  et EWCa II IR, et plus faiblement à EWMg II et EWFe  $\lambda 4800$ . L'information intrinsèque portée par toutes ces raies sera donc en partie prise en compte lors de l'utilisation de EWSi II  $\lambda 4131$  dans les corrections des résidus au diagramme de Hubble.

### 9.2.1.2 Vitesses et largeurs équivalentes

Comme nous l'avons présenté dans l'introduction de cette partie, une étude de la largeur équivalente et de la vitesse de la raie Si II  $\lambda 6355$  a permis à Wang et al. (2009) de dégager deux sous-ensembles de SNe Ia : les SNe Ia normales et  $HV$  (voir § 8.2). Cette classification est représentée dans la figure 9.18(a) dans l'espace  $(EW, v)$ , à côté de laquelle est aussi montrée cette même corrélation pour notre échantillon (figure 9.18(b)). Nous n'observons pas de vitesses  $> 13\,000 \text{ km s}^{-1}$ , et peu de nos objets ont des largeurs équivalentes  $< 50 \text{ \AA}$ .

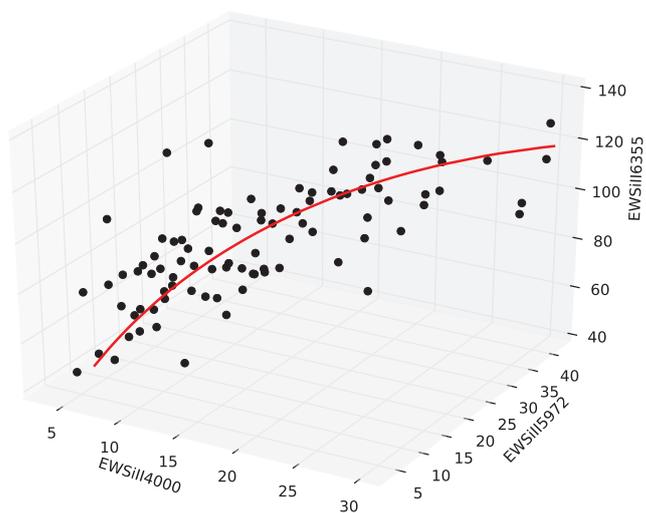


FIG. 9.16 – Représentation à trois dimensions de la dépendance des trois largeurs équivalentes du silicium EWSi II  $\lambda$ 4131, EWSi II  $\lambda$ 5972 et EWSi II  $\lambda$ 6355. La courbe rouge représente la paramétrisation quadratique dépendante du paramètre  $t$  introduit dans le texte.

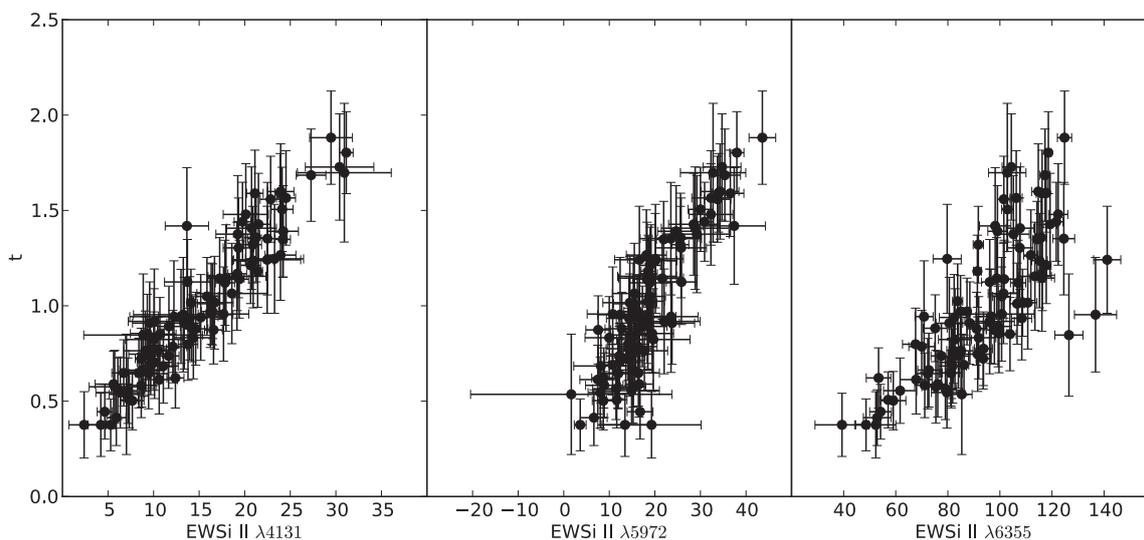


FIG. 9.17 – Paramètre  $t$  en fonction des trois largeurs équivalentes EWSi II  $\lambda$ 4131, EWSi II  $\lambda$ 5972 et EWSi II  $\lambda$ 6355.

Pour cette raison, et il est délicat d'en tirer une conclusion à propos de sous-ensembles éventuels dans notre échantillon. De même, nos données ont été comparées à celles de Branch et al. (2009), déjà évoqué en introduction et présentées dans la figure 8.3. Cette figure est très similaire à ce que l'on peut observer dans nos données, avec un étalement cependant beaucoup moins important des quatre sous-ensembles dans notre échantillon (figure 9.19).

## 9.2.2 Calcium, deuxième marqueur de la variabilité intrinsèque

### 9.2.2.1 Variabilité dans l'UV

La partie UV du spectre des SNe Ia est une zone dont la variabilité est régulièrement examinée dans la littérature. Étudiée tout d'abord par Nugent et al. (1995) avec le rapport  $\mathcal{R}_{Ca}$ , cette variabilité a aussi été mise en évidence dans Ellis et al. (2008), qui ne l'a cependant pas clairement reliée à la variabilité de la largeur équivalente du calcium EWCa II H&K. Elle serait aussi la source de certaines différences entre les modèles SALT2 et MLCS2K2 (Kessler et al., 2009), certainement en partie liées aux différences des lois d'extinction utilisées dans les deux modèles (figure 11.1), la partie principale du désaccord entre ces deux lois (CCM et SALT2) se trouve effectivement dans l'UV. Notons aussi que cette région du spectre est celle dans laquelle sont attendus les effets de variation de la métallicité des SNe Ia (Sauer et al., 2008).

La largeur équivalente de la raie Ca II H&K va constituer un indicateur de la variabilité de cette zone spectrale, comme nous pouvons le voir dans la figure 9.20(a). Les corrélations

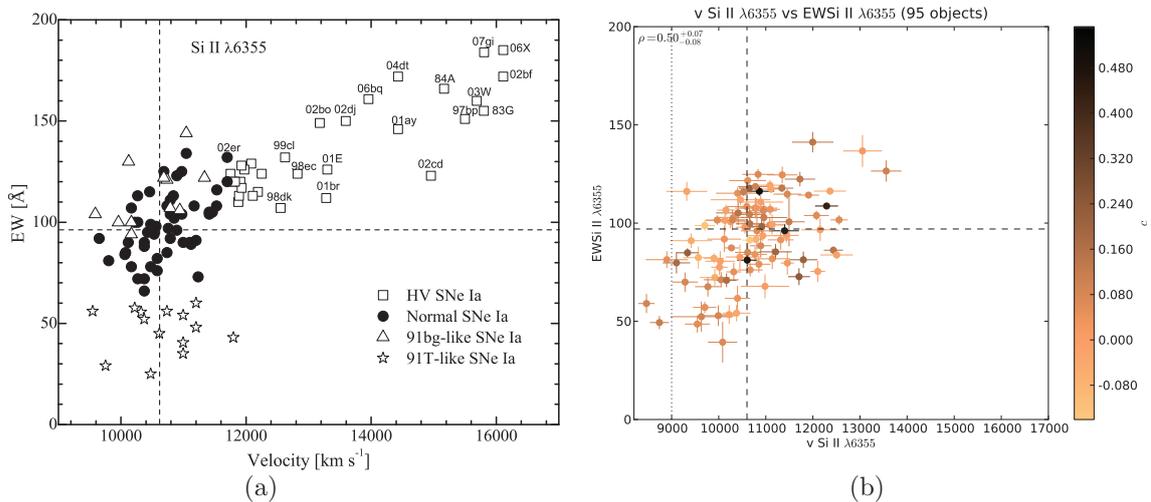


FIG. 9.18 – Corrélation de la largeur équivalente EWSi II  $\lambda 6355$  avec la vitesse de raie correspondante,  $v$  Si II  $\lambda 6355$  pour (a) Wang et al. (2009) et (b) notre échantillon. Remarquons que deux des SNe Ia HV de la figure de gauche (04dt et 06X) ont aussi été observées par SNfactory. Elles ne sont pas représentées dans la figure de droite puisque les ajustements de leurs courbes de lumière n'ont pas passé les critères de qualité lors de la sélection de l'échantillon (voir § 4.1.3.1.)

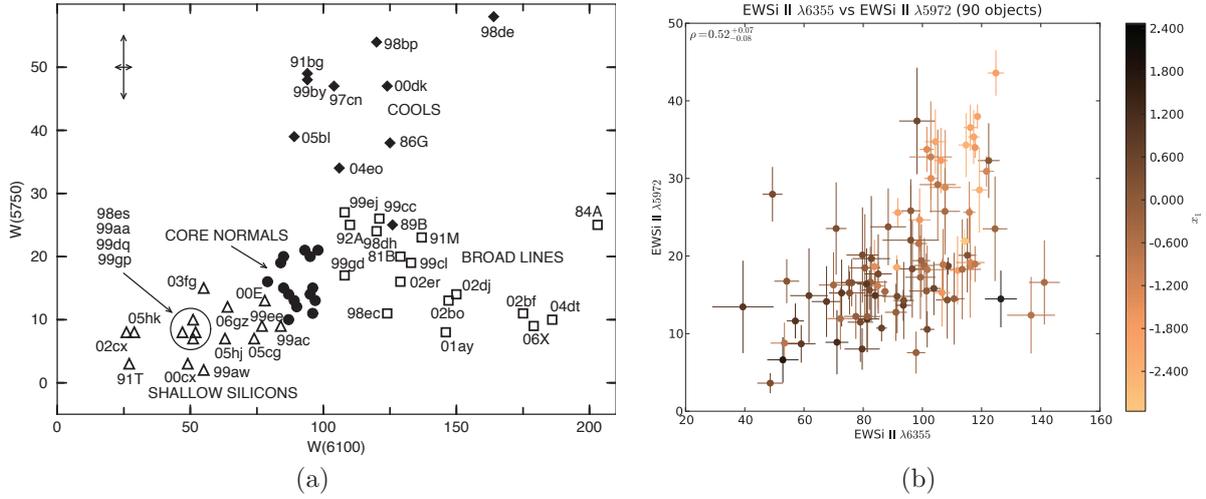


FIG. 9.19 – (a) Classification des SNe Ia en quatre groupes, représentés dans le plan EWSi II  $\lambda 5972 \equiv W(5750)$ , EWSi II  $\lambda 6355 \equiv W(6100)$  (Branch et al., 2009). (b) Même figure pour notre échantillon.

de cette largeur équivalente avec les différents indicateurs spectraux liés au même élément sont présentées dans la figure 9.21. Nous pouvons y voir que les corrélations des rapports de flux du calcium,  $\mathcal{R}_{Ca II H\&K}$  et  $\mathcal{R}_{Ca II IR}$  avec EWCa II H&K sont moins importantes qu’avec la largeur équivalente du silicium EWSi II  $\lambda 4131$ . La variabilité reflétée par cette largeur équivalente du calcium n’est donc qu’en partie liée à celle de la zone IR du spectre.

Dans la figure 9.22 sont représentées les évolutions de EWCa II H&K avec les indicateurs intrinsèques de la raie Si II  $\lambda 6355$ , aussi représentés spectralement dans la figure 9.20(b).

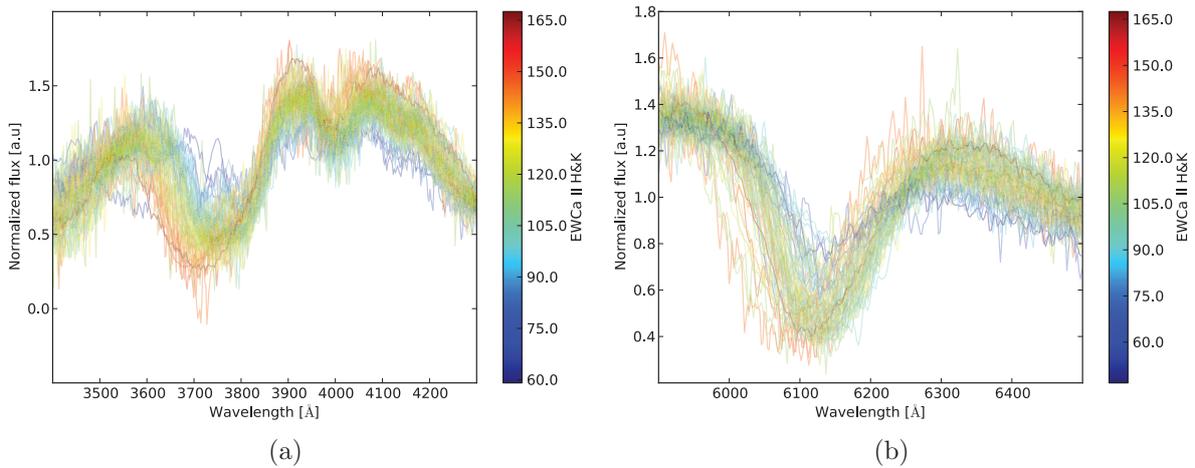


FIG. 9.20 – Relations entre EWCa II H&K et (a) les zones du calcium Ca II H&K et (b) du silicium Si II  $\lambda 6355$ . Ces figures représentent les spectres au maximum de luminosité (normalisés par la moyenne sur chaque zone). EWCa II H&K est corrélé à la profondeur et aux vitesses de ces deux raies.

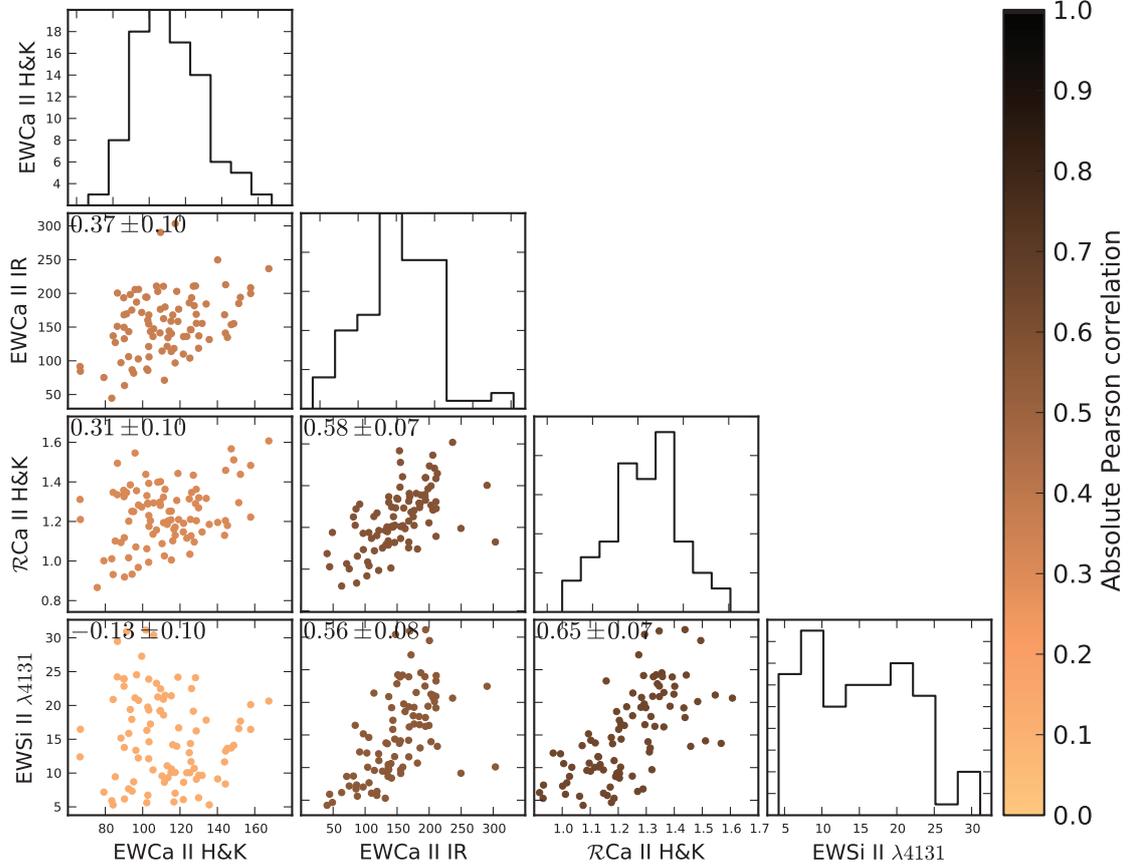


FIG. 9.21 – Relations entre les indicateurs spectraux des zones du calcium mesurés sur les spectres de SNe Ia au maximum de luminosité. Le code couleur représente la valeur absolue de la corrélation de Pearson. Les distributions de chacun de ces indicateurs spectraux sont aussi représentées sur la diagonale.

Nous pouvons voir que cette zone spectrale est en partie liée à celle du calcium Ca II H&K. La différence dans les valeurs de  $R_V$  déterminées pour les deux sous-échantillons de l'analyse de Wang et al. (2009) pourrait potentiellement s'expliquer par cette non prise en compte de la variabilité contenue dans EWCa II H&K. En effet, si une partie de la variabilité intrinsèque non prise en compte par EWSi II  $\lambda 4131$  (ou  $x_1$ ) n'est pas corrigée, cela pourrait se répercuter sur ce type de mesures.

Une autre corrélation notable est celle montrée sur la figure 9.23(a), qui montre l'évolution non linéaire de EWCa II H&K avec le rapport de flux (intégré sur une large bande autour des pics)  $\mathcal{R}_{CaS}$ . Dans la figure 9.20(a), nous représentons la zone spectrale correspondant à la région du calcium, où l'on peut effectivement voir la grande variabilité du flux (ici normalisée par la moyenne), et en particulier au niveau du pic le plus bleu de la raie Ca II H&K, qui semble en moyenne migrer vers le bleu lorsque la raie se creuse.  $\mathcal{R}_{CaS}$

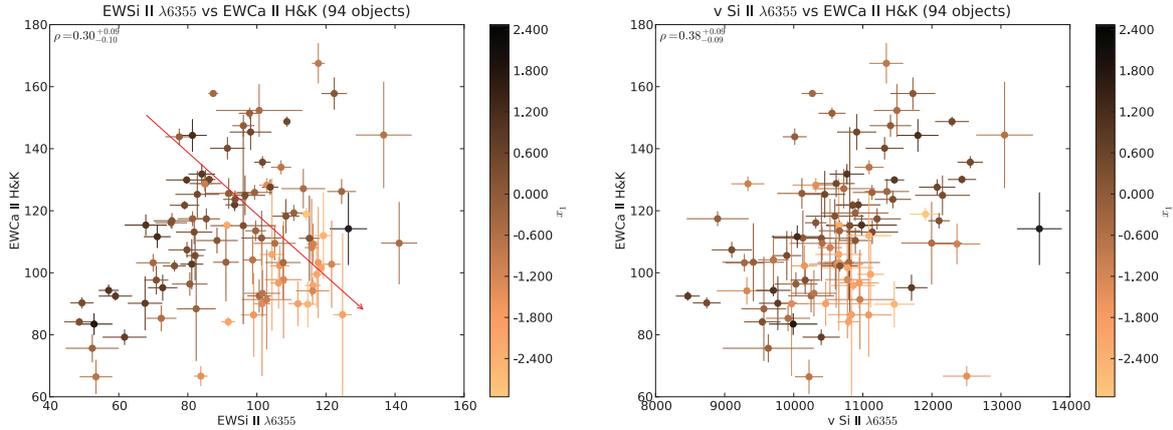


FIG. 9.22 – Relations entre EWCa II H&K et les indicateurs intrinsèques de la raie Si II  $\lambda 6355$ . Le code couleur est une fonction de  $x_1$ . Notons le gradient de couleur sur la figure de gauche (flèche rouge), qui nous indique une diminution de  $x_1$ . Le rapport signal sur bruit de EWCa II H&K diminue aussi selon cet axe. Cet effet est probablement dû à la diminution de la luminosité des supernovæ, aussi corrélée à  $x_1$ .

étant le ratio des intégrales des zones représentées en bleu et rouge dans la figure 9.23(b), cela explique sa forte corrélation à EWCa II H&K, puisque la zone bleue se trouve au niveau de la partie gauche de la raie dont la variabilité est la plus grande.

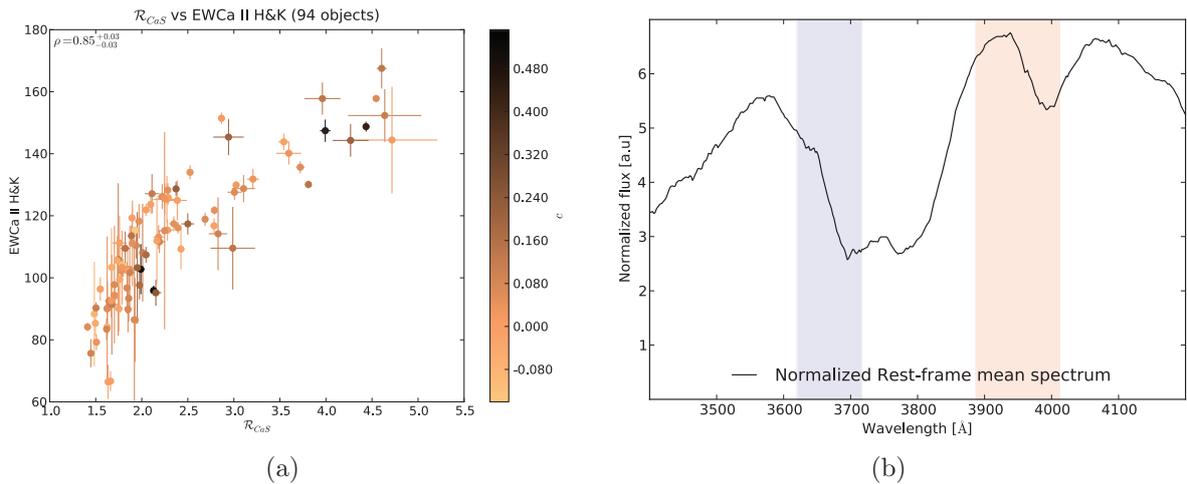


FIG. 9.23 – (a) Relations entre les  $\mathcal{R}_{CaS}$  et EWCa II H&K. (b) Spectres typique de SNe Ia dans l’UV. Les zones correspondant aux bornes d’intégration de  $\mathcal{R}_{CaS}$  sont représentées en bleu et rouge, et tombent respectivement dans la zone de plus grande variabilité de la raie du Ca II H&K, et dans le premier pic de la raie du Si II  $\lambda 4131$ , zone moins corrélée à EWSi II  $\lambda 4131$ . Cela explique sa corrélation à EWCa II H&K et sa légère corrélation à  $x_1$ .

## Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre que les différentes zones constituant les spectres des SNe Ia avaient une variabilité intrinsèque qui évoluait tantôt de façon corrélée dans les régions spectrales considérées, tantôt de façon totalement indépendante, et ce malgré leur proximité dans le spectre. En particulier, nous avons pu déterminer que les largeurs équivalentes des raies Si II  $\lambda 4131$  et Ca II H&K, toutes deux corrélées à la partie intrinsèque de la variabilité des SNe Ia, restent indépendantes l'une de l'autre. Ces deux variables, qui ne semblent pas contenir la même information intrinsèque de la variabilité, décrivent de façon mixte l'évolution des différentes zones spectrales. Elles pourront par la suite nous servir pour corriger de façon générale les variabilités intrinsèques des SNe Ia dans toutes les zones du spectre. Cela nous permettra finalement d'en extraire la partie extrinsèque de la variabilité. Ce sera le centre du travail présenté dans la partie [IV](#).

L'une des autres conclusions à tirer de cette analyse est liée à la standardisation des SNe Ia. En effet, nous avons pu voir que les largeurs équivalentes ainsi que les vitesses de raies, indépendantes du rougissement, étaient peu dépendantes de la variabilité principale des SNe Ia liée à l'extinction. Leur utilité en tant que paramètres de standardisation est ainsi limitée à la partie intrinsèque, et certains d'entre eux seront de bon substituts de  $x_1$ . Ils devront alors être associés à une autre variable extrinsèque qui reste à définir pour aboutir à une standardisation optimale.

Nous avons en outre pu voir que certains rapports de flux étaient corrélés de façon remarquable aux résidus du diagramme de Hubble, de part leurs dépendances mixtes aux deux types de variabilités. Nous allons dans le chapitre suivant étudier brièvement le pouvoir de standardisation de tous ces indicateurs spectraux, que ce soit lors de corrections purement spectroscopiques, ou mettant en jeu une combinaison de paramètres spectroscopiques et photométriques, c'est-à-dire  $x_1$  et  $c$ .



# Chapitre 10

## Standardisation spectroscopique des SNe Ia

La standardisation des SNe Ia se fait généralement à l'aide de paramètres photométriques déduits des courbes de lumière. De façon similaire, un diagramme de Hubble spectroscopique peut être construit en utilisant les indicateurs spectraux comme paramètres de correction empirique. Ces indicateurs peuvent être utilisés seuls ou à plusieurs, ou bien être combinés avec les paramètres photométriques,  $x_1$  et  $c$  dans notre cas.

Dans ce chapitre, nous allons brièvement étudier le pouvoir de standardisation des indicateurs spectraux classiques dans ces trois cas, et concluons quant à leur utilité pour la standardisation des SNe Ia.

### Sommaire

---

<b>10.1 Rappel du formalisme . . . . .</b>	<b>138</b>
<b>10.2 Corrections spectroscopiques . . . . .</b>	<b>138</b>
10.2.1 Indicateurs spectraux seuls . . . . .	138
10.2.2 Combinaison d'indicateurs spectraux . . . . .	140
<b>10.3 Ajout des paramètres photométriques . . . . .</b>	<b>140</b>
10.3.1 Substitution d'un des paramètres photométriques . . . . .	140
10.3.2 Ajout d'un indicateur spectral . . . . .	141

---

## 10.1 Rappel du formalisme

D'après le formalisme présenté dans les sections 2.3.2 et 4.3, nous construirons le diagramme de Hubble à partir de l'équation suivante :

$$\mu_B = m_B^* - M_B + \sum_{j=1}^n \alpha_j \times v_j \quad (10.1)$$

où le dernier terme représente les  $n$  corrections empiriques dépendant des variables  $v_j$  et des paramètres ajustés  $\alpha_j$ . Dans le cas de la correction classique par  $x_1$  et  $c$ , nous avons :  $(v_1, v_2) \equiv (x_1, c)$  et  $(\alpha_1, \alpha_2) \equiv (\alpha, -\beta)$ . Nous appliquerons alternativement des corrections spectroscopiques ou photométriques lors de la minimisation du  $\chi^2$  défini par :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[\mu_{B,i}(\alpha_n, M_B) - \mu(z_i)]^2}{\sigma_{\mu_{B,i}}^2 + \sigma_{int}^2}, \quad (10.2)$$

où  $N$  est le nombre de supernovæ,  $\sigma_{int}$  est la dispersion intrinsèque choisie pour obtenir un  $\chi^2$  réduit de 1, et  $\sigma_{\mu}$  est l'erreur propagée de la matrice de covariance sur les paramètres de correction empirique. Les  $\alpha_{j=1,2,3}$  sont les paramètres de standardisation des (au plus) 3 corrections empiriques. Rappelons que la qualité de l'ajustement sera estimée à partir du RMS des résidus (équation 4.3).

Notons également que les paramètres  $m_B^*$ ,  $x_1$  et  $c$  utilisés dans ce chapitre sont issus des ajustements de nos courbes de lumières par SALT2 avec les filtres BVR SNf seulement. Les comparaisons au cas où le filtre USNf est ajouté ne seront pas faites ici.

## 10.2 Corrections spectroscopiques

### 10.2.1 Indicateurs spectraux seuls

La standardisation des SNe Ia n'utilisant qu'un seul des indicateurs spectraux ( $\alpha_2 = \alpha_3 = 0$ ) présentés dans le chapitre 5, c'est-à-dire définis sur une des neuf zones de la figure 2.4, ne donne aucun résultat compétitif par rapport à celui obtenu avec la combinaison de  $x_1$  et  $c$ . Si l'on prend l'exemple de EWSi II  $\lambda 4131$ , nous obtenons un RMS de  $0,370 \pm 0,026$ , contre  $0,370 \pm 0,027$  pour  $x_1$  lorsque celui-ci est utilisé seul. Cette conclusion est similaire à celle obtenue par Blondin et al. (2010).

Le seul indicateur ayant une corrélation suffisante aux résidus non corrigés  $\Delta\mu_B$  est celui introduit dans Bailey et al. (2009). Nous avons déjà montré sur la figure 9.3 ses corrélations aux différents paramètres de la courbe de lumière et aux résidus corrigés ou non. L'utilisation de cet indicateur lors d'une correction empirique du diagramme de Hubble donne sur notre échantillon un RMS de  $0,161 \pm 0,012$ , comme nous pouvons le voir sur la figure 10.1 et dans la table 10.1, contre 0,155 lorsque  $x_1$  et  $c$  sont utilisés (voir § 4.3.2 et figure 4.10). La dispersion trouvée dans l'analyse initiale avec  $R_{642/443}$  était de  $0,128 \pm 0,012$  pour un échantillon SNfactory de 58 SNe Ia. Cette différence est principalement due à

une supernova à très bas décalage vers le rouge ( $z = 0,007$ ), SN2007le<sup>1</sup>, et le RMS est de  $0,141 \pm 0,01$  si l'on ne prend pas cet objet en compte (contre  $0,153$  pour  $x_1$  et  $c$ ). Cela vient confirmer que cet indicateur, mesuré sur les spectres au maximum de luminosité, reste à lui seul compétitif par rapport aux corrections photométriques. Une étude plus systématique de ce type de rapport de flux à été effectuée dans Blondin et al. (2010), ou plusieurs autres rapports semblent de la même façon réduire la dispersion des résidus. Ce rapport particulier permet également dans leurs données d'obtenir un résultat comparable à celui obtenu avec  $x_1$  et  $c$ .

<sup>1</sup>La raison pour laquelle cette supernova n'est pas corrigée de façon satisfaisante par  $R_{642/443}$  n'est pas connue, mais est probablement liée à la grande incertitude sur son décalage vers le rouge.

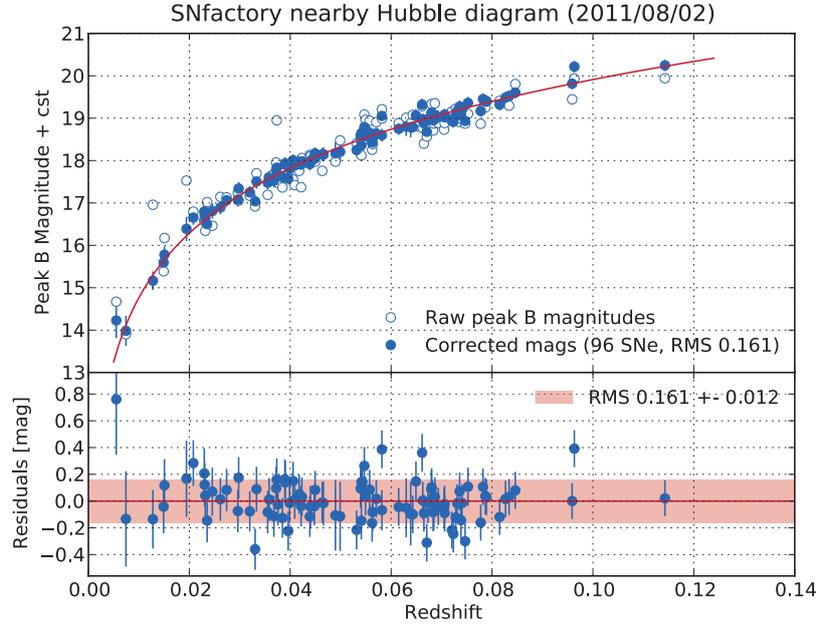


FIG. 10.1 – Diagramme de Hubble proche des 96 supernovæ de l'échantillon. Les points blancs représentent les magnitudes non corrigées, dont la dispersion est de l'ordre de  $0,4$  mag, et les points bleus sont les magnitudes corrigées de  $R_{642/443}$ . Le RMS des résidus après correction est ici égal à  $0,161 \pm 0,012$  mag.

TAB. 10.1 – Paramètres de l'ajustement au diagramme de Hubble pour les 96 SNe Ia de l'échantillon. Nous présentons dans cette table les résultats obtenus pour  $x_1$  et  $c$  combinés, et pour  $R_{642/443}$  seul.

Cas	$\alpha_1$	$\beta$	RMS	$\sigma_{int}$
$x_1$ & $c$	$0,153 \pm 0,018$	$2,926 \pm 0,162$	$0,155 \pm 0,011$	$0,135$
$R_{642/443}$	$2,495 \pm 0,123$	$0$	$0,161 \pm 0,012$	$0,131$

## 10.2.2 Combinaison d'indicateurs spectraux

Les indicateurs spectraux classiques, même utilisés en couple, ne permettent pas d'amélioration significative de la standardisation des SNe Ia. En effet, pour corriger de façon efficace les résidus au diagramme de Hubble, nous nous devons de prendre en compte une composante intrinsèque de la variabilité (au moins), ainsi qu'une composante extrinsèque. Cette dernière étant très liée à la couleur, il nous faudra un rapport de flux dont les longueurs d'onde sont suffisamment éloignées les unes des autres pour être assez sensible au rougissement. Ce rapport serait d'autant plus efficace si l'une de ses raies se trouvait dans la partie bleue du spectre, là où l'extinction est la plus importante. C'est l'une des raisons pour lesquelles  $R_{642/443}$  fonctionne aussi bien. Ce dernier prenant en compte une grande partie de la variabilité marquée par  $x_1$ , sa combinaison à des largeurs équivalentes telles que EWSi II  $\lambda 4131$  n'apportera donc aucune amélioration.

Les rapports de flux que nous mesurons sur les neuf raies ont des largeurs ne dépassant pas quelques centaines d'angströms. Les plus larges sont ceux des raies Fe  $\lambda 4800$ , O I  $\lambda 7773$  et Ca II IR. Malgré leurs largeurs relativement plus élevées, aucune de leurs associations aux largeurs équivalentes ne donne de résultats satisfaisants. Ces conclusions sont similaires à ce qui avait déjà été noté dans [Blondin et al. \(2010\)](#).

## 10.3 Ajout des paramètres photométriques

### 10.3.1 Substitution d'un des paramètres photométriques

La substitution de la couleur  $c$  par l'une des largeurs équivalentes ou des vitesses de raies n'a pas vraiment de sens si l'unique but est la standardisation. En effet, ces paramètres intrinsèques ne corrèlent pour la plupart pas à la couleur, mais sont plus ou moins liés à  $x_1$ . De même, remplacer la couleur par n'importe lequel des rapports de flux n'apporte pas non plus d'amélioration, même avec  $R_{642/443}$  (RMS de  $0.160 + -0.012$ ).

En revanche, la substitution de  $x_1$  par certains des indicateurs intrinsèques ou par  $R_{642/443}$  ( $v_1 \equiv \text{IS}$  et  $\alpha_3 \equiv 0$ ) permet une légère amélioration du RMS des résidus. Les résultats des indicateurs avec lesquels une amélioration est observée sont montrés dans la table 10.2, par ordre croissant du RMS obtenu. On peut voir que seulement trois de ces indicateurs permettent une correction égale (les EWs) ou meilleure ( $R_{642/443}$ ) que  $x_1$  lorsque ceux-ci sont combinés à la couleur. La seule amélioration réellement significative

TAB. 10.2 – Paramètres de l'ajustement au diagramme de Hubble pour les 96 SNe Ia de l'échantillon. Dans cette table,  $x_1$  à été remplacé par les trois indicateurs présentés à tour de rôle. Le paramètre  $\alpha$  se réfère donc à chacun de ces indicateurs.

Cas	$\alpha_1$	$\beta$	RMS	$\sigma_{int}$
$R_{642/443}$	$-1,918 \pm 0,153$	$1,019 \pm 0,190$	$0,135 \pm 0,010$	0,112
EWSi II $\lambda 4131$	$-0,023 \pm 0,002$	$2,750 \pm 0,156$	$0,152 \pm 0,011$	0,127
EWSi II $\lambda 6355$	$-0,007 \pm 0,001$	$2,715 \pm 0,161$	$0,161 \pm 0,012$	0,135

est pour l'utilisation de  $R_{642/443}$ . Ce résultat vient confirmer la position de EWSi II  $\lambda 4131$  comme étant un bon substitut de  $x_1$  dans les corrections empiriques de standardisation. Notons aussi que la substitution de  $x_1$  par EWCa II H&K n'apporte aucune amélioration, avec un RMS final de  $0,214 \pm 0,016$ . Le RMS étant identique avec correction de couleur seule. Ce résultat n'est pas surprenant dans la mesure où EWCa II H&K n'est pas corrélé à  $x_1$ .

Ce résultat est conforme aux observations de Walker et al. (2011) ou de Blondin et al. (2010). Ces derniers ont également trouvé un effet équivalent pour  $\mathfrak{R}_{Si}$ . Malgré la bonne corrélation de  $\mathfrak{R}_{Si}$  à  $x_1$  dans nos données, l'ajustement du diagramme de Hubble ne donne pas de résultats satisfaisants, certainement à cause des incertitudes relativement élevées de cette mesure.

### 10.3.2 Ajout d'un indicateur spectral

L'ajout d'un indicateur supplémentaire  $v_3$  lors de la standardisation permet quant à lui une légère diminution du RMS des résidus<sup>2</sup>, comme nous pouvons le voir dans la table 10.3. Les indicateurs que nous présentons sont ceux pour lesquels une diminution du RMS est observée. Notons que tous ces indicateurs sont soit des largeurs équivalentes, soit des vitesses de raies, à l'exception du rapport  $R_{642/443}$ , pour lequel nous obtenons les meilleurs résultats. Ces indicateurs contiennent tous une information liée à la variabilité intrinsèque des SNe Ia.<sup>3</sup>

Quelques-uns de ces résultats ont aussi été observés par Blondin et al. (2010). C'est en particulier le cas pour la vitesse de raie v Si II  $\lambda 6355$  et la largeur équivalente de la partie gauche de la raie du soufre S II W, EWS II W (L) (pour *left*). En effet, ils observent également une légère diminution du RMS des résidus pour ces deux indicateurs spectraux.

Si l'on inclut EWCa II H&K comme troisième correction empirique, cela nous conduit à une dispersion de  $0,153 \pm 0,011$ . Cette amélioration marginale montre que le paramètre de couleur  $c$  prend déjà en compte une partie de la variabilité existante dans Ca II H&K, et que la corrélation de cette variable à la variabilité intrinsèque des SNe Ia est faible dans la bande B, comme nous le verrons dans la partie suivante.

## Conclusion

De façon générale, la standardisation à l'aide des indicateurs spectraux historiques utilisés seuls ou à plusieurs ne donne pas de résultats vraiment satisfaisants. Seul le rapport de flux introduit dans Bailey et al. (2009), construit spécifiquement pour réduire la dispersion des résidus au diagramme de Hubble, donne un résultat similaire à celui de la combinaison du stretch et de la couleur.

Cependant, nous avons pu voir que certains des indicateurs spectraux insensibles au rougissement permettaient de réduire la dispersion lorsqu'ils étaient combinés aux

<sup>2</sup>Le RMS étant légèrement dépendant du nombre de degrés de liberté, il devrait logiquement diminuer très légèrement avec l'ajout d'un paramètre.

<sup>3</sup>Une normalisation de ces indicateurs spectraux avant leurs utilisations dans les ajustements serait nécessaire pour effectuer une comparaisons des pentes  $\alpha_3$  et de leurs incertitudes.

TAB. 10.3 – Paramètres de l’ajustement au diagramme de Hubble pour les 96 SNe Ia de l’échantillon. Les indicateurs spectraux présentés dans cette table ont été utilisés comme troisième paramètre lors de la minimisation des résidus au diagramme de Hubble. Ils sont présentés dans l’ordre croissant du RMS obtenu.

Cas	$\alpha$	$\beta$	$\alpha_3$	RMS	$\sigma_{int}$
$R_{642/443}$	$0,06 \pm 0,02$	$1,53 \pm 0,24$	$-1.439 \pm 0.205$	$0,127 \pm 0,009$	0,11
EWSi II $\lambda 6355$	$0,10 \pm 0,02$	$2,83 \pm 0,15$	$-0.004 \pm 0.001$	$0,136 \pm 0,010$	0,11
EWSi II $\lambda 4131$	$0,06 \pm 0,03$	$2,82 \pm 0,16$	$-0.016 \pm 0.004$	$0,146 \pm 0,011$	0,12
EWS II W (L)	$0,17 \pm 0,02$	$2,96 \pm 0,15$	$-0,013 \pm 0,003$	$0,148 \pm 0,011$	0,119
v Si II $\lambda 5972$	$0,13 \pm 0,02$	$2,92 \pm 0,16$	$0.002 \pm 0.000$	$0,152 \pm 0,011$	0,12
v S II W (L)	$0,14 \pm 0,02$	$3,01 \pm 0,16$	$-0.003 \pm 0.001$	$0,153 \pm 0,011$	0,128
EWCa II IR	$0,11 \pm 0,02$	$2,90 \pm 0,16$	$-0.001 \pm 0.000$	$0,153 \pm 0,011$	0,11
EWCa II H&K	$0,16 \pm 0,02$	$2,85 \pm 0,16$	$-0.002 \pm 0.001$	$0,153 \pm 0,011$	0,13
v Si II $\lambda 6355$	$0,15 \pm 0,02$	$2,91 \pm 0,16$	$0.001 \pm 0.001$	$0,154 \pm 0,011$	0,14
EWMg II	$0,15 \pm 0,02$	$2,91 \pm 0,16$	$-0.003 \pm 0.002$	$0,155 \pm 0,011$	0,13

paramètres photométriques. Nous allons dans la suite utiliser une combinaison de ces indicateurs pour corriger les résidus au diagramme de Hubble, non pas pour en diminuer la dispersion, mais pour extraire la composante intrinsèque de la variabilité.

## Quatrième partie

# Estimation empirique d'une loi d'extinction



# Chapitre 11

## Extinction et rougissement dans le cadre des SNe Ia

### Sommaire

---

11.1 Courbes de lumière et diagramme de Hubble . . . . .	145
11.2 Quelle loi de couleur pour les SNe Ia? . . . . .	148

---

### 11.1 Courbes de lumière et diagramme de Hubble

Les programmes d’ajustement de courbes de lumière doivent corriger le fait que les SNe Ia rougies soient moins lumineuses. Ce phénomène est dû à la combinaison d’une relation intrinsèque couleur-luminosité et du rougissement dû à la poussière présente entre la supernova et l’observateur. Alors qu’il existe un consensus sur le fait que ces deux effets devraient être corrigés de façons indépendantes, un désaccord subsiste sur la possibilité de le faire de façon pratique, compte tenu des limitations des données actuelles.

Dans le modèle SALT2 (Guy et al., 2005, 2007, 2010), utilisé par la collaboration SNfactory lors de l’ajustement des courbes de lumière synthétiques, un paramètre de couleur  $c$ , est mesuré sous l’hypothèse qu’il est difficile de séparer parfaitement ces deux effets, et qu’ils se confondent dans une seule variable. Dans ce formalisme, une loi de couleur moyenne (figure 11.1) décrivant le maximum de variabilité est considérée comme une meilleure approche que de supposer que la couleur n’est que purement extrinsèque. Comme nous l’avons vu dans les chapitres précédents (§ 9.1.4.2), il semblerait que ce paramètre de couleur soit néanmoins un mélange entre une couleur intrinsèque à la supernova et une couleur extrinsèque.

Lors de l’ajustement d’un diagramme de Hubble, les corrections empiriques de couleur se font de façon linéaire. Le facteur de correction  $\beta$  utilisé avec la couleur  $c$  factorise les composantes intrinsèque et extrinsèque dans la même correction. Comme nous l’avons vu dans le chapitre 4 (§ 4.3.3.2), dans l’hypothèse où  $c$  ne serait que purement extrinsèque, et où les lois d’extinction moyennes des hôtes seraient semblables à celle de notre galaxie, nous devrions obtenir  $\beta \approx 4,1$ . Cependant, le  $\beta$  obtenu lors de cette minimisation est

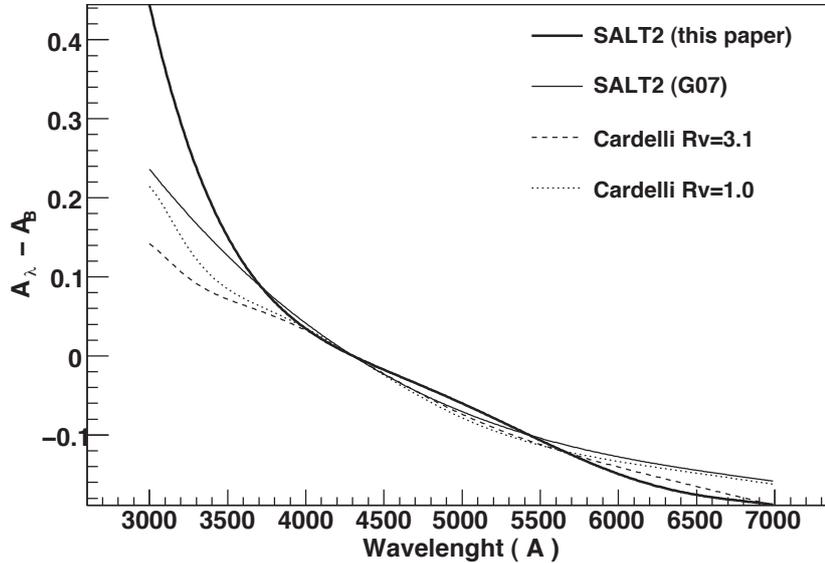


FIG. 11.1 – Lois de couleur utilisées dans les versions de SALT2 de [Guy et al. \(2007\)](#) et [Guy et al. \(2010\)](#) pour  $c = 0,1$ , et loi d’extinction CCM pour  $R_V = 1$  et  $R_V = 3,1$ , avec  $E(B - V) = 0,1$ . Le désaccord principal entre ces lois de couleur se fait dans la partie UV du spectre ([Guy et al., 2010](#)).

généralement compris entre 2 et 3. Si la raison de cette différence est le mélange des sources de variabilités, alors la loi de couleur intrinsèque des SNe Ia serait plus pentue que celle du milieu interstellaire puisque qu’elle tendrait à diminuer la valeur de  $\beta$  ( $R_V$  plus petit). Des lois d’extinction à  $R_V$  effectivement plus petits sont déterminées pour les nuages circumstellaires entourant les SNe Ia ([Goobar, 2008](#),  $R_V \sim 1,6$ , figure 11.2), ce qui pourrait expliquer cette différence. D’autres explications sont évidemment possibles, comme par exemple une réelle différence des lois d’extinction moyennes des galaxies hôtes des SNe Ia, ou encore une mauvaise prise en compte de la dispersion des SNe Ia lors de la minimisation des résidus au diagramme de Hubble. Nous discuterons ces possibilités dans les chapitres 13 et 14.

Au contraire du modèle SALT2, l’approche MLCS2k2 ([Jha et al., 2007](#)) considère que le paramètre de couleur estimé lors de l’ajustement de la courbe de lumière est uniquement dû à l’extinction par le milieu interstellaire. Dans cette approche, le facteur correctif utilisé lors des ajustements du diagramme de Hubble peut être directement rapporté au  $R_B = R_V + 1$  de la loi d’extinction de Cardelli. Ce paramètre est donc fixé avant les ajustements<sup>1</sup>, et les absorptions sont directement estimées à partir de la couleur mesurée, de la loi d’extinction CCM et de certaines hypothèses sur leur distribution. Si la couleur possède effectivement une composante intrinsèque décrite pas une loi différente, cela pourrait alors remettre en question l’une des hypothèses fondamentales de la méthode MLCS2k2, qui prétend

<sup>1</sup> $R_V$  avait initialement été fixé à 3,1, mais différents auteurs ont testé d’autres valeurs de  $R_V$  lors de leurs analyses ([Hicken et al., 2009b](#)).

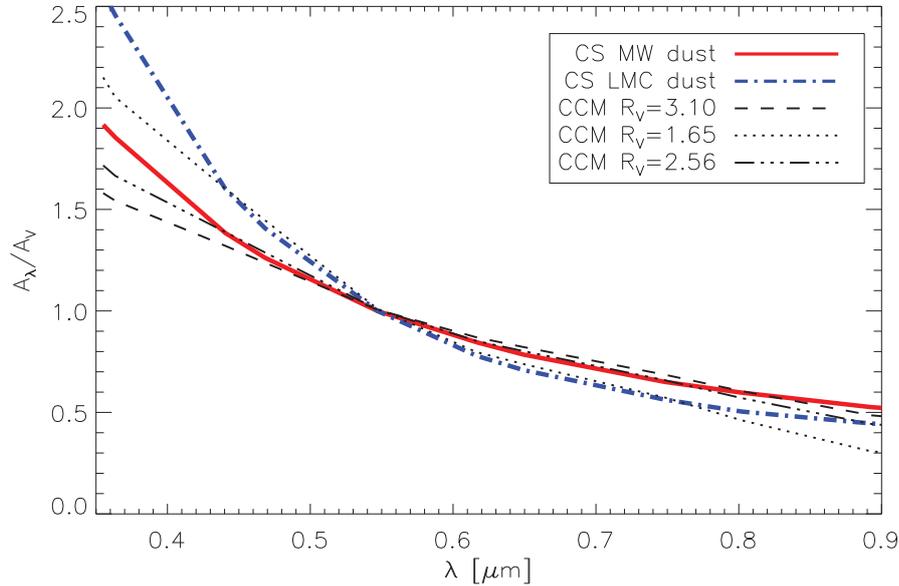


FIG. 11.2 – Lois d’extinction  $A_\lambda/A_V$  obtenues à partir d’une simulation Monte-Carlo de la poussière circumstellaire, et loi d’extinction CCM pour plusieurs valeurs de  $R_V$ . Des différences flagrantes sont visibles entre ces lois, et spécifiquement à courtes longueurs d’onde (Goobar, 2008).

pouvoir déterminer la couleur intrinsèque uniquement par l’intermédiaire de la forme de la courbe de lumière. Si les pentes des rougissemements intrinsèques et extrinsèques sont radicalement différentes, alors les regrouper dans une même correction pourrait avoir un effet non négligeable sur les ajustements cosmologiques, ne serait-ce qu’à cause de la possible différence d’évolution de ces paramètres avec  $z$ .

Un moyen de séparer les variabilités intrinsèques de celle due à la poussière est l’étude de la partie infrarouge du spectre, là où l’effet de l’extinction est plus faible. Plusieurs types d’observations dans l’IR semblent pointer vers des  $R_V$  plus faibles que celui de notre galaxie, et montreraient que les SNe Ia les moins rougis possèdent une valeur de  $R_V$  proche de celle de notre galaxie (Folatelli et al., 2010). Cependant, d’autres analyses de données prises dans le visible donnent des résultats opposés (Nobili and Goobar, 2008).

Plusieurs auteurs ont aussi exploité la faible sensibilité de l’IR face au rougisement pour construire le diagramme de Hubble (Freedman et al., 2009, CSP). Ceci est doublement attractif puisque la dispersion intrinsèque des SNe Ia est aussi plus faible dans l’IR, avec une dispersion naturelle de l’ordre de 0,2 mag sans aucune correction, comme nous le verrons dans le chapitre suivant. Ceci reste cependant limité à cause du temps de pose nécessaire de plus en plus important à grand décalage vers le rouge, ainsi que du décalage de cette partie du spectre vers des intervalles de longueurs d’onde plus éloignés.

Une autre solution envisagée pour minimiser les résidus au diagramme de Hubble serait d’utiliser différents sous-ensembles de SNe Ia, en les séparant par exemple en plusieurs échantillons basés sur le type ou les caractéristiques de leurs galaxies hôtes (taux de

formation d'étoiles, masse, etc.). Il existerait en effet des écarts entre les  $R_V$  effectifs mesurés pour les SNe Ia se situant dans des galaxies passives ou actives. Ces dernières auraient un  $R_V$  moyen plus grand que celui de leurs consœurs passives (Lampeitl et al., 2010; Sullivan et al., 2010).

## 11.2 Quelle loi de couleur pour les SNe Ia ?

Les SNe Ia se trouvent dans des galaxies hôtes, et sont donc susceptibles de subir une extinction par le milieu interstellaire se trouvant sur la ligne de visée.

L'hypothèse la plus simple est de considérer une unique loi d'extinction pour toutes les galaxies. Ainsi, le paramètre  $R_V$  lié au premier ordre à la composition du nuage de poussière, serait en moyenne le même pour chacune d'elles. La loi de couleur pourrait ainsi ne dépendre que de la quantité de poussière. Cette hypothèse d'homogénéité entre toutes les galaxies est bien entendu discutable, les galaxies ayant certainement des compositions différentes qui peuvent dépendre du type de la galaxie, ou encore du décalage vers le rouge auquel elle se trouve. Le  $R_V$  utilisé pour notre galaxie n'est par exemple qu'une moyenne et varie en fait légèrement d'une ligne de visée à l'autre (voir § 7.1).

Néanmoins, pour une galaxie et un objet donnés, la partie de la variabilité liée à l'extinction ne sera pas variable dans le temps. En effet, comme la poussière se situe entre l'objet (une supernova dans notre cas) et l'observateur, elle n'évolue pas dans les échelles de temps mises en jeu dans le phénomène que nous observons, qui sont de l'ordre de deux à trois mois généralement. L'évolution temporelle de la variabilité d'un objet ne devrait donc en principe provenir que de ses propriétés intrinsèques (voir § 2.2.3.1 pour les SNe Ia).

Bien entendu, dans l'hypothèse où le nuage circumstellaire entourant les SNe Ia aurait en moyenne une loi d'extinction différente de celle de notre galaxie, nous pourrions faire face à des variabilités de  $R_V$  pour ce nuage ainsi que pour celui de la galaxie hôte (ce qui est certainement le cas). À cela viendrait s'ajouter l'évolution probable de l'opacité du nuage circumstellaire avec le temps.

La mesure d'une loi d'extinction moyenne ou d'un  $R_V$  moyen pour les SNe Ia étant une tâche difficile à effectuer du fait du mélange des variabilités, l'estimation de ces variations individuelles semble pour le moment impossible. Il est cependant probable qu'une analyse multi-époques serait plus adaptée à l'estimation de la loi d'extinction moyenne des galaxies hôtes.

Nous présentons dans cette partie une méthode alternative pour séparer les différents types de variabilités des SNe Ia. Pour cela, nous utiliserons certains des indicateurs spectraux étudiés précédemment. Cette méthode nous permettra une estimation de la loi d'extinction moyenne des SNe Ia au maximum de luminosité (Chotard et al., 2011).

Dans un premier temps, nous présentons dans le chapitre 12 une procédure nous permettant de nous affranchir au maximum de la modélisation de nos courbes de lumière par le modèle SALT2, et en particulier de ne pas biaiser nos mesures par la loi de couleur incluse dans ce modèle.

Dans le chapitre 13, nous corrigerons les magnitudes estimées de leurs variabilités intrinsèques à l'aide d'indicateurs spectraux insensibles au rougissement. Nous construirons

ensuite une loi d'extinction empirique directement à partir de ces magnitudes corrigées. Nous verrons que la loi d'extinction estimée à l'issue de cette analyse sera proche d'une loi CCM, et que la prise en compte d'une dispersion en couleur nous amènera à une mesure de  $R_V$  proche de celle de notre galaxie. Nous effectuerons finalement, dans le chapitre 14, une courte étude pour interpréter ces résultats et tester leur stabilité face à différentes variations de la méthode.



# Chapitre 12

## Mesure et décorrélation des magnitudes au maximum de luminosité

### Sommaire

---

<b>12.1</b>	<b>Systèmes de filtres . . . . .</b>	<b>152</b>
12.1.1	Bornes et résolution spectrale . . . . .	152
12.1.2	Définition des systèmes de filtres . . . . .	153
<b>12.2</b>	<b>Magnitudes au maximum de luminosité . . . . .</b>	<b>154</b>
12.2.1	Estimation des magnitudes . . . . .	154
12.2.2	Incertitudes et covariances . . . . .	155
12.2.3	Corrections de phase . . . . .	157

---

Avant toute mesure de photométrie synthétique, les spectres sont corrigés des effets d’extinction et de rougissement produit par la présence de poussière dans notre galaxie, en utilisant la loi d’extinction de Cardelli (Cardelli et al., 1989; O’Donnell, 1994) présentée dans le chapitre 7, la valeur moyenne du paramètre d’extinction absolue sur extinction relative,  $R_V = 3,1$ , et la carte de rougissement de Schlegel et al. (1998). Les spectres sont ensuite transportés dans leur référentiel au repos en flux et longueur d’onde avec les coefficients suivants :

$$\lambda_0 = \frac{1}{1+z} \times \lambda \quad \text{et} \quad \left. \frac{dN_0}{dt_0} \right|_{\Delta\lambda_0} = (1+z) \times \left. \frac{dN}{dt} \right|_{\Delta\lambda}, \quad (12.1)$$

où  $N$  est le nombre de photons reçus par unité de temps intégré sur un intervalle de longueur d’onde  $\Delta\lambda$ . Dans la suite, la flux de photons  $dN/dt$  sera notée  $N'$ . L’absence d’indice (ou exposant parfois) dénote les quantités observées, c’est-à-dire les spectres bruts calibrés en flux, tandis que l’indice 0 dénote les quantités dans le référentiel au repos (*rest-frame*). Sur ces spectres sont mesurées les magnitudes synthétiques pour les systèmes de filtres présentés, ainsi que les indicateurs spectraux introduits dans le chapitre 5.

## 12.1 Systèmes de filtres

La mesure de magnitudes synthétiques sur des spectres nécessite la définition d'un système de filtres. Dans cette analyse, un échantillonnage spectral à résolution constante et sans recouvrement<sup>1</sup> est utilisé pour la définition des systèmes de filtres, couvrant ainsi toute la gamme spectrale de façon régulière. Ces filtres seront des filtres carrés, c'est-à-dire à transmission unité entre deux longueurs d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ .

### 12.1.1 Bornes et résolution spectrale

Les limites en longueur d'onde initiales  $\lambda_{min}$  et  $\lambda_{max}$ , imposées par l'instrument et la réduction des données, sont identiques pour tous les spectres de l'échantillon quelle que soit la supernova. Elles seront naturellement modifiées par la correction de décalage vers le rouge (en  $1/(1+z)$ , équation 12.1) d'une façon différente pour chaque supernova. Les nouvelles limites en longueur d'onde de l'échantillon spectral après correction seront donc imposées par les décalages vers le rouge minimal ( $z_{min}$ ) et maximal ( $z_{max}$ ) des 96 SNe Ia de l'échantillon utilisé. Ces longueurs d'onde  $\lambda_{min}^0$  et  $\lambda_{max}^0$  seront définies par :

$$\lambda_{min}^0 = \frac{\lambda_{min}}{1+z_{min}} \quad \text{et} \quad \lambda_{max}^0 = \frac{\lambda_{max}}{1+z_{max}}. \quad (12.2)$$

Ces limites en longueur d'onde sont représentées dans la figure 12.1 pour les spectres au maximum de luminosité des SNe Ia ayant les décalages vers le rouge correspondant à  $z_{min} = 0,007$  (SN2007le) et  $z_{max} = 0,113$  (SNF20060618-023).

L'échantillonnage spectral se fera de façon constante entre les longueurs d'onde  $\lambda_{min}^0$  et  $\lambda_{max}^0$ , sans recouvrement des filtres. Ce système de filtres dense aura une résolution spectrale  $R$  définie par :

$$R \hat{=} \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (12.3)$$

ce qui pour un nombre entier  $N$  de filtres définis entre  $\lambda_{min}^0$  et  $\lambda_{max}^0$  peut s'écrire :

$$R = \frac{1}{2} \left[ \frac{(\lambda_{max}^0/\lambda_{min}^0)^{1/N} + 1}{(\lambda_{max}^0/\lambda_{min}^0)^{1/N} - 1} \right]. \quad (12.4)$$

L'échantillonnage spectral pourra aussi s'exprimer en terme de vitesse  $v$  par la relation :

$$R = \frac{c}{v}. \quad (12.5)$$

Par la suite, nous parlerons aussi bien d'un système de  $N$  filtres que d'un échantillonnage en vitesse  $v$  pour exprimer cet échantillonnage spectral à résolution constante  $R$ .

---

<sup>1</sup>Système de filtres dense.

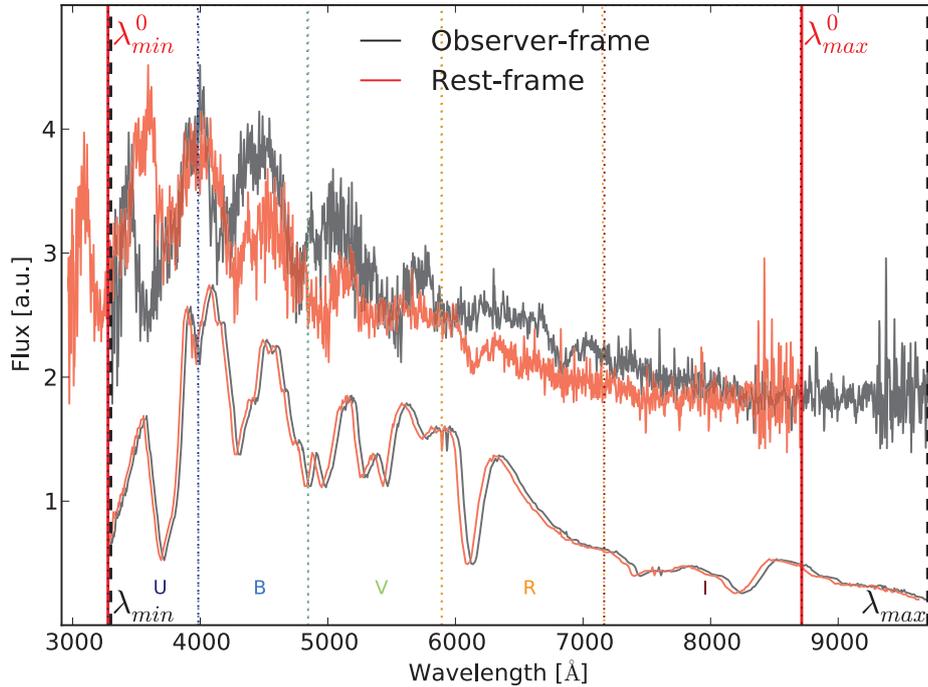


FIG. 12.1 – Représentation des limites spectrales avant (noir) et après (rouge) correction du décalage vers le rouge pour les spectres au maximum de luminosité des SNe Ia correspondant aux  $z_{min} = 0,007$  (SN2007le, en bas) et  $z_{max} = 0,113$  (SNF20060618-023, en haut). Les lignes pointillées correspondent aux limites des filtres UBVRI à résolution constante définis à partir des longueurs d’onde limites  $\lambda_{max}^0$  et  $\lambda_{min}^0$  représentées par les lignes verticales rouges.

### 12.1.2 Définition des systèmes de filtres

Pour nous affranchir du bruit à haute fréquence, et puisque les raies des SNe Ia sont relativement larges, un échantillonnage du spectre à environ  $1500 \text{ km s}^{-1}$  est effectué dans l’analyse spectrale. Cet échantillonnage correspond à un système d’environ 200 filtres à résolution constante sur tout l’intervalle de longueurs d’onde. Nous effectuerons aussi une analyse en bandes larges sur le même échantillon de spectres, qui seront divisés en cinq filtres de type UBVRI à résolution constante<sup>2</sup>. Ce dernier système de filtres est représenté par les lignes pointillées dans la figure 12.1. L’utilisation de ces deux systèmes de filtres nous permettra d’une part d’effectuer une analyse spectrale et d’autre part de mesurer proprement une valeur du paramètre  $R_V$  lors de l’étude présentée dans le chapitre suivant, ainsi que de comparer nos résultats à ceux de la littérature.

<sup>2</sup>Ce système de filtres UBVRI est défini dans le référentiel au repos alors que le système UBVRI SNF est défini dans le référentiel de l’observateur (voir § 4.1.2.1, figure 4.2). De plus, une coupure aux alentours de la zone dichroïque ( $\sim 5150 \text{ \AA}$ ) est réalisée pour ce dernier système, ce qui n’est pas le cas pour le nouveau système de filtres.

Nous estimerons aussi la longueur d'onde effective  $\langle \lambda \rangle$  de chacun des filtres définie par :

$$\langle \lambda \rangle = \frac{\int_{\lambda_1^0}^{\lambda_2^0} \lambda \times \langle N'_0(\lambda) \rangle}{\int_{\lambda_1^0}^{\lambda_2^0} \langle N'_0(\lambda) \rangle}, \quad (12.6)$$

où  $\lambda^0$  et  $\langle N'_0(\lambda) \rangle$  sont respectivement la longueur d'onde et le flux moyen de l'échantillon spectral. Cette intégration est faite pour chacun des filtres dans ses limites de longueurs d'onde,  $\lambda_1^0$  et  $\lambda_2^0$ , définies par la résolution spectrale calculée précédemment. Cette méthode sera utilisée pour le calcul des longueurs d'onde effectives des filtres à UBVR<sub>I</sub>, tandis qu'une simple moyenne de  $\lambda_1^0$  et  $\lambda_2^0$  sera faite pour l'analyse en bandes étroites. Par la suite, l'indice  $\lambda$  sera utilisé pour dénoter une quantité mesurée dans un filtre  $f$  en bande étroite de longueur d'onde moyenne  $\langle \lambda \rangle \equiv \lambda$ , et les indices U, B, V, R et I seront utilisés pour les bandes larges.

## 12.2 Magnitudes au maximum de luminosité

Dans toute la section qui va suivre, la procédure décrite ne se référera qu'à l'étude d'une SN Ia donnée et de sa courbe de lumière, le but de cette section étant l'estimation de sa magnitude absolue au maximum de luminosité dans les systèmes de filtres présentés dans la section précédente.

### 12.2.1 Estimation des magnitudes

Les magnitudes synthétiques apparentes  $m_\lambda$  sont estimées sur les spectres dans le référentiel au repos et sont ensuite corrigées de la distance pour obtenir les magnitudes absolues  $M_\lambda$  par la procédure décrite ci-dessous.

#### 12.2.1.1 Magnitudes apparentes

Puisque les CCD utilisés lors des observations vont compter le flux de photons reçus, l'intégration lors des estimations des magnitudes sera faite en flux de photons (Nugent et al., 2002). Le flux de photons  $I$  intégré par unité de temps dans le référentiel au repos entre les longueurs d'onde  $\lambda_1^0$  et  $\lambda_2^0$  définissant les bornes d'un filtre est défini par :

$$I = \int_{\lambda_1^0}^{\lambda_2^0} N'_0 T d\lambda_0 \quad (12.7)$$

$$= \int_{\lambda_1^0}^{\lambda_2^0} \frac{\Phi'_0 \lambda_0 T d\lambda_0}{hc}, \quad (12.8)$$

où  $N'_0$  est le flux de photons dans un bin de longueur d'onde au repos donnée,  $T$  est la transmission du filtre dépendant de longueur d'onde,  $\Phi'_0$  est le flux d'énergie dans ce même bin,  $h$  est la constante de Planck et  $c$  la célérité de la lumière<sup>3</sup>. En utilisant les équations

---

<sup>3</sup> $h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-1}$  et  $c = 300000 \text{ km s}^{-1}$ .

(12.1) définies précédemment, l'équation 12.8 devient :

$$I = \frac{1}{1+z} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\Phi' \lambda T d\lambda}{hc}. \quad (12.9)$$

Dans cette équation, la dépendance en  $z$  est celle appropriée pour un comptage en flux de photons. La magnitude observée dans le référentiel au repos de la supernova est donc :

$$m_\lambda = -2,5 \log_{10} \left[ \frac{1}{1+z} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\Phi' \lambda T_\gamma d\lambda}{hc} \right]. \quad (12.10)$$

### 12.2.1.2 Magnitudes absolues

On obtient la magnitude absolue en corrigeant la magnitude observée par la distance de luminosité  $d_L(z)$  qui, pour  $z \ll 1$ , peut s'exprimer par<sup>4</sup> :

$$d_L(z) \underset{z \ll 1}{\approx} \frac{c}{H_0} (1+z) \left( z - \frac{3z^2}{4} \Omega_M \right). \quad (12.11)$$

La magnitude absolue est définie de la façon suivante :

$$M_\lambda = m_\lambda - 5 \log_{10} \left( \frac{d_L}{\text{Mpc}} \right) - 25. \quad (12.12)$$

## 12.2.2 Incertitudes et covariances

### 12.2.2.1 Incertitude sur le décalage vers le rouge

D'après les équations 12.10 et 12.12, la correction totale  $C$  appliquée au flux observé pour obtenir les magnitudes absolues des supernovæ :

$$C = 2,5 \log_{10} \left( \frac{d_L^2}{1+z} \right). \quad (12.13)$$

La contribution  $\sigma_z$  de l'incertitude sur le décalage vers le rouge,  $\Delta z$ , à l'incertitude sur la magnitude absolue  $M_\lambda$  est donc :

$$\sigma_z \approx \frac{d}{dz}(C) \Delta z \quad (12.14)$$

$$= \frac{d}{dz} \left[ 2,5 \log_{10} \left( \frac{d_L^2}{1+z} \right) \right] \Delta z \quad (12.15)$$

$$= \frac{2,5}{\ln(10)} \times \left[ \frac{1}{1+z} + \frac{2(1 - \frac{3z}{2} \Omega_M)}{z - \frac{3z^2}{4} \Omega_M} \right] \Delta z. \quad (12.16)$$

<sup>4</sup>L'erreur commise avec cette approximation est inférieure à 1 mmag dans notre intervalle de décalage vers le rouge. Rappelons aussi que dans toute l'analyse, on fixe à  $\Omega_M = 0,28$ .

À cette erreur  $\sigma_z$  doit être ajoutée l'incertitude propagée avec le spectre,  $\sigma_{stat}$ , qui inclut le bruit stochastique (poissonnien) sur le nombre de photons et le bruit de lecture des CCD ( $\sigma_{stat}$  est généralement  $< 0,3\%$  autour de  $\pm 10$  jours du max), ainsi qu'une incertitude de calibration des données,  $\sigma_{calib}$ .

### 12.2.2.2 Incertitudes de calibration

Les deux approches d'estimation de l'incertitude liée à la chaîne de réduction de données ont été présentées au chapitre 4 (§4.1.4.1). La première est basée sur l'étude des variabilités des étoiles étalons, la deuxième sur les résidus aux ajustements des courbes de lumière par le modèle SALT2. Ces deux approches nous permettront une estimation de la matrice de covariance complète de cette incertitude via le calcul des dispersions  $\sigma_{calib,f}$  d'un filtre  $f$  et de leurs corrélations  $\rho(f,f')$ . Dans la suite de l'analyse, nous considérons qu'aucune covariance n'existe entre les différentes nuits d'observation d'une même supernova.

**Estimation par les étoiles étalons** Une première approche pour estimer l'erreur de calibration de la chaîne de réduction de données est l'utilisation des étoiles étalons. Lors de cette étude, une distinction entre nuits photométriques et non-photométriques est effectuée. Les dispersions estimées pour les filtres UBVRI SNf sont présentées dans la table 12.1. La covariance initiale,  $\text{Cov}(f,f')^{init}$ , pour une paire de filtres  $(f,f')$  est estimée à partir des coefficients de corrélation  $\rho(f,f')$  entre les distributions de leurs résidus par rapport à leurs spectres moyens et leurs spectres de référence :

$$\text{Cov}(f,f')^{init} = \rho(f,f') \times (\sigma_{calib_f} \times \sigma_{calib_{f'}}), \quad (12.17)$$

avec  $f \equiv \text{UBVRI SNf}$ . Lors de la réduction des données, cette matrice de covariance est ainsi estimée pour les filtres UBVRI SNf introduits dans le chapitre 4. L'incertitude de calibration calculée à partir des étoiles étalons étant une incertitude essentiellement grise, les incertitudes provenant des résidus de ces filtres sont soit directement utilisées pour les filtres large bande de type UBVRI utilisés dans l'analyse, soit interpolées aux longueurs d'onde des filtres étroits utilisés lors de l'analyse spectrale. Les seules parties des spectres où les fluctuations sont significatives sont leurs extrémités, coupées lors du passage dans le référentiel au repos pour la plupart de nos spectres.

**Résidus à l'ajustement SALT2** De la même façon, les résidus aux ajustements de nos courbes de lumière peuvent être utilisés pour estimer les  $\sigma_{calib,f}$  et les covariances associées. Dans la suite, nous utiliserons le modèle SALT2 pour estimer les magnitudes au maximum de luminosité (par rapport à la bande B) lors de la procédure de décorrélation décrite ci-dessous. L'estimation de la matrice de covariance par cette méthode prendra en compte l'incertitude de calibration ainsi qu'une erreur liée au modèle SALT2 lui-même. Cette matrice sera estimée à l'aide des résidus aux courbes de lumière de l'échantillon complet, et une distinction entre nuits photométriques et non-photométriques sera aussi effectuée. Une coupure des résidus à 0,2 magnitudes est également utilisée lors du calcul de ces grandeurs, ce qui rend cette procédure très comparable à celle décrite précédemment.

TAB. 12.1 – RMS des résidus globaux sur les filtres UBVRI SNf à partir de l’analyse des étoiles étalons, après coupure à 0,20 mag (0,9% de points rejetés). 29 étoiles étalons avec plus de 10 nuits ont été utilisées pour estimer ces valeurs. Les termes Photo (P) et Non-Photo (NP) réfèrent respectivement aux nuits photométriques et non-photométriques.

Filtre	Photo	Non-Photo	P & NP
USNf	0,027	0,034	0,031
BSNf	0,024	0,031	0,029
VSNf	0,023	0,031	0,028
RSNf	0,022	0,031	0,028
ISNf	0,026	0,032	0,030
UBVR	0,024	0,032	0,029
B-V			0,013
V-R			0,006

Nous donnerons le détail de la matrice obtenue par cette méthode après avoir décrit la procédure de décorrélation.

### 12.2.3 Corrections de phase

Les spectres sélectionnés n’étant pas observés exactement au maximum de luminosité, il sera nécessaire d’interpoler les magnitudes au véritable maximum de luminosité. Puisque l’échantillonnage temporel de nos courbes de lumière n’est pas suffisamment dense à proximité du maximum de luminosité, une approche utilisant le modèle SALT2 sera utilisée<sup>5</sup>.

Comme énoncé dans les sections § 2.3.1.1 et § 9.1.4.2, les magnitudes estimées au maximum de luminosité par SALT2 seront couplées entre elles par les composantes du modèle (patron spectral, loi de couleur, et paramètres  $x_0$ ,  $x_1$  et  $c$ ). Si l’on veut pouvoir utiliser ces magnitudes de façon à en extraire les composantes intrinsèques, pour ensuite construire une loi d’extinction nous biaisée par celle du modèle SALT2, nous devons tout d’abord nous affranchir de ces corrélations. Celles-ci étant principalement créées par le modèle de couleur (figure 11.1), nous utiliserons une procédure de décorrélation chromatique qui nous permettra d’estimer de façon indépendante les magnitudes au maximum de luminosité. Nous nous servirons du modèle SALT2 et des paramètres  $x_1$  et  $c$  déterminés pour chacune de nos SNe Ia dans le chapitre 4, pour interpoler les magnitudes au maximum, avant de leur appliquer la procédure décrite ci-dessous. Notons que l’utilisation de la couleur dans la reconstruction n’aura finalement plus d’effet, et seule la forme de la courbe de lumière fixée par le paramètre  $x_1$  aura eu une importance pour l’interpolation au maximum de luminosité.

<sup>5</sup>L’ajustement par une spline aurait certainement pu suffire dans le cas d’un échantillonnage dense de toutes nos courbes de lumière

### 12.2.3.1 Méthode de décorrélation

Pour chaque spectre, les magnitudes observées dans le référentiel au repos de la supernova sont calculées comme décrit précédemment (équation 12.10) pour le système de filtres UBVRI. Pour ce même système de filtres, les courbes de lumière sont reconstruites à l'aide des paramètres  $x_0$ ,  $x_1$  et  $c$  déterminés à partir des filtres BVR SNf (chapitre 4). Puisque les courbes de lumière reconstruites le sont dans le référentiel au repos, et que les phases  $p$  des spectres sont dans le référentiel de l'observateur, une correction en  $1 + z$  leur sera appliquée. On aura ainsi  $p_0 = p/(1 + z)$ , où l'indice 0 représente la phase dans le référentiel au repos.

**Minimisation d'un  $\chi^2$  par filtre** Le modèle de courbe de lumière SALT2 est à nouveau ajusté en intensité pour chaque filtre dans une fenêtre en phase restreinte autour du pic de luminosité en bande B,  $-10 \leq p \leq 10$ . Le  $\chi_f^2$  suivant est minimisé pour obtenir le facteur de renormalisation  $\epsilon_f$  pour un filtre  $f$  donné :

$$\chi_f^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(m_{f,i} - m_{f,i}^S - \epsilon_f)^2}{\sigma_{f,i}^2}, \quad (12.18)$$

où  $m_{f,i}$ ,  $m_{f,i}^S$  et  $\sigma_{f,i}$  sont respectivement pour un filtre donné la magnitude du point  $i$  dans la fenêtre de phase définie précédemment, la magnitude ajustée par le modèle SALT2 pour le même point, et l'incertitude sur sa magnitude :

$$\sigma_{f,i}^2 = \sigma_{stat_{f,i}}^2 + \sigma_{calib_{f,i}}^2. \quad (12.19)$$

La somme est faite sur les  $N$  magnitudes pour un filtre donné dans la fenêtre de phase. Cette minimisation peut être simplement résolue de la façon suivante :

$$\epsilon_f = \sum_i^N \left( \frac{(m_{f,i} - m_{f,i}^S)}{\sigma_{f,i}^2} \right) / \sum_i^N \frac{1}{\sigma_{f,i}^2} \quad \text{et} \quad \sigma_{\epsilon_f} = \sqrt{\frac{1}{\sum_i^N \frac{1}{\sigma_{f,i}^2}}}. \quad (12.20)$$

L'incertitude de la magnitude estimée au pic de luminosité après le décalage par le facteur de renormalisation  $\epsilon_f$  sera par définition égale à l'incertitude  $\sigma_{\epsilon_f}$ . Elle devra être ensuite ajoutée à  $\sigma_z$  introduit précédemment lorsque la correction de distance pour obtenir la magnitude absolue est appliquée. L'incertitude totale  $\sigma_{f,mes}$  de mesure sur la magnitude absolue dans un filtre  $f$  sera donc :

$$\sigma_{f,mes}^2 = \sigma_{\epsilon_f}^2 + \sigma_z^2. \quad (12.21)$$

Dans l'équation 12.19, le terme  $\sigma_{calib_{f,i}}$  peut provenir soit de l'analyse des résidus des étoiles étalons, soit de l'étude des résidus aux ajustements SALT2. Pour ne pas surestimer ces valeurs dans ce dernier cas, les résidus seront estimés de façon itérative lors de la procédure de décorrélation, et réintroduits dans le système à chaque étape.

Lors des études présentées dans le chapitre suivant, nous utiliserons tout d'abord

l'incertitude de calibration provenant de l'analyse des étalons, et comparerons les résultats obtenus à ceux que l'on aurait eu en utilisant les résidus aux courbes de lumière.

**Covariance entre paires de filtres** Comme on peut le voir dans les équations 12.19, 12.20 et 12.21, le terme covariant entre les magnitudes UBVRI provient de la composante liée au décalage vers le rouge  $z$ , qui est identique quel que soit le filtre, ainsi que de l'incertitude de calibration. La partie covariante entre chaque magnitude observée est donc donnée par l'équation suivante :

$$\text{Cov}(f, f') = \sigma_{\epsilon_f}^2 \times \sigma_{\epsilon_{f'}}^2 \times \sum_i^{N_P} \left( \frac{1}{\sigma_{f_i}^2} \times \frac{1}{\sigma_{f'_i}^2} \times \text{Cov}(f, f')_i^{\text{init}} \right) + \sigma_z^2, \quad (12.22)$$

où :

- $\sigma_{\epsilon_f}$  et  $\sigma_{\epsilon_{f'}}$  sont les incertitudes sur les paramètres  $\epsilon_f$  et  $\epsilon_{f'}$  ;
- $\sigma_{f_i}$  et  $\sigma_{f'_i}$  sont les incertitudes sur les magnitudes pour le point courant  $i$  dans les filtres  $f$  et  $f'$  ;
- $\text{Cov}(f, f')_i^{\text{init}}$  est la covariance de mesure définie précédemment ;
- et  $N_P$  est le nombre de spectres partagés par les deux filtres pendant la procédure de décorrélation.

Ce terme de covariance sera pris en compte dans tout le reste de l'analyse. Rappelons qu'une distinction entre nuits photométriques et non-photométriques est aussi effectuée à chaque étape des estimations au moment du calcul des résidus aux ajustements.

**Procédure complète de décorrélation** La procédure complète de décorrélation se résume donc en quelques étapes décrites ci-dessous :

- Création des courbes de lumière observées et reconstruites dans les filtres UBVRI, dans un intervalle de phase de  $\pm 10$  jours autour du maximum de luminosité ;
- Estimation des facteurs de renormalisation  $\epsilon_f$  grâce à l'équation 12.20 ;
- Mesure de la matrice de covariance des résidus. Cette étape se fait sur les résidus de toutes les supernovæ dans un filtre  $f$  donné ;
- Ces résidus sont réinjectés dans le système si l'on décide de les utiliser en tant qu'incertitude de calibration, et les  $\epsilon_f$  sont estimés de façon itérative ;
- Estimation des magnitudes au maximum de luminosité après application des  $\epsilon_f$  aux ajustements SALT2 ;
- Correction de distance à l'aide de l'équation 12.12 pour obtenir la magnitude absolue en chaque bande ; la matrice de covariance est calculée à partir des équations 12.21 et 12.22.

Notons qu'au moment du calcul des  $\epsilon_f$ , une première coupure sur les résidus à 0,5 mag est réalisée, suivie d'une coupure itérative à 0,2 mag pour éliminer les points aberrants.

**Filtre I : cas particulier** À cause d'une mauvaise description de nos données en bande I par les ajustements SALT2<sup>6</sup>, un traitement spécial est appliqué pour ce filtre. Si après la

<sup>6</sup>Rappelons que l'ajustement initial de nos courbes de lumière nous permettant l'estimation des paramètres  $x_0$ ,  $x_1$  et  $c$  ne se fait que sur les filtres BVR SNf.

procédure de décorrélation,  $\chi^2/(N - 1) > 2$ , la procédure suivante est appliquée :

- si la phase  $p_0$  d'un des spectres est comprise entre  $\pm 0,5$  jours, sa magnitude brute et son incertitude sont conservées ;
- sinon, une interpolation linéaire est réalisée à partir des spectres de phase  $p_0^1$  et  $p_0^2$  ( $-5 < p_0^1 < 0 < p_0^2 < 5$ ), cette partie de la courbe de lumière en I étant raisonnablement linéaire (c.f. courbes du bas de la figure 12.2) ;
- si aucun de ces deux cas n'est possible, la magnitude estimée à partir de la procédure de décorrélation est conservée.

La covariance associée reste calculée à partir des points en commun utilisés dans les calculs.

**Résultats** Des exemples de figures de contrôle pour deux des supernovæ de notre échantillon sont montrés dans la figure 12.2. Nous pouvons y voir les courbes de lumière avant et après la procédure de décorrélation, ainsi que les facteurs de renormalisation  $\epsilon_f$  déterminés lors de cette procédure. Comme nous pouvons le voir dans ces figures, les magnitudes BVR sont généralement bien ajustées par le modèle SALT2, et les dispersions autour des moyennes des  $\epsilon$  pour ces trois filtres sont plus faibles que pour les filtres<sup>7</sup> U et I. Les distributions des  $\epsilon_f$  pour les 96 supernovæ de l'échantillon sont présentées dans la figure 12.3.

Nous présentons dans la table 12.2 les dispersions autour des résidus estimées à partir des ajustements des courbes de lumière de toutes nos supernovæ après la procédure de décorrélation. La matrice de corrélation utilisée pour estimer la matrice totale de covariance y est aussi présentée, où nous y faisons une distinction entre nuits photométriques et

<sup>7</sup>Cette procédure de décorrélation n'a pas été testée en utilisant les paramètres  $x_1$  et  $c$  issus des ajustements initiaux où U est pris en compte. Néanmoins, comme  $x_1$  varie peu avec l'ajout de U (§ 4.2.1), et que seule la magnitude au maximum nous intéresse ici, l'ajout de U ne devrait pas avoir trop d'influence sur les résultats obtenus.

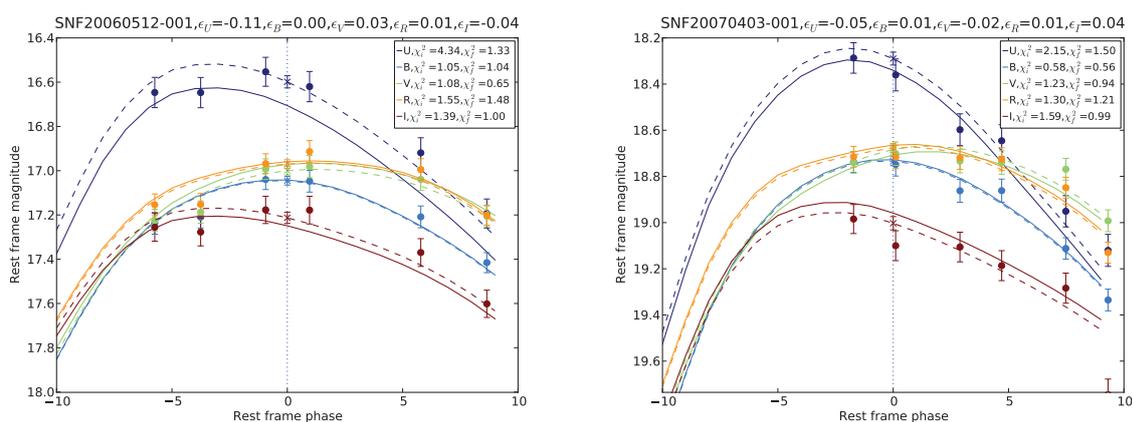


FIG. 12.2 – Exemple de résultats de la procédure de décorrélation pour deux SNe Ia de notre échantillon. Les points sont les mesures dans les différentes bandes, les courbes pleines sont les ajustements SALT2 reconstruits pour ces bandes, et les courbes pointillées sont les ajustements SALT2 décalés du paramètre  $\epsilon$ , défini pour minimiser les résidus de façon indépendante dans chaque bande.

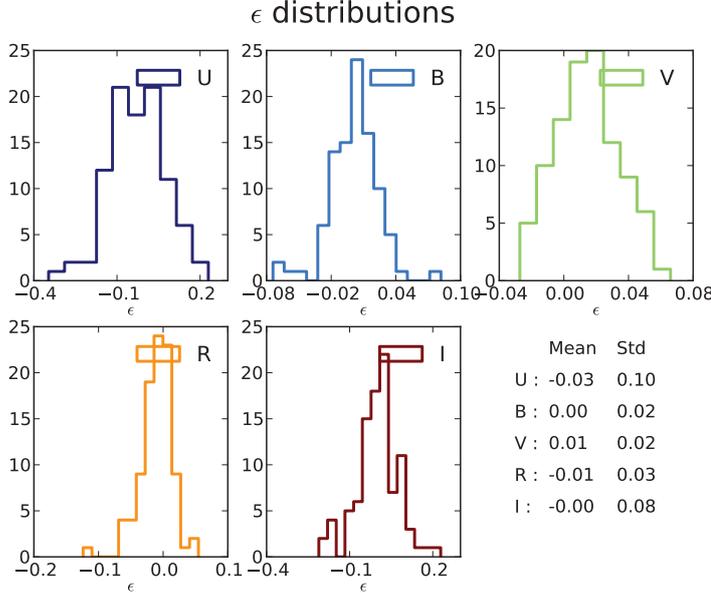


FIG. 12.3 – Distribution des facteurs de renormalisation  $\epsilon_f$  pour les filtres UBVRI, estimés après la procédure de décorrélation.

non-photométriques. Comme nous pouvons le voir dans la première table, les valeurs des dispersions sont de l'ordre de 0,05 magnitudes toutes bandes confondues<sup>8</sup>, et sont légèrement plus élevées (0,06) dans les bandes U et I. Cela provient d'une part d'une moins bonne description de nos données par le modèle SALT2 dans ces deux bandes (les paramètres  $x_0$ ,  $x_1$  et  $c$  étant estimés avec BVR SNf seulement), et d'autre part d'une dispersion naturelle des SNe Ia en bandes U plus élevée que pour les autres bandes. Notons que la distinction entre nuits photométriques et non-photométriques est ici négligeable compte-tenu des autres sources d'incertitudes. De plus, et contrairement à l'approche avec les étoiles étalons, nous observons un effet chromatique non négligeable dans les dispersions, et des corrélations bande à bande décroissantes avec la distance dans le spectre.

Dans la table 12.3 et la figure 12.4 sont montrées les distributions et valeurs moyennes des différentes sources d'incertitudes sur les magnitudes absolues estimées après correction de la distance de luminosité. On peut y voir que, pour certaines de nos supernovæ, l'incertitude dominante sera celle provenant du décalage vers le rouge<sup>9</sup>. Dans ce tableau, les incertitudes montrées sont celles provenant de l'utilisation des résidus sur les courbes de lumière.

Dans la suite, les moyennes des distributions des magnitudes absolues mesurées au maximum de luminosité pour les 96 SNe Ia de l'échantillon dans chaque filtre seront soustraites à chacune des mesures indépendantes. Ces « magnitudes absolues relatives »  $\Delta M_{\lambda,f}$  (magnitudes relatives par la suite), sont équivalentes aux résidus au diagramme de Hubble  $\Delta \mu_{\lambda,f}$ . Leurs distributions et écarts types sont montrées sur la figure 12.5. Notons que les dispersions de ces magnitudes non corrigées décroissent de la bande U à la bande I, avec des valeurs respectives de 0,46 mag et 0,22 mag. La dispersion dans la bande B est

<sup>8</sup>C'est aussi cette valeur qui est utilisée lors de l'ajustement des incertitudes sur les magnitudes apparentes utilisées pour l'ajustement de nos courbes de lumière. Voir le détail à la section § 4.1.2.1.

<sup>9</sup>En particulier pour les SNe Ia les plus proches, où l'impact de l'incertitude sur la vitesse propre est non négligeable.

## CHAPITRE 12. MESURE ET DÉCORRÉLATION DES MAGNITUDES AU MAXIMUM DE LUMINOSITÉ

TAB. 12.2 – À gauche : RMS des résidus globaux des courbes de lumière après coupure des résidus à 0,2 mag. Seules les mesures comprises entre  $\pm 10$  jours du maximum de luminosité ont été utilisées pour estimer ces valeurs. Les termes Photo (P) et Non-Photo (NP) réfèrent respectivement aux nuits photométriques et non-photométriques. Ces mesures ont été effectuées à l'issue de l'avant dernière itération de la procédure de décorrélation.

À droite : Matrice de corrélation des résidus des ajustements des courbes de lumière des 96 supernovæ de l'échantillon. On y fait la distinction entre nuits photométriques (triangle du haut) et nuits non-photométriques (triangle du bas).

$\sigma_{calib_f}$	Photo	Non-Photo	P & NP	$Cov(f, f')^{init}$	U	B	V	R	I
U	0,060	0,063	0,062	U		0,60	0,37	0,24	0,20
B	0,042	0,045	0,044	B	0,59		0,59	0,58	0,40
V	0,043	0,046	0,045	V	0,41	0,63		0,81	0,62
R	0,041	0,045	0,044	R	0,22	0,50	0,74		0,69
I	0,057	0,058	0,057	I	0,22	0,23	0,46	0,63	

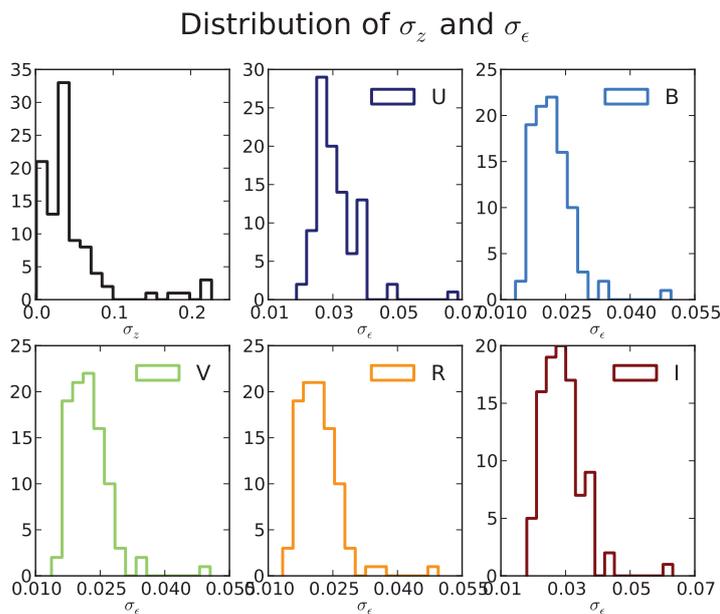


FIG. 12.4 – Distribution des différentes sources d'incertitudes sur les magnitudes après la procédure de décorrélation.

TAB. 12.3 – Valeurs moyennes des sources d'incertitudes sur les magnitudes après procédure de décorrélation. Les distributions correspondantes sont représentées dans la figure 12.4.

$\sigma_\epsilon$	U	B	V	R	I	$\sigma_z$
Moyenne	0,03	0,02	0,02	0,02	0,03	0,04
Médiane	0,03	0,02	0,02	0,02	0,03	0,03

de l'ordre de 0,4 mag sans aucune correction, comme attendu. Nous retrouvons aussi les quatre SNe Ia très rouges de notre échantillon, correspondant aux points dont les  $\Delta M_f$  sont les plus importants dans chacun des cinq filtres UBVRI.

### 12.2.3.2 Correction linéaire

Le modèle SALT2 ayant été entraîné essentiellement pour reproduire la photométrie à bandes larges, le détail spectral du patron utilisé ne sera pas suffisant pour nous permettre d'appliquer la procédure de décorrélation décrite précédemment au système de 200 filtres à bandes étroites. Pour l'analyse spectrale, nous appliquerons une simple correction linéaire sur les magnitudes relatives pour estimer la magnitude au maximum de luminosité. Celle-ci ne sera que qualitative puisque l'évolution de la courbe de lumière n'est approximativement linéaire que dans l'IR, tandis que l'étude en bandes larges sera utilisée de façon quantitative.

**Procédure** La procédure de correction de phase pour l'analyse spectrale est la suivante :

- Les magnitudes apparentes sont tout d'abord estimées pour chaque filtre étroit, de longueur d'onde moyenne  $\lambda$ , sur le spectre au repos au plus proche du maximum de luminosité de la supernova. L'incertitude sur les magnitudes comporte les termes statistique  $\sigma_{stat}$  et de calibration  $\sigma_{calib}$ , interpolés à partir des valeurs de la table 4.1 en chaque longueur d'onde  $\lambda$  ;
- Les magnitudes dans chaque filtre sont corrigé de distance pour obtenir les spectres en magnitudes absolues. Les matrices de covariance sont mises à jour à partir des équations 12.21 et 12.22. À ce stade, la magnitude moyenne de la distribution des 96 supernovæ dans chaque bande est soustraite à chaque mesure indépendante pour obtenir les  $\Delta M_\lambda$  ;
- Une correction linéaire de phase  $p$  est effectuée dans chaque bande en considérant les relations des 96 magnitudes des SNe Ia de l'échantillon avec la phase des spectres.

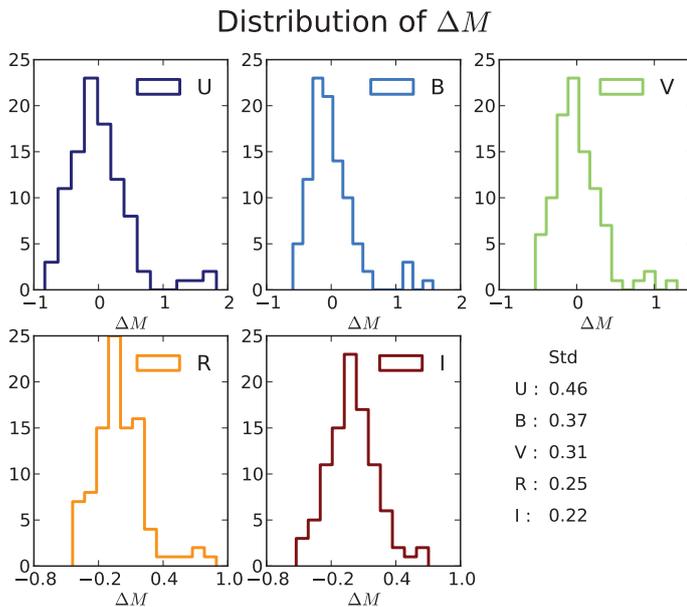


FIG. 12.5 – Distribution des  $\Delta M_F$  pour les filtres UBVRI et leurs écarts types.

L'ajustement linéaire réalisé prend en compte les incertitudes citées précédemment ainsi que l'incertitude sur la phase, que l'on considère égale à l'incertitude sur le jour du maximum de luminosité déduit des ajustements de nos courbes de lumière par SALT2.

Nous représentons dans la figure 12.6 les pentes des ajustements linéaires réalisés dans  $(\Delta M_{\lambda,p})$ . Notons que la dépendance (linéaire) en phase des magnitudes relatives semble être plus importante dans l'UV et l'IR, ainsi qu'au niveau de la raie du silicium Si II  $\lambda 6355$ .

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons estimé les magnitudes relatives  $\Delta M_{\lambda,f}$  (« magnitudes absolues relatives ») de toutes nos SNe Ia pour chaque système de filtres. Ces magnitudes, ou résidus au diagramme de Hubble, ne sont à ce stade plus corrélées à aucun modèle de couleur. Dans le chapitre suivant, nous corrigerons ces magnitudes de la variabilité intrinsèque des SNe Ia en utilisant certains des indicateurs spectraux définis dans le chapitre 9. Le système de filtres à bandes étroites que nous avons choisi nous permettra d'effectuer une analyse qualitative de l'impact de ces corrections, et le système à bandes larges, pour lequel la correction de phase et la propagation des incertitudes sont plus précises, nous permettra d'effectuer une analyse quantitative des différentes mesures qui suivront.

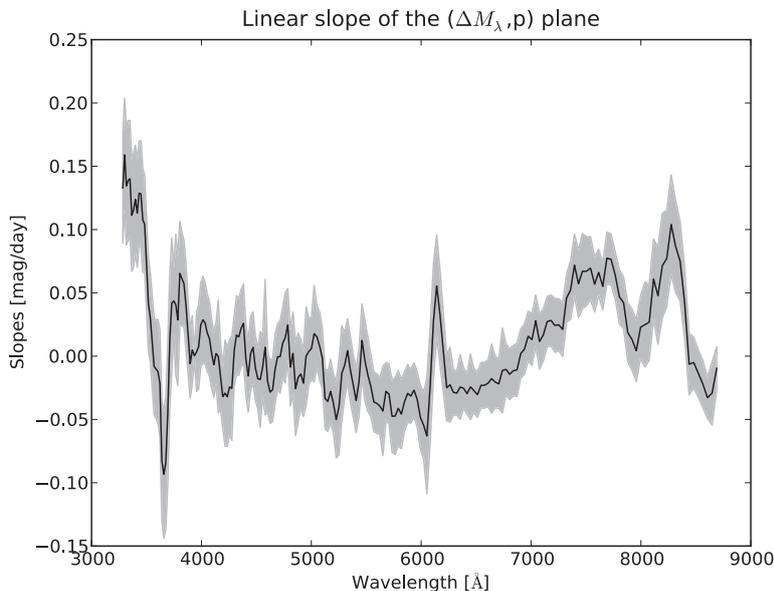


FIG. 12.6 – Pentas des corrections linéaires de phase sur les magnitudes relatives  $\Delta M_{\lambda}$ .

# Chapitre 13

## Estimation de la loi d'extinction

### Sommaire

---

<b>13.1 Modélisation empirique d'une loi d'extinction</b> . . . . .	<b>165</b>
13.1.1 Mise en place du modèle . . . . .	166
13.1.2 Adaptation pour la mesure de $R_V$ . . . . .	166
<b>13.2 Hypothèse des chandelles standards</b> . . . . .	<b>167</b>
13.2.1 Introduction d'une matrice de dispersion . . . . .	168
13.2.2 Résultat sur les données brutes . . . . .	169
<b>13.3 Correction des variabilités intrinsèques</b> . . . . .	<b>171</b>
13.3.1 Première correction intrinsèque : Silicium . . . . .	171
13.3.2 Deuxième correction intrinsèque : Calcium . . . . .	174
13.3.3 Estimation de $R_V$ . . . . .	175
<b>13.4 Résumé/Conclusion</b> . . . . .	<b>177</b>

---

### 13.1 Modélisation empirique d'une loi d'extinction

La dispersion observée des magnitudes absolues relatives des SNe Ia estimées dans le chapitre précédent peut être séparée en deux composantes indépendantes selon :

$$\Delta M_\lambda = \delta I_\lambda + \delta A_\lambda, \tag{13.1}$$

où  $\delta I_\lambda$  est la composante reflétant la variabilité intrinsèque des SNe Ia, et où  $\delta A_\lambda$  est l'absorption relative liée à leur variabilité extrinsèque, c'est-à-dire à l'extinction causée par les poussières présentes dans le milieu interstellaire de leur galaxie hôte. La méthode que nous allons décrire ici nous permettra d'extraire une loi d'extinction moyenne pour les SNe Ia à partir des relations entre les absorptions relatives  $\delta A_\lambda$  de chaque bande de longueur d'onde  $\lambda$ , ou de chaque filtre en bande large UBVRI. Dans toute la suite, l'indice  $\lambda$  se référera tout aussi bien au système de filtres étroits qu'à celui des filtres UBVRI.

### 13.1.1 Mise en place du modèle

Dans l'attente d'une relation linéaire entre les  $\delta A_\lambda$ , comme c'est le cas dans les lois d'extinction classiques telles que par exemple la loi CCM, nous modélisons la loi empirique de rougissement comme :

$$\delta A_{\lambda,i} = \gamma_\lambda \delta A_{V,i}^* + \eta_\lambda, \quad (13.2)$$

où  $\delta A_{\lambda,i}$  est la valeur mesurée de l'absorption relative d'une supernova  $i$  dans un filtre de longueur d'onde centrale  $\lambda$ , les pentes  $\gamma_\lambda$  sont les coefficients de la loi d'extinction,  $\delta A_{V,i}^*$  est l'extinction relative en bande V ajustée pour chaque supernova  $i$  et  $\eta_\lambda$  est un point zéro libre et commun à toutes les supernovæ. Nous déterminerons les paramètres  $\delta A_{V,i}^*$  ainsi que les coefficients  $\gamma_\lambda$  et  $\eta_\lambda$  lors de la minimisation du  $\chi^2$  suivant :

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^N [\gamma_\lambda \delta A_{V,i}^* + \eta_\lambda - \delta A_{\lambda,i}]^T W_i [\gamma_\lambda \delta A_{V,i}^* + \eta_\lambda - \delta A_{\lambda,i}], \quad (13.3)$$

où  $N$  est le nombre de supernovæ et où  $W_i = C_i^{-1}$  est la matrice des poids définie à partir de la matrice de covariance  $C_i = \text{Cov}(\delta A_{\lambda,i})$  mesurée lors de l'estimation des  $\delta A_{\lambda,i}$ . Pour un lot de  $N$  supernovæ et de  $n$  filtres, il existera  $n \times N$  points de mesure et  $2 \times n + N - 2$  paramètres ajustés<sup>1</sup>, ce qui nous fera  $\nu = n \times N - 2 \times n - N = (N - 2)(n - 1) - 2$  degrés de liberté lors de l'ajustement.

La construction de la loi d'extinction se fera à l'aide des coefficients  $\gamma_\lambda$  qui représentent les pentes des relations linéaires des absorptions relatives entre chaque bin de longueur d'onde et celui de la longueur d'onde de référence, prise équivalente à une bande V. Nous pouvons ainsi écrire la loi d'extinction comme :

$$\frac{\partial(\delta A_\lambda)}{\partial(\delta A_V^*)} = \gamma_\lambda \equiv \frac{A_\lambda}{A_V}, \quad (13.4)$$

et les  $\gamma_\lambda$  pourront être directement comparés à une loi d'extinction classique de longueur d'onde de référence identique.

### 13.1.2 Adaptation pour la mesure de Rv

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre 7, la loi d'extinction CCM est décrite par la relation suivante :

$$\frac{A_\lambda}{A_V} = a_\lambda + \frac{b_\lambda}{R_V}, \quad (13.5)$$

où  $R_V$  est le rapport d'extinction absolue sur extinction relative, et  $a_\lambda$  et  $b_\lambda$  sont des paramètres fixes décrits au chapitre 7. La forme de la loi d'extinction ne dépendra que de

---

<sup>1</sup>Les 2 degrés de liberté en moins proviennent du fait que l'analyse est invariante par translation puisque seule la pente nous intéresse ici, et qu'une contrainte supplémentaire est mise sur le filtre qui nous sert de référence, fixant ainsi son  $\gamma_\lambda$  à 1.

$R_V$ , et c'est donc celui-ci que nous tenterons de mesurer lors des comparaisons.

L'ajustement empirique décrit ci-dessus (équation 13.2) peut être modifié pour ajuster les données sur une loi CCM en utilisant la contrainte supplémentaire :  $\gamma_\lambda \equiv a_\lambda + b_\lambda/R_V$ . La loi d'extinction ajustée s'écrira alors de la façon suivante :

$$\delta A_\lambda = \left( a_\lambda + \frac{b_\lambda}{R_V} \right) \delta A_V^* + \eta_\lambda, \quad (13.6)$$

et le  $\chi^2$  à minimiser sera donc :

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^N \left[ \left( a_\lambda + \frac{b_\lambda}{R_V} \right) \delta A_{V,i}^* + \eta_\lambda - \delta A_{\lambda,i} \right]^T W_i \left[ \left( a_\lambda + \frac{b_\lambda}{R_V} \right) \delta A_{V,i}^* + \eta_\lambda - \delta A_{\lambda,i} \right]. \quad (13.7)$$

Dans cette approche, une unique valeur effective de  $R_V$  sera ajustée pour toutes les SNe Ia et tous les filtres.

Rappelons que dans cette étude, deux systèmes de filtres seront utilisés. Le premier sera composé d'environ 200 filtres étroits et nous servira pour l'étude qualitative des résultats, le deuxième sera quant à lui composé de cinq filtres larges de type UBVRI, et nous servira lors de l'étude quantitative, et en particulier lors de l'estimation de  $R_V$ .

## 13.2 Hypothèse des chandelles standards

Dans l'hypothèse où les SNe Ia sont de parfaites chandelles standards, la composante intrinsèque de leur variabilité  $\delta I_\lambda$  est alors nulle, et l'équation 13.1 peut se réécrire comme :

$$\delta A_{\lambda,i}^0 \equiv \Delta M_{\lambda,i}, \quad (13.8)$$

où l'exposant 0 se réfère au fait qu'aucune correction intrinsèque n'est en fait appliquée aux  $\Delta M_{\lambda,i}$ . Dans cette approche, nous allons ajuster une loi d'extinction directement sur les magnitudes relatives estimées dans le chapitre précédent.

Nous présentons dans la figure 13.1 la relation des  $\Delta M_{UBRI}$  en fonction de  $\Delta M_V$ . Comme nous pouvons le voir dans cette figure, la relation entre ces magnitudes relatives, ou résidus au diagramme de Hubble, est bien linéaire d'un filtre à l'autre. Cependant, les données sont plus dispersées que leurs incertitudes de mesure (à peine visibles), et le  $\chi^2$  par degrés de liberté ( $\chi_\nu^2$ ) après ajustement des  $\gamma_\lambda$  pour les cinq filtres larges bandes UBVRI est de l'ordre de 40. Il apparaît ainsi qu'une autre source de dispersion devra être introduite, provenant d'une variation intrinsèque des SNe Ia ou d'une fluctuation des propriétés de la poussière d'une ligne de visée à l'autre. Cette dispersion est comparable à la dispersion « intrinsèque »  $\sigma_{int}$  ajoutée lors de la minimisation du diagramme de Hubble (voir chapitre 4, § 4.3).

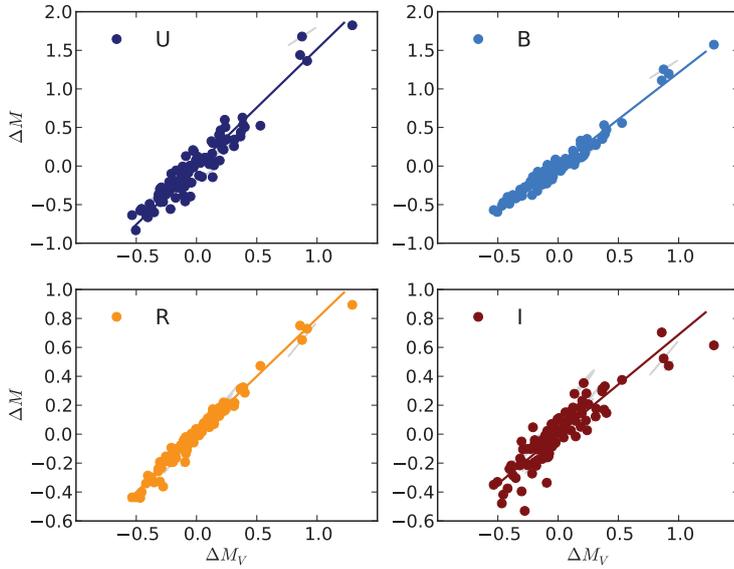


FIG. 13.1 – Relations entre les  $\delta M_\lambda$  et  $\delta M_V$ . Les résultats de l'ajustement linéaire après ajout de la matrice de dispersion  $D$  sont aussi montrés.

### 13.2.1 Introduction d'une matrice de dispersion

Comme nous venons de l'annoncer, une dispersion supplémentaire  $D$  commune à toutes les SNe Ia sera ajoutée à la matrice  $C_i$  de chaque supernova pour stabiliser l'ajustement et obtenir un  $\chi^2$  par degrés de liberté égal à 1. La matrice de covariance finale  $M_i$  utilisée sera alors :

$$M_i = C_i + D. \quad (13.9)$$

Nous décrirons ici deux manières distinctes de considérer la matrice  $D$ .

#### 13.2.1.1 Matrice à corrélation variable

La manière la plus simple de concevoir cette matrice de dispersion  $D$  est celle où un unique paramètre de dispersion  $\sigma$  (en mag) est ajusté pour atteindre  $\chi_\nu^2 = 1$ . Dans ce cas, la dispersion en magnitude sera la même quel que soit le filtre considéré, et la dispersion en couleur sera définie par le paramètre de corrélation  $\rho$ , pouvant varier de  $-1$  à  $1$ , et fixé arbitrairement avant l'ajustement. Dans cette approche, la matrice  $D$  de dimensions  $n \times n$  où  $n$  est le nombre de filtres utilisés se présente sous la forme suivante :

$$D = \sigma^2 \times \begin{bmatrix} 1 & & & \\ & \cdot & \rho & \\ & \rho & \cdot & \\ & & & 1 \end{bmatrix}, \quad (13.10)$$

où  $\sigma$  sera l'unique paramètre ajusté. L'impact de la variation du paramètre de corrélation  $\rho$  sur les résultats sera discuté dans le chapitre suivant.

### 13.2.1.2 Construction d'une matrice empirique

Une approche plus empirique consiste à mesurer la matrice de dispersion en utilisant directement les résidus à l'ajustement  $r_{\lambda,i}$  dans un filtre et pour une supernova  $i$  donnée :

$$r_{\lambda,i} = \delta A_{\lambda,i} - (\gamma_{\lambda} \delta A_{V,i}^* + \eta_{\lambda}). \quad (13.11)$$

Cette approche est basée sur la maximisation de l'expression du *Restricted Maximum Likelihood* (REML) (Guy et al., 2010, et références incluses pour une introduction) qui, adapté à notre problème et en faisant l'approximation que les valeurs ajustées sont les valeurs vraies, nous permet d'écrire la matrice de dispersion  $D$  comme :

$$D_{\lambda_1\lambda_2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (r_{\lambda_1,i} r_{\lambda_2,i} - C_{\lambda_1\lambda_2,i}), \quad (13.12)$$

ou  $C_i$  est la matrice de covariance initiale des  $\delta A_{\lambda,i}$  mesurés pour une supernova  $i$  donnée et  $N$  est le nombre de supernovæ. Pour assurer l'acceptabilité de la solution et être certain d'ajouter une matrice de dispersion positive dans le système, les valeurs propres négatives de  $D$  sont mises à zéro à chaque itération. Cette matrice de dispersion  $D$  entre ensuite dans la minimisation du  $\chi^2$  comme un terme de covariance supplémentaire. Comme  $(\delta A_V^*, \gamma_{\lambda}, \eta_{\lambda})$  et  $D$  sont interdépendants, une procédure itérative est utilisée jusqu'à convergence du système. Selon le nombre de filtres considéré, le temps de convergence pourra être relativement important, c'est pourquoi nous nous limitons à un maximum de 200 filtres.

Quelle que soit la matrice utilisée, le  $\chi_V^2$  sera par construction très proche de l'unité à l'issue de l'ajustement. Dans la suite, nous utiliserons la matrice de dispersion empirique lors des différents ajustements, et discuterons l'impact de l'utilisation de la matrice  $D$  à corrélation  $\rho$  variable (équation 13.16) sur les résultats.

## 13.2.2 Résultat sur les données brutes

Les résultats de l'ajustement de la loi d'extinction pour les filtres étroits ainsi que pour le système de filtres UBVRI sont montrés dans la figure 13.2a (panneau du haut, courbe noire). Cette figure représente les  $\gamma_{\lambda}^0$  en fonction de la longueur d'onde, où l'exposant 0 correspond à l'approximation des chandelles standards parfaites, c'est-à-dire avant toute correction de variabilités intrinsèques. Cette loi possède très clairement de fortes variabilités spectrales liées à celles des spectres des SNe Ia, qui ne sont pas réellement visibles sur les résultats en larges bandes (points noirs). Pour référence, la loi d'extinction CCM pour la valeur de  $R_V$  déterminée sur les bandes larges est représentée dans cette figure. Nous pouvons noter qu'il est pour le moment difficile de conclure quant à la valeur optimale de  $R_V$  pour l'analyse spectrale, alors que les  $\gamma_{\lambda}^0$  des filtres UBVRI semblent être proches d'une loi avec  $R_V \approx 3$ . Puisque l'on sait que l'hypothèse des chandelles standards n'est pas correcte, nous ne discuterons pas les matrice  $D$  obtenues à l'issue de ces ajustements (spectral et bandes larges).

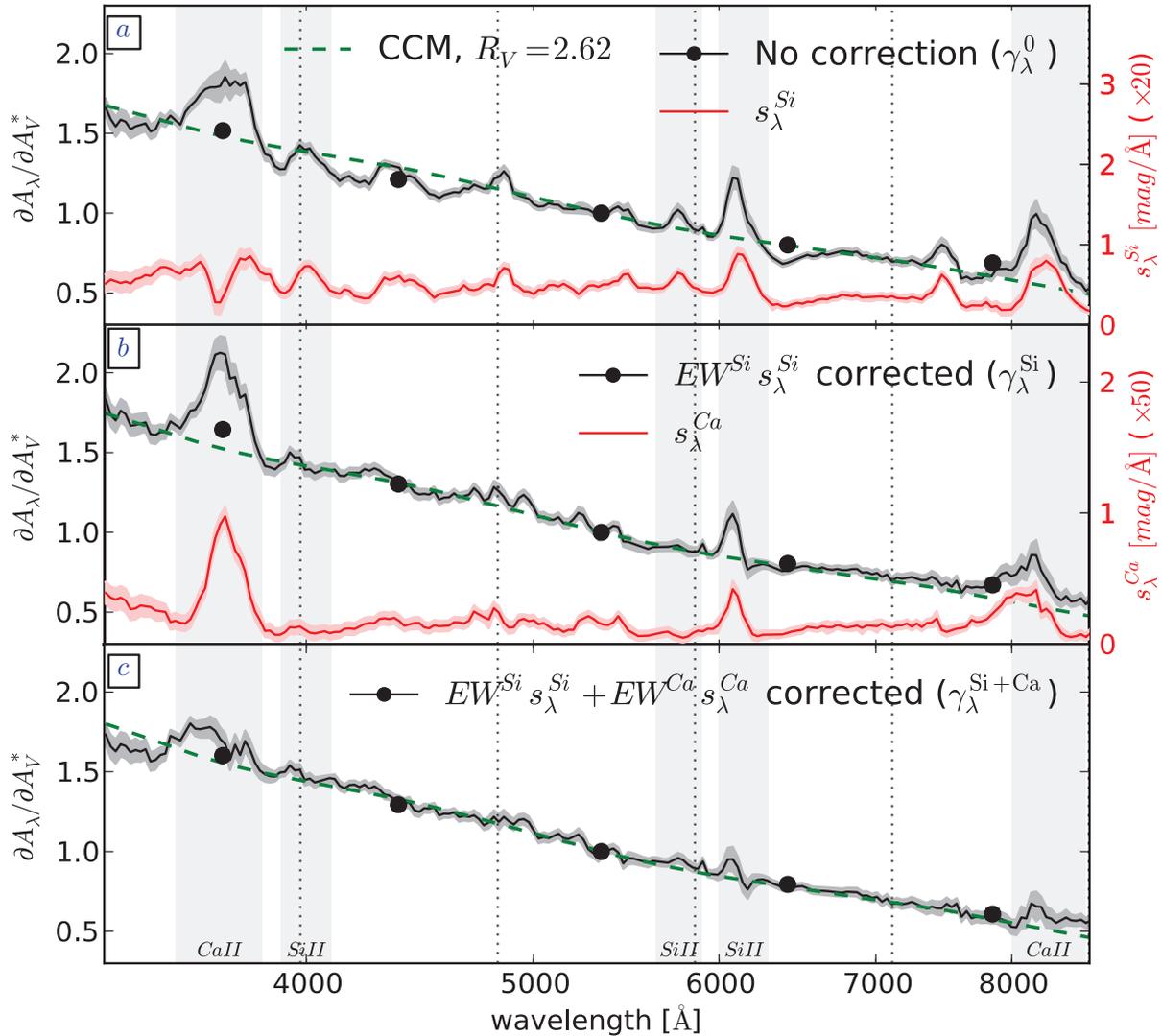


FIG. 13.2 – *En noir* : Loi d'extinction présentée comme  $\gamma_\lambda \equiv \delta A_\lambda / \delta A_V$  en fonction de la longueur d'onde, déterminée à partir des (a) : Magnitudes relatives ( $\delta M_\lambda$ ) corrigées de la dépendance en phase seulement. (b) :  $\delta M_\lambda$  corrigées de la phase et de EWSi II  $\lambda 4131$ . (c) :  $\delta M_\lambda$  corrigées de la phase, de EWSi II  $\lambda 4131$  et de EWCa II H&K. Les cercles pleins correspondent aux résultats obtenus en photométrie larges bandes pour les filtres UBVRI. Les courbes correspondent à l'analyse spectrale. *En rouge* : Pente de l'ajustement linéaire entre les largeurs équivalentes et  $\delta M_\lambda$ ,  $s_\lambda$  (mag/Å). *Lignes pointillées* : Loi d'extinction de Cardelli correspondant à l'ajustement sur les larges bandes. Les lignes verticales pointillées représentent les bornes des filtres en bandes larges, UBVRI. Les bandes grisées représentent les régions où le Silicium et le Calcium sont dominants.

## 13.3 Correction des variabilités intrinsèques

L'hypothèse des chandelles standards parfaites est évidemment incorrecte puisque l'on sait qu'au moins une partie de la variabilité des SNe Ia est décrite par un paramètre de variabilité intrinsèque lié à la largeur de la courbe de lumière, généralement exprimé par les variables  $\Delta m_{15}$ ,  $s$  ou  $x_1$ . L'étude détaillée des indicateurs spectraux faite dans la partie précédente a montré que la largeur équivalente de la raie Si II  $\lambda 4131$  mesurée au maximum de luminosité, dont une représentation est faite dans la figure 13.3(a), est fortement corrélée au paramètre de stretch  $x_1$  du modèle SALT2 ( $\rho = -0,81 \pm 0,03$ , figure 13.3(b)). Étant de plus corrélée à la magnitude absolue des supernovæ et peu sensible à l'extinction et au rougissement causés par les poussières du milieu interstellaire, cet indicateur fera un bon marqueur de la luminosité intrinsèque des SNe Ia. Pour nous affranchir du besoin de la modélisation complète de la courbe de lumière nous utiliserons donc cette largeur équivalente comme première correction intrinsèque.

### 13.3.1 Première correction intrinsèque : Silicium

Les magnitudes relatives  $\Delta M_\lambda$  ont une dépendance linéaire avec la largeur équivalente EWSi II  $\lambda 4131$ , comme montré pour quelques filtres larges bandes dans la figure 13.4, avec une dispersion asymétrique attribuée à une fluctuation d'extinction ou de variabilité intrinsèque. La magnitude est alors modélisée à une constante près de la façon suivante :

$$\delta M_{\lambda,i} = s_\lambda^{\text{Si}} \text{EW}_i^{\text{Si}} + \delta A_{\lambda,i}^{\text{Si}} \quad (13.13)$$

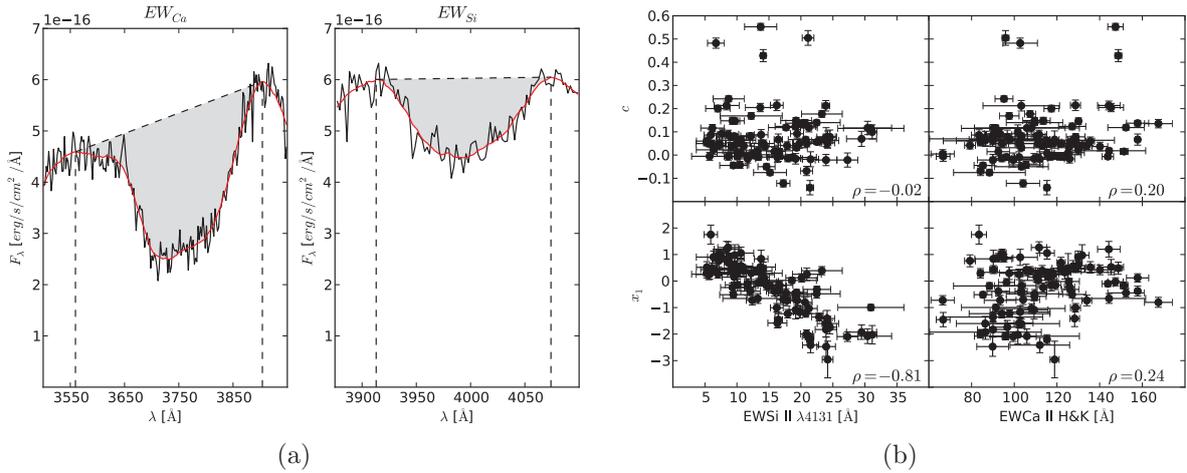


FIG. 13.3 – (a) Largeurs équivalentes des raies Ca II H&K (à gauche) et Si II  $\lambda 4131$  (à droite). Ces deux largeurs équivalentes partagent le pic visible aux alentours de 3900  $\text{\AA}$ . (b) Corrélations des largeurs équivalentes EWSi II  $\lambda 4131$  et EWCa II H&K avec les paramètres de stretch  $x_1$  et de couleur  $c$ .

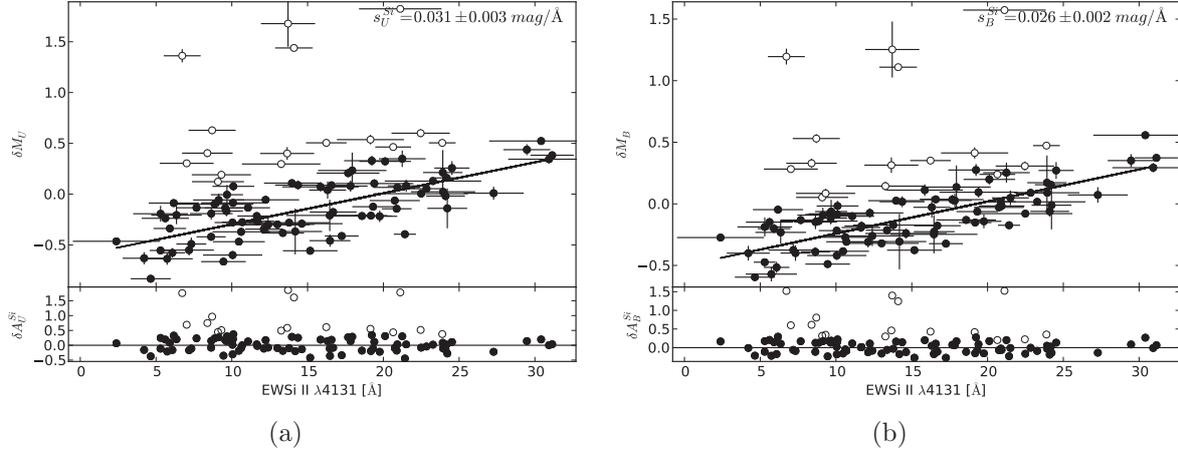


FIG. 13.4 – (a)  $\delta M_U$  vs. EWSi II  $\lambda 4131$ . (b)  $\delta M_B$  vs. EWSi II  $\lambda 4131$ . Les droites correspondent aux ajustements linéaires après la coupure asymétrique à  $2\sigma$ , dont les pentes  $s_\lambda^{Si}$  sont affichées dans les coins supérieurs droits. Les points blancs sont ceux qui n'entrent pas dans les ajustements. Les panneaux du bas correspondent aux résidus des ajustements, c'est-à-dire aux  $\delta A_\lambda^{Si}$  des bandes U et B.

où  $s_\lambda^{Si}$  est la pente de l'ajustement linéaire, et  $\delta A_{\lambda,i}^{Si}$  est l'extinction relative dans le filtre considéré<sup>2</sup>. Les  $s_\lambda^{Si}$  sont calculées par une minimisation des moindres carrés dans le plan  $(\delta M_\lambda, \text{EWSi II } \lambda 4131)$ , prenant en compte les incertitudes sur les deux variables, avec une coupure asymétrique à  $2\sigma$  nous permettant d'éliminer toutes les SNe Ia les plus rouges<sup>3</sup>. Lors de la minimisation, une dispersion non propagée dans la suite de l'analyse est ajoutée aux incertitudes de mesures pour atteindre  $\chi_\nu^2 = 1$ , se rapportant aux différentes variabilités non prises en compte. Dans ce formalisme, les absorptions déterminées seront par conséquent définies à une constante près. Ce terme constant regroupe la magnitude moyenne ainsi que le terme d'extinction moyen résiduel après correction d'une partie de la variabilité intrinsèque.

### 13.3.1.1 Incertitudes

Nous exprimons l'incertitude  $\sigma_{A_\lambda^{Si}}$  sur le terme d'absorption mesuré après correction de la largeur équivalente EWSi II  $\lambda 4131$  comme :

$$\sigma_{A_\lambda^{Si}}^2 = \sigma_{\lambda,mes}^2 + \left[ s_\lambda^{Si} \sigma_{\text{EWSi}} \right]^2 \quad (13.14)$$

où  $\sigma_{\lambda,mes}$  est l'incertitude de mesure sur les magnitudes relatives décrite dans le chapitre précédent,  $\sigma_{\text{EWSi}}$  est l'incertitude sur la largeur équivalente EWSi II  $\lambda 4131$ . Le terme associé à l'incertitude sur la pente  $s_\lambda^{Si}$ ,  $\sigma_{s_\lambda^{Si}}$ , étant négligeable, il n'est pas pris en compte dans ce calcul d'incertitude. Les termes de covariance entre les magnitudes et les largeurs

<sup>2</sup>Pour augmenter la lisibilité des équations, les largeurs équivalentes EWSi II  $\lambda 4131$  et EWSi II H&K sont respectivement écrites  $\text{EW}^{Si}$  et  $\text{EW}^{\text{Ca}}$ .

<sup>3</sup>La coupure asymétrique et son influence seront discutées dans le chapitre suivant.

équivalentes sont pris égales à zéro, puisque ces mesures se font de façons totalement indépendantes. La covariance  $C_{\lambda,\lambda'} = \text{Cov}(\delta A_\lambda, \delta A_{\lambda'})$  associée à chaque point du plan  $(\delta A_\lambda, \delta A_{\lambda'})$  est :

$$C_{\lambda,\lambda'} = \sigma_z^2 + \sigma_{calib,\lambda}^2 + s_{Si}^\lambda s_{Si}^{\lambda'} \sigma_{EWSi}^2 \quad (13.15)$$

où les deux premiers termes sont les incertitudes liées à la correction de décalage vers le rouge pour obtenir les magnitudes absolues et à la covariance provenant des incertitudes de calibration. Le troisième terme de la covariance provient de l'incertitude issue de la correction par le paramètre intrinsèque,  $\sigma_{EWSi}$  étant commun à tous les filtres. La matrice de covariance des mesures  $C_i$  d'une supernova donnée s'écrira alors de la façon suivante :

$$C_i = \begin{bmatrix} \sigma_{A_{\lambda_1}}^2 & & & \\ & \cdot & C_{\lambda_j,\lambda_k} & \\ & C_{\lambda_j,\lambda_k} & \cdot & \\ & & & \sigma_{A_{\lambda_n}}^2 \end{bmatrix}, \quad (13.16)$$

où les indices  $j$  et  $k$  représentent respectivement les numéros des lignes et des colonnes, et où  $n$  est le nombre de filtres ( $n = 5$  ou  $200$ ).

### 13.3.1.2 Loi d'extinction

Après correction des résidus  $\Delta M_\lambda$  par cette largeur équivalente, nous utilisons les  $\delta A_\lambda^{Si}$  obtenus (équation 13.13) pour construire la loi d'extinction, comme nous l'avons déjà fait dans la section précédente. Pour cela, les  $\delta A_\lambda^{Si}$  sont introduits dans l'équation 13.2, et le  $\chi^2$  de l'équation 13.3 est minimisé. Rappelons que la matrice de covariance  $M$  utilisée lors de la minimisation est définie par l'équation 13.9, où  $D$  est la matrice de dispersion estimée directement à partir des résidus à l'ajustement (équation 13.11 et 13.12). À l'issue de cet ajustement, nous obtenons les  $\gamma_\lambda^{Si}$ , représentant la loi d'extinction, tracés en noir dans la figure 13.2b.

Comme nous pouvons le voir dans la figure 13.2a, les  $s_\lambda^{Si}$  (en rouge) sont corrélés avec les  $\gamma_\lambda^0$  (en noir) calculés sans correction de la variabilité intrinsèque à l'exception notable de la zone du Calcium près de  $3600 \text{ \AA}$ , correspondant à la raie Ca II H&K. Cela confirme que EWSi II  $\lambda 4131$  est fortement corrélé aux variabilités intrinsèques des SNe Ia. La loi d'extinction obtenue après correction de EWSi II  $\lambda 4131$  ( $\gamma_\lambda^{Si}$ ), montrée dans la figure 13.2b (en noir), prend déjà la forme d'une loi d'extinction CCM, avec quelques résidus de raies spectrales. Les lignes contribuant le plus à l'écart d'une loi d'extinction classique sont celles du Ca II H&K et du triplet du Calcium dans l'infrarouge, ainsi que de la raie Si II  $\lambda 6355$ . Elles affectent principalement les filtres U et I dans les expériences photométriques, ce qui peut expliquer l'écart dans l'UV des lois de couleur dérivées empiriquement en utilisant des données photométriques par rapport à une loi de CCM (voir figure 11.1). Les résidus de variabilité intrinsèque après cette correction par EWSi II  $\lambda 4131$  impliquent que cette seule variable ne suffit pas pour corriger la totalité de la variabilité intrinsèque des SNe Ia.

### 13.3.2 Deuxième correction intrinsèque : Calcium

Puisque la raie spectrale Ca II H&K est clairement une contribution majeure à la déviation de la loi d'extinction par rapport à une loi classique, nous avons sélectionné EWCa II H&K pour décrire la variabilité intrinsèque résiduelle affectant la loi de couleur. Une représentation de la mesure de EWSi II  $\lambda 4131$  et EWCa II H&K sur un spectre typique de SNe Ia au maximum de luminosité est faite dans la figure 13.3(a). Malgré leur proximité dans le spectre, ces deux largeurs équivalentes sont totalement décorrélées, avec un coefficient de corrélation de Pearson  $\rho = -0,13 \pm 0,1$ , comme montré dans la figure 13.5, et l'on peut aussi voir que sa corrélation avec  $x_1$  est très faible ( $\rho = 0,23 \pm 0,10$ , figure 13.3(b)). Par conséquent, ce dernier sera un bon candidat pour corriger des effets intrinsèques résiduels contenus dans les  $\delta A_\lambda^{Si}$  mesurés après correction de EWSi II  $\lambda 4131$ .

#### 13.3.2.1 Correction des $\Delta M_\lambda$

Les magnitudes relatives  $\Delta M_\lambda$  corrigées de EWSi II  $\lambda 4131$  ( $\equiv \delta A_\lambda^{Si}$ ) conservent une dépendance linéaire avec la largeur équivalente EWCa II H&K. Quelques-unes de ces dépendances sont montrées dans la figure 13.6, où nous pouvons toujours observer la dispersion asymétrique attribuée aux fluctuations diverses. La deuxième correction par EWCa II H&K se fera donc de la même façon que pour EWSi II  $\lambda 4131$  et la magnitude est alors modélisée à une constante près par une variabilité intrinsèque à deux composantes :

$$\delta M_{\lambda,i} = s_\lambda^{Si} EW_i^{Si} + s_\lambda^{Ca} EW_i^{Ca} + \delta A_{\lambda,i}^{Si+Ca}, \quad (13.17)$$

$s_\lambda^{EW}$  étant la pente de l'ajustement linéaire, et  $\delta A_\lambda$  l'extinction relative dans le filtre considéré, de longueur d'onde moyenne  $\lambda$ . Dans cette approche, les corrections de magnitudes par les largeurs équivalentes sont appliquées en séquences, ce qui n'a que peu d'importance car EWSi II  $\lambda 4131$  et EWCa II H&K sont orthogonales. Les incertitudes et covariances sur les  $\delta A_{\lambda,i}$  sont estimées de la même façon que précédemment en considérant qu'il n'y a pas de covariance entre les  $\Delta M_\lambda$ , EWSi II  $\lambda 4131$  et EWCa II H&K. La matrice  $C_i$  de chaque supernova  $i$  est alors mise à jour après cette nouvelle correction.

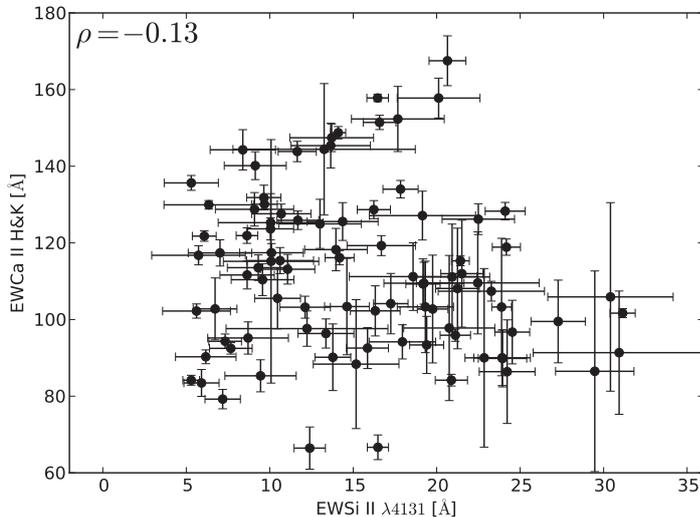


FIG. 13.5 – Relation entre les largeurs équivalentes des raies Si II  $\lambda 4131$  et Ca II H&K.

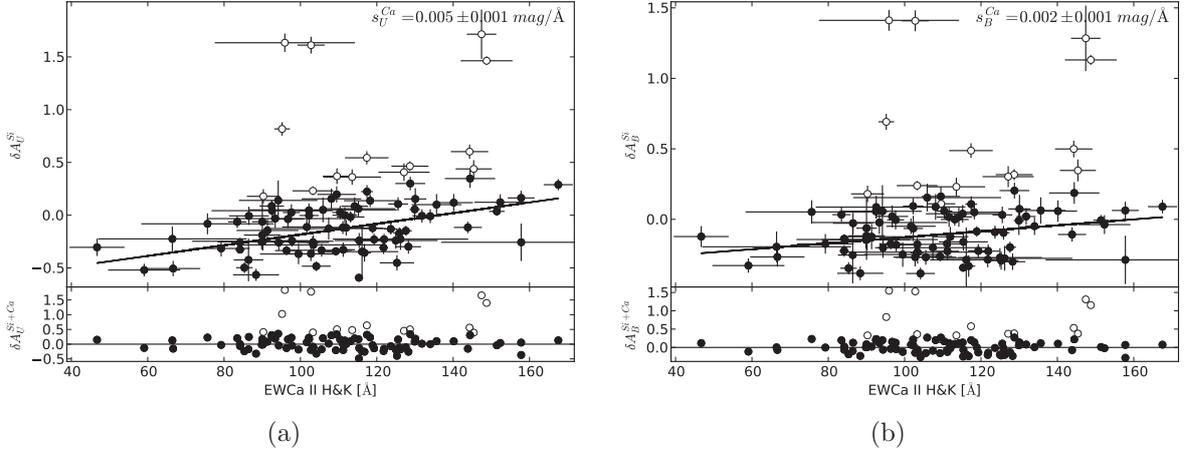


FIG. 13.6 – (a)  $\delta A_U^{Si}$  vs. EWCa II H&K. (b)  $\delta A_B^{Si}$  vs. EWCa II H&K. Les droites correspondent aux ajustements linéaires après la coupure asymétrique à  $2\sigma$ , dont les pentes  $s_\lambda^{Ca}$  sont affichées dans les coins supérieurs droits. Les points blancs sont ceux qui n’entrent pas dans les ajustements. Les panneaux du bas correspondent aux résidus des ajustements, c’est-à-dire aux  $\delta A_\lambda^{Si+Ca}$  des bandes U et B ici.

### 13.3.2.2 Loi d’extinction

La variation intrinsèque résiduelle  $s_\lambda^{Ca}$ , calculée avec la raie Ca II H&K après la correction par  $s_\lambda^{Si}$ , est présentée en rouge dans la figure 13.2b, et reproduit la forme de la déviation des  $\gamma_\lambda^{Si}$  d’une loi classique de Cardelli tracée dans la même figure. Comme nous pouvons le voir dans la figure 13.2c, la loi de rougissement  $\gamma_\lambda^{Si+Ca}$  obtenue après cette correction supplémentaire par EWCa II H&K est une loi beaucoup plus lisse avec quelques résidus spectraux, et s’ajuste bien sur une loi de Cardelli, à l’exception de la zone de l’UV où un léger désaccord persiste.

À titre d’exemple, nous présentons sur la figure 13.7 le plan  $(\delta A_U, \delta A_V)$  avant et après correction de EWCa II H&K, ainsi que les résultats des ajustements  $\gamma_U$  dans chaque cas. Comme nous pouvons le voir,  $\gamma_U$  diminue légèrement après correction par le calcium, ce qui correspond bien à une disparition du pic aux alentours de 3800 Å de la courbe spectrale.

### 13.3.3 Estimation de $R_V$

La description qualitative faite à partir de l’analyse spectrale décrite dans les paragraphes précédents nous a permis d’identifier les zones de variabilités ainsi que les paramètres permettant de les corriger. Cette analyse a cependant quelques points faibles, et l’analyse en bandes larges lui sera donc préférée en ce qui concerne la mesure du paramètre  $R_V$ . En effet, la correction de phase appliquée en bandes étroites (interpolation linéaire) induit des sources d’incertitudes difficiles à estimer. Il sera en outre plus simple de comparer les résultats des bandes larges à ceux de la littérature.

L’application directe de la méthode présentée dans la sous-section 13.1.2 aux filtres larges bandes UBVRI permet une estimation de la valeur du paramètre  $R_V$  à chaque étape des corrections intrinsèques (pour les  $\delta A_\lambda^0$ ,  $\delta A_\lambda^{Si}$  et  $\delta A_\lambda^{Si+Ca}$ ). Les valeurs de  $R_V$  pour les

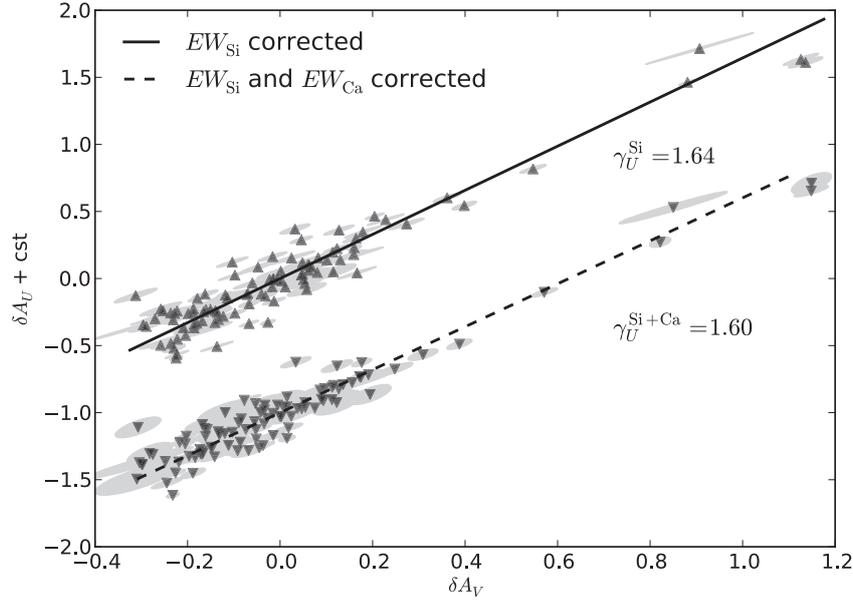


FIG. 13.7 – Relation entre  $\delta A_U$  et  $\delta A_V$  après correction de EWSi II  $\lambda 4131$  (*triangles vers le haut*) et après corrections de EWSi II  $\lambda 4131$  et EWCa II H&K (*triangles vers le bas*). Pour plus de lisibilité, une constante arbitraire à été ajoutée aux  $\delta A_U$ . Les ellipses représentent la matrice de covariance complète entre les deux filtres. Elles sont élargies après la correction de EWCa II H&K. Les résultats des ajustements linéaires sont aussi montrés (lignes pleine et pointillée). Les  $\gamma_U^{\text{Si}}$  et  $\gamma_U^{\text{Si+Ca}}$  correspondent respectivement à ceux montrés dans les figures 13.2b et 13.2c pour le filtre U.

trois cas présentés sont référencées dans la table 13.1. La première ligne correspond au cas sans aucune correction intrinsèque (équation 13.8, figure 13.2a), la deuxième à la correction de EWSi II  $\lambda 4131$  seulement (équation 13.13, figure 13.2b), et la troisième aux corrections par EWSi II  $\lambda 4131$  et EWCa II H&K (équation 13.17, figure 13.2c). Comme l'a montré l'analyse spectrale décrite précédemment, cette succession de corrections intrinsèques induit une compatibilité croissante de la loi d'extinction mesurée avec une loi d'extinction CCM. De plus, comme nous pouvons le voir dans les figures 13.2a, b et c, les  $\gamma_\lambda$  spectraux (courbes noires) et larges bandes (points noirs) sont compatibles à chaque étape des corrections, les fluctuations locales étant moyennées par l'intégration en larges bandes.

TAB. 13.1 –  $R_V$  obtenus à l'issue des ajustements dans les trois cas présentés dans le texte. Notons que les incertitudes sur  $R_V$  ne proviennent à ce stade que de l'ajustement. Elles ne prennent en compte aucun effet systématique ou de biais. L'incertitude réelle sur la mesure sera estimée à l'aide des différents tests proposés dans le chapitre 14.

Cas	$R_V$	$\sigma_{R_V}$
« Chandelles standards parfaites »	3,00	0,09
Correction de EWSi II $\lambda 4131$	2,77	0,12
Corrections de EWSi II $\lambda 4131$ et EWCa II H&K	2,62	0,11

Notons que chacune des trois SNe Ia les plus rouges ont un impact sur la loi de couleur mesurée. En effet, comme nous pouvons le voir dans la figure 13.7, seulement quatre SNe Ia de l'échantillon ont un  $\delta A_V > 0,7$ . Ces quatre points joueront un rôle important lors de l'ajustement des  $\gamma_\lambda$ . Cela sera étudié en détail dans le chapitre suivant.

## 13.4 Résumé/Conclusion

Nous avons considéré dans ce chapitre différents cas de corrections intrinsèques appliquées aux magnitudes relatives  $\delta M_{\lambda,i}$ . Des équations 13.18a à 13.18c, nous considérons successivement le cas où les supernovæ sont des chandelles standards parfaites sans variabilité intrinsèque, et à ceux où leur variabilité intrinsèque est décrite par une et deux composantes indépendantes :

$$\delta M_{\lambda,i} = \begin{cases} \delta A_{\lambda,i}^0 & (13.18a) \\ s_\lambda^{\text{Si}} \text{EW}_i^{\text{Si}} + \delta A_{\lambda,i}^{\text{Si}} & (13.18b) \\ s_\lambda^{\text{Si}} \text{EW}_i^{\text{Si}} + s_\lambda^{\text{Ca}} \text{EW}_i^{\text{Ca}} + \delta A_{\lambda,i}^{\text{Si+Ca}} & (13.18c) \end{cases}$$

Les résultats des ajustements de  $s_\lambda$  et  $\gamma_\lambda$  pour ces trois étapes des corrections par les largeurs équivalentes sont présentés dans la figure 13.2. Pour plus de lisibilité et pour une meilleure compréhension du rôle de chaque correction intrinsèque, ces corrections sont montrées les unes après les autres, avec les résultats intermédiaires correspondants.

La loi d'extinction déterminée après les corrections par les deux largeurs équivalentes est très proche d'une loi d'extinction classique, avec quelques résidus spectraux, en particulier dans les parties UV et IR. Ces différences pourraient provenir de certaines sources de dispersion non (ou mal) prises en compte lors des ajustements, ou d'une mauvaise description des données à un moment de la procédure. Néanmoins, cette étude nous a permis d'estimer une loi d'extinction dont la forme est compatible avec la loi d'extinction classique utilisée dans notre galaxie, ainsi qu'un paramètre  $R_V$  plus proche de la valeur usuelle de notre galaxie que des valeurs généralement déterminées lors des analyses des résidus du diagramme de Hubble.

Nous allons dans le chapitre suivant discuter ces résultats, et procéder à certains tests nous permettant d'en estimer la stabilité.



# Chapitre 14

## Discussion des résultats

Nous présentons dans ce chapitre des variantes de l'analyse précédente permettant de vérifier la stabilité des résultats. Nous étudierons aussi la matrice de dispersion déterminée lors des ajustements de la loi d'extinction ( $\gamma_\lambda$  ou  $R_V$ ) et comparerons finalement les résultats obtenus avec quelques exemples de la littérature.

### Sommaire

---

<b>14.1 Tests de stabilité . . . . .</b>	<b>180</b>
14.1.1 Sur les paramètres intrinsèques . . . . .	180
14.1.2 Sur la méthode . . . . .	181
14.1.3 Sur l'échantillon . . . . .	182
<b>14.2 Matrice de dispersion <math>D</math> . . . . .</b>	<b>185</b>
14.2.1 Matrices spectrale et bandes larges . . . . .	185
14.2.2 Impact de la matrice de dispersion . . . . .	187
14.2.3 Dispersion et anti-corrélation : tentative d'interprétation . . . . .	188
<b>14.3 Conclusion de l'étude au maximum de luminosité . . . . .</b>	<b>194</b>

---

## 14.1 Tests de stabilité

Les tests présentés ci-dessous seront principalement effectués sur l'analyse en bandes larges (UBVRI) puisque l'analyse spectrale n'a été utilisée que de façon qualitative. Nous montrerons néanmoins certains résultats spectraux lorsque cela sera utile à la compréhension.

### 14.1.1 Sur les paramètres intrinsèques

#### 14.1.1.1 Remplacement de EWSi II $\lambda 4131$ par $x_1$

Puisque EWSi II  $\lambda 4131$  et  $x_1$  sont des variables très corrélées, il est possible de remplacer l'une par l'autre lors de la correction des magnitudes relatives  $\Delta M_\lambda$ . Nous présentons dans la figure 14.1(a) les  $s_\lambda^{Si}$  et  $s_\lambda^{x_1}$  obtenus à l'issue des corrections des magnitudes par ces deux variables. Ces vecteurs sont très similaires, et les corrections intrinsèques apportées seront pratiquement identiques. Les lois d'extinction déterminées après correction de EWSi II  $\lambda 4131$  ou de  $x_1$ , suivie de EWCa II H&K, sont spectralement très comparables, comme nous pouvons le voir dans la figure 14.1(b). Les conclusions des analyses spectrales et bandes larges restent inchangées, avec  $R_V = 2,68 \pm 0,11$  lorsque  $x_1$  est utilisé plutôt que EWSi II  $\lambda 4131$ .

#### 14.1.1.2 Permutation des corrections

Puisque les  $s_\lambda^{Si}$  et  $s_\lambda^{Ca}$  sont mesurés en séquences, chacun utilisant les magnitudes corrigées de l'étape précédente, nous avons inversé l'ordre dans lequel ces corrections

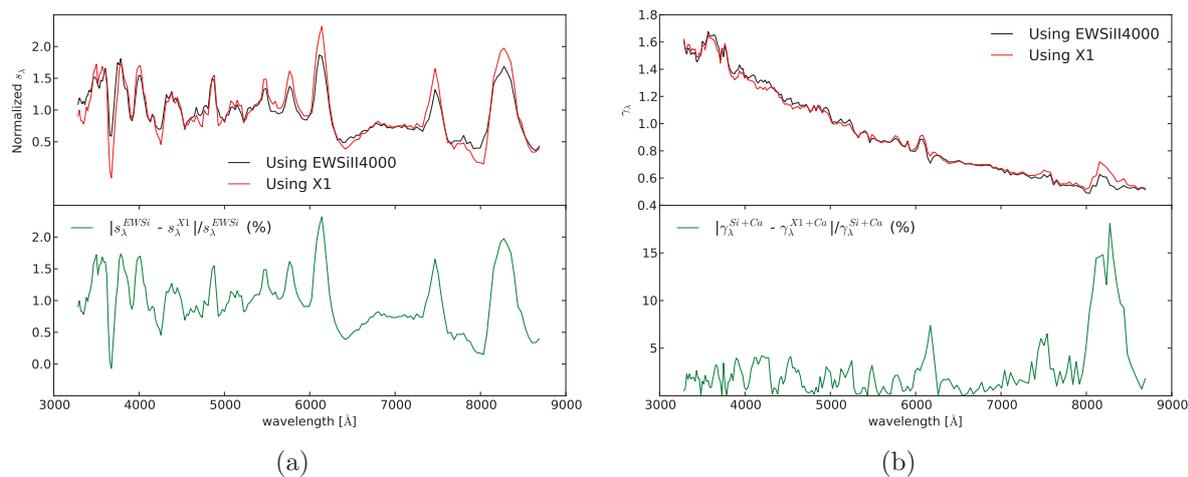


FIG. 14.1 – Utilisation de  $x_1$  à la place de EWSi II  $\lambda 4131$  lors de la première correction intrinsèque appliquée aux  $\Delta M_\lambda$  : (a) Comparaison de  $s_\lambda^{Si}$  et  $s_\lambda^{x_1}$ . Ces deux variables étant anti-corrélées, et de valeurs moyennes très différentes, les pentes ont été normalisées pour effectuer cette comparaison. (b)  $\gamma_\lambda^{Si+Ca}$  et  $\gamma_\lambda^{x_1+Ca}$ . Panneaux du bas : Écarts relatifs des différentes courbes.

ont été appliquées pour tester l'influence de ce choix. Nous montrons sur la figure 14.2 les résultats spectraux obtenus à l'issue de la permutation de EWSi II  $\lambda 4131$  et de EWCa II H&K. Comme nous pouvons le remarquer, les lois d'extinction obtenues dans ces deux cas possèdent les mêmes caractéristiques spectrales et se superposent presque parfaitement. De plus, la valeur de  $R_V$  déterminée sur les filtres UBVRI en inversant l'ordre des corrections est de  $2,55 \pm 0,09$ , ce qui est compatible avec le résultat précédent. Notons que la similarité des résultats vient confirmer l'orthogonalité de ces deux variables.

## 14.1.2 Sur la méthode

### 14.1.2.1 Coupure dans le plan ( $EW_{Si,Ca}, M_\lambda$ )

Lors du calcul des  $s_\lambda$ , une coupure asymétrique à  $2\sigma$  est effectuée pour ne garder qu'un échantillon de supernovæ peu rougies. Le  $R_V$  obtenu est de 2,56 pour une coupure à  $3\sigma$ , et si l'échantillon complet est utilisé pour la mesure de ces  $s_\lambda$ , le  $R_V$  mesuré sur les filtres bandes larges est de 2,45.

Le fait de ne pas écarter les SNe Ia les plus rougies lors des estimations des  $s_\lambda$  semble biaiser légèrement  $R_V$  vers des valeurs plus petites, ce qui correspond à une augmentation des pentes dans le plan  $(\delta A_\lambda, \delta A_V^*)$  (figure 13.7) pour  $\lambda < \lambda_V$  et une diminution pour  $\lambda > \lambda_V$ .

### 14.1.2.2 Résidus aux courbes de lumière : $\sigma_{calib}$

Pour un traitement plus général des incertitudes de mesure, l'estimation des incertitudes de calibration à partir des résidus aux ajustements de nos courbes de lumière par le modèle SALT2 a aussi été utilisée (§ 12.2.2.2). Rappelons que cette méthode surestime l'incertitude de calibration  $\sigma_{calib}$  puisqu'elle prend aussi en compte les incertitudes sur le modèle SALT2, qui est utilisé lors de la procédure de décorrélation des magnitudes comme interpolateur. Appliquer ces estimations de  $\sigma_{calib}$  nous donne  $R_V = 2,62 \pm 0,11$ , ce qui est compatible

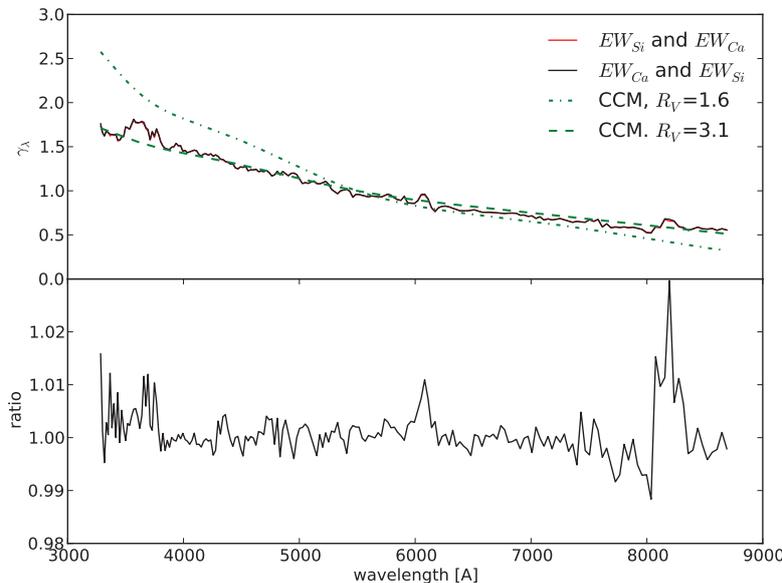


FIG. 14.2 – Permutation des corrections intrinsèques EWSi II  $\lambda 4131$  et EWCa II H&K lors de l'estimation de la loi d'extinction. Panneau du haut :  $\gamma_\lambda$  estimés dans ces deux cas. Pour référence, les lois CCM pour  $R_V = 1,6$  et  $R_V = 3,1$  sont aussi présentées. Panneau du bas : Rapport des  $\gamma_\lambda$ .

avec le  $R_V$  calculé dans le cas où l'incertitude de calibration est estimée à partir de l'étude des résidus des étoiles étalons.

### 14.1.2.3 *Jackknifing* sur les filtres UBVRI

L'accord avec une loi de Cardelli est vérifié en utilisant une procédure de *jackknifing* sur le système de filtres, c'est-à-dire en faisant varier la combinaison de filtres utilisés lors de l'estimation de  $R_V$ , parmi les filtres UBVRI.

En considérant toutes les combinaisons possibles contenant au moins trois de ces cinq filtres, nous obtenons un  $R_V$  moyen de 2,64, et une dispersion de 0,32. Cette dispersion importante autour d'une valeur moyenne très proche de la valeur estimée (2,61) avec UBVRI est principalement due au filtre U, qui tend à tirer la valeur de  $R_V$  vers le bas. Cela provient certainement de la plus grande dispersion présente dans cette bande naturellement, ainsi que des écarts résiduels de la loi d'extinction mesurée avec une loi CCM dans cette partie du spectre. Si le filtre U est mis de côté pour ce test, cinq combinaisons des filtres BVRI restent possibles, desquelles nous tirons un  $R_V$  moyen de 3,00, avec une dispersion de 0,1. L'écart résiduel entre la loi estimée et une loi classique d'extinction dans l'UV a donc une influence non négligeable sur l'estimation de  $R_V$ .

## 14.1.3 Sur l'échantillon

### 14.1.3.1 Galaxies hôtes

La chaîne de réduction de données inclut une étape de soustraction de la galaxie hôte utilisant toute l'information spatio-temporelle obtenue après la disparition de la supernova. Comme cette étape pourrait avoir un impact sur les différentes mesures effectuées, nous allons comparer les résultats obtenus avec et sans son utilisation.

Sur les 96 SNe Ia utilisées ici, seules 78 d'entre elles passent les coupures de qualité lorsque la soustraction de la galaxie hôte n'est pas effectuée. Si l'on reconduit l'analyse de bout en bout avec ces 78 SNe Ia, nous obtenons  $R_V = 2,76 \pm 0,15$ . Les différences entre les courbes spectrales estimées avec et sans soustraction de l'hôte se font principalement sur la zone UV du spectre, ainsi que dans l'IR, comme nous pouvons le voir sur la figure 14.3.

Si nous effectuons la même procédure de *jackknifing* sur les filtres que celle présentée précédemment, le  $R_V$  moyen obtenu est de 2,74 pour toutes les combinaisons d'au moins trois filtres parmi UBVRI et de 3,16 si le filtre U est omis, avec une dispersion de 0,20 dans ce dernier cas. Encore une fois, les légères différences observées dans la bande U tendent à faire diminuer  $R_V$ .

### 14.1.3.2 Comparaisons aux valeurs publiées

Dans Chotard et al. (2011), cette même étude avait été effectuée sur un échantillon SNfactory de 76 SNe Ia, dont 66 sont communes à l'échantillon présenté tout au long de cette analyse. Les 10 supernovæ manquantes n'ont pas passé les différentes coupures de qualité sur l'ajustement de leurs courbes de lumière dans l'échantillon actuel, ou alors n'ont plus de spectre entre  $\pm 2,5$  jours autour du maximum du fait d'un changement de la date de leur maximum de luminosité. Outre la différence de taille de l'échantillon, plusieurs

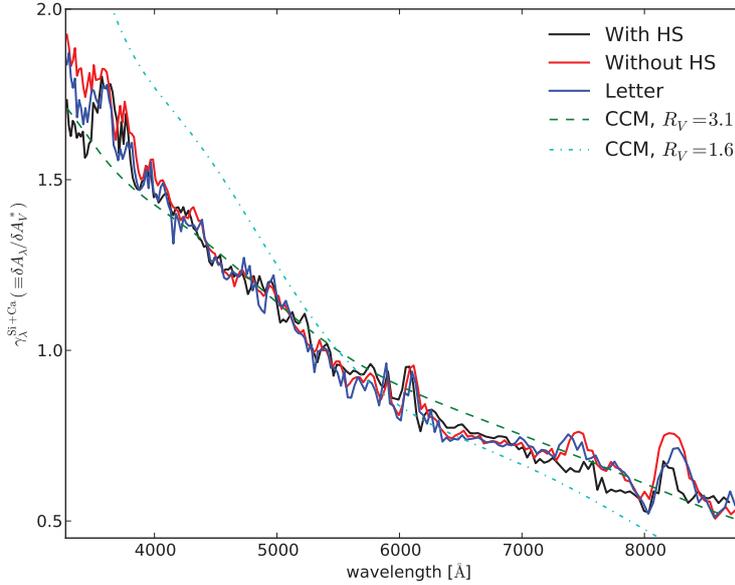


FIG. 14.3 – Comparaison des lois d’extinction mesurées pour l’échantillon actuel avec (*With HS*) et sans (*Without HS*) soustraction de la galaxie hôte. Nous présentons aussi la loi d’extinction publiée dans [Chotard et al. \(2011\)](#) (*Letter*). Pour référence, les lois CCM pour  $R_V = 1,6$  et  $R_V = 3,1$  sont aussi présentées.

améliorations des codes de réduction de données ainsi qu’un code de soustraction de la galaxie hôte ont été utilisés dans cette nouvelle production (comme énoncé précédemment). Le système de filtres utilisé reste quant à lui inchangé. Les comparaisons se feront ici sur les valeurs de  $R_V$  mesurées pour les filtres UBVRI.

Sans aucune correction intrinsèque, la valeur de  $R_V$  obtenue précédemment était de l’ordre de 3,10, et est pour l’analyse actuelle de 3,00. Après correction de EWSi II  $\lambda 4131$  seulement, nous avons  $R_V = 3,07$ , et la valeur actuelle est de 2,77. Après corrections par EWSi II  $\lambda 4131$  et EWCa II H&K,  $R_V$  était égal à 2,78, alors qu’il est maintenant de 2,62. Cette différence systématique s’explique en grande partie par l’écart plus important de l’ajustement actuel avec une loi d’extinction classique dans l’UV, comme nous pouvons le voir sur la figure 14.3. Elle semble provenir de l’effet de la soustraction galactique puisqu’elle n’est pas présente dans la deuxième courbe (rouge) qui correspond à l’analyse effectuée sur l’échantillon de 78 supernovæ communes sans utilisation de la procédure de soustraction de l’hôte (voir § 14.1.3.1).

Les résultats publiés dans [Chotard et al. \(2011\)](#) sont par conséquent en accord avec ceux obtenus dans les mêmes conditions pour l’échantillon actuel.

### 14.1.3.3 *Jackknifing* sur les supernovæ

Une procédure de *jackknifing* a été utilisée pour estimer l’impact de la soustraction de chacune des SNe Ia de l’échantillon lors de la mesure de la loi de rougissement, et en particulier celle des plus éteintes. En effet, les coefficients  $\gamma_\lambda$ , correspondant aux pentes des ajustements linéaires dans les plans  $(A_\lambda, A_V^*)$ , sont particulièrement sensibles aux SNe Ia les plus rougies. La moyenne de la distribution des  $R_V$  estimés lors de cette procédure est de 2,62, avec un écart type classique de 0,03. Néanmoins, l’écart type associé à une procédure de *jackknifing* s’exprime par :

$$\sigma_J^2 = (N - 1) \times \sigma_{J-1}^2, \quad (14.1)$$

où  $N$  est le nombre total de SNe Ia et  $\sigma_{J-1}^2$  est l'écart type classique. Pour cette distribution, représentée sur la figure 14.4,  $\sigma_J = 0,25$ . Les quatre points éloignés de cette distribution sont dus à l'exclusion de l'une des quatre SNe Ia rougies présentes dans notre échantillon, qui servent de bras de levier lors des ajustements. Les  $R_V$  estimés après coupure de certains points en fonction de leur  $\delta A_U$  sont présentés dans la table 14.1. Nous pouvons y voir que plus l'on enlève de SNe Ia à grand  $\delta A_U$ , plus la valeur de  $R_V$  diminue, jusqu'à atteindre un point où l'incertitude nous indique que la mesure n'a certainement plus de sens. Les SNe Ia à grande extinction ont donc une importance particulière pour la stabilité de l'estimation de ce  $R_V$  effectif.

L'incertitude que l'on obtient par la procédure de *jackknifing* pourrait nous servir d'évaluation de l'incertitude statistique sur notre mesure. Le  $R_V$  final mesuré serait ainsi de  $2,61 \pm 0,27$ , où l'incertitude initiale a été ajoutée quadratiquement à  $\sigma_J$ .

## Conclusion

Ces quelques tests nous ont permis de montrer que le résultat obtenu n'est d'une part pas dépendant de certains choix arbitraires effectués avant les ajustements, tels que l'ordre dans lequel sont effectuées les corrections, ou encore la coupure dans le plan largeurs équivalentes/magnitudes, dont l'influence reste faible. Ils nous ont d'autre part permis de montrer que les écarts résiduels dans l'UV jouent un rôle important, par le fait que la valeur de  $R_V$  obtenue soit légèrement inférieure à celle publiée dans Chotard et al. (2011), et que l'omission volontaire du filtre U rend la loi d'autant plus compatible avec celle observée

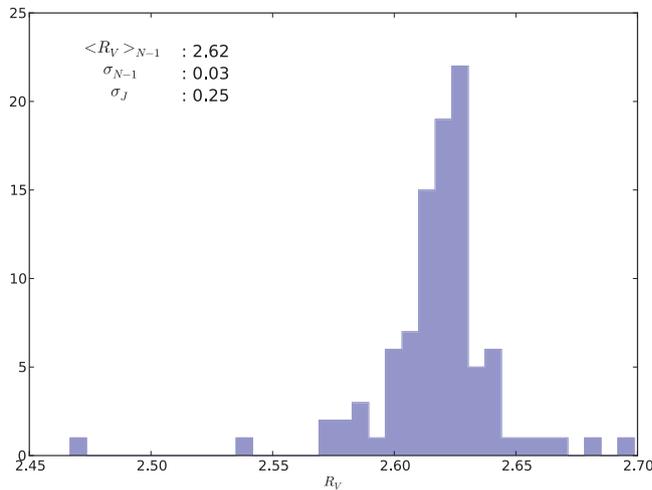


FIG. 14.4 – Distribution des valeurs de  $R_V$  obtenues à l'issue de la procédure de *jackknifing* sur les supernovæ. Chaque point correspond à un ajustement effectué avec  $N - 1$  supernovæ. Les quatre valeurs de  $R_V$  à plus de  $2\sigma$  de la moyenne de la distribution sont les supernovæ les plus rougies de l'échantillon.

TAB. 14.1 –  $R_V$  mesurés sur l'échantillon après coupure des SNe Ia ayant des  $\delta A_U$  supérieurs à ceux indiqués dans la table. Rappelons que la distribution des  $\delta A_\lambda$  est par définition centrée sur zéro. Le nombre de supernovæ conservées après la coupure est indiqué sur la deuxième ligne.

Coupure	Aucune	> 1 mag	> 0,6 mag	> 0,4 mag	> 0,2 mag	> 0 mag
N(SN)	96	92	91	89	79	56
$R_V$	$2,62 \pm 0,11$	$2,44 \pm 0,16$	$2,32 \pm 0,17$	$2,11 \pm 0,16$	$2,47 \pm 0,26$	$4,01 \pm 1,05$

dans notre galaxie. Le résultat obtenu semble parfaitement stable d'un échantillon à l'autre, du moins lorsque les conditions de réduction de données sont identiques. Néanmoins, nous avons pu voir qu'il existe une légère différence dans l'UV selon que la soustraction de la galaxie hôte est réalisée ou non. Cet effet pourrait être dû à la présence d'une variabilité intrinsèque résiduelle dans cette zone, ou à des effets non contrôlés de la chaîne de réduction de données. Cependant, la loi mesurée reste malgré tout très proche d'une loi standard dans sa forme, est compatible avec un  $R_V$  de 3,1, et exclut donc une valeur basse de  $R_V$  de l'ordre de 1,6.

## 14.2 Matrice de dispersion $D$

Lors des ajustements de la loi d'extinction, nous avons fait le choix de construire la matrice de dispersion  $D$  à partir des résidus des ajustements eux-mêmes (équation 13.12). Nous allons ici présenter cette matrice, et étudier l'impact de ce choix sur les résultats. En particulier, nous testerons l'utilisation de la matrice  $D$  à corrélation  $\rho$  variable présentée dans le chapitre précédent (équation 13.16).

### 14.2.1 Matrices spectrale et bandes larges

Les matrices de corrélation et les dispersions diagonales obtenues à l'issue des ajustements des lois d'extinction spectrale et en bandes larges, après corrections de EWSi II  $\lambda 4131$  et EWCa II H&K, sont présentées dans la figure 14.5 et dans la table 14.2. Nous pouvons y voir que la dispersion dans les bandes U et I sont plus importantes que dans les trois autres filtres pour le cas bandes larges comme pour le cas spectral. Les zones de dispersions importantes correspondent aux zones de grande variabilité des SNe Ia, c'est-à-dire aux zones où sont présentes de fortes raies spectrales. Le premier pic correspond à la zone du calcium (variabilité dans l'UV), le deuxième pic aux alentours de 5000 Å pourrait provenir d'un effet lié à la présence du dichroïque ou d'une autre zone de variabilité intrinsèque (Fe  $\lambda 4800$ ). Nous pouvons aussi observer la zone du silicium aux alentours de 6000 Å, ainsi

TAB. 14.2 – Matrices de corrélations issues des ajustements de la loi d'extinction sur nos données après corrections de EWSi II  $\lambda 4131$  seulement (triangle du haut), et de EWSi II  $\lambda 4131$  et EWCa II H&K (triangle du bas). Les deux dernières lignes présentent les dispersions diagonales des matrices  $D$ . Notons que la diminution des dispersions après correction de EWCa II H&K est en grande partie due à la propagation des incertitudes sur cette largeur équivalente.

	U	B	V	R	I
U		-0,12	-0,77	-0,91	-0,22
B	0,63		0,57	-0,24	-0,89
V	-0,73	0,07		0,53	-0,40
R	-0,97	-0,80	0,53		0,49
I	-0,52	-0,99	-0,20	0,72	
Diag (Si)	0,06	0,04	0,05	0,04	0,08
Diag (Si & Ca)	0,03	0,02	0,03	0,03	0,06

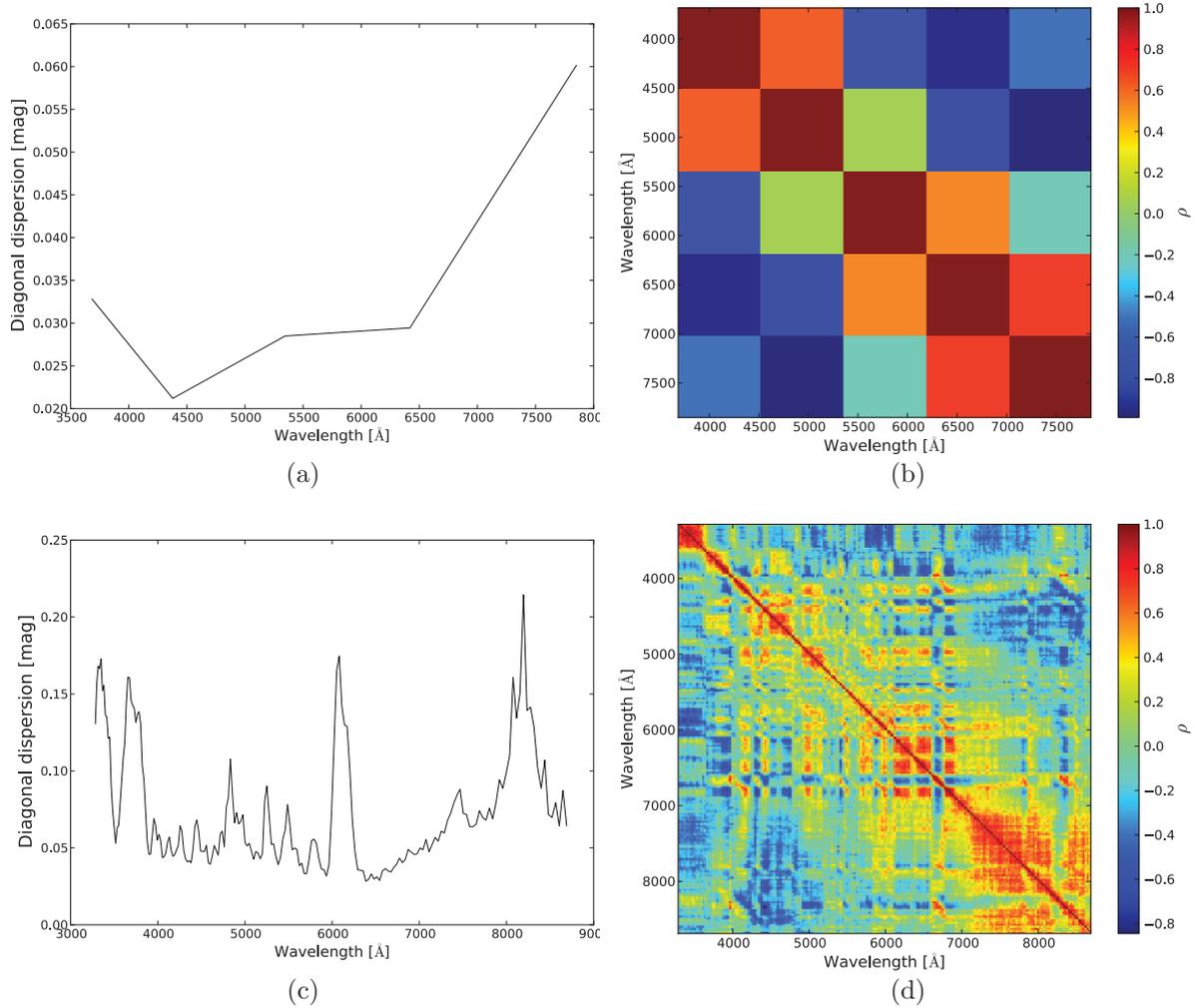


FIG. 14.5 – (a) Dispersions diagonales en bandes larges et (b) matrice de corrélation correspondante. (c) Dispersions diagonales spectrales et (d) matrice de corrélation correspondante. Ces dispersions et matrices de corrélation sont celles obtenues à l’issue de l’ajustement final après corrections de EWSi II  $\lambda 4131$  et EWCa II H&K.

qu’une forte variabilité dans l’IR.

Le résultat après correction par EWSi II  $\lambda 4131$  seulement peut être comparé aux résultats de la littérature. Alors que les termes diagonaux de notre matrice, présentés dans le triangle du haut de la table 14.2 pour UBVRI, sont en moyenne plus faibles qu’une dispersion usuelle de l’ordre de 0,09 mag (Guy et al., 2010), les termes non diagonaux sont totalement incompatibles avec un  $\sigma = 0,09$  uniforme<sup>1</sup> impliqué dans les ajustements cosmologiques. En effet, alors que quelques filtres adjacents apparaissent comme étant corrélés dans notre matrice, une anti-corrélation globale est observée pour la plupart des filtres, provenant de fluctuations intrinsèques résiduelles ou d’extinction.

Nous montrons dans la figure 14.6 l’évolution de cette corrélation en fonction de l’écart en longueurs d’onde des zones spectrales. Ces corrélations diminuent jusqu’à des valeurs

<sup>1</sup>Équivalent à une corrélation  $\rho$  proche de 1.

négatives lorsque l'écart en longueurs d'onde augmente. Nous essaierons dans la suite d'interpréter les dispersions observées ainsi que cette anti-corrélation globale.

Notons finalement qu'une simulation Monte-Carlo réalisée à partir des données a montré que le  $R_V$  entré est retrouvé avec une incertitude de  $-0,1 \pm 0,03$  lorsque l'on reconstruit un échantillon simulé à partir de la matrice de dispersion évaluée sur l'échantillon réel. La matrice de dispersion reconstruite est en outre identique à celle utilisée pour les simulations avec un biais inférieur à 5%.

## 14.2.2 Impact de la matrice de dispersion

Nous représentons sur la figure 14.7 l'évolution de  $R_V$  et de la dispersion  $\sigma$  ajustée<sup>2</sup> en fonction de  $\rho$ , fixé avant l'ajustement de la loi d'extinction. Tandis que cette dispersion augmente de façon régulière lorsque la corrélation  $\rho$  augmente continûment de  $-1$  à  $1$ ,  $R_V$  tend à diminuer d'environ 2,7 à 2. L'augmentation de la corrélation semble donc avoir pour influence de diminuer la valeur de  $R_V$ . Nous pouvons observer que les dispersions des résidus pour chacune des bandes augmentent elles aussi de façon régulière. Notons que ces dispersions sont minimales pour des valeurs négatives de la corrélation, ce qui semble jouer en faveur d'une matrice majoritairement anti-corrélée. La matrice  $D$  construite à partir des résidus  $r_\lambda$  à l'ajustement (équation 13.11, table 14.2) est donc cohérente avec ce résultat puisqu'elle est, elle aussi, majoritairement anti-corrélée. Cette matrice de dispersion a donc un plus grand impact sur la mesure de  $R_V$ , représentant au premier ordre la pente de la loi de couleur, que les différentes corrections intrinsèques appliquées aux magnitudes  $\Delta M_\lambda$ .

La façon dont la dispersion est prise en compte lors de l'ajustement d'un diagramme de Hubble aura donc elle aussi une forte influence sur les résultats obtenus, et en particulier sur la valeur de  $\beta$  ( $\sim R_B$ ), comme cela a déjà été montré dans Freedman et al. (2009) et Kessler et al. (2009). En effet, des valeurs beaucoup plus petites du  $R_V$  effectif ont été

<sup>2</sup> $\sigma$  est le facteur multiplicatif appliqué à la matrice  $D$ , de valeur diagonale 1 et de corrélation  $\rho$ .

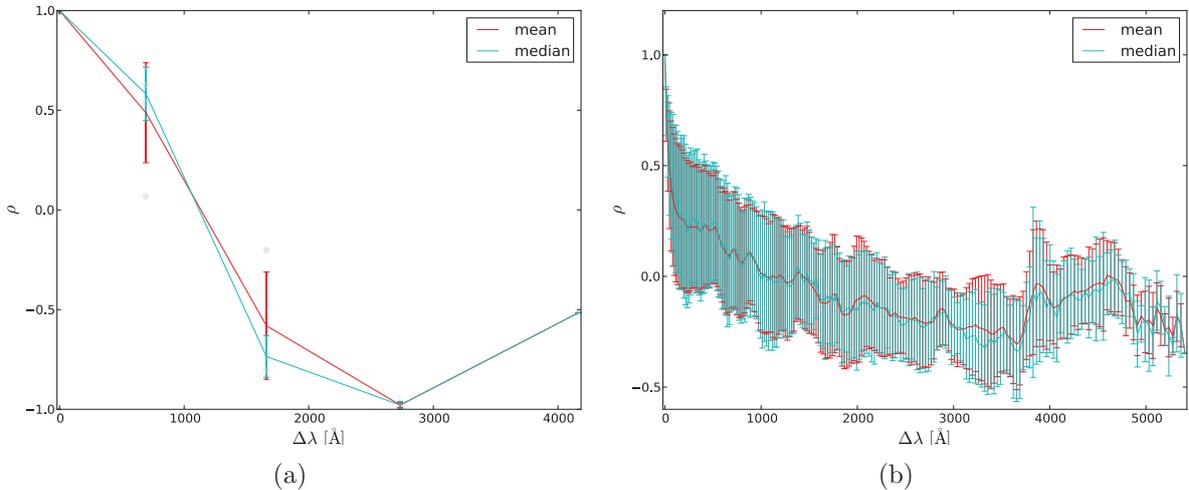


FIG. 14.6 – Corrélation  $\rho$  en fonction de l'écart en longueurs d'onde  $\Delta\lambda$  (a) en bandes larges, (b) et spectrale.

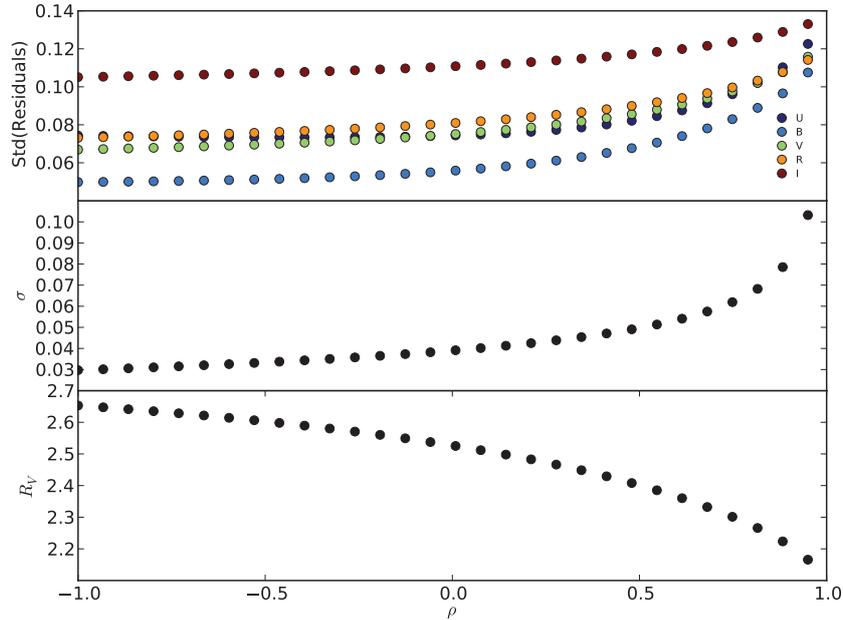


FIG. 14.7 – Évolution de différentes valeurs issues des ajustements de la loi d’extinction en fonction de la corrélation  $\rho$  de la matrice  $D$ . En haut : Écarts types des résidus  $r_\lambda$ . Au centre : Dispersion  $\sigma$ , facteur multiplicatif de la matrice  $D$ . En bas : Rapport d’extinction absolue sur extinction relative  $R_V$ , ajusté en forçant une loi CCM.

trouvées précédemment :  $R_V = 2,2$  dans Kessler et al. (2009),  $\beta \approx R_V + 1 = 3,2$  dans Guy et al. (2010) et  $R_V \approx 1 - 2$  dans Folatelli et al. (2010). Ces valeurs de  $R_V$  étaient généralement dérivées avec une dispersion en magnitude et non pas en couleur, ce qui biaise la valeur de  $R_V$  vers des valeurs plus basses. Minimiser les résidus au diagramme de Hubble pour notre échantillon en utilisant  $x_1$  et  $c$  nous donne  $\beta \approx 2,9$  (voir chapitre 4, § 4.3), et  $R_V = 1,9$  lorsqu’une matrice totalement corrélée est utilisée dans notre mesure à la place de la matrice empirique  $D$  (voir figure 14.7). Nous retrouvons donc bien ces mêmes résultats dans nos données.

### 14.2.3 Dispersion et anti-corrélation : tentative d’interprétation

La source de la dispersion et de l’anti-corrélation observées dans la matrice  $D$  pourrait provenir de fluctuations intrinsèques des pentes des spectres, d’une variation des  $R_V$  individuels des SNe Ia ou encore d’autres sources de variabilités intrinsèque ou extrinsèque. Nous allons dans cette section présenter une analyse préliminaire basée sur une simulation, pour estimer l’impact de la variation de  $R_V$  d’une SN Ia à l’autre. En effet, le  $R_V$  mesuré dans le chapitre précédent est une moyenne sur notre échantillon, et rien dans notre analyse n’empêche que chacune de nos SNe Ia n’ait traversé un milieu interstellaire possédant une loi d’extinction de  $R_V$  légèrement différent de la moyenne estimée. Pour effectuer cette simulation, nous utiliserons l’expression de la loi CCM décrite au chapitre 7. Celle-ci nous permettra de tester la deuxième hypothèse susmentionnée, en comparant les données simulées aux données réelles, que nous présenterons sous la forme donnée par la figure 14.8.

Pour un couple  $(R_V, E(B - V))$  donné, nous pouvons calculer les absorptions relatives  $\delta A_\lambda$  d'un échantillon simulé à partir de l'expression suivante :

$$A_\lambda = R_V \times E(B - V) \times \left( a_\lambda + \frac{b_\lambda}{R_V} \right), \quad (14.2)$$

où le dernier terme dépend des paramètres fixes  $a_\lambda$  et  $b_\lambda$  décrits dans le chapitre 7. Les  $\delta A_\lambda$  seront définis par :

$$\delta A_{\lambda,i} = A_{\lambda,i} - \langle A_\lambda \rangle, \quad (14.3)$$

où l'indice  $i$  correspond à une supernova simulée donnée, c'est-à-dire à un couple  $(R_V, E(B - V))$  donné, et où le deuxième terme est la moyenne de la distribution des  $A_{\lambda,i}$  simulés. Pour chaque réalisation de la simulation, nous produirons 96 supernovæ simulées, dont les matrices de covariance seront sélectionnées de façon aléatoire parmi les matrices  $C_i$  mesurées pour nos 96 supernovæ réelles.

### 14.2.3.1 Extinction par le milieu interstellaire : $\langle R_V \rangle \hat{=} 3,1$

Puisque le but est ici de simuler une variation de la loi d'extinction du milieu interstellaire, nous partirons de l'hypothèse que la valeur moyenne de  $R_V$  est égale à la moyenne estimée pour notre galaxie :  $\langle R_V \rangle \hat{=} 3,1$ . Pour effectuer cette simulation, nous produirons, pour une réalisation donnée, une distribution de  $E(B - V)$  correspondant à celle observée dans notre galaxie pour notre échantillon (figure 14.9(a), distribution exponentielle). Nous prendrons une distribution de  $R_V$  de forme gaussienne (figure 14.9(b)). L'écart type a été choisi pour nous permettre d'avoir une plage de variation importante des  $R_V$  (de  $\sim 2$  à  $\sim 4,5$ ). Sur la figure 14.9 sont présentées les distributions des 96  $E(B - V)$  et  $R_V$ , ainsi que les lois d'extinction et les relations des  $\delta A_\lambda$  estimées à partir des équations précédentes,

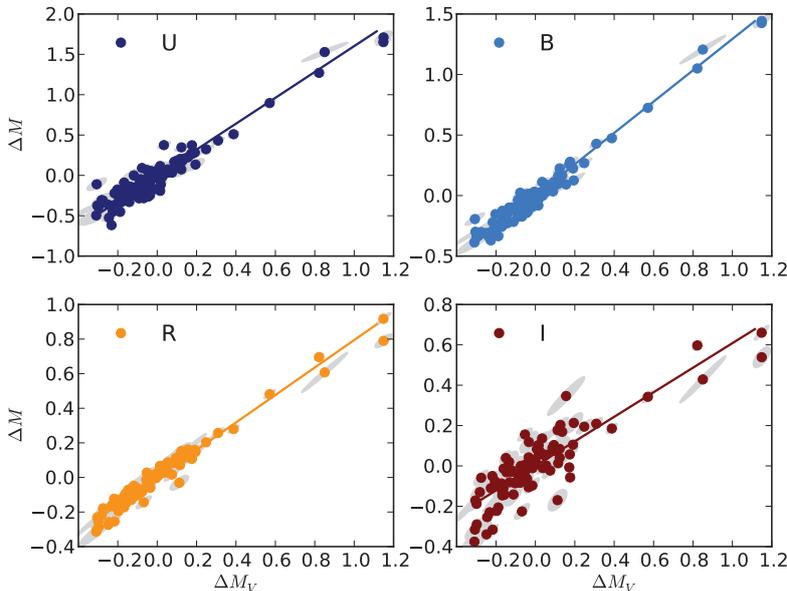


FIG. 14.8 – Relation des  $\delta A_\lambda^{\text{Si+Ca}}$  avec  $\delta A_V^{\text{Si+Ca}}$  pour les données réelles après corrections par EWSi II  $\lambda 4131$  et EWCa II H&K.

pour une réalisation donnée. Nous présentons dans la figure 14.10 les résultats pour cette réalisation particulière, sous la même forme que pour les données réelles (figure 14.8). Dans cette figure, nous avons ajusté notre modèle sur ces données simulées, dans le but d'estimer un  $R_V$  moyen pour chaque réalisation de la simulation. Comme nous pouvons le voir dans cet exemple, les amplitudes de variation des  $\delta A_\lambda$  sont relativement bien respectées par rapport aux observations (de  $-0,4$  à  $2$  pour le cas de U par exemple), mais les dispersions des données simulées sont très loin de reproduire les observations.

Pour vérifier que les  $R_V$  mis en entrée de simulation étaient bien retrouvés en sortie, nous avons procédé à une centaine de réalisations, dont nous pouvons voir les résultats de mesures de  $R_V$  dans la figure 14.11. Les  $R_V$  moyens estimés à l'issue de cette procédure correspondent à ceux entrés dans la simulation, avec un léger biais inférieur à 3%. Notons qu'en raison de la faiblesse des dispersions autour des ajustements dans la figure 14.10, le

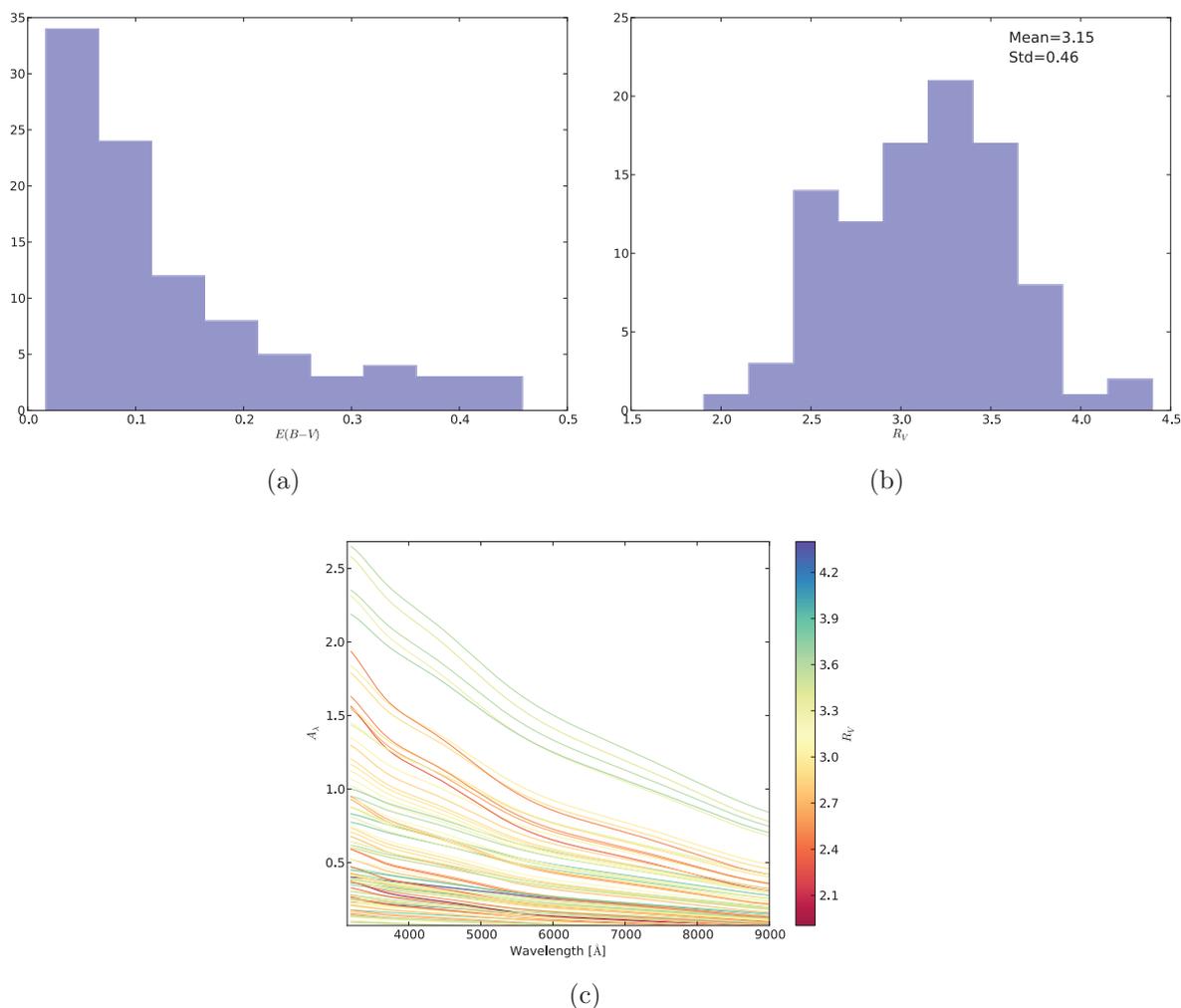


FIG. 14.9 – (a) Distribution des  $E(B - V)$  pour une réalisation de la simulation. (b) Distribution des  $R_V$  pour une réalisation de la simulation dans le cas gaussien. (c)  $A_\lambda$  créés à partir de l'équation 14.2 et des deux distributions présentées. Le code couleur est fonction de  $R_V$ .

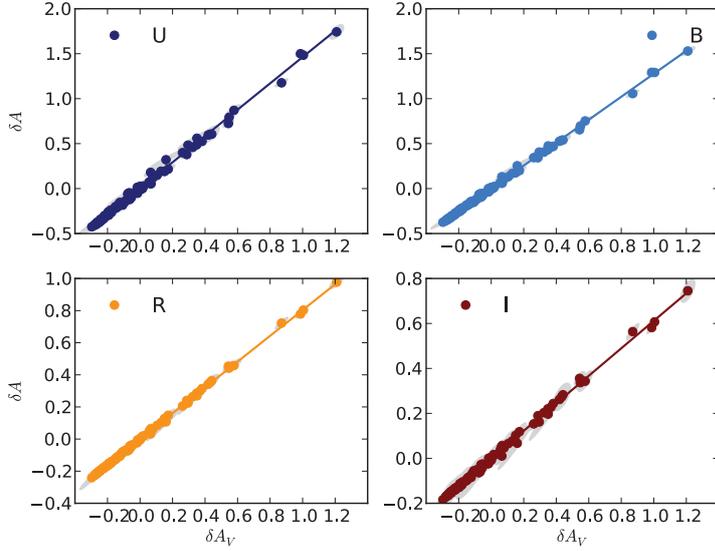


FIG. 14.10 – Relations entre les  $\delta A_\lambda$  créés à partir des distributions de  $E(B - V)$  et  $R_V$  et des équations 14.2 et 14.3.

$\chi_V^2$  est inférieur à l'unité sans ajout de la matrice  $D$ . Pour cette raison, nous ne discuterons pas les matrices obtenues.

### 14.2.3.2 Extinction par le nuage circumstellaire : $\langle R_V \rangle \cong 1,6$

Puisque notre analyse ne rejette pas de valeurs inhabituelles de  $R_V$  pour certaines SNe Ia, pouvant par exemple provenir de la diffusion par les matériaux circumstellaires, nous allons aussi étudié le cas d'un  $R_V$  moyen correspondant à une extinction par cette dernière.

Si l'on considère que l'extinction causée par le nuage circumstellaire entourant la supernova peut être décrite par une loi CCM avec une faible valeur de  $R_V$ , comme cela a été mis en avant dans [Goobar \(2008\)](#), nous pouvons décrire de la même façon l'impact

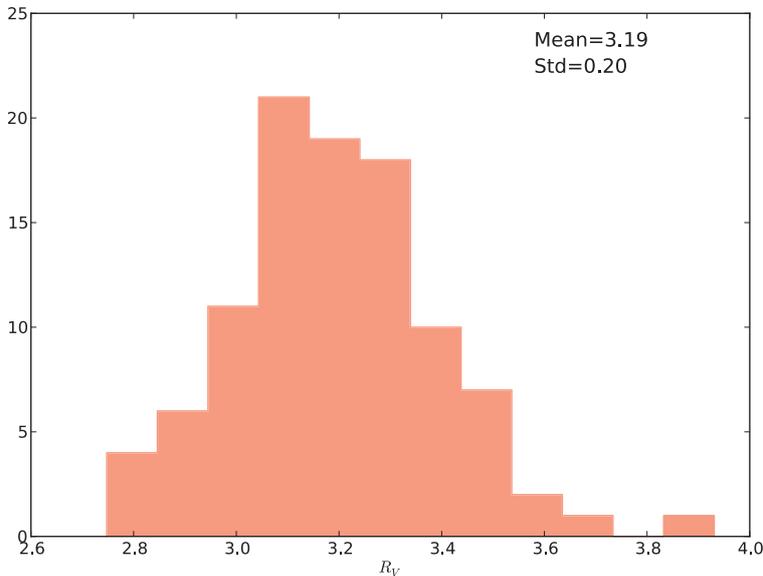


FIG. 14.11 – Distribution des  $R_V$  obtenus à l'issue d'une centaine de réalisations pour des distributions initiales gaussiennes de  $R_V$ .

que cela aurait dans les plans  $(\delta A_\lambda, \delta A_V^*)$ , comme nous venons de le faire pour  $R_V = 3.1$ . La difficulté ici est la détermination des distributions des  $R_V$  et des  $E(B - V)$  à utiliser. D'après [Goobar \(2008\)](#) (et références incluses), un  $R_V$  moyen de l'ordre de 1,6 pourrait être utilisé pour le milieu circumstellaire entourant les supernovæ. Nous prendrons donc pour ce test une distribution gaussienne centrée sur 1,6 avec un  $\sigma$  d'environ 0,3, ce qui est l'incertitude sur le  $R_V$  déterminé dans [Nobili and Goobar \(2008\)](#). Ces derniers ont aussi estimé que  $E(B - V)$  était inférieur à 0,7 pour l'échantillon qu'ils ont étudié. Nous conserverons donc une distribution des  $E(B - V)$  identique à celle utilisée précédemment pour  $R_V = 3,1$ .

Les résultats de cette simulation sont montrés sur la figure 14.12, où l'on peut voir pour une distribution typique de  $E(B - V)$  et de  $R_V$  les relations des  $\delta A_\lambda$  entre eux. Leurs dispersions sont plus importantes que pour le cas  $R_V = 3,1$ , mais leurs amplitudes de variation ne sont pas du tout représentatives de ce que nous pouvons observer dans nos données<sup>3</sup>. Notons néanmoins qu'une légère anti-corrélation semble apparaître, visible pour les points s'écartant le plus des ajustements. Ceux ci sont par exemple d'un coté de la droite pour le filtre U, et de l'autre pour le filtre I. Après une centaine de ces simulations et une estimation de  $R_V$  par la méthode décrite dans le chapitre précédent, nous retrouvons bien la valeur moyenne mise en entrée. Notons que la dispersion observée à bas  $\delta A_\lambda$  dans les données simulées semble prendre la forme de celle observée dans les données réelles.

### 14.2.3.3 Combinaison des deux sources

La combinaison des deux sources citées précédemment n'a pour le moment donné aucun résultat satisfaisant. En employant les distributions citées précédemment, et en sommant les  $A_\lambda$  produits dans les deux cas, nous ne sommes pas capables de reproduire

<sup>3</sup>D'environ  $-0,3$  à  $1,2$  mag pour U dans la simulation, contre une variation de  $-0,5$  à presque 2 mag dans les données réelles.

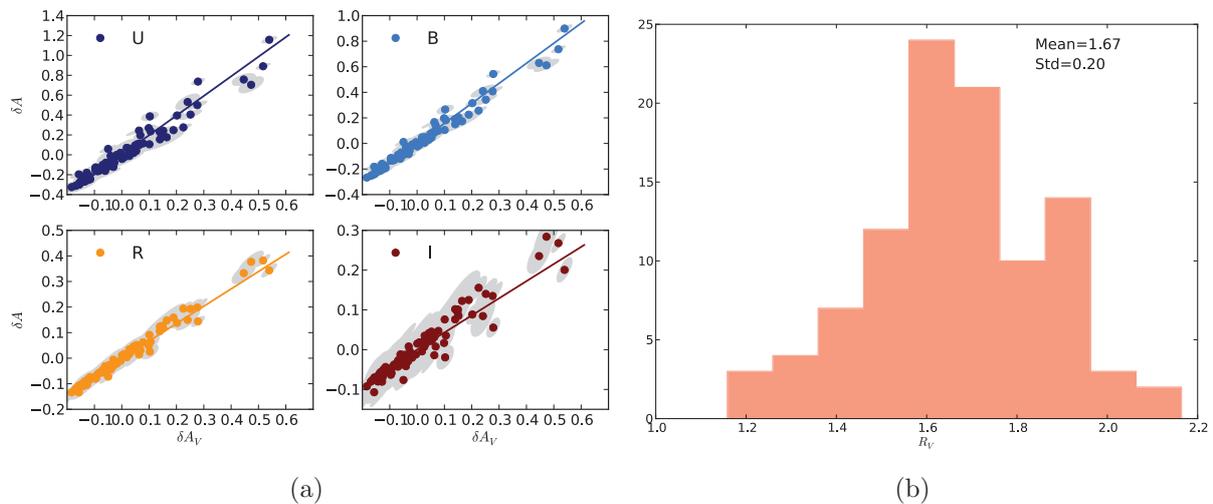


FIG. 14.12 – (a) Relation des  $\delta A_\lambda$  simulés entre eux pour un  $R_V$  moyen de 1,6. (b) Le  $R_V$  moyen obtenu à l'issue d'une centaine de réalisations est bien celui mis en entrée.

les dispersions observées dans les données, et en particulier pour le filtre I. De plus, la dispersion autour de l'ajustement n'est pas dépendante de la valeur de  $\delta A_V$  dans nos données, ce qui semble pourtant être le cas dans les simulations.

#### 14.2.3.4 Conclusion

Au vu des résultats de cette analyse préliminaire, nous en concluons que la variation de  $R_V$  d'une SN Ia à l'autre ne suffirait pas à reproduire à elle seule les observations. En particulier, nous avons pu observer lors de cette simulation qu'une légère anti-corrélation pouvait provenir de ce phénomène, mais que les dispersions autour des ajustements sur les simulations ne semblaient pas être représentatives de celles observées dans nos données. Cela suggère ainsi que la source de la dispersion supplémentaire soit majoritairement intrinsèque aux SNe Ia, ou qu'un effet d'extinction autre que celui étudié vienne s'ajouter à celui de la variation de la loi de couleur d'une ligne de visée à l'autre. Néanmoins, cette étude préliminaire n'est pas suffisante pour conclure cela de façon ferme, et des analyses plus poussées seraient nécessaires pour lever le voile sur la source de cette dispersion. Notons finalement que la dispersion importante observée dans le filtre I n'a en particulier pas été reproduite par cette simulation.

### 14.3 Conclusion de l'étude au maximum de luminosité

Les largeurs équivalentes sont essentiellement indépendantes du rougissement de la galaxie hôte et fournissent une mesure indépendante de la luminosité intrinsèque des SNe Ia. En particulier, il est confirmé que EWSi II  $\lambda 4131$  est un indicateur aussi performant que  $x_1$  pour corriger une partie de la variabilité intrinsèque des SNe Ia. Après correction de la magnitude par cette variable intrinsèque, nous avons obtenu une loi d'extinction et proposé une méthode naturelle pour évaluer la dispersion due à des fluctuations additionnelles. Nous avons trouvé que cette loi de rougissement empirique est affectée par plusieurs raies liées à la physique des SNe Ia, et montré que la raie du Ca II H&K fournit une deuxième standardisation intrinsèque non corrélée à EWSi II  $\lambda 4131$  ou  $x_1$ . Corriger les résidus au diagramme de Hubble de EWSi II  $\lambda 4131$  et EWCa II H&K conduit à une loi de rougissement cohérente avec la loi d'extinction de Cardelli utilisée pour la Voie Lactée avec  $R_V = 3,1$ . Notons néanmoins que certains effets résiduels restent visibles sur toutes les courbes, ce qui est particulièrement le cas dans la partie UV du spectre.

Cette analyse nous a aussi permis de mettre en évidence une anti-corrélation générale de la matrice de dispersion à ajouter lors des ajustements, représentant les différentes sources de dispersions non prises en compte. Après une brève étude de ces dispersions à l'aide d'une simulation de l'impact de la variation de  $R_V$  d'une ligne de visée à l'autre, nous avons émis la conclusion préliminaire que cet effet ne serait pas suffisant pour décrire les dispersions observées dans les données, ni pour expliquer la totalité de cette anti-corrélation. Des analyses plus poussées de ce phénomène, ou d'autres liées par exemple à des fluctuations de pentes intrinsèques des spectres des SNe Ia (couleur naturelle), seraient nécessaires à une meilleure compréhension des données.

L'analyse présentée dans ce chapitre n'est basée que sur une étude des spectres au maximum de luminosité des SNe Ia. L'extinction par les poussières présentes dans le milieu interstellaire de leurs galaxies hôtes étant indépendante du temps, pour les échelles de temps mises en jeu dans leur évolution, nous devrions être capables de mesurer cette même loi à n'importe quel moment de cette évolution. Pour cela, nous pourrions en première approche considérer que les indicateurs spectraux déterminés au maximum de luminosité devraient être suffisants pour corriger les variabilités intrinsèques des SNe Ia à n'importe quelle phase. L'une des questions reliées à cette analyse à d'autres phases est celle de la dilatation temporelle des courbes de lumière. En effet, doit-on corriger, ou non, des effets du *stretch*? Et quel est l'impact de cette correction? Une autre façon d'effectuer cette analyse serait aussi de mesurer des largeurs équivalentes à toutes les phases en utilisant les mêmes méthodes de mesure, mais en redéfinissant les bornes de recherche des extrema en fonction de la phase. Une modélisation globale de la variation spectrale des SNe Ia étant bien entendu l'étape finale de ce type d'analyse.

L'évolution des SNe Ia ou de leur extinction sera l'une des principales limitations à leur utilisation en cosmologie de précision à grand décalage vers le rouge. Notre découverte montre qu'une mesure précise de la raie de Ca II H&K fournit un outil supplémentaire pour améliorer la séparation des contributions intrinsèque et de poussière.

# Conclusions générales & perspectives

J'ai présenté tout au long de ce document les analyses que j'ai pu effectuer durant mes trois années de thèse. Je vais maintenant les résumer, et essayer de mettre en avant les différents résultats obtenus. Bien entendu, comme rien n'est jamais définitif, j'évoquerai certaines améliorations que nous pourrions y apporter, et donnerai aussi parfois quelques pistes pour les mettre en oeuvre.

Dans la partie introductive (I) de ce document, nous avons brièvement présenté le contexte scientifique dans lequel cette thèse s'est effectuée, c'est-à-dire celui de la cosmologie observationnelle moderne (chapitre 1). Après avoir décrit les propriétés des SNe Ia, nous avons mis en avant l'importance d'une bonne compréhension de leur variabilité et de ses sources. En particulier, nous avons pu voir que les origines de cette variabilité provenaient essentiellement d'une composante liée à l'extinction chromatique due à la présence de poussières dans le milieu interstellaire de la galaxie hôte, et d'une composante intrinsèque au système binaire initial (chapitre 2). Nous avons ensuite présenté dans leurs grandes lignes les objectifs, la méthode d'observation et le processus de réduction de données du projet SNfactory, ainsi que l'échantillon spectral et les courbes de lumière synthétiques des 190 SNe Ia observées dans un intervalle de décalage vers le rouge compris entre  $z = 0,007$  et  $z = 0,12$ .

Cette partie s'est terminée sur une analyse des ajustements de nos courbes de lumière, ainsi que du diagramme de Hubble construit à partir des magnitudes estimées au maximum de luminosité (chapitre 4). Nous avons vu qu'il existait un désaccord entre les valeurs du paramètre  $\beta$ , estimé lors de la minimisation du diagramme de Hubble, et le paramètre d'extinction absolue sur extinction relative,  $R_V$ , de la loi d'extinction classique utilisée dans notre galaxie. Plusieurs hypothèses concernant les raisons de cette différence ont été énumérées, et certaines d'entre elles ont ensuite été testées dans les parties III et IV. Nous avons de plus conclu de cette analyse qu'une amélioration générale des ajustements de nos courbes de lumière par le modèle SALT2 pourrait certainement être faite en incluant la bande U, ainsi qu'en améliorant la détection automatique de certaines mesures aberrantes.

Dans la deuxième partie (II) de ce manuscrit, une méthode de mesure (chapitre 6) des indicateurs spectraux définis sur les spectres au maximum de luminosité (chapitre 5) a été présentée. Cette méthode, basée sur une procédure de lissage des spectres, nous a aussi permis d'estimer les incertitudes de mesure à partir d'une simulation Monte-Carlo de nos données. Cette simulation prend en compte les corrélations des bins adjacents et reproduit ainsi le bruit de nos spectres. Les incertitudes estimées sont ainsi composées d'une source

statistique et d'une source systématique, cette dernière étant inhérente à la méthode de mesure. La procédure de mesure des indicateurs spectraux a en partie été validée par la comparaison des mesures d'une supernova donnée pour plusieurs spectres d'une même nuit d'observation, ainsi que par l'étude de son taux de rejet global.

Notons cependant que certaines analyses restent à faire en ce qui concerne la mesure des indicateurs spectraux. C'est par exemple le cas de la correction de phase des indicateurs mesurés au maximum, qui pourrait se faire soit en étudiant la variation temporelle individuelle des indicateurs, soit en étudiant la variation globale d'un indicateur sur l'ensemble des supernovæ. Bien sûr, une extension de ces mesures à d'autres phases est une étape inévitable si l'on veut pouvoir étudier l'évolution temporelle des indicateurs, ainsi que celle de la variabilité intrinsèque des SNe Ia.

Nous avons ensuite analysé les propriétés des quatre types d'indicateurs spectraux mesurés face à l'extinction et au rougissement des SNe Ia créés par la présence d'un nuage de poussière (chapitre 7). Nous en avons conclu que les largeurs équivalentes étaient indépendantes du rougissement et qu'elles étaient ainsi de bons marqueurs de la luminosité intrinsèque des SNe Ia. À l'inverse, nous avons conclu de cette étude que les rapports de flux sont un mélange entre les différentes variabilités des SNe Ia, et ne sont que d'une utilité limitée pour la séparation des composantes de la variabilité. Certains d'entre eux sont néanmoins efficaces lors de la standardisation, lorsqu'ils sont corrélés aux deux sources de variabilités.

Dans la troisième partie (III), les indicateurs spectraux mesurés au maximum de luminosité sur les 96 spectres de l'échantillon sélectionné ont été comparés aux paramètres estimés à partir des analyses des courbes de lumière (§ 9.1). Nous avons de plus étudié les corrélations des zones spectrales entre elles (§ 9.2). Cela nous a permis de faire ressortir deux indicateurs particuliers : EWSi II  $\lambda 4131$  et EWCa II H&K. Ces deux largeurs équivalentes, insensibles au rougissement, sont corrélées à la magnitude absolue des SNe Ia. La première est également très liée au paramètre  $x_1$ , représentant au premier ordre la largeur intrinsèque de la courbe de lumière. Quant à la deuxième, elle se trouve être orthogonale à EWSi II  $\lambda 4131$ . C'est dans la quatrième et dernière partie que les propriétés de ces deux indicateurs nous ont été utiles.

À l'issue de l'étude effectuée dans le chapitre 10 sur le pouvoir de standardisation des indicateurs spectraux, nous en avons conclu, entre autres, que :

- Certains indicateurs spectraux intrinsèques sont de bons substituts à  $x_1$  lors de la procédure de standardisation, ce qui est en particulier le cas de EWSi II  $\lambda 4131$  ;
- La plupart des rapports de flux classiques sont des mélanges des deux types de variabilités, et que pour cette raison, aucun d'entre eux n'est réellement utile lors de la standardisation, puisque les informations contenues dans ces rapports sont prises en compte par  $x_1$  ou  $c$ . Néanmoins, le rapport de flux  $R_{642/443}$ , spécifiquement défini pour réduire la dispersion au diagramme de Hubble, reste compétitif à lui seul face à  $x_1$  et  $c$  réunis ;
- Les propriétés intrinsèques et la corrélation de certaines largeurs équivalentes à la magnitude pourront nous servir à extraire une grande partie de la variabilité intrinsèque des SNe Ia. Cette dernière conclusion a été directement appliquée dans la partie IV.

Dans la dernière partie (IV), une analyse spectrale et en bandes larges des spectres au maximum de luminosité a été effectuée. Après avoir estimé les magnitudes absolues dans ces deux systèmes de filtres (chapitre 12) et les avoir corrigées de leurs variabilités intrinsèques à l'aide des deux largeurs équivalentes susmentionnées (chapitre 13), nous avons appliqué le modèle développé dans ce même chapitre pour estimer de façon empirique une loi d'extinction complète à partir des observations. La loi d'extinction estimée est en très bon accord avec une loi classique d'extinction dans sa forme générale, et le paramètre  $R_V$  approprié pour la décrire concorde avec le  $R_V$  moyen de 3,1 utilisé dans notre galaxie. Ces deux résultats sont obtenus d'une part grâce à l'introduction d'un deuxième paramètre de variabilité intrinsèque, EWCa II H&K et d'autre part grâce à l'utilisation d'une matrice de dispersion en couleur  $D$ . C'est la combinaison de ces deux effets qui nous permet d'obtenir ce résultat.

Dans la discussion effectuée au chapitre 14, nous montrons que la matrice de dispersion  $D$ , nécessaire à la description des dispersions observées dans les données, est en grande partie anti-corrélée. L'analyse préliminaire de cette matrice n'a cependant pas encore abouti à des résultats concluants quant à la source exacte de cette anti-corrélation. Certains indices semblent cependant montrer qu'une variation de  $R_V$  d'une ligne de visée à une autre ne serait pas suffisante pour décrire les dispersions observées dans nos données, ce qui mettrait en avant la présence d'une source de variabilité intrinsèque résiduelle et incomprise.

Pour terminer, je finirai par une courte liste des analyses qu'il serait intéressant d'effectuer pour compléter/continuer les travaux présentés dans cette thèse :

- La première concerne les mesures d'indicateurs spectraux. En plus des différentes améliorations que l'on pourrait apporter à la méthode de mesure : compréhension et modélisation accrues des corrélations entre bins, étude des corrélations entre indicateurs spectraux et rapport signal sur bruit moyen de la zone de mesures, amélioration ou test d'autres techniques de lissage, etc. ; une généralisation temporelle des mesures des indicateurs spectraux classiques serait une étape probablement utile à la compréhension de la variabilité des SNe Ia. Une autre généralisation possible est celle « à la Bailey *et al.* (2009) », des mesure d'indicateurs spectraux. Des travaux réalisés dans la collaboration SNfactory sur ce sujet pourraient en effet être repris et complétés ;
- La deuxième concerne le traitement des variables intrinsèques. Dans l'étude présentée, seules deux largeurs équivalentes ont été utilisées lors des corrections de la variabilité intrinsèque des SNe Ia. Une étude plus générale de type PCA, effectuée sur les indicateurs spectraux intrinsèques, nous permettrait peut être de corriger ou de comprendre les effets résiduels observés. Ces résidus étant potentiellement les messagers d'une autre variable non prise en compte dans les corrections actuelles. Ils pourraient provenir d'une variabilité réelle d'une supernova à l'autre, ou d'un simple effet dû aux légères différences de phases d'un spectre de supernova à l'autre (si l'on considère que les variations de la loi d'extinction d'une galaxie à l'autre sont négligeables) ;
- La troisième concerne la validation du résultat. Pour cela, l'étude devra premièrement être effectuée de façon indépendante par une autre collaboration, ou tout du moins

reproduite sur un échantillon de la littérature. Deuxièmement, elle devra être répétée sur l'échantillon SNfactory, mais à d'autres phases. L'extinction par les poussières n'évoluant pas dans le temps, les lois estimées devraient en effet être identiques (aux variations intrinsèques résiduelles près) à n'importe quelle phase de l'évolution des SNe Ia. Il faudrait dans ce cas faire cependant attention à la correction de *stretch*, que l'on devra (ou ne devra pas ?) appliquer ;

- La quatrième concerne la standardisation des SNe Ia. Une des pistes possibles d'amélioration de la standardisation serait l'utilisation de la méthode de [Bailey et al. \(2009\)](#), appliquée aux spectres corrigés au maximum de leur variabilité intrinsèque. Cela revient, dans le cadre de notre étude, à appliquer cette méthode directement sur les spectres  $A_{\lambda}^{\text{Si}+\text{Ca}}$  de nos supernovæ. Cela nous permettrait potentiellement de définir un indicateur « purement extrinsèque », qui, combiné aux indicateurs « purement intrinsèques », permettrait éventuellement une meilleure standardisation des SNe Ia.

Bien entendu, cette liste est loin d'être exhaustive, même dans le simple cadre de cette étude, et beaucoup d'autres analyses spectrales, observationnelles comme théoriques, seront nécessaires à la compréhension complète de la variabilité des supernovæ de type Ia.

# Cinquième partie

## Annexes



# Annexe A

## Table des décalages vers le rouge et paramètres SALT2

TAB. A.1: Liste des 96 supernovæ utilisées dans ce travail. Cette table inclue les décalages vers le rouge ainsi que deux des paramètres ajustés par SALT2,  $x_1$  et  $c$ . La dernière colonne est la phase des spectres au plus proche du maximum de luminosité par rapport à la bande B. Ce sont les phases (en jours) des 96 spectres utilisés lors des analyses spectrales, comprises entre  $\pm 2,5$  jours du maximum.

Nom	$z_{cmb}$	$x_1$	$c$	phase
PTF09dlc	0.066	$-0.10 \pm 0.11$	$-0.007 \pm 0.010$	$-0.8 \pm 0.2$
PTF09dnl	0.023	$0.62 \pm 0.14$	$0.146 \pm 0.013$	$-0.7 \pm 0.2$
PTF09dnp	0.038	$-1.45 \pm 0.27$	$-0.006 \pm 0.021$	$-1.3 \pm 0.3$
PTF09fox	0.071	$0.33 \pm 0.25$	$-0.006 \pm 0.014$	$0.1 \pm 0.2$
PTF09foz	0.053	$-1.41 \pm 0.31$	$0.053 \pm 0.020$	$0.7 \pm 0.2$
SN2005bc	0.013	$-2.09 \pm 0.13$	$0.505 \pm 0.032$	$2.2 \pm 0.0$
SN2005cf	0.007	$-0.38 \pm 0.19$	$0.067 \pm 0.024$	$-2.4 \pm 0.1$
SN2005el	0.015	$-2.20 \pm 0.18$	$-0.140 \pm 0.031$	$0.0 \pm 0.0$
SN2005hc	0.045	$0.97 \pm 0.40$	$0.042 \pm 0.021$	$-0.5 \pm 0.5$
SN2005hj	0.056	$1.75 \pm 0.36$	$0.086 \pm 0.023$	$0.4 \pm 0.0$
SN2005ir	0.075	$2.47 \pm 1.44$	$0.103 \pm 0.052$	$-0.2 \pm 1.4$
SN2006cj	0.068	$0.25 \pm 0.20$	$0.050 \pm 0.013$	$-0.6 \pm 0.2$
SN2006dm	0.021	$-2.02 \pm 0.35$	$0.100 \pm 0.030$	$-1.3 \pm 0.2$
SN2006do	0.027	$-2.96 \pm 0.69$	$0.067 \pm 0.037$	$-0.6 \pm 0.4$
SN2007bd	0.032	$-1.08 \pm 0.34$	$-0.016 \pm 0.023$	$-0.4 \pm 0.3$
SN2007cq	0.025	$-0.72 \pm 0.18$	$0.005 \pm 0.019$	$-2.3 \pm 0.2$
SN2007kk	0.041	$0.56 \pm 0.21$	$0.065 \pm 0.017$	$0.0 \pm 0.4$
SN2007le	0.006	$0.48 \pm 0.23$	$0.428 \pm 0.026$	$-1.3 \pm 0.2$
SN2007nq	0.044	$-2.47 \pm 0.37$	$0.078 \pm 0.041$	$1.6 \pm 0.7$
SN2008ec	0.015	$-1.61 \pm 0.17$	$0.212 \pm 0.023$	$0.6 \pm 0.1$
SNF20050624-000	0.067	$0.48 \pm 0.55$	$0.010 \pm 0.019$	$0.7 \pm 0.3$
SNF20050728-000	0.042	$0.84 \pm 0.32$	$0.087 \pm 0.022$	$2.1 \pm 0.0$
SNF20050728-006	0.058	$0.53 \pm 0.29$	$0.205 \pm 0.018$	$-0.8 \pm 0.2$
SNF20050927-005	0.040	$-0.39 \pm 0.18$	$0.015 \pm 0.019$	$2.0 \pm 0.0$

ANNEXE A. TABLE DES DÉCALAGES VERS LE ROUGE ET PARAMÈTRES  
SALT2

Nom	$z_{cmb}$	$x_1$	$c$	phase
SNF20060511-014	0.047	$-1.59 \pm 0.18$	$-0.009 \pm 0.023$	$0.0 \pm 0.4$
SNF20060512-001	0.039	$0.43 \pm 0.15$	$0.116 \pm 0.015$	$-0.9 \pm 0.1$
SNF20060526-003	0.079	$0.39 \pm 0.20$	$0.039 \pm 0.014$	$0.7 \pm 0.2$
SNF20060618-014	0.065	$0.42 \pm 0.18$	$0.037 \pm 0.019$	$1.0 \pm 0.5$
SNF20060618-023	0.114	$-0.21 \pm 0.19$	$0.092 \pm 0.013$	$-2.1 \pm 0.2$
SNF20060621-015	0.054	$0.42 \pm 0.22$	$-0.042 \pm 0.015$	$1.2 \pm 0.3$
SNF20060907-000	0.056	$-0.70 \pm 0.18$	$-0.122 \pm 0.015$	$0.5 \pm 0.2$
SNF20060908-004	0.049	$0.15 \pm 0.20$	$0.049 \pm 0.016$	$1.6 \pm 0.5$
SNF20060912-000	0.072	$0.39 \pm 0.15$	$0.177 \pm 0.014$	$2.0 \pm 0.0$
SNF20060919-007	0.069	$-0.23 \pm 0.32$	$-0.016 \pm 0.018$	$-0.1 \pm 0.8$
SNF20061020-000	0.037	$-1.74 \pm 0.25$	$0.079 \pm 0.029$	$0.6 \pm 0.5$
SNF20061021-003	0.062	$-0.24 \pm 0.17$	$0.148 \pm 0.015$	$1.3 \pm 0.2$
SNF20061024-000	0.056	$-1.93 \pm 0.27$	$0.070 \pm 0.033$	$0.2 \pm 0.7$
SNF20061111-002	0.068	$0.26 \pm 0.24$	$0.050 \pm 0.015$	$0.2 \pm 0.3$
SNF20070330-024	0.042	$0.26 \pm 0.19$	$-0.005 \pm 0.017$	$0.2 \pm 0.0$
SNF20070403-001	0.082	$-1.23 \pm 0.14$	$0.067 \pm 0.011$	$0.1 \pm 0.2$
SNF20070420-001	0.096	$0.38 \pm 0.13$	$0.001 \pm 0.013$	$1.6 \pm 0.0$
SNF20070424-003	0.068	$-0.02 \pm 0.12$	$0.036 \pm 0.011$	$0.3 \pm 0.1$
SNF20070427-001	0.078	$-0.51 \pm 0.11$	$-0.045 \pm 0.012$	$0.2 \pm 0.0$
SNF20070506-006	0.036	$1.06 \pm 0.14$	$0.049 \pm 0.017$	$-0.1 \pm 0.1$
SNF20070531-011	0.036	$-2.41 \pm 0.29$	$-0.018 \pm 0.032$	$0.5 \pm 0.5$
SNF20070630-006	0.071	$0.33 \pm 0.12$	$0.064 \pm 0.012$	$1.1 \pm 0.1$
SNF20070701-005	0.068	$-0.38 \pm 0.14$	$0.082 \pm 0.013$	$-0.0 \pm 0.3$
SNF20070712-000	0.030	$-0.73 \pm 0.19$	$0.092 \pm 0.019$	$2.1 \pm 0.4$
SNF20070712-003	0.074	$-0.17 \pm 0.16$	$-0.050 \pm 0.013$	$-2.1 \pm 0.2$
SNF20070727-016	0.067	$0.17 \pm 0.10$	$-0.033 \pm 0.012$	$1.1 \pm 0.0$
SNF20070802-000	0.064	$0.12 \pm 0.16$	$0.137 \pm 0.012$	$0.6 \pm 0.1$
SNF20070806-026	0.044	$-2.10 \pm 0.18$	$-0.021 \pm 0.030$	$1.4 \pm 0.0$
SNF20070810-004	0.083	$-0.32 \pm 0.12$	$0.056 \pm 0.011$	$2.2 \pm 0.1$
SNF20070817-003	0.063	$-1.23 \pm 0.16$	$-0.014 \pm 0.015$	$1.6 \pm 0.2$
SNF20070818-001	0.073	$-0.45 \pm 0.16$	$0.118 \pm 0.011$	$-1.1 \pm 0.2$
SNF20070820-000	0.069	$-0.58 \pm 0.14$	$0.149 \pm 0.013$	$0.9 \pm 0.3$
SNF20070831-015	0.067	$1.27 \pm 0.22$	$0.089 \pm 0.018$	$-0.6 \pm 0.4$
SNF20070902-018	0.068	$-1.00 \pm 0.11$	$0.115 \pm 0.014$	$-1.1 \pm 0.0$
SNF20070902-021	0.074	$-0.43 \pm 0.11$	$0.032 \pm 0.012$	$0.5 \pm 0.3$
SNF20071003-016	0.055	$-0.50 \pm 0.13$	$0.123 \pm 0.014$	$1.1 \pm 0.0$
SNF20071015-000	0.037	$0.89 \pm 0.30$	$0.482 \pm 0.022$	$-0.5 \pm 0.4$
SNF20071021-000	0.026	$-0.80 \pm 0.19$	$0.135 \pm 0.018$	$-0.6 \pm 0.1$
SNF20080323-009	0.083	$-0.05 \pm 0.15$	$-0.009 \pm 0.013$	$0.6 \pm 0.4$
SNF20080507-000	0.054	$0.29 \pm 0.24$	$0.169 \pm 0.014$	$0.2 \pm 0.2$
SNF20080510-001	0.072	$-0.16 \pm 0.16$	$-0.004 \pm 0.012$	$-0.6 \pm 0.1$
SNF20080512-010	0.064	$-1.60 \pm 0.27$	$0.062 \pm 0.022$	$0.2 \pm 0.3$
SNF20080514-002	0.023	$-2.00 \pm 0.15$	$-0.068 \pm 0.020$	$-0.1 \pm 0.0$
SNF20080516-000	0.074	$1.05 \pm 0.23$	$0.008 \pm 0.016$	$1.2 \pm 0.5$
SNF20080516-022	0.075	$-0.18 \pm 0.13$	$-0.075 \pm 0.012$	$0.8 \pm 0.3$
SNF20080522-000	0.046	$0.95 \pm 0.16$	$0.074 \pm 0.016$	$0.8 \pm 0.1$
SNF20080522-011	0.038	$0.69 \pm 0.20$	$-0.006 \pm 0.016$	$0.7 \pm 0.3$

---

Nom	$z_{cmb}$	$x_1$	$c$	phase
SNF20080531-000	0.037	$-0.73 \pm 0.20$	$0.041 \pm 0.016$	$0.5 \pm 0.2$
SNF20080610-000	0.079	$0.24 \pm 0.18$	$0.050 \pm 0.013$	$1.2 \pm 0.3$
SNF20080612-003	0.033	$0.47 \pm 0.19$	$0.048 \pm 0.017$	$-0.0 \pm 0.4$
SNF20080620-000	0.033	$-1.04 \pm 0.18$	$0.118 \pm 0.018$	$1.1 \pm 0.3$
SNF20080623-001	0.045	$-0.17 \pm 0.13$	$0.015 \pm 0.013$	$0.4 \pm 0.1$
SNF20080626-002	0.023	$0.90 \pm 0.23$	$0.022 \pm 0.019$	$-0.3 \pm 0.3$
SNF20080707-012	0.096	$-0.66 \pm 0.18$	$0.019 \pm 0.011$	$-0.9 \pm 0.2$
SNF20080714-008	0.085	$-0.48 \pm 0.16$	$0.140 \pm 0.011$	$0.1 \pm 0.2$
SNF20080717-000	0.058	$0.87 \pm 0.15$	$0.242 \pm 0.013$	$-0.0 \pm 0.2$
SNF20080720-001	0.019	$-0.03 \pm 0.15$	$0.553 \pm 0.015$	$0.8 \pm 0.2$
SNF20080725-004	0.054	$0.46 \pm 0.13$	$0.079 \pm 0.014$	$0.7 \pm 0.0$
SNF20080803-000	0.057	$0.26 \pm 0.15$	$0.200 \pm 0.014$	$-1.1 \pm 0.1$
SNF20080810-001	0.042	$-1.36 \pm 0.15$	$0.061 \pm 0.017$	$-0.0 \pm 0.1$
SNF20080821-000	0.073	$0.15 \pm 0.19$	$0.082 \pm 0.012$	$-0.1 \pm 0.2$
SNF20080822-005	0.071	$0.76 \pm 0.22$	$0.042 \pm 0.016$	$1.3 \pm 0.5$
SNF20080825-010	0.040	$-1.17 \pm 0.22$	$0.050 \pm 0.020$	$0.8 \pm 0.2$
SNF20080909-030	0.030	$0.88 \pm 0.16$	$0.093 \pm 0.019$	$0.8 \pm 0.1$
SNF20080910-007	0.078	$0.02 \pm 0.11$	$-0.010 \pm 0.012$	$0.1 \pm 0.0$
SNF20080913-031	0.054	$-0.14 \pm 0.23$	$0.053 \pm 0.016$	$-0.0 \pm 0.4$
SNF20080914-001	0.024	$-1.01 \pm 0.16$	$0.214 \pm 0.023$	$1.0 \pm 0.1$
SNF20080918-000	0.066	$1.20 \pm 0.30$	$0.214 \pm 0.019$	$0.9 \pm 0.4$
SNF20080918-004	0.050	$-1.83 \pm 0.29$	$-0.021 \pm 0.024$	$-0.0 \pm 0.3$
SNF20080919-001	0.041	$0.29 \pm 0.18$	$0.056 \pm 0.016$	$-0.2 \pm 0.1$
SNF20080919-002	0.055	$-2.08 \pm 0.28$	$0.117 \pm 0.029$	$-2.1 \pm 0.2$
SNF20080920-000	0.039	$0.52 \pm 0.21$	$0.060 \pm 0.018$	$-1.2 \pm 0.3$

ANNEXE A. TABLE DES DÉCALAGES VERS LE ROUGE ET PARAMÈTRES  
SALT2

---

## Annexe B

Table des données utilisées lors de  
l'estimation de  $R_V$

ANNEXE B. TABLE DES DONNÉES UTILISÉES LORS DE L'ESTIMATION DE  $R_V$

TAB. B.1: Liste des 96 supernovæ utilisées dans ce travail. Cette table inclue les magnitudes absolues relatives  $\Delta M$  des bandes larges synthétiques de type UBVRi. Les deux dernières colonnes sont les largeurs équivalentes EWSi II  $\lambda$ 4131 et EWCa II H&K(en Å), utilisées dans la dernière partie lors de la dérivation de la loi d'extinction.

Nome	$\Delta M_U$	$\Delta M_B$	$\Delta M_V$	$\Delta M_R$	$\Delta M_I$	EWSi II $\lambda$ 4131	EWCa II H&K
PTF09dlc	-0.215 ± 0.037	-0.192 ± 0.036	-0.127 ± 0.036	-0.094 ± 0.036	-0.037 ± 0.036	11.6 ± 1.3	143.8 ± 3.7
PTF09dnl	-0.006 ± 0.096	-0.063 ± 0.096	-0.115 ± 0.096	-0.079 ± 0.096	-0.032 ± 0.096	9.7 ± 1.1	130.1 ± 2.9
PTF09dnp	-0.458 ± 0.060	-0.226 ± 0.059	-0.094 ± 0.059	-0.193 ± 0.059	-0.336 ± 0.060	16.5 ± 1.3	66.7 ± 7.1
PTF09fox	-0.279 ± 0.033	-0.217 ± 0.033	-0.162 ± 0.033	-0.105 ± 0.033	-0.081 ± 0.033	10.0 ± 1.2	123.7 ± 1.8
PTF09foz	-0.018 ± 0.043	-0.061 ± 0.043	-0.024 ± 0.043	-0.058 ± 0.043	-0.051 ± 0.043	24.1 ± 1.3	128.3 ± 3.3
SN2005bc	1.824 ± 0.017	1.573 ± 0.015	1.292 ± 0.015	0.894 ± 0.014	0.614 ± 0.016	21.1 ± 2.7	95.9 ± 18.3
SN2005cf	-0.210 ± 0.155	-0.247 ± 0.154	-0.195 ± 0.154	-0.192 ± 0.154	-0.193 ± 0.154	16.5 ± 2.9	157.8 ± 20.9
SN2005el	-0.395 ± 0.016	-0.174 ± 0.014	-0.051 ± 0.014	-0.019 ± 0.014	-0.086 ± 0.016	21.4 ± 0.7	115.3 ± 1.1
SN2005hc	-0.167 ± 0.051	-0.117 ± 0.050	-0.090 ± 0.050	-0.020 ± 0.050	0.023 ± 0.050	9.6 ± 1.1	131.8 ± 2.5
SN2005lj	-0.338 ± 0.038	-0.201 ± 0.038	-0.229 ± 0.037	-0.155 ± 0.037	-0.210 ± 0.038	5.9 ± 1.1	83.5 ± 2.4
SN2005lr	-0.099 ± 0.019	-0.140 ± 0.017	-0.209 ± 0.016	-0.094 ± 0.016	0.047 ± 0.032	8.9 ± 2.6	114.2 ± 3.5
SN2006cj	-0.238 ± 0.035	-0.148 ± 0.034	-0.168 ± 0.034	-0.102 ± 0.034	-0.108 ± 0.035	5.6 ± 1.6	102.2 ± 2.7
SN2006dm	0.383 ± 0.016	0.373 ± 0.015	0.365 ± 0.015	0.314 ± 0.015	0.296 ± 0.016	31.1 ± 1.4	101.7 ± 6.5
SN2006do	0.160 ± 0.014	0.155 ± 0.013	0.130 ± 0.013	0.082 ± 0.012	0.128 ± 0.015	24.2 ± 1.1	118.9 ± 2.8
SN2007bd	-0.212 ± 0.021	-0.152 ± 0.020	-0.071 ± 0.019	-0.071 ± 0.019	-0.019 ± 0.020	19.2 ± 1.1	109.3 ± 3.2
SN2007cq	-0.301 ± 0.082	-0.260 ± 0.082	-0.254 ± 0.082	-0.185 ± 0.082	-0.214 ± 0.082	12.4 ± 2.7	66.4 ± 19.5
SN2007kk	-0.276 ± 0.017	-0.308 ± 0.015	-0.292 ± 0.015	-0.233 ± 0.015	-0.105 ± 0.036	10.7 ± 1.3	127.6 ± 1.6
SN2007le	1.439 ± 0.015	1.110 ± 0.014	0.859 ± 0.014	0.750 ± 0.014	0.703 ± 0.015	14.1 ± 1.2	148.7 ± 6.8
SN2007nq	0.023 ± 0.021	0.090 ± 0.020	0.106 ± 0.020	0.048 ± 0.020	0.026 ± 0.021	23.9 ± 2.1	89.9 ± 11.6
SN2008ec	0.505 ± 0.011	0.473 ± 0.009	0.400 ± 0.009	0.286 ± 0.009	0.146 ± 0.010	23.9 ± 0.9	103.3 ± 5.4
SNF20050624-000	-0.600 ± 0.038	-0.419 ± 0.038	-0.352 ± 0.037	-0.334 ± 0.037	-0.303 ± 0.038	10.1 ± 2.0	125.3 ± 4.5
SNF20050728-000	-0.281 ± 0.035	-0.172 ± 0.034	-0.196 ± 0.034	-0.128 ± 0.034	-0.069 ± 0.035	13.8 ± 2.6	90.2 ± 18.5
SNF20050728-006	0.400 ± 0.063	0.314 ± 0.062	0.195 ± 0.062	0.158 ± 0.062	0.144 ± 0.063	13.7 ± 1.8	145.4 ± 4.7
SNF20050927-005	0.072 ± 0.048	0.111 ± 0.048	0.192 ± 0.047	0.134 ± 0.047	0.173 ± 0.049	15.9 ± 2.5	92.6 ± 15.8
SNF20060511-014	0.040 ± 0.085	-0.028 ± 0.084	0.032 ± 0.084	0.026 ± 0.084	0.084 ± 0.085	16.3 ± 1.2	102.3 ± 2.6
SNF20060512-001	-0.088 ± 0.034	-0.047 ± 0.034	-0.074 ± 0.034	-0.065 ± 0.034	-0.133 ± 0.034	6.2 ± 1.7	90.3 ± 4.3

Nom	$\Delta M_U$	$\Delta M_B$	$\Delta M_V$	$\Delta M_R$	$\Delta M_I$	EWSi II $\lambda$ I31	EWCa II H&K
SNF20060526-003	-0.134 ± 0.024	-0.101 ± 0.023	-0.099 ± 0.023	-0.052 ± 0.022	-0.035 ± 0.024	11.1 ± 1.5	113.1 ± 3.6
SNF20060618-014	-0.057 ± 0.062	-0.092 ± 0.061	-0.106 ± 0.061	-0.040 ± 0.061	-0.007 ± 0.062	9.1 ± 1.7	140.1 ± 5.0
SNF20060618-023	-0.464 ± 0.022	-0.274 ± 0.021	-0.277 ± 0.020	-0.362 ± 0.020	-0.530 ± 0.025	2.4 ± 2.9	75.7 ± 17.3
SNF20060621-015	-0.468 ± 0.027	-0.385 ± 0.026	-0.299 ± 0.026	-0.220 ± 0.026	-0.192 ± 0.027	10.5 ± 1.7	105.5 ± 8.0
SNF20060907-000	-0.412 ± 0.031	-0.323 ± 0.030	-0.173 ± 0.030	-0.118 ± 0.030	-0.085 ± 0.045	17.3 ± 1.1	104.1 ± 3.8
SNF20060908-004	-0.368 ± 0.226	-0.306 ± 0.225	-0.315 ± 0.225	-0.236 ± 0.225	-0.168 ± 0.226	14.2 ± 1.8	116.1 ± 9.5
SNF20060912-000	0.128 ± 0.032	0.016 ± 0.031	-0.088 ± 0.031	-0.134 ± 0.031	-0.161 ± 0.032	23.3 ± 3.2	107.4 ± 15.1
SNF20060919-007	-0.267 ± 0.039	-0.180 ± 0.038	-0.099 ± 0.038	-0.067 ± 0.037	-0.004 ± 0.039	11.7 ± 1.1	125.9 ± 1.6
SNF20061020-000	0.257 ± 0.068	0.271 ± 0.068	0.311 ± 0.068	0.194 ± 0.068	0.122 ± 0.068	24.5 ± 1.2	96.7 ± 4.2
SNF20061021-003	0.191 ± 0.038	0.085 ± 0.037	-0.022 ± 0.037	-0.007 ± 0.037	-0.061 ± 0.037	9.3 ± 2.0	113.5 ± 7.5
SNF20061024-000	0.438 ± 0.054	0.351 ± 0.052	0.367 ± 0.052	0.311 ± 0.052	0.313 ± 0.053	29.5 ± 1.5	86.5 ± 5.2
SNF20061111-002	0.066 ± 0.036	-0.017 ± 0.035	-0.001 ± 0.035	0.033 ± 0.035	0.009 ± 0.036	20.9 ± 1.5	111.1 ± 3.8
SNF20070330-024	-0.636 ± 0.059	-0.570 ± 0.059	-0.535 ± 0.059	-0.437 ± 0.059	-0.350 ± 0.059	5.7 ± 1.7	116.8 ± 1.7
SNF20070403-001	-0.063 ± 0.015	-0.028 ± 0.013	-0.066 ± 0.013	-0.029 ± 0.012	-0.015 ± 0.016	20.8 ± 1.7	97.8 ± 4.4
SNF20070420-001	-0.298 ± 0.020	-0.321 ± 0.018	-0.304 ± 0.018	-0.192 ± 0.017	-0.051 ± 0.023	13.0 ± 2.4	125.0 ± 11.0
SNF20070424-003	0.089 ± 0.045	0.017 ± 0.044	0.046 ± 0.044	0.053 ± 0.044	0.026 ± 0.045	14.4 ± 1.5	125.6 ± 2.6
SNF20070427-001	-0.664 ± 0.017	-0.489 ± 0.015	-0.404 ± 0.015	-0.286 ± 0.015	-0.240 ± 0.031	9.4 ± 1.5	85.3 ± 2.2
SNF20070506-006	-0.491 ± 0.063	-0.400 ± 0.063	-0.389 ± 0.063	-0.319 ± 0.063	-0.216 ± 0.071	7.3 ± 1.0	94.3 ± 1.4
SNF20070531-011	0.082 ± 0.060	0.048 ± 0.060	0.105 ± 0.059	0.073 ± 0.059	0.135 ± 0.060	21.5 ± 1.2	112.0 ± 4.7
SNF20070630-006	-0.086 ± 0.028	-0.086 ± 0.028	-0.068 ± 0.028	-0.066 ± 0.028	-0.079 ± 0.028	10.1 ± 2.1	115.2 ± 9.7
SNF20070701-005	-0.345 ± 0.045	-0.309 ± 0.044	-0.303 ± 0.044	-0.328 ± 0.044	-0.395 ± 0.045	12.1 ± 1.2	103.2 ± 1.7
SNF20070712-000	0.105 ± 0.043	0.094 ± 0.043	0.060 ± 0.043	0.077 ± 0.043	0.151 ± 0.043	19.4 ± 2.6	93.4 ± 17.8
SNF20070712-003	-0.291 ± 0.042	-0.240 ± 0.041	-0.130 ± 0.041	-0.075 ± 0.041	-0.171 ± 0.054	14.6 ± 2.7	103.4 ± 18.3
SNF20070727-016	-0.833 ± 0.029	-0.595 ± 0.028	-0.504 ± 0.028	-0.437 ± 0.027	-0.330 ± 0.029	4.6 ± 1.3	59.1 ± 9.4
SNF20070802-000	0.322 ± 0.041	0.199 ± 0.041	0.123 ± 0.041	0.130 ± 0.040	0.184 ± 0.041	20.1 ± 1.7	157.8 ± 3.5
SNF20070806-026	0.009 ± 0.064	0.072 ± 0.063	0.145 ± 0.063	0.084 ± 0.063	0.092 ± 0.064	27.3 ± 2.0	99.5 ± 10.1
SNF20070810-004	0.005 ± 0.030	-0.079 ± 0.029	-0.055 ± 0.029	-0.029 ± 0.029	0.070 ± 0.046	22.5 ± 3.1	126.2 ± 17.7
SNF20070817-003	0.233 ± 0.176	0.136 ± 0.176	0.212 ± 0.176	0.195 ± 0.176	0.353 ± 0.179	17.9 ± 2.3	94.2 ± 10.3
SNF20070818-001	0.207 ± 0.040	0.035 ± 0.038	-0.029 ± 0.038	-0.036 ± 0.038	0.042 ± 0.039	17.7 ± 2.1	152.3 ± 6.8
SNF20070820-000	0.329 ± 0.050	0.275 ± 0.049	0.230 ± 0.049	0.161 ± 0.049	0.095 ± 0.050	19.2 ± 1.8	109.5 ± 5.1
SNF20070831-015	-0.192 ± 0.058	-0.147 ± 0.058	-0.182 ± 0.058	-0.133 ± 0.057	-0.218 ± 0.067	8.6 ± 1.4	111.6 ± 3.2
SNF20070902-018	0.344 ± 0.039	0.293 ± 0.038	0.315 ± 0.038	0.217 ± 0.038	0.177 ± 0.039	30.9 ± 2.7	91.4 ± 8.1

ANNEXE B. TABLE DES DONNÉES UTILISÉES LORS DE L'ESTIMATION DE  $R_V$

Nom	$\Delta M_U$	$\Delta M_B$	$\Delta M_V$	$\Delta M_R$	$\Delta M_I$	EWSi II $\lambda 4131$	EWCa II H&K
SNF20070902-021	-0.124 ± 0.029	-0.063 ± 0.028	0.021 ± 0.028	-0.009 ± 0.028	0.022 ± 0.030	19.3 ± 1.4	103.3 ± 4.2
SNF20071003-016	0.537 ± 0.047	0.413 ± 0.046	0.387 ± 0.046	0.324 ± 0.045	0.331 ± 0.047	19.1 ± 2.2	127.1 ± 6.7
SNF20071015-000	1.362 ± 0.065	1.195 ± 0.064	0.917 ± 0.064	0.729 ± 0.064	0.473 ± 0.064	6.7 ± 1.2	102.8 ± 3.5
SNF20071021-000	0.464 ± 0.034	0.239 ± 0.034	0.199 ± 0.034	0.180 ± 0.034	0.232 ± 0.034	20.6 ± 1.2	167.5 ± 3.8
SNF20080323-009	-0.382 ± 0.017	-0.214 ± 0.016	-0.108 ± 0.015	-0.095 ± 0.015	-0.072 ± 0.019	13.4 ± 1.4	96.4 ± 3.0
SNF20080507-000	-0.056 ± 0.038	-0.074 ± 0.037	-0.169 ± 0.037	-0.165 ± 0.037	-0.178 ± 0.038	12.2 ± 2.2	97.6 ± 2.2
SNF20080510-001	-0.176 ± 0.028	-0.177 ± 0.028	-0.113 ± 0.028	-0.072 ± 0.028	-0.041 ± 0.028	16.7 ± 1.5	119.3 ± 2.7
SNF20080512-010	-0.140 ± 0.196	-0.011 ± 0.196	0.045 ± 0.196	0.016 ± 0.196	-0.023 ± 0.196	24.2 ± 1.3	86.4 ± 3.9
SNF20080514-002	-0.144 ± 0.012	0.018 ± 0.012	0.134 ± 0.011	0.142 ± 0.011	0.110 ± 0.012	20.9 ± 1.0	84.2 ± 1.3
SNF20080516-000	-0.371 ± 0.039	-0.271 ± 0.038	-0.254 ± 0.038	-0.154 ± 0.038	-0.101 ± 0.039	10.6 ± 1.9	115.4 ± 6.4
SNF20080516-022	-0.557 ± 0.016	-0.376 ± 0.015	-0.216 ± 0.014	-0.194 ± 0.014	-0.273 ± 0.017	15.2 ± 1.8	88.4 ± 6.0
SNF20080522-000	-0.631 ± 0.060	-0.400 ± 0.059	-0.419 ± 0.059	-0.341 ± 0.059	-0.375 ± 0.060	4.2 ± 1.4	46.7 ± 7.2
SNF20080522-011	-0.420 ± 0.038	-0.389 ± 0.037	-0.318 ± 0.037	-0.257 ± 0.037	-0.216 ± 0.038	8.6 ± 1.0	121.9 ± 3.0
SNF20080531-000	0.079 ± 0.055	0.028 ± 0.055	0.062 ± 0.055	0.050 ± 0.055	0.079 ± 0.055	17.8 ± 1.1	134.0 ± 2.4
SNF20080610-000	0.109 ± 0.017	0.026 ± 0.016	0.076 ± 0.015	0.082 ± 0.015	0.088 ± 0.017	14.0 ± 1.8	118.2 ± 6.9
SNF20080612-003	-0.577 ± 0.046	-0.516 ± 0.045	-0.467 ± 0.045	-0.441 ± 0.045	-0.479 ± 0.055	6.1 ± 0.8	121.8 ± 1.2
SNF20080620-000	0.348 ± 0.082	0.253 ± 0.081	0.252 ± 0.081	0.213 ± 0.081	0.206 ± 0.081	21.2 ± 1.5	108.1 ± 7.8
SNF20080623-001	0.087 ± 0.026	0.037 ± 0.025	0.093 ± 0.025	0.110 ± 0.025	0.153 ± 0.025	16.6 ± 1.1	151.4 ± 2.0
SNF20080626-002	-0.206 ± 0.090	-0.232 ± 0.090	-0.227 ± 0.090	-0.155 ± 0.090	-0.103 ± 0.090	6.3 ± 1.7	129.9 ± 1.3
SNF20080707-012	0.297 ± 0.038	0.144 ± 0.036	0.135 ± 0.035	0.173 ± 0.035	0.279 ± 0.038	13.3 ± 2.6	144.4 ± 6.6
SNF20080714-008	0.600 ± 0.039	0.307 ± 0.036	0.234 ± 0.036	0.186 ± 0.036	0.282 ± 0.048	22.5 ± 1.9	109.6 ± 3.7
SNF20080717-000	0.628 ± 0.037	0.530 ± 0.036	0.381 ± 0.036	0.321 ± 0.036	0.170 ± 0.045	8.7 ± 1.6	95.2 ± 2.1
SNF20080720-001	1.679 ± 0.227	1.253 ± 0.227	0.875 ± 0.227	0.651 ± 0.227	0.523 ± 0.227	13.7 ± 1.8	147.4 ± 3.9
SNF20080725-004	0.122 ± 0.032	0.053 ± 0.032	0.009 ± 0.032	0.027 ± 0.031	0.112 ± 0.042	9.1 ± 1.7	128.8 ± 3.9
SNF20080803-000	0.303 ± 0.017	0.282 ± 0.015	0.187 ± 0.015	0.125 ± 0.015	0.051 ± 0.016	7.0 ± 1.8	117.4 ± 5.7
SNF20080810-001	0.053 ± 0.031	0.090 ± 0.030	0.145 ± 0.030	0.070 ± 0.030	-0.015 ± 0.030	22.8 ± 1.1	90.0 ± 4.8
SNF20080821-000	-0.137 ± 0.042	-0.081 ± 0.042	-0.097 ± 0.042	-0.076 ± 0.042	-0.055 ± 0.042	9.6 ± 1.4	110.4 ± 2.1
SNF20080822-005	-0.551 ± 0.052	-0.375 ± 0.052	-0.375 ± 0.052	-0.298 ± 0.052	-0.284 ± 0.052	7.2 ± 1.6	79.2 ± 7.5
SNF20080825-010	-0.218 ± 0.057	-0.142 ± 0.057	-0.079 ± 0.057	-0.108 ± 0.057	-0.153 ± 0.057	19.8 ± 1.2	102.7 ± 5.7
SNF20080909-030	-0.134 ± 0.033	-0.132 ± 0.033	-0.126 ± 0.033	-0.092 ± 0.032	-0.126 ± 0.033	7.7 ± 1.3	92.5 ± 3.2
SNF20080910-007	-0.215 ± 0.029	-0.131 ± 0.027	-0.042 ± 0.027	0.003 ± 0.026	0.069 ± 0.029	18.6 ± 2.0	111.2 ± 3.0
SNF20080913-031	0.077 ± 0.042	-0.017 ± 0.041	-0.005 ± 0.041	0.035 ± 0.041	0.104 ± 0.042	10.1 ± 1.4	117.4 ± 1.5

Nom	$\Delta M_U$	$\Delta M_B$	$\Delta M_V$	$\Delta M_R$	$\Delta M_I$	EWSi II $\lambda 131$	EWCa II H&K
SNF20080914-001	$0.505 \pm 0.020$	$0.352 \pm 0.018$	$0.240 \pm 0.017$	$0.169 \pm 0.017$	$0.027 \pm 0.019$	$16.2 \pm 1.3$	$128.7 \pm 4.8$
SNF20080918-000	$0.403 \pm 0.038$	$0.330 \pm 0.037$	$0.187 \pm 0.037$	$0.182 \pm 0.037$	$0.188 \pm 0.038$	$8.4 \pm 1.7$	$144.3 \pm 4.9$
SNF20080918-004	$0.213 \pm 0.221$	$0.172 \pm 0.221$	$0.224 \pm 0.221$	$0.219 \pm 0.221$	$0.211 \pm 0.221$	$23.9 \pm 1.3$	$90.0 \pm 2.7$
SNF20080919-001	$-0.555 \pm 0.028$	$-0.474 \pm 0.028$	$-0.456 \pm 0.028$	$-0.400 \pm 0.027$	$-0.418 \pm 0.028$	$5.3 \pm 0.7$	$84.2 \pm 1.2$
SNF20080919-002	$0.523 \pm 0.020$	$0.558 \pm 0.018$	$0.530 \pm 0.018$	$0.472 \pm 0.017$	$0.375 \pm 0.038$	$30.4 \pm 3.4$	$105.9 \pm 19.4$
SNF20080920-000	$-0.193 \pm 0.078$	$-0.187 \pm 0.077$	$-0.194 \pm 0.077$	$-0.114 \pm 0.077$	$-0.041 \pm 0.078$	$5.3 \pm 1.8$	$135.7 \pm 6.5$

ANNEXE B. TABLE DES DONNÉES UTILISÉES LORS DE L'ESTIMATION DE  $R_V$

# Bibliographie

- Aihara, H., C. Allende Prieto, D. An, S. F. Anderson, É. Aubourg, E. Balbinot, T. C. Beers, A. A. Berlind, S. J. Bickerton, D. Bizyaev, M. R. Blanton, J. J. Bochanski, A. S. Bolton, J. Bovy, W. N. Brandt et al. *The Eighth Data Release of the Sloan Digital Sky Survey : First Data from SDSS-III*. *ApJS*, 193, 29–+ (2011). [6](#), [14](#)
- Aldering, G., G. Adam, P. Antilogus, P. Astier, R. Bacon, S. Bongard, C. Bonnaud, Y. Copin, D. Hardin, F. Henault, D. A. Howell, J. Lemonnier, J. Levy, S. C. Loken, P. E. Nugent et al. *Overview of the Nearby Supernova Factory*. In J. A. Tyson & S. Wolff, ed., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 4836 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 61–72 (2002). [13](#), [33](#)
- Altavilla, G., P. Ruiz-Lapuente, A. Balastegui, J. Méndez, M. Irwin, C. España-Bonet, R. S. Ellis, G. Folatelli, A. Goobar, W. Hillebrandt, R. M. McMahon, S. Nobili, V. Stanishev and N. A. Walton. *Type Ia SNe Along Redshift : The  $R(Si II)$  Ratio and the Expansion Velocities in Intermediate- $z$  Supernovae*. *ApJ*, 695, 135–148 (2009). [106](#), [117](#), [118](#)
- Amanullah, R., C. Lidman, D. Rubin, G. Aldering, P. Astier, K. Barbary, M. S. Burns, A. Conley, K. S. Dawson, S. E. Deustua, M. Doi, S. Fabbro, L. Faccioli, H. K. Fakhouri, G. Folatelli et al. *Spectra and Light Curves of Six Type Ia Supernovae at  $0.511 < z < 1.12$  and the Union2 Compilation*. *ArXiv e-prints* (2010). [14](#), [16](#), [28](#), [29](#), [33](#), [34](#), [45](#), [54](#), [60](#)
- Arnett, D. *Universality in SNIae and the Phillips Relation*. *ArXiv Astrophysics e-prints* (1999). [20](#)
- Arnett, W. D. *Type I supernovae. I - Analytic solutions for the early part of the light curve*. *ApJ*, 253, 785–797 (1982). [20](#)
- Arsenijevic, V., S. Fabbro, A. M. Mourão and A. J. Rica da Silva. *Diversity of supernovae Ia determined using equivalent widths of Si II 4000*. *A&A*, 492, 535–544 (2008). [109](#), [117](#), [120](#)
- Astier, P., J. Guy, N. Regnault, R. Pain, E. Aubourg, D. Balam, S. Basa, R. G. Carlberg, S. Fabbro, D. Fouchez, I. M. Hook, D. A. Howell, H. Lafoux, J. D. Neill, N. Palanque-Delabrouille et al. *The Supernova Legacy Survey : measurement of  $\Omega_M$ ,  $\Omega_\Lambda$  and  $w$  from the first year data set*. *A&A*, 447, 31–48 (2006). [42](#)
- Bacon, R., G. Adam, A. Baranne, G. Courtes, D. Dubet, J. P. Dubois, E. Emsellem, P. Ferruit, Y. Georgelin, G. Monnet, E. Pecontal, A. Rousset and F. Say. *3D spectrography at high spatial resolution. I. Concept and realization of the integral field spectrograph TIGER*. *A&AS*, 113, 347–+ (1995). [35](#)
- Bacon, R., Y. Copin, G. Monnet, B. W. Miller, J. R. Allington-Smith, M. Bureau, C. M. Carollo, R. L. Davies, E. Emsellem, H. Kuntschner, R. F. Peletier, E. K. Verolme and P. T. de Zeeuw. *The SAURON project - I. The panoramic integral-field spectrograph*. *MNRAS*, 326, 23–35 (2001). [36](#)

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Bailey, S., G. Aldering, P. Antilogus, C. Aragon, C. Baltay, S. Bongard, C. Buton, M. Childress, N. Chotard, Y. Copin, E. Gangler, S. Loken, P. Nugent, R. Pain, E. Pecontal et al. *Using spectral flux ratios to standardize SN Ia luminosities*. *A&A*, 500, L17–L20 (2009). 106, 107, 115, 117, 138, 141, 197, 198
- Benetti, S., E. Cappellaro, P. A. Mazzali, M. Turatto, G. Altavilla, F. Bufano, N. Elias-Rosa, R. Kotak, G. Pignata, M. Salvo and V. Stanishev. *The Diversity of Type Ia Supernovae : Evidence for Systematics ?* *ApJ*, 623, 1011–1016 (2005). 107, 108
- Bertin, E. and S. Arnouts. *SExtractor : Software for source extraction*. *A&AS*, 117, 393–404 (1996). 37
- Blondin, S., K. S. Mandel and R. P. Kirshner. *Do spectra improve distance measurements of Type Ia supernovae ?* ArXiv e-prints (2010). 106, 117, 118, 120, 123, 124, 138, 139, 140, 141
- Bongard, S. *Radiative transfer and type Ia supernovae spectra analysis in the context of supernovae factory*. Ph.D. thesis, The University of Oklahoma, United States – Oklahoma (2005). 68, 106
- Bongard, S., E. Baron, G. Smadja, D. Branch and P. H. Hauschildt. *Type Ia Supernova Spectral Line Ratios as Luminosity Indicators*. *ApJ*, 647, 513–524 (2006). 68, 117
- Bongard, S., F. Soulez, E. Thiébault and E. Pecontal. *3-d deconvolution of hyper-spectral astronomical data*. *MNRAS* (2011). 38
- Branch, D., L. C. Dang, N. Hall, W. Ketchum, M. Melakayil, J. Parrent, M. A. Troxel, D. Casebeer, D. J. Jeffery and E. Baron. *Comparative Direct Analysis of Type Ia Supernova Spectra. II. Maximum Light*. *PASP*, 118, 560–571 (2006). 20, 107, 108
- Branch, D., L. C. Dang and E. Baron. *Comparative Direct Analysis of Type Ia Supernova Spectra. V. Insights from a Larger Sample and Quantitative Subclassification*. *PASP*, 121, 238–247 (2009). 108, 131, 132
- Bronder, T. J., I. M. Hook, P. Astier, D. Balam, C. Balland, S. Basa, R. G. Carlberg, A. Conley, D. Fouchez, J. Guy, D. A. Howell, J. D. Neill, R. Pain, K. Perrett, C. J. Pritchett et al. *SNLS spectroscopy : testing for evolution in type Ia supernovae*. *A&A*, 477, 717–734 (2008). 109, 111, 120
- Burles, S., K. M. Nollett and M. S. Turner. *Big Bang Nucleosynthesis Predictions for Precision Cosmology*. *ApJ*, 552, L1–L5 (2001). 15
- Burns, C. R., M. Stritzinger, M. M. Phillips, S. Kattner, S. E. Persson, B. F. Madore, W. L. Freedman, L. Boldt, A. Campillay, C. Contreras, G. Folatelli, S. Gonzalez, W. Krzeminski, N. Morrell, F. Salgado et al. *The Carnegie Supernova Project : Light Curve Fitting with SNooPy*. ArXiv e-prints (2010). 27
- Buton, C. *Étalonnage spectro-photométrique du SuperNova Integral Field Spectrograph dans le cadre du projet the Nearby Supernova Factory*. Ph.D. thesis, Université Claude Bernard - Lyon I (2009). 36, 37
- Buton, C., Y. Copin and G. Smadja. *Atmospheric extinction properties at mauna kea from atmospheric extinction properties at mauna kea from the nearby supernova factory spectro-photometric data set*. in prep. (2011). 37
- Cardelli, J. A., G. C. Clayton and J. S. Mathis. *The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction*. *ApJ*, 345, 245–256 (1989). 2, 23, 57, 90, 91, 93, 151
- Chandrasekhar, S. *The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs*. *ApJ*, 74, 81–+ (1931). 19

- Chotard, N., E. Gangler, G. Aldering, P. Antilogus, C. Aragon, S. Bailey, C. Baltay, S. Bongard, C. Buton, A. Canto, M. Childress, Y. Copin, H. K. Fakhouri, E. Y. Hsiao, M. Kerschhaggl et al. *The reddening law of type Ia supernovae : separating intrinsic variability from dust using equivalent widths*. A&A, 529, L4+ (2011). [122](#), [125](#), [148](#), [182](#), [183](#), [184](#)
- Conley, A., M. Sullivan, E. Y. Hsiao, J. Guy, P. Astier, D. Balam, C. Balland, S. Basa, R. G. Carlberg, D. Fouchez, D. Hardin, D. A. Howell, I. M. Hook, R. Pain, K. Perrett et al. *SiFTO : An Empirical Method for Fitting SN Ia Light Curves*. ApJ, 681, 482–498 (2008). [27](#)
- Contreras, C., M. Hamuy, M. M. Phillips, G. Folatelli, N. B. Suntzeff, S. E. Persson, M. Stritzinger, L. Boldt, S. González, W. Krzeminski, N. Morrell, M. Roth, F. Salgado, M. José Maureira, C. R. Burns et al. *The Carnegie Supernova Project : First Photometry Data Release of Low-Redshift Type Ia Supernovae*. AJ, 139, 519–539 (2010). [13](#)
- Copeland, E. J., M. Sami and S. Tsujikawa. *Dynamics of Dark Energy*. International Journal of Modern Physics D, 15, 1753–1935 (2006). [15](#)
- Copin, Y. *Dynamique des galaxies de type précoce : observations 3D et modélisations*. Ph.D. thesis, Ecole normale supérieure de lyon - ENS LYON (2000). [36](#)
- Elias, J. H., K. Matthews, G. Neugebauer and S. E. Persson. *Type I supernovae in the infrared and their use as distance indicators*. ApJ, 296, 379–389 (1985). [17](#)
- Ellis, R. S., M. Sullivan, P. E. Nugent, D. A. Howell, A. Gal-Yam, P. Astier, D. Balam, C. Balland, S. Basa, R. G. Carlberg, A. Conley, D. Fouchez, J. Guy, D. Hardin, I. Hook et al. *Verifying the Cosmological Utility of Type Ia Supernovae : Implications of a Dispersion in the Ultraviolet Spectra*. ApJ, 674, 51–69 (2008). [131](#)
- Filippenko, A. V. *Taxonomy of supernovae*. Proceedings of the Astronomical Society of Australia, 7, 540–547 (1988). [17](#)
- Filippenko, A. V. *Optical Spectra of Supernovae*. ARA&A, 35, 309–355 (1997). [19](#)
- Filippenko, A. V., M. W. Richmond, D. Branch, M. Gaskell, W. Herbst, C. H. Ford, R. R. Treffers, T. Matheson, L. C. Ho, A. Dey, W. L. W. Sargent, T. A. Small and W. J. M. van Breugel. *The subluminescent, spectroscopically peculiar type IA supernova 1991bg in the elliptical galaxy NGC 4374*. AJ, 104, 1543–1556 (1992a). [25](#)
- Filippenko, A. V., M. W. Richmond, T. Matheson, J. C. Shields, E. M. Burbidge, R. D. Cohen, M. Dickinson, M. A. Malkan, B. Nelson, J. Pietz, D. Schlegel, P. Schmeer, H. Spinrad, C. C. Steidel, H. D. Tran et al. *The peculiar Type IA SN 1991T - Detonation of a white dwarf?* ApJ, 384, L15–L18 (1992b). [25](#)
- Fitzpatrick, E. L. *Correcting for the Effects of Interstellar Extinction*. PASP, 111, 63–75 (1999). [92](#), [93](#)
- Fitzpatrick, E. L. and D. Massa. *An analysis on the shapes of ultraviolet extinction curves. I - The 2175 Å bump*. ApJ, 307, 286–294 (1986). [92](#)
- Folatelli, G., M. M. Phillips, C. R. Burns, C. Contreras, M. Hamuy, W. L. Freedman, S. E. Persson, M. Stritzinger, N. B. Suntzeff, K. Krisciunas, L. Boldt, S. González, W. Krzeminski, N. Morrell, M. Roth et al. *The Carnegie Supernova Project : Analysis of the First Sample of Low-Redshift Type-Ia Supernovae*. AJ, 139, 120–144 (2010). [57](#), [147](#), [188](#)

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Foley, R. J. and D. Kasen. *Measuring Ejecta Velocity Improves Type Ia Supernova Distances*. ArXiv e-prints (2010). 109
- Foley, R. J., A. V. Filippenko and S. W. Jha. *Luminosity Indicators in the Ultraviolet Spectra of Type Ia Supernovae*. ApJ, 686, 117–126 (2008). 106
- Foley, R. J., T. Matheson, S. Blondin, R. Chornock, J. M. Silverman, P. Challis, A. Clocchiatti, A. V. Filippenko, R. P. Kirshner, B. Leibundgut, J. Sollerman, J. Spyromilio, J. L. Tonry, T. M. Davis, P. M. Garnavich et al. *Spectroscopy of High-Redshift Supernovae from the Essence Project : The First Four Years*. AJ, 137, 3731–3742 (2009). 14
- Freedman, W. L., C. R. Burns, M. M. Phillips, P. Wyatt, S. E. Persson, B. F. Madore, C. Contreras, G. Folatelli, E. S. Gonzalez, M. Hamuy, E. Hsiao, D. D. Kelson, N. Morrell, D. C. Murphy, M. Roth et al. *The Carnegie Supernova Project : First Near-Infrared Hubble Diagram to  $z \sim 0.7$* . ApJ, 704, 1036–1058 (2009). 57, 59, 147, 187
- Friedman, J. A., M. S. Turner and D. Huterer. *Dark Energy and the Accelerating Universe*. ARA&A, 46, 385–432 (2008). 11
- Gallagher, J. S., P. M. Garnavich, N. Caldwell, R. P. Kirshner, S. W. Jha, W. Li, M. Ganeshalingam and A. V. Filippenko. *Supernovae in Early-Type Galaxies : Directly Connecting Age and Metallicity with Type Ia Luminosity*. ApJ, 685, 752–766 (2008). 23
- Garavini, G., G. Folatelli, S. Nobili, G. Aldering, R. Amanullah, P. Antilogus, P. Astier, G. Blanc, T. Bronder, M. S. Burns, A. Conley, S. E. Deustua, M. Doi, S. Fabbro, V. Fadeyev et al. *Quantitative comparison between type Ia supernova spectra at low and high redshifts : a case study*. A&A, 470, 411–424 (2007). 111
- Garnavich, P. M., A. Z. Bonanos, K. Krisciunas, S. Jha, R. P. Kirshner, E. M. Schlegel, P. Challis, L. M. Macri, K. Hatano, D. Branch, G. D. Bothun and W. L. Freedman. *The Luminosity of SN 1999by in NGC 2841 and the Nature of “Peculiar” Type Ia Supernovae*. ApJ, 613, 1120–1132 (2004). 65
- Geminale, A. and P. Popowski. *Can CCM law properly represent all extinction curves ?* Journal of Physics Conference Series, 6, 223–228 (2005). 93
- Goldhaber, G., D. E. Groom, A. Kim, G. Aldering, P. Astier, A. Conley, S. E. Deustua, R. Ellis, S. Fabbro, A. S. Fruchter, A. Goobar, I. Hook, M. Irwin, M. Kim, R. A. Knop et al. *Timescale Stretch Parameterization of Type Ia Supernova B-Band Light Curves*. ApJ, 558, 359–368 (2001). 65
- Goobar, A. *Low  $R_V$  from Circumstellar Dust around Supernovae*. ApJ, 686, L103–L106 (2008). 24, 146, 147, 191, 192
- Guth, A. H. *Inflationary universe : A possible solution to the horizon and flatness problems*. Phys. Rev. D, 23, 347–356 (1981). 14
- Guy, J., P. Astier, S. Nobili, N. Regnault and R. Pain. *SALT : a spectral adaptive light curve template for type Ia supernovae*. A&A, 443, 781–791 (2005). 145
- Guy, J., P. Astier, S. Baumont, D. Hardin, R. Pain, N. Regnault, S. Basa, R. G. Carlberg, A. Conley, S. Fabbro, D. Fouchez, I. M. Hook, D. A. Howell, K. Perrett, C. J. Pritchett et al. *SALT2 : using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators*. A&A, 466, 11–21 (2007). 26, 27, 42, 55, 57, 145, 146

- Guy, J., M. Sullivan, A. Conley, N. Regnault, P. Astier, C. Balland, S. Basa, R. G. Carlberg, D. Fouchez, D. Hardin, I. M. Hook, D. A. Howell, R. Pain, N. Palanque-Delabrouille, K. M. Perrett et al. *The Supernova Legacy Survey 3-year sample : Type Ia supernovae photometric distances and cosmological constraints*. *A&A*, 523, A7+ (2010). [14](#), [54](#), [57](#), [59](#), [60](#), [145](#), [146](#), [169](#), [186](#), [188](#)
- Hachinger, S., P. A. Mazzali and S. Benetti. *Exploring the spectroscopic diversity of Type Ia supernovae*. *MNRAS*, 370, 299–318 (2006). [106](#), [117](#), [118](#), [123](#)
- Hachinger, S., P. A. Mazzali, M. Tanaka, W. Hillebrandt and S. Benetti. *Spectral luminosity indicators in SNe Ia-The R(Si II) line strength ratio*. In G. Giobbi, A. Tornambe, G. Raimondo, M. Limongi, L. A. Antonelli, N. Menci, & E. Brocato, ed., *American Institute of Physics Conference Series*, vol. 1111 of *American Institute of Physics Conference Series*, 573–576 (2009). [117](#)
- Hamuy, M. and P. A. Pinto. *Type II Supernovae as Standardized Candles*. *ApJ*, 566, L63–L65 (2002). [18](#)
- Hamuy, M., M. M. Phillips, N. B. Suntzeff, R. A. Schommer, J. Maza and R. Aviles. *The Absolute Luminosities of the Calan/Tololo Type IA Supernovae*. *AJ*, 112, 2391–+ (1996). [13](#), [25](#)
- Hayden, B. T., P. M. Garnavich, R. Kessler, J. A. Frieman, S. W. Jha, B. Bassett, D. Cinabro, B. Dilday, D. Kasen, J. Marriner, R. C. Nichol, A. G. Riess, M. Sako, D. P. Schneider, M. Smith et al. *The Rise and Fall of Type Ia Supernova Light Curves in the SDSS-II Supernova Survey*. *ApJ*, 712, 350–366 (2010). [20](#)
- Hicken, M., P. Challis, S. Jha, R. P. Kirshner, T. Matheson, M. Modjaz, A. Rest, W. Michael Wood-Vasey, G. Bakos, E. J. Barton, P. Berlind, A. Bragg, C. Briceño, W. R. Brown, N. Caldwell et al. *CfA3 : 185 Type Ia Supernova Light Curves from the CfA*. *ApJ*, 700, 331–357 (2009a). [13](#)
- Hicken, M., W. M. Wood-Vasey, S. Blondin, P. Challis, S. Jha, P. L. Kelly, A. Rest and R. P. Kirshner. *Improved Dark Energy Constraints from ~100 New CfA Supernova Type Ia Light Curves*. *ApJ*, 700, 1097–1140 (2009b). [45](#), [146](#)
- Hillebrandt, W. and J. C. Niemeyer. *Type IA Supernova Explosion Models*. *ARA&A*, 38, 191–230 (2000). [20](#)
- Hillebrandt, W., S. A. Sim and F. K. Röpkke. *Off-center explosions of Chandrasekhar-mass white dwarfs : an explanation of super-bright type Ia supernovae ?* *A&A*, 465, L17–L20 (2007). [26](#)
- Hinshaw, G., M. R.olta, C. L. Bennett, R. Bean, O. Doré, M. R. Greason, M. Halpern, R. S. Hill, N. Jarosik, A. Kogut, E. Komatsu, M. Limon, N. Odegard, S. S. Meyer, L. Page et al. *Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Temperature Analysis*. *ApJS*, 170, 288–334 (2007). [6](#)
- Howell, D. A. *The Progenitors of Subluminous Type Ia Supernovae*. *ApJ*, 554, L193–L196 (2001). [25](#)
- Howell, D. A., M. Sullivan, A. Conley and R. Carlberg. *Predicted and Observed Evolution in the Mean Properties of Type Ia Supernovae with Redshift*. *ApJ*, 667, L37–L40 (2007). [25](#)
- Howell, D. A., A. Conley, M. Della Valle, P. E. Nugent, S. Perlmutter, G. H. Marion, K. Krisciunas, C. Badenes, P. Mazzali, G. Aldering, P. Antilogus, E. Baron, A. Becker, C. Baltay, S. Benetti et al. *Type Ia supernova science 2010-2020*. *ArXiv e-prints* (2009a). [33](#)

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Howell, D. A., M. Sullivan, E. F. Brown, A. Conley, D. Le Borgne, E. Y. Hsiao, P. Astier, D. Balam, C. Balland, S. Basa, R. G. Carlberg, D. Fouchez, J. Guy, D. Hardin, I. M. Hook et al. *The Effect of Progenitor Age and Metallicity on Luminosity and  $^{56}\text{Ni}$  Yield in Type Ia Supernovae*. ApJ, 691, 661–671 (2009b). 20, 23
- Hsiao, E. Y., A. Conley, D. A. Howell, M. Sullivan, C. J. Pritchett, R. G. Carlberg, P. E. Nugent and M. M. Phillips. *K-Corrections and Spectral Templates of Type Ia Supernovae*. ApJ, 663, 1187–1200 (2007). 93
- Iben, I., Jr. and A. V. Tutukov. *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, 335–372 (1984). 20
- Jarosik, N., C. L. Bennett, J. Dunkley, B. Gold, M. R. Greason, M. Halpern, R. S. Hill, G. Hinshaw, A. Kogut, E. Komatsu, D. Larson, M. Limon, S. S. Meyer, M. R. Nolte, N. Odegard et al. *Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results*. ApJS, 192, 14–+ (2011). 14
- Jha, S., A. G. Riess and R. P. Kirshner. *Improved Distances to Type Ia Supernovae with Multicolor Light-Curve Shapes : MLCS2k2*. ApJ, 659, 122–148 (2007). 27, 146
- Kasen, D., P. Nugent, R. C. Thomas and L. Wang. *Could There Be a Hole in Type Ia Supernovae ?* ApJ, 610, 876–887 (2004). 26
- Kessler, R., A. C. Becker, D. Cinabro, J. Vanderplas, J. A. Frieman, J. Marriner, T. M. Davis, B. Dilday, J. Holtzman, S. W. Jha, H. Lampeitl, M. Sako, M. Smith, C. Zheng, R. C. Nichol et al. *First-Year Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Results : Hubble Diagram and Cosmological Parameters*. ApJS, 185, 32–84 (2009). 13, 57, 60, 131, 187, 188
- Konishi, K., J. A. Frieman, A. Goobar, J. Marriner, J. Nordin, L. Östman, M. Sako, D. P. Schneider and N. Yasuda. *Line Profiles of Intermediate Redshift Type Ia Supernovae*. ArXiv e-prints (2011). 109, 111
- Kowalski, M., D. Rubin, G. Aldering, R. J. Agostinho, A. Amadon, R. Amanullah, C. Balland, K. Barbary, G. Blanc, P. J. Challis, A. Conley, N. V. Connolly, R. Covarrubias, K. S. Dawson, S. E. Deustua et al. *Improved Cosmological Constraints from New, Old, and Combined Supernova Data Sets*. ApJ, 686, 749–778 (2008). 60
- Lampeitl, H., M. Smith, R. C. Nichol, B. Bassett, D. Cinabro, B. Dilday, R. J. Foley, J. A. Frieman, P. M. Garnavich, A. Goobar, M. Im, S. W. Jha, J. Marriner, R. Miquel, J. Nordin et al. *The Effect of Host Galaxies on Type Ia Supernovae in the SDSS-II Supernova Survey*. ApJ, 722, 566–576 (2010). 25, 148
- Law, N. M., S. R. Kulkarni, R. G. Dekany, E. O. Ofek, R. M. Quimby, P. E. Nugent, J. Surace, C. C. Grillmair, J. S. Bloom, M. M. Kasliwal, L. Bildsten, T. Brown, S. B. Cenko, D. Ciardi, E. Croner et al. *The Palomar Transient Factory : System Overview, Performance, and First Results*. PASP, 121, 1395–1408 (2009). 32, 35
- Linder, E. V. *Importance of supernovae at  $z < 0.1$  for probing dark energy*. Phys. Rev. D, 74(10), 103518–+ (2006). 32
- Macri, L. M., D. Calzetti, W. L. Freedman, B. K. Gibson, J. A. Graham, J. P. Huchra, S. M. G. Hughes, B. F. Madore, J. R. Mould, S. E. Persson and P. B. Stetson. *NICMOS Observations of Extragalactic Cepheids. I. Photometry Database and a Test of the Standard Extinction Law*. ApJ, 549, 721–744 (2001). 57

- Maeda, K., G. Leloudas, S. Taubenberger, M. Stritzinger, J. Sollerman, N. Elias-Rosa, S. Benetti, M. Hamuy, G. Folatelli and P. A. Mazzali. *Effects of Explosion Asymmetry and Viewing Angle on the Type Ia Supernova Color and Luminosity Calibration*. ArXiv e-prints (2011). 23
- Mandel, K. S., G. Narayan and R. P. Kirshner. *Type Ia Supernova Light Curve Inference : Hierarchical Models in the Optical and Near-infrared*. ApJ, 731, 120+ (2011). 27
- Mannucci, F., M. Della Valle, N. Panagia, E. Cappellaro, G. Cresci, R. Maiolino, A. Petrosian and M. Turatto. *The supernova rate per unit mass*. A&A, 433, 807–814 (2005). 25
- Maoz, D., F. Mannucci, W. Li, A. V. Filippenko, M. D. Valle and N. Panagia. *Nearby supernova rates from the Lick Observatory Supernova Search - IV. A recovery method for the delay-time distribution*. MNRAS, 412, 1508–1521 (2011). 13
- Marietta, E., A. Burrows and B. Fryxell. *Type IA Supernova Explosions in Binary Systems : The Impact on the Secondary Star and Its Consequences*. ApJS, 128, 615–650 (2000). 26
- Mazzali, P. A., E. Cappellaro, I. J. Danziger, M. Turatto and S. Benetti. *Nebular Velocities in Type IA Supernovae and Their Relationship to Light Curves*. ApJ, 499, L49+ (1998). 23
- Meng, X. and W. Yang. *Companion stars of Type Ia supernovae with different metallicities*. MNRAS, 401, 1118–1130 (2010). 26
- Milne, E. A. *World-Structure and the Expansion of the Universe. Mit 6 Abbildungen*. ZAp, 6, 1+ (1933). 5
- Minkowski, R. *Spectra of Supernovae*. PASP, 53, 224+ (1941). 17
- Neill, J. D., M. Sullivan, D. A. Howell, A. Conley, M. Seibert, D. C. Martin, T. A. Barlow, K. Foster, P. G. Friedman, P. Morrissey, S. G. Neff, D. Schiminovich, T. K. Wyder, L. Bianchi, J. Donas et al. *The Local Hosts of Type Ia Supernovae*. ApJ, 707, 1449–1465 (2009). 25
- Nobili, S. and A. Goobar. *The colour-lightcurve shape relation of type Ia supernovae and the reddening law*. A&A, 487, 19–31 (2008). 147, 192
- Nordin, J., L. Ostman, A. Goobar, C. Balland, H. Lampeitl, R. C. Nichol, M. Sako, D. P. Schneider, M. Smith, J. Sollerman and J. C. Wheeler. *Evidence for a correlation between the Si II 4000 width and Type Ia supernova color*. ArXiv e-prints (2010). 120
- Nordin, J., L. Östman, A. Goobar, R. Amanullah, R. C. Nichol, M. Smith, J. Sollerman, B. A. Bassett, J. Frieman, P. M. Garnavich, G. Leloudas, M. Sako and D. P. Schneider. *Spectral properties of type Ia supernovae up to  $z \sim 0.3$* . A&A, 526, A119+ (2011). 110, 111, 120, 121, 125
- Nugent, P., M. Phillips, E. Baron, D. Branch and P. Hauschildt. *Evidence for a Spectroscopic Sequence among Type Ia Supernovae*. ApJ, 455, L147+ (1995). 65, 68, 106, 131
- Nugent, P., A. Kim and S. Perlmutter. *K-Corrections and Extinction Corrections for Type Ia Supernovae*. PASP, 114, 803–819 (2002). 154
- O'Donnell, J. E.  *$R_V$ -dependent optical and near-ultraviolet extinction*. ApJ, 422, 158–163 (1994). 93, 151
- Olivares E., F., M. Hamuy, G. Pignata, J. Maza, M. Bersten, M. M. Phillips, N. B. Suntzeff, A. V. Filippenko, N. I. Morrel, R. P. Kirshner and T. Matheson. *The Standardized Candle Method for Type II Plateau Supernovae*. ApJ, 715, 833–853 (2010). 18

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Pakmor, R., S. Hachinger, F. K. Röpke and W. Hillebrandt. *Violent mergers of nearly equal-mass white dwarf as progenitors of subluminescent Type Ia supernovae*. *A&A*, 528, A117+ (2011). 25
- Pereira, R. D. S. P. R. D. S. P. R. D. S. *Nearby Supernova Factory : Calibration of SNIFS data and spectrophotometric Type Ia supernovae light curves*. Ph.D. thesis, Université Paris-Diderot - Paris VII (2008). 36, 38
- Perlmutter, S., S. Gabi, G. Goldhaber, A. Goobar, D. E. Groom, I. M. Hook, A. G. Kim, M. Y. Kim, J. C. Lee, R. Pain, C. R. Pennypacker, I. A. Small, R. S. Ellis, R. G. McMahon, B. J. Boyle et al. *Measurements of the Cosmological Parameters Omega and Lambda from the First Seven Supernovae at  $Z > 0.35$* . *ApJ*, 483, 565–+ (1997). 19, 26
- Perlmutter, S., G. Aldering, G. Goldhaber, R. A. Knop, P. Nugent, P. G. Castro, S. Deustua, S. Fabbro, A. Goobar, D. E. Groom, I. M. Hook, A. G. Kim, M. Y. Kim, J. C. Lee, N. J. Nunes et al. *Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae*. *ApJ*, 517, 565–586 (1999). 13, 32, 34
- Phillips, M. M. *The absolute magnitudes of Type IA supernovae*. *ApJ*, 413, L105–L108 (1993). 26, 65
- Phillips, M. M., P. Lira, N. B. Suntzeff, R. A. Schommer, M. Hamuy and J. Maza. *The Reddening-Free Decline Rate Versus Luminosity Relationship for Type IA Supernovae*. *AJ*, 118, 1766–1776 (1999). 65
- Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, M. Baker, A. Balbi, A. J. Banday and et al. *Planck Early Results : The Planck mission*. ArXiv e-prints (2011). 14
- Poznanski, D., P. E. Nugent and A. V. Filippenko. *Type II-P Supernovae as Standard Candles : The SDSS-II Sample Revisited*. *ApJ*, 721, 956–959 (2010). 18
- Rabinowitz, D., C. Baltay, W. Emmet, T. Hurteau, J. Snyder, P. Andrews, N. Ellman, N. Morgan, A. Bauer, J. Musser, M. Gebhard, G. Adams, G. Djorgovski, A. Mahabal, M. Graham et al. *The Palomar-QUEST large-area CCD camera*. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, vol. 35 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1262–+ (2003). 35
- Raskin, C., E. Scannapieco, J. Rhoads and M. Della Valle. *Prompt Ia Supernovae are Significantly Delayed*. *ApJ*, 707, 74–78 (2009). 25
- Riess, A. G., W. H. Press and R. P. Kirshner. *Using Type IA supernova light curve shapes to measure the Hubble constant*. *ApJ*, 438, L17–L20 (1995). 65
- Riess, A. G., A. V. Filippenko, P. Challis, A. Clocchiatti, A. Diercks, P. M. Garnavich, R. L. Gilliland, C. J. Hogan, S. Jha, R. P. Kirshner, B. Leibundgut, M. M. Phillips, D. Reiss, B. P. Schmidt, R. A. Schommer et al. *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*. *AJ*, 116, 1009–1038 (1998). 13
- Riess, A. G., L. Macri, S. Casertano, M. Sosey, H. Lampeitl, H. C. Ferguson, A. V. Filippenko, S. W. Jha, W. Li, R. Chornock and D. Sarkar. *A Redetermination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope from a Differential Distance Ladder*. *ApJ*, 699, 539–563 (2009). 57
- Riess, A. G., L. Macri, S. Casertano, H. Lampeitl, H. C. Ferguson, A. V. Filippenko, S. W. Jha, W. Li and R. Chornock. *A 3% Solution : Determination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope and Wide Field Camera 3*. *ApJ*, 730, 119–+ (2011). 10, 13

- Röpke, F. K., I. R. Seitenzahl, S. Benitez, M. Fink, R. Pakmor, M. Kromer, S. A. Sim, F. Ciaraldi-Schoolmann and W. Hillebrandt. *Modeling Type Ia supernova explosions*. Progress in Particle and Nuclear Physics, 66, 309–318 (2011). 20
- Sauer, D. N., P. A. Mazzali, S. Blondin, M. Stehle, S. Benetti, P. Challis, A. V. Filippenko, R. P. Kirshner, W. Li and T. Matheson. *Properties of the ultraviolet flux of Type Ia supernovae : an analysis with synthetic spectra of SN 2001ep and SN 2001eh*. MNRAS, 391, 1605–1618 (2008). 131
- Savage, B. D. and J. S. Mathis. *Observed properties of interstellar dust*. ARA&A, 17, 73–111 (1979). 92
- Savitzky, A. and M. J. E. Golay. *Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures*. Analytical Chemistry, 36, 1627–1639 (1964). 73
- Scannapieco, E. and L. Bildsten. *The Type Ia Supernova Rate*. ApJ, 629, L85–L88 (2005). 25
- Schlafly, E. F. and D. P. Finkbeiner. *Measuring Reddening with SDSS Stellar Spectra and Recalibrating SFD*. ArXiv e-prints (2010). 92
- Schlegel, D. J., D. P. Finkbeiner and M. Davis. *Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds*. ApJ, 500, 525–+ (1998). 23, 92, 151
- Seaton, M. J. *Interstellar extinction in the UV*. MNRAS, 187, 73P–76P (1979). 92
- Sullivan, M., D. Le Borgne, C. J. Pritchett, A. Hodsman, J. D. Neill, D. A. Howell, R. G. Carlberg, P. Astier, E. Aubourg, D. Balam, S. Basa, A. Conley, S. Fabbro, D. Fouchez, J. Guy et al. *Rates and Properties of Type Ia Supernovae as a Function of Mass and Star Formation in Their Host Galaxies*. ApJ, 648, 868–883 (2006). 25
- Sullivan, M., R. S. Ellis, D. A. Howell, A. Riess, P. E. Nugent and A. Gal-Yam. *The Mean Type Ia Supernova Spectrum Over the Past Nine Gigayears*. ApJ, 693, L76–L80 (2009). 111
- Sullivan, M., A. Conley, D. A. Howell, J. D. Neill, P. Astier, C. Balland, S. Basa, R. G. Carlberg, D. Fouchez, J. Guy, D. Hardin, I. M. Hook, R. Pain, N. Palanque-Delabrouille, K. M. Perrett et al. *The dependence of Type Ia Supernovae luminosities on their host galaxies*. MNRAS, 406, 782–802 (2010). 25, 148
- Suzuki, N., D. Rubin, C. Lidman, G. Aldering, R. Amanullah, K. Barbary, L. F. Barrientos, J. Botyanszki, M. Brodwin, N. Connolly, K. S. Dawson, A. Dey, M. Doi, M. Donahue, S. Deustua et al. *The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey : V. Improving the Dark Energy Constraints Above  $z > 1$  and Building an Early-Type-Hosted Supernova Sample*. ArXiv e-prints (2011). 13
- Timmes, F. X., E. F. Brown and J. W. Truran. *On Variations in the Peak Luminosity of Type Ia Supernovae*. ApJ, 590, L83–L86 (2003). 23
- Tripp, R. *A two-parameter luminosity correction for Type IA supernovae*. A&A, 331, 815–820 (1998). 26
- Turatto, M. *Classification of Supernovae*. In K. Weiler, ed., *Supernovae and Gamma-Ray Bursters*, vol. 598 of *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, 21–36 (2003). 18, 19
- Walker, E. S., I. M. Hook, M. Sullivan, D. A. Howell, P. Astier, C. Balland, S. Basa, T. J. Bronder, R. Carlberg, A. Conley, D. Fouchez, J. Guy, D. Hardin, R. Pain, K. Perrett et al. *Supernova Legacy Survey : using spectral signatures to improve Type Ia supernovae as distance indicators*. MNRAS, 410, 1262–1282 (2011). 107, 109, 141

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Wang, X., L. Wang, X. Zhou, Y. Lou and Z. Li. *A Novel Color Parameter as a Luminosity Calibrator for Type Ia Supernovae*. ApJ, 620, L87–L90 (2005). 27
- Wang, X., A. V. Filippenko, M. Ganeshalingam, W. Li, J. M. Silverman, L. Wang, R. Chornock, R. J. Foley, E. L. Gates, B. Macomber, F. J. D. Serduke, T. N. Steele and D. S. Wong. *Improved Distances to Type Ia Supernovae with Two Spectroscopic Subclasses*. ApJ, 699, L139–L143 (2009). 109, 129, 131, 133
- Webbink, R. F. *Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and Type I supernovae*. ApJ, 277, 355–360 (1984). 20
- Whelan, J. and I. Iben, Jr. *Binaries and Supernovae of Type I*. ApJ, 186, 1007–1014 (1973). 20



# Résumé

Vers la fin des années 1990, l'utilisation des supernovæ de type Ia (SNe Ia) comme indicateurs de distance a permis de mettre en évidence l'expansion accélérée de l'univers. Depuis lors, des campagnes d'observations de grandes envergures ont permis d'augmenter de façon significative le nombre de SNe Ia observées, mais les incertitudes systématiques liées à la qualité des échantillons de SNe Ia proches restent un facteur limitant sur la précision des mesures actuelles. C'est dans le but de réduire ces incertitudes que le projet *the Nearby Supernova Factory (SNfactory)*, à l'aide d'un instrument spectro-photométrique dédié à l'observation des SNe Ia (*the Supernova Integral Field Spectrograph*), a collecté depuis 2004 plus de 3000 spectres de près de 200 SNe Ia proches.

Une des limitations actuelles de l'utilisation des SNe Ia comme indicateurs de distance, outre les aspects liés aux problèmes d'inter-calibration entre les différentes expériences, est celle du mélange des différentes sources de leurs variabilités lors de la standardisation empirique de leur module de distance. Une meilleure séparation de leurs sources de variabilités, ainsi que la découverte de nouveaux indicateurs de distance, font partie des améliorations que peut apporter un échantillon spectral de SNe Ia proches tel que celui de la collaboration SNfactory. Cette thèse de doctorat, effectuée à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon et au *Lawrence Berkeley National Laboratory*, s'inscrit directement dans cette problématique, en se concentrant sur la mesure d'indicateurs spectraux sur l'échantillon spectral de la collaboration SNfactory.

Le plan de cette thèse est le suivant : La première partie présente le contexte scientifique ainsi que l'échantillon de SNe Ia de la collaboration SNfactory utilisé dans les analyses. La deuxième partie se concentre sur la méthode de mesure d'indicateurs spectraux appliquée à l'échantillon spectral présenté, ainsi que sur une étude de leur sensibilité à l'extinction par le milieu interstellaire. La troisième partie est une étude des corrélations des indicateurs spectraux et de leur utilisation pour la standardisation des SNe Ia. Dans la dernière partie, une utilisation de ces indicateurs spectraux pour la détermination d'une loi d'extinction moyenne est présentée.