



# Etude des biais cosmologiques induits par les variabilités nouvelles détectées sur les supernovas de type Ia

Florian Mondon

## ► To cite this version:

Florian Mondon. Etude des biais cosmologiques induits par les variabilités nouvelles détectées sur les supernovas de type Ia. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Clermont Auvergne [2017-2020], 2020. Français. NNT : 2020CLFAC066 . tel-03244434

**HAL Id: tel-03244434**

**<https://theses.hal.science/tel-03244434>**

Submitted on 1 Jun 2021

**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.

UNIVERSITÉ CLERMONT AUVERGNE  
ECOLE DOCTORALE DE SCIENCE FONDAMENTALE  
UMR 6533 - Laboratoire de Physique de Clermont

Thèse présentée pour obtenir le grade universitaire de  
Docteur en Physique

Spécialité : Cosmologie

Étude des biais cosmologiques induits par les  
variabilités nouvelles détectées sur les supernovas de  
type Ia

Presentée par Florian Mondon

Sous la direction de Emmanuel Gangler

Soutenance le 16/12/2020 devant le jury composé de :

Regnault Nicolas	Rapporteur
Ruhlmann-Kleider Vanina	Rapporteur
Donini Julien	Examineur
Ealet Anne	Examinatrice
Henrot-Versille Sophie	Examinatrice
Gangler Emmanuel	Directeur de thèse



# Résumé

Les mesures de distances à l'aide des supernovas de type Ia (SNIa) est un excellent moyen pour contraindre l'équation d'état de l'énergie sombre. Cependant, la luminosité de ces SNIa présente des variabilités dont il faut tenir compte, dues à des mécanismes internes ou à des effets environnementaux. Des modèles empiriques de distribution spectrale en énergie pour les SNIa peuvent être utilisés pour standardiser ces objets. L'un des modèles les plus performants est le modèle SALT2 (Spectral Adaptive Light-curve Template 2) développé par GUY et al. (2007). Ce modèle utilise une standardisation basée sur le stretch et la couleur, qui sont les sources de variabilité les plus connues pour les SNIa. Un nouveau modèle appelé SUPernova Generator And Reconstructor (SUGAR) a été proposé par LÉGET et al. (2020) qui a montré à l'aide des données de *The Nearby Supernova Factory* que deux nouvelles sources de variabilité doivent être prises en compte. Dans cette thèse, nous cherchons à vérifier l'impact de ces nouvelles variabilités sur l'analyse cosmologique en ajustant les courbes de lumière de SNIa avec SUGAR et en utilisant ces paramètres pour la standardisation. De plus, nous proposons également une méthode pour utiliser SUGAR pour ajuster les courbes de lumière de SNIa à haut redshift. Nous utiliserons cette méthode pour obtenir des résultats préliminaires sur l'ajustement d'un diagramme de Hubble sur le lot de données de *The Joint Light-curve Analysis* BETOULE et al. (2014).

# Abstract

Distances measured using Type Ia supernovae (SNIa) are an excellent way of constraining the equation of state of the dark energy. However, the brightness of these SNIa have variabilities due to internal mechanisms or environmental effects that have to be accounted for. Empirical models of the SNIa spectral energy distribution can be employed to standardize these objects. One of the most efficient models is the Spectral Adaptative Light-curve Template 2 (SALT2) developed by GUY et al. (2007). This model uses a standardization based on stretch and color, which are the best known sources of variability in SNIa. A new model called SUPernova Generator And Reconstructor (SUGAR) was proposed by LÉGET et al. (2020), who showed with the help of the data from *the Nearby Supernova Factory*, that two new sources of variability have to be taken into account. In this thesis, we aim to check the impact of these new variabilities on cosmological analysis by fitting supernovae light curves with SUGAR and by using these parameters for standardization. Furthermore, we also propose a way to use SUGAR for fitting SNIa light curves at high redshift. We will use this method to obtain preliminary results on the fit of a Hubble diagram on *The Joint Light-curve Analysis* data BETOULE et al. (2014).

# Remerciements

Une thèse représente un parcours de trois ans qui ne peut se faire sans accompagnement et je tiens au travers de ces quelques lignes à remercier tous ceux qui ont suivi de près ou de loin ce travail.

Tout d'abord, Dominique Pallin qui en plus de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de Physique de Clermont a toujours veillé à l'intégration des non-permanents.

Je tiens aussi à remercier mes rapporteurs Nicolas Regnault et Vanina Ruhlmann-Kleider qui par leurs commentaires et leurs questions ont participé à l'amélioration de ce manuscrit. Je remercie également les autres membres de mon jury, Julien Donini, Anne Ealet et Sophie Henrot-Versille d'avoir accepté de participer à ma soutenance malgré le contexte particulier dû à la crise sanitaire.

Une thèse comporte aussi son lot de difficultés et c'est pour cela que je tiens particulièrement à remercier mon directeur de thèse Emmanuel Gangler qui m'a toujours soutenu dans les moments les plus durs et m'a fait confiance tout au long de ces trois ans. Je tiens à présent à remercier Pierre-François Léget qui a joué un rôle important dans la réalisation de ce projet non seulement en m'aidant dans mon travail mais aussi pour m'avoir fait découvrir la Californie alors même qu'on se connaissait à peine. J'espère que notre amitié perdura longtemps malgré que l'on ne travaille plus sur le même projet. Je souhaite aussi remercier Maria Pruzhinskaya qui en plus de son soutien lors de mes débuts de thèse m'a permis de développer mon anglais scientifique et du quotidien ainsi que "mon russe". Je tiens dans le même temps à remercier Emille Ishida qui avec Maria m'a accueilli au sein de la collaboration SNAD avec qui j'ai beaucoup appris et passé de très bons moments. Plus généralement je souhaite remercier l'intégralité de l'équipe LSST de Clermont-Ferrand dans laquelle je me sentais parfaitement intégré et qui m'a toujours offert ses conseils.

Enfin, la réalisation de cette thèse n'aurait pu se faire sans le soutien de toutes les personnes qui m'entourent. A commencer par Pierre, notre amitié est longue de plus de 10 ans maintenant et on a vécu tellement d'expériences ensemble depuis et je voulais en profiter pour t'en remercier. Malgré nos parcours bien différents tu es toujours présent et j'espère qu'on conservera cette relation encore longtemps. Ensuite, à mon cercle d'amis de Montpellier avec qui on s'est vu traverser différentes épreuves et grandir. Je suis heureux de voir que l'on soit rester si proche<sup>1</sup> même si on vit tous dans des villes différentes. Je voudrais à présent remercier mes ami·es Clermontois<sup>2</sup> avec qui j'ai partagé mon quotidien notamment nos dégustations de "café d'exception" qui ont été ma source principale d'énergie. Je remercie dans le même temps mes collègues de Bureau Anne, Melissa et Varsha avec qui j'ai partagé tant de discussions qui vont

---

1. certainement pour contredire ta théorie Jordan

2. de la team "bonne ambiance"

---

particulièrement me manquer. Enfin, je souhaite marquer une attention particulière pour les membres de ma famille qui m'ont offert tout leur soutien et notamment à mon père qui a eu la patience de relire ce manuscrit.

# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>9</b>
<b>1 Contexte cosmologique</b>	<b>11</b>
1.1 Éléments de cosmologie . . . . .	13
1.1.1 Expansion de l’Univers . . . . .	13
1.1.2 Notions de relativité générale . . . . .	13
1.1.3 Principe cosmologique et métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker . . . . .	14
1.1.4 Équations de Friedmann . . . . .	15
1.1.5 Notion de distance et décalage spectral vers le rouge . . . . .	16
1.1.6 Découverte de l’accélération de l’expansion de l’Univers par la mesure des distances et modèle $\Lambda$ CDM . . . . .	17
1.1.7 Au delà d’un modèle $\Lambda$ CDM . . . . .	19
1.2 Les autres sondes cosmologiques . . . . .	20
1.2.1 Le rayonnement du fond diffus cosmologique . . . . .	20
1.2.2 Les oscillations acoustiques des baryons . . . . .	23
1.2.3 Détermination de la constante de Hubble . . . . .	24
1.2.4 Les lentilles gravitationnelles . . . . .	25
1.3 Cosmologie dans le cadre du Rubin Observatory Legacy Survey of Space and Time (LSST) . . . . .	26
1.3.1 Nouvelle génération de grands relevés cosmologiques dans le but de mieux contraindre l’équation d’état de l’énergie noire . . . . .	26
1.3.2 Conception du télescope, de la caméra et des filtres . . . . .	27
<b>2 Cosmologie avec les Supernovas de Type Ia</b>	<b>31</b>
2.1 Les Supernovas comme objets astrophysiques . . . . .	33
2.1.1 Zoologie des supernovas . . . . .	33
2.1.2 Origine astrophysique des SNIa . . . . .	33
2.2 Mesure des distances avec les Supernovas de type Ia . . . . .	35
2.2.1 Stratégie d’observation . . . . .	35
2.2.2 Classification des supernovas . . . . .	36
2.2.3 Calibration et extraction des courbes de lumière . . . . .	36
2.2.4 Standardisation par la modélisation de la variabilité des SNIa par un modèle temporel de distribution spectrale en énergie . . . . .	37
2.3 Limite d’une standardisation SALT2 . . . . .	39



2.3.1	Corrélation des résidus au diagramme de Hubble avec les propriétés des galaxies hôtes . . . . .	39
2.3.2	Dispersion intrinsèque des résidus au diagramme de Hubble . . . . .	41
2.4	Reproduction d'une analyse cosmologique existante . . . . .	42
2.4.1	The Joint Lightcurve Analysis . . . . .	42
2.4.2	Reproduction d'un diagramme de Hubble . . . . .	43
2.4.3	Reproduction des contours de confiance . . . . .	45
<b>3</b>	<b>Le modèle <i>Supernova Generator And Reconstructor</i></b>	<b>49</b>
3.1	The Nearby Supernova Factory . . . . .	50
3.1.1	Recherche des SNIa . . . . .	50
3.1.2	Le <i>Supernova Integral Field Spectrograph</i> (SNIFS) . . . . .	50
3.2	Construction du modèle SUGAR . . . . .	51
3.2.1	Indicateurs spectraux et analyse en facteurs . . . . .	51
3.2.2	Estimation de la loi d'extinction . . . . .	54
3.2.3	Estimation du modèle SUGAR . . . . .	56
3.2.4	Résultats obtenus après l'ajustement des spectres SNf . . . . .	56
3.3	Méthodologie pour adapter SUGAR à des données photométriques . . . . .	61
<b>4</b>	<b>Simulation avec SUGAR et test de l'ajustement des courbes de lumière avec des données simulées</b>	<b>63</b>
4.1	Le problème de l'ajustement des phases . . . . .	64
4.2	Simulation de données photométriques avec SUGAR . . . . .	65
4.2.1	Génération des paramètres SUGAR . . . . .	66
4.2.2	Simulation des courbes de lumière . . . . .	67
4.3	Ajustement des courbes de lumière simulées avec SUGAR . . . . .	69
4.3.1	Impact des différents jeux de bandes sur la reconstruction des paramètres SUGAR . . . . .	69
4.3.2	Impact de la cadence sur la reconstruction des paramètres SUGAR . . . . .	71
<b>5</b>	<b>Ajustement des courbes de lumière avec les données de The Nearby Supernova Factory</b>	<b>79</b>
5.1	Choix des filtres synthétiques pour l'intégration des spectres SNf . . . . .	81
5.1.1	Différences entre les résultats obtenus avec SNFIT et SNCOSMO . . . . .	81
5.1.2	Problème des filtres créneaux et redéfinition des filtres SNf . . . . .	81
5.2	Résultats de l'ajustement des courbes de lumière SNf . . . . .	85
5.2.1	Reconstruction des paramètres SUGAR par ajustement des courbes de lumière synthétique de la SNf . . . . .	85
5.2.2	Comparaison des résidus aux courbes de lumière de SALT2 et SUGAR . . . . .	87
5.3	Ajustement d'un diagramme de Hubble avec une standardisation SUGAR sur les données SNf . . . . .	93
5.4	Impact de SUGAR dans la corrélation entre les résidus au diagramme de Hubble et les propriétés des galaxies hôtes . . . . .	94
5.4.1	Détermination du biais dans les résidus au diagramme de Hubble en fonction du LsSFR . . . . .	95

5.4.2	Détermination du biais en l'incluant dans la standardisation comme paramètre libre de l'ajustement du diagramme de Hubble	95
<b>6</b>	<b>Ajustement des courbes de lumière avec les données de The Carnegie Supernova Project</b>	<b>101</b>
6.1	The Carnegie Supernovae Project . . . . .	102
6.1.1	Objectif scientifique de CSP . . . . .	102
6.1.2	Télescope et photométrie de CSP . . . . .	102
6.2	Ajustement des courbes de lumière CSP . . . . .	102
6.2.1	Sélection des SNIa de CSP . . . . .	102
6.2.2	Comparaison des résidus aux courbes de lumière CSP . . . . .	103
6.3	Diagramme de Hubble avec CSP . . . . .	107
6.4	Étude préliminaire pour la construction d'un modèle d'erreur SUGAR à partir des résidus CSP . . . . .	111
<b>7</b>	<b>Ajustement des courbes de lumière avec des données à haut redshift</b>	<b>117</b>
7.1	Extension de SUGAR en longueur d'onde . . . . .	118
7.1.1	Entraînement de la matrice de transformation entre SUGAR et SALT2 . . . . .	118
7.1.2	Vérification du procédé d'extension de la SED de SUGAR . . . . .	119
7.2	Construction des différents modèles en phase . . . . .	119
7.2.1	Domaine de définition en phase de SUGAR . . . . .	119
7.2.2	Combinaison linéaire des modèles SUGAR et SALT2 . . . . .	126
7.3	Ajustement des courbes de lumière JLA à l'aide de la matrice de trans- formation . . . . .	126
7.3.1	Comparaison des différents modèles . . . . .	126
7.3.2	Comparaison des résidus aux courbes de lumière . . . . .	127
<b>8</b>	<b>Analyse cosmologique avec une standardisation SUGAR</b>	<b>135</b>
8.1	Évolution avec le redshift des paramètres des courbes de lumière . . . . .	136
8.1.1	Évolution des paramètres SALT2 avec le redshift . . . . .	136
8.1.2	Évolution des paramètres SUGAR avec le redshift . . . . .	137
8.2	Ajustement d'un diagramme de Hubble sur les données JLA avec une standardisation SUGAR . . . . .	137
8.2.1	Détermination des paramètres de nuisance SUGAR pour les dif- férents sous échantillons de JLA . . . . .	141
8.2.2	Détermination des contours de confiance avec une standardisa- tion SALT2 . . . . .	143
	<b>Conclusion</b>	<b>147</b>



# Introduction générale

La découverte de l'accélération de l'expansion de l'univers dans la fin des années 90 par l'utilisation des supernovas de type Ia (SNIa) comme indicateur des distances a valu à Saul Permuter, Adam G. Riess et Brian P. Schmidt le prix Nobel en 2011. La théorie propose plusieurs modèles pour expliquer cette accélération de l'expansion mais de meilleures contraintes observationnelles sur les paramètres de l'expansion sont nécessaires pour pouvoir les discriminer. Les SNIa restent à l'aube de la future génération de grands relevés dont notamment *The Rubin Observatory Legacy Survey of Space and Time* (LSST) comme l'une des principales sondes cosmologiques dont la contribution sera essentielle dans l'amélioration de ces contraintes. A l'heure actuelle, les incertitudes statistiques et systématiques sont du même ordre de grandeur. Le gain en statistique attendu avec LSST doit donc être accompagné par un meilleur contrôle des systématiques. Après la calibration, l'une des sources principales d'incertitude systématique dans la mesure de distance par les SNIa est due au fait que toutes les sources de variabilité des SNIa ne sont pas correctement modélisées.

Le modèle temporel de distribution spectrale pour les SNIa *SUPernova Generator And Reconstructor* (SUGAR) établi par LÉGET et al. (2020) dans le but de réduire cette systématique inclut dans sa description de nouvelles sources de variabilité par rapport au modèle de état de l'art *Spectral Adaptive Light-curve Template 2* (SALT2, GUY et al., 2007). Ce modèle a déjà permis une réduction de 0.02 mag de la dispersion au diagramme de Hubble à partir de données spectroscopiques par rapport à une standardisation SALT2. Cependant, pour utiliser ce modèle sur un lot de données permettant un analyse cosmologique complète, plusieurs étapes sont nécessaires et c'est dans ce cadre que s'inscrivent mes travaux de thèse. En effet, les données utilisées pour ces analyses sont principalement des données photométriques. Nous devons donc vérifier que SUGAR est adaptable à l'ajustement de courbes de lumière. Par la suite, pour utiliser SUGAR sur des données à haut redshift, il faut l'étendre dans l'Ultra-Violet car il a été entraîné avec des SNIa proches. Nous pourrons ainsi l'utiliser pour une analyse cosmologique complète.

Dans le chapitre 1 nous ferons une description du contexte scientifique dans lequel s'inscrit ce document. Nous verrons certains éléments théoriques et comment les observations contraignent les différents modèles d'expansion accélérée. Nous étudierons plus en particulier dans le chapitre 2 l'utilisation des SNIa pour la cosmologie et nous chercherons, de plus, à reproduire une analyse cosmologique existante. Le chapitre 3 décrira en détail le modèle SUGAR ainsi que notre méthodologie pour adapter son utilisation à des données photométriques.

Dans le chapitre 4 nous décrirons notre procédure pour ajuster des courbes de lumière et nous effectuerons des premiers ajustements sur des données simulées au préalable

avec SUGAR dans le but d'étudier l'impact des différents jeux de bandes et de cadences utilisées sur la reconstruction des paramètres. Le chapitre 5 portera sur l'ajustement des courbes de lumière sur des données photométriques synthétiques provenant de *The Nearby Supernova factory* d'où vient le lot de spectres qui a servi à l'entraînement de SUGAR. Nous étudierons dans ce cadre l'impact des différents jeux de bandes synthétiques sur la reconstruction des paramètres SUGAR et nous verrons quel est l'impact de l'utilisation de ce modèle sur la corrélation entre les résidus au diagramme de Hubble et les propriétés des galaxies hôtes. Dans le chapitre 6 nous produirons à nouveau un ajustement des courbes de lumière mais en utilisant un lot de données photométriques externes *The Canergie Supernova Project* et nous comparerons sur ce lot les performances de SUGAR comparées à celles de SALT2. De plus, nous effectuerons une étude préliminaire pour la construction d'un modèle d'erreur pour SUGAR.

Le chapitre 7 décrira notre procédure pour étendre SUGAR dans l'Ultra-Violet dans le but d'ajuster les courbes de lumière à haut redshift. Nous établirons dans ce cadre deux méthodes différentes pour effectuer cette extension. Enfin, le chapitre 8 présentera les résultats préliminaires sur l'ajustement d'un diagramme de Hubble avec les données de *The Joint Light-curve Analysis* en utilisant SUGAR avec ces deux modèles d'extension.

# Chapitre 1

## Contexte cosmologique

La cosmologie moderne découle de la théorie de la relativité générale d'Albert Einstein (EINSTEIN, 1915) qui décrit notamment la relation entre la géométrie de l'Univers et son contenu en énergie. La première itération de cette relation voit apparaître une constante cosmologique  $\Lambda$  qui permettait un Univers statique. La découverte de l'expansion de l'Univers en 1929 par Edwin Hubble (HUBBLE, 1929) démontre la dynamique de la géométrie de l'Univers et permet l'établissement d'un modèle standard, à cette époque sans constante cosmologique. Le domaine connaît une révolution en 1998 après la découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers par Saul Perlmutter, Adam G. Riess et Brian P. Schmidt (PERLMUTTER et al., 1999, RIESS et al., 1998) à l'aide des Supernovas de type Ia (SNIa) comme indicateur de distance. Cette découverte a remis en avant la constante cosmologique car le modèle standard précédent ne permettait pas l'accélération de l'expansion. La présence et l'interprétation de cette constante restent des questions actuelles pour la cosmologie. Les effets de cette constante cosmologique sont équivalents à ceux d'un fluide à pression négative appelé énergie noire qui représenterait 69% du contenu total en énergie de notre Univers (PLANCK COLLABORATION et al., 2018). Depuis cette découverte, d'autres sondes telles que le fond diffus cosmologique (SPERGEL et al., 2003), les lentilles gravitationnelles (KILBINGER et al., 2009) ou les oscillations acoustiques des baryons (EISENSTEIN et al., 2005) ont confirmé l'accélération de l'expansion. Après ces différentes confirmations, le prix Nobel 2011 a été décerné à Saul Perlmutter, Adam G. Riess et Brian P. Schmidt pour leur découverte. Les prochains relevés tel que le *Legacy Survey of Space and Time* (LSST) ont été conçus dans le but de mieux contraindre les paramètres de l'énergie noire afin de discriminer les différents types de modèles en concurrence. Après une brève introduction à la cosmologie, ce chapitre exposera les principales sondes cosmologiques qui apportent des contraintes complémentaires dans l'espace des paramètres ce qui a pour intérêt de donner de meilleures contraintes lorsque l'on combine ces différentes sondes.

---

## Sommaire

<b>1.1</b>	<b>Éléments de cosmologie . . . . .</b>	<b>13</b>
1.1.1	Expansion de l'Univers . . . . .	13
1.1.2	Notions de relativité générale . . . . .	13
1.1.3	Principe cosmologique et métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker . . . . .	14
1.1.4	Équations de Friedmann . . . . .	15
1.1.5	Notion de distance et décalage spectral vers le rouge . . . . .	16
1.1.6	Découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers par la mesure des distances et modèle $\Lambda$ CDM . . . . .	17
1.1.7	Au delà d'un modèle $\Lambda$ CDM . . . . .	19
<b>1.2</b>	<b>Les autres sondes cosmologiques . . . . .</b>	<b>20</b>
1.2.1	Le rayonnement du fond diffus cosmologique . . . . .	20
1.2.2	Les oscillations acoustiques des baryons . . . . .	23
1.2.3	Détermination de la constante de Hubble . . . . .	24
1.2.4	Les lentilles gravitationnelles . . . . .	25
<b>1.3</b>	<b>Cosmologie dans le cadre du Rubin Observatory Legacy Survey of Space and Time (LSST) . . . . .</b>	<b>26</b>
1.3.1	Nouvelle génération de grands relevés cosmologiques dans le but de mieux contraindre l'équation d'état de l'énergie noire . . . . .	26
1.3.2	Conception du télescope, de la caméra et des filtres . . . . .	27

---

## 1.1 Éléments de cosmologie

### 1.1.1 Expansion de l'Univers

Dans le courant des années 1920 un "grand débat" anime la communauté scientifique entre Harlow Shapley et Heber Doust Curtis. En effet, le premier soutient que l'Univers observable ne s'étend pas hors de la Voie Lactée tandis que l'autre défend que l'Univers observable allait bien au delà de celle-ci. Ce débat se conclura en 1925 par l'étude d'Edwin Hubble sur les céphéides qui sont des étoiles variables dont la période dépend de leur luminosité ce qui lui permet d'en déterminer leur distance. Il observe ces astres dans d'autres galaxies appelées alors nébuleuses et il montre ainsi que ces objets se trouvent hors de la Voie Lactée (HUBBLE, 1925). En 1929, en plus de la mesure de la distance à l'aide des céphéides il utilise les mesures du décalage vers le rouge faites par SLIPHER (1921) sur les spectres des galaxies. Ce décalage spectral, que l'on appellera redshift, est d'abord interprété comme résultante de l'effet Doppler dû à la vitesse des galaxies et est défini par l'équation suivante :

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{émis}}{\lambda_{émis}} \quad (1.1)$$

où  $\lambda_{obs}$  représente la longueur dans le référentiel de l'observateur et  $\lambda_{émis}$  représente la longueur dans le référentiel de l'objet observé. Cependant, en déterminant le redshift en fonction de leur distance (Figure 1.1) Hubble s'aperçoit que les galaxies semblent toutes s'éloigner de la Terre de façon isotrope avec une vitesse proportionnelle à leur distance (HUBBLE, 1929). Cet éloignement ne sera par la suite pas interprété comme étant dû aux vitesses propres des galaxies mais comme l'expansion même de l'Univers. Cette découverte donnera naissance à la cosmologie moderne et cette expansion sera décrite par une théorie géométrique de la gravitation dont les notions seront abordées dans les sections suivantes.

### 1.1.2 Notions de relativité générale

La relativité générale établie par Albert Einstein en 1915 (EINSTEIN, 1915) généralise la relativité restreinte. Elle introduit le principe d'équivalence selon lequel la masse inertielle est égale à la masse gravitationnelle. Par conséquent, un observateur ne peut pas distinguer un champ de gravité d'une accélération d'intensité correspondante. Einstein en déduit que les lois de la relativité restreinte qui s'appliquent à un référentiel inertiel s'appliquent de la même manière à un référentiel en chute libre. A partir de ces axiomes, la relativité générale donne une théorie géométrique de la gravitation. Le tenseur métrique  $g_{\mu\nu}$  qui décrit la courbure locale de l'espace-temps est défini tel que :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (1.2)$$

Cette équation permet de passer d'un référentiel de coordonnées quelconques  $x^\mu$  à l'intervalle de distance  $ds$  invariant à travers le tenseur métrique  $g_{\mu\nu}$ . Dans le cadre de la relativité restreinte on utilise un espace-temps, dit de Minkowski, plat et statique où la métrique est diagonale et est donnée par  $g_{00} = 1$  et  $g_{ii} = -1$ , dans la convention de



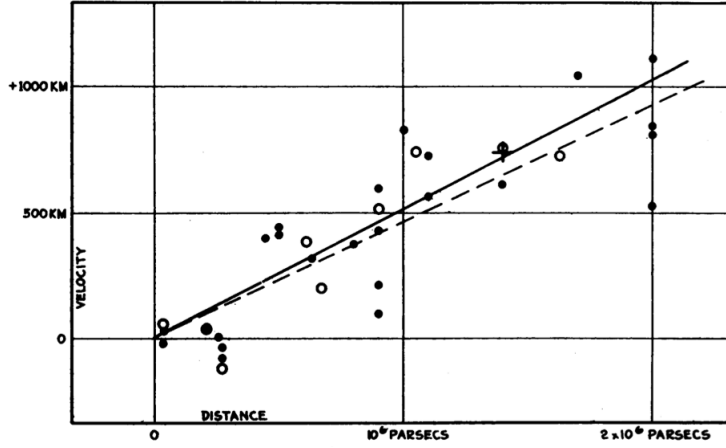


FIGURE 1.1 – Vitesse d'éloignement en  $\text{km s}^{-1}$  en fonction de la distance en parsecs (HUBBLE, 1929).

signe (+,-,-). Pour la relativité générale,  $g_{\mu\nu}$  est déterminé par les équations d'Einstein qui relient la géométrie de cet espace-temps avec son contenu en énergie :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = -\frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} \quad (1.3)$$

Le membre de gauche représente la partie géométrie avec  $R_{\mu\nu}$  le tenseur de Ricci,  $R$  le scalaire de Ricci et  $g_{\mu\nu}$  le tenseur métrique qui est la seule inconnue de cette équation. Le membre de droite représente quant à lui le contenu en énergie où  $G$  est la constante gravitationnelle,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide,  $\Lambda$  une constante initialement introduite pour rendre l'Univers statique avant la découverte de l'expansion et  $T_{\mu\nu}$  le tenseur énergie-impulsion. Pour un fluide parfait comobile  $T_{\mu\nu}$  est donné par :

$$T_{\mu\nu} = \left( \rho + \frac{P}{c^2} \right) u_\mu u_\nu + p g_{\mu\nu} \quad (1.4)$$

où  $P$  et  $\rho$  sont respectivement la pression et la densité de ce fluide et  $u_\mu$  est le champ de son quadrivecteur vitesse.

### 1.1.3 Principe cosmologique et métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

La cosmologie repose sur le postulat, érigé par George Lemaître en 1927 (LEMAÎTRE, 1927), que pour une échelle à partir de laquelle les perturbations liées aux structures sont moyennées, l'Univers est à tout instant homogène et isotrope. Pour un espace-temps qui respecte ces conditions, la métrique devient celle de Friedmann Lemaître Robertson Walker (FLRW) :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left( \frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right) \quad (1.5)$$

où  $ds$  est l'élément d'espace-temps infinitésimal,  $r, \theta, \phi, t$  sont les coordonnées d'espace-temps,  $a(t)$  est le facteur d'échelle et  $K$  est un facteur géométrique qui vaut 0 pour un Univers plat, 1 pour un Univers fermé et -1 pour un Univers ouvert.

### 1.1.4 Équations de Friedmann

L'introduction de la métrique FLRW dans les équations d'Einstein donne la première équation de Friedmann dans le cas où l'on remplit l'Univers de fluides parfaits comobiles :

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} \sum \rho_i - \frac{Kc^2}{a^2} \quad (1.6)$$

où  $\rho_i$  est la densité du fluide  $i$  et  $H$  est le paramètre de Hubble à un instant  $t$  défini par :

$$H = \frac{\dot{a}}{a} \quad (1.7)$$

En divisant cette équation par  $H^2$ , on obtient

$$1 - \Omega_K = \sum_i \Omega_i \quad (1.8)$$

avec la somme sur les  $i$  représentant la contribution de toutes les composantes, et

$$\Omega_i = \frac{8\pi G}{3H^2} \rho_i \quad ; \quad \Omega_K = -\frac{Kc^2}{a^2 H^2} \quad (1.9)$$

Dans un espace FLRW la conservation du tenseur énergie-impulsion associé à un fluide parfait comobile (équation 1.4) donne la relation suivante :

$$\dot{\rho}c^2 = -3H(\rho c^2 + P) \quad (1.10)$$

où  $\rho$  est la densité de ce fluide et  $P$  la pression associée par l'équation d'état :

$$P = w\rho c^2 \quad (1.11)$$

$w$  étant un paramètre d'état qui met en liaison pression et densité. Il dépend du fluide et vaut 0 pour la matière,  $\frac{1}{3}$  pour la radiation et  $-1$  dans le cadre du fluide associé à constante cosmologique  $\Lambda$ . En faisant l'hypothèse que l'Univers est composé uniquement de matière et de radiation avec  $\Lambda = 0$  et en injectant l'équation 1.10 dans la première équation de Friedmann (équation 1.6), on obtient l'évolution du paramètre de Hubble suivant le redshift :

$$H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_{K,0}(1+z)^2 + \Omega_{r,0}(1+z)^4} \quad (1.12)$$

où  $\Omega_{m,0}, \Omega_{K,0}, \Omega_{r,0}$  sont les valeurs pour  $z = 0$  des paramètres cosmologiques. Avec la découverte de l'expansion de l'Univers par Hubble, Einstein et De Sitter imaginent un modèle d'Univers plat en expansion dominé par la matière ( $\Omega_m \approx 1$ , EINSTEIN et al. (1932)). Ce modèle sera admis par la communauté après les années 30 mais était invérifiable par les moyens de l'époque. Ce n'est qu'à partir des années 90 que ce modèle sera testé et mis en défaut comme nous le verrons ultérieurement.

### 1.1.5 Notion de distance et décalage spectral vers le rouge

#### Décalage spectral vers le rouge

Le principal effet qui provoque un décalage spectral vers le rouge pour un objet lointain est l'expansion de l'Univers. L'expansion de l'Univers crée un effet analogue à l'effet Doppler. En effet comme les distances sont dilatées d'un facteur  $a$  entre l'émission et la réception des photons, le rapport des longueurs d'onde équivaut au rapport des facteurs d'échelle :

$$\frac{\lambda_{reception}}{\lambda_{émission}} = \frac{a_0}{a(t)} = 1 + z \quad (1.13)$$

Le redshift que l'on observe est néanmoins la combinaison de plusieurs effets : l'expansion comme on vient de l'évoquer mais aussi la vitesse propre de la galaxie observée. Celle-ci devient cependant vite négligeable face à l'expansion pour  $z > 0.1$ . À cela, il faut aussi ajouter notre vitesse propre dans la Voie Lactée. Le redshift dû à la combinaison de tous ces effets, appelé  $z_{hel}$ , peut facilement être corrigé en fonction des coordonnées d'observation (Ra, Dec) pour obtenir le redshift dans le référentiel du fond diffus cosmologique (CMB),  $z_{CMB}$ .

#### Distance comobile

La distance comobile  $d_c$  est définie de telle sorte que la distance entre deux objets soit indépendante de l'évolution de l'Univers. Autrement dit, l'unité de longueur suit cette évolution. On peut directement la déduire de la métrique FLRW, ce qui nous donne l'équation suivante :

$$d_c = \frac{c}{H_0 \sqrt{|\Omega_K|}} \text{Sin} \left( \sqrt{|\Omega_K|} \int_0^{z_{CMB}} \frac{dz'}{H(z')/H_0} \right) \quad (1.14)$$

Avec  $\text{Sin}(x)$  qui vaut  $\sin(x)$ ,  $x$ ,  $\sinh(x)$  pour  $K = 1, 0, -1$ .

#### Distance de luminosité

On définit la distance de luminosité telle que pour un objet d'une luminosité intrinsèque  $L$  nous recevons sur Terre le flux  $F$  donné par :

$$F = \frac{L}{4\pi d_l^2} \quad (1.15)$$

Celle-ci diffère de la distance comobile car la luminosité  $L$  a été émise à l'instant  $t_e \neq t_0$  où  $t_0$  est le temps de réception. En effet, durant le trajet des photons qui suivent une géodésique nulle, les distances se dilatent d'un facteur  $a$  et l'énergie de ces photons est divisée d'un facteur  $a$ . Ceci implique que le flux  $F$  par rapport à la distance comobile est donné par :

$$F = \frac{L}{4\pi d_c^2 (1 + z_{hel})^2} \quad (1.16)$$

En égalisant l'équation 1.15 avec 1.16 on obtient directement le lien entre la distance de luminosité et la distance comobile :

$$d_l = (1 + z_{hel}) d_c \quad (1.17)$$

En appliquant l'équation 1.14 on obtient finalement :

$$d_l = (1 + z_{hel}) \frac{c}{H_0 \sqrt{|\Omega_K|}} \sin \left( \sqrt{|\Omega_K|} \int_0^{z_{CMB}} \frac{dz'}{H(z')/H_0} \right) \quad (1.18)$$

où  $H(z_{CMB})$  est défini par l'équation 1.12. Cette distance sera celle que l'on mesurera à l'aide des SNIa.

### 1.1.6 Découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers par la mesure des distances et modèle $\Lambda$ CDM

Les équations 1.18 et 1.12 montrent que la distance de luminosité dépend des paramètres cosmologiques. Cependant, pour déterminer cette distance de luminosité, l'équation 1.15 indique qu'il faut connaître la luminosité intrinsèque de l'astre ou avoir une catégorie d'astres qui possèdent la même luminosité intrinsèque. De tels astres sont appelés des chandelles standards.

On définit la magnitude apparente  $m$  d'un astre par :

$$m = -2,5 \log_{10} \left( \frac{F}{F_0} \right) \quad (1.19)$$

où  $F$  est le flux lumineux apparent de cet astre et  $F_0$  un flux de référence défini à partir d'une étoile dite standard. À partir de cette équation et de l'équation 1.15, on peut définir le module de distance  $\mu$  comme étant :

$$\mu = m - M = 5 \log_{10} d_l(z) - 5 \quad (1.20)$$

avec  $M$  la magnitude absolue d'un astre qui correspond à sa magnitude s'il était observé depuis une distance de 10 parsec.  $m$  et  $z$  sont alors deux observables qui dans le cas de chandelles standards permettent de déterminer les paramètres cosmologiques. Cependant, aucune catégorie d'objets observés ne respecte strictement les conditions leur permettant d'être des chandelles standards. En effet, la luminosité  $L$  est toujours affectée par des sources de variabilité dues à des environnements et des caractéristiques propres différentes qui, même si elles peuvent être très proches au sein d'une catégorie d'astre, contiennent toujours certaines spécificités (par exemple la masse, la métallicité<sup>1</sup>...). Il existe néanmoins pour certaines catégories d'astres des modèles permettant de corriger une partie importante de ces variabilités. Ces astres ne sont donc pas des chandelles standards mais des chandelles standardisables.

Les chandelles standardisables les plus utilisées en cosmologie sont les supernovas de type Ia (SNIa). Celles-ci ont pour avantages :

- une faible dispersion de leur luminosité, de 10 à 15% après standardisation (BETOULE et al., 2014) ;
- une luminosité intrinsèque forte. Celle-ci est d'une magnitude de -19.5 mag dans la bande B après une standardisation (BETOULE et al., 2014) ce qui permet d'en observer dans des relevés profonds et donc à des grands redshifts.

---

1. définie en astrophysique comme étant l'abondance en éléments plus lourds que l'hydrogène

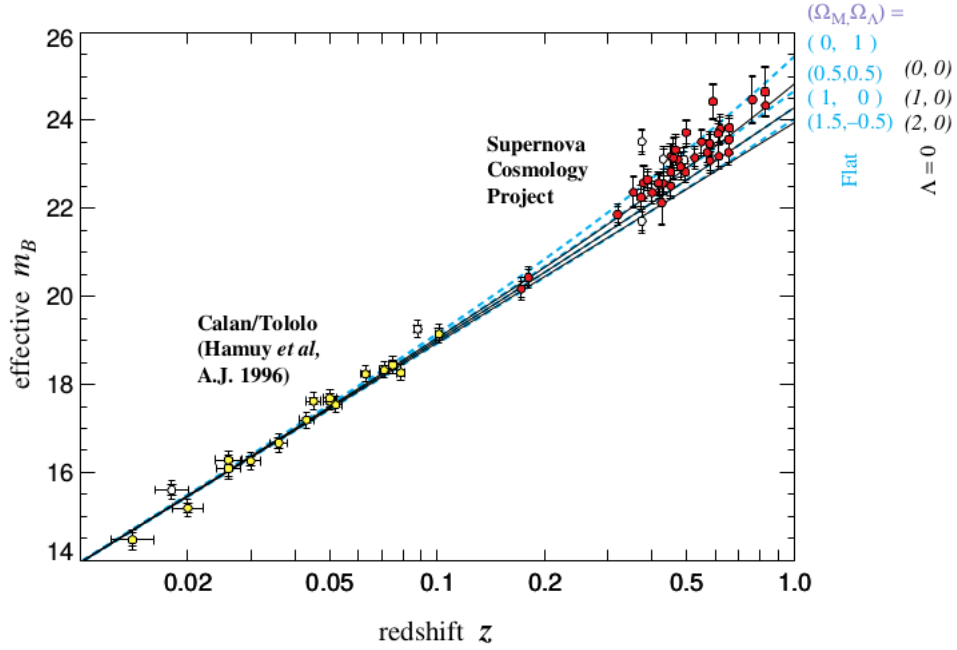


FIGURE 1.2 – Diagramme de Hubble provenant de 42 SNIa (PERLMUTTER et al., 1999) à haut redshift provenant du relevé Supernova Cosmology Project et 18 à bas redshift provenant du Calán/Tololo Supernova Survey.

En 1998, Saul Perlmutter, Adam G. Riess et Brian P. Schmidt (PERLMUTTER et al., 1999, RIESS et al., 1998) découvrent que les SNIa les plus lointains sont moins brillantes que ce que l'on pourrait attendre dans un univers dominé par la matière, ce qui est interprété par l'accélération de l'expansion de l'Univers. Cette découverte met en défaut les modèles de l'époque car l'équation 1.12 ne prévoit pas d'accélération. Le modèle le plus simple pour expliquer cette accélération de l'expansion de l'Univers est appelé modèle  $\Lambda$ CDM. Ce modèle consiste à avoir une constante  $\Lambda$  non nulle dans les équations d'Einstein (1.3). Cette constante peut être interprétée différemment suivant le membre de l'équation dans lequel elle se trouve. À gauche de l'équation elle peut être vue comme un terme de courbure et à droite comme un fluide parfait comobile appelé énergie noire et d'équation d'état :

$$P_\Lambda = -\rho_\Lambda c^2 \quad (1.21)$$

En ajoutant ce fluide l'équation 1.12 devient :

$$H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_{K,0}(1+z)^2 + \Omega_{r,0}(1+z)^4 + \Omega_\Lambda} \quad (1.22)$$

où  $\Omega_\Lambda$  est la densité d'énergie noire à  $z = 0$ . Les figures 1.2 et 1.3 montrent respectivement le diagramme de Hubble et les contours de confiance dans l'espace  $\Omega_{m,0} \Omega_{\Lambda,0}$ , que nous appellerons  $\Omega_m \Omega_\Lambda$  par la suite, ainsi effectués par PERLMUTTER et al. (1999). Elles excluent la possibilité de l'Univers Einstein-De Sitter ( $\Omega_\Lambda = 0$ ) et donc montrent

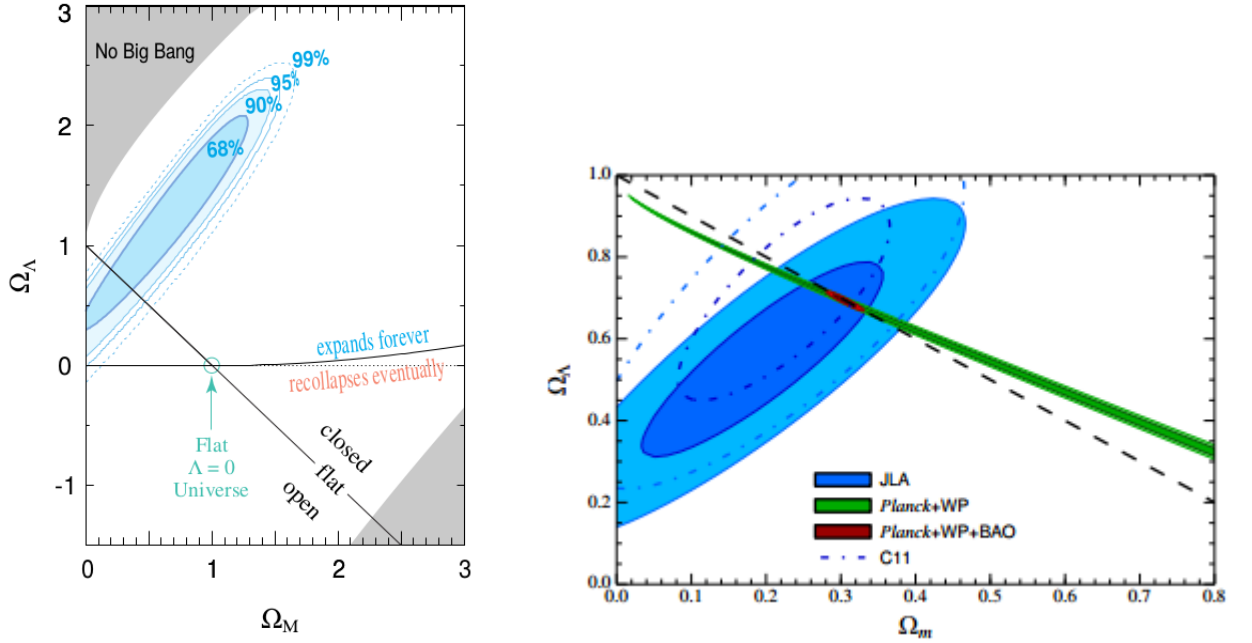


FIGURE 1.3 – Contours de confiance dans le plan  $\Omega_m$   $\Omega_\Lambda$ , à droite partir du diagramme de Hubble de la figure 1.2 (PERLMUTTER et al., 1999) et à gauche les contours à 68% et 95% provenant de l’analyse de BETOULE et al., 2014.

que l’expansion de l’Univers est accélérée. De plus, cette énergie noire serait la composante dominante de notre Univers à l’heure actuelle en y représentant 69% du contenu total (PLANCK COLLABORATION et al., 2018). La figure 1.3 montre aussi l’évolution des contraintes dans le plan  $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$  depuis la découverte initiale avec une analyse SNIa plus récente effectuée par BETOULE et al. (2014).

### 1.1.7 Au delà d’un modèle $\Lambda$ CDM

#### Généralisation du modèle d’énergie noire

Il existe une forme plus générale pour décrire l’équation d’état de l’énergie noire :

$$P_{De} = w \rho_{De} c^2 \quad (1.23)$$

où  $w$  est un paramètre d’état. L’équation 1.22 devient donc :

$$H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_{K,0}(1+z)^2 + \Omega_{r,0}(1+z)^4 + \Omega_{De,0}(1+z)^{3(1+w)}} \quad (1.24)$$

Le modèle  $\Lambda$ CDM n’est qu’un cas spécifique de cette famille de modèles appelée  $w$ CDM où  $w = -1$ .  $w$  est un paramètre libre du modèle  $w$ CDM. Les paramètres libres des modèles cosmologiques seront par la suite appelés paramètres cosmologiques. De plus,  $w$  peut lui même dépendre du redshift comme proposé par la paramétrisation Chevallier Polarski (CHEVALLIER et al., 2001) :

$$w(z) = w_0 + w_a(1 - a) \quad (1.25)$$

où  $w_0$  est la valeur actuelle de  $w$  et  $w_a$  un coefficient directeur qui régit la dépendance temporelle. Dans ce cadre, exclure le modèle  $\Lambda$ CDM reviendrait à trouver un  $w_a$  différent de 0 ou un  $w_0$  différent de -1.

### Modification de la relativité générale

Une autre hypothèse pour expliquer l'accélération de l'Univers serait que les lois de la relativité générale ne s'appliquent pas à des échelles cosmologiques. Cette hypothèse donne naissance à des nouvelles familles de modèles dits de gravité modifiée. Par exemple, une des possibilités pour obtenir un Univers accéléré est de remplacer le scalaire de Ricci  $R$  par une fonction  $f(R)$  (COPELAND et al., 2006) dans l'action gravitationnelle  $S$  initialement donnée par l'équation :

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} R \quad (1.26)$$

Ces familles sont contraintes par le fait qu'à petite échelle elles doivent donner les mêmes prédictions que la relativité générale car ces prédictions sont en accord avec des mesures de haute précision effectuées dans le système solaire (ZAKHAROV et al., 2006). De plus, l'observation récente d'une contrepartie électromagnétique simultanée à un évènement d'ondes gravitationnelles (ABBOTT et al., 2017) a permis d'invalider tous les modèles qui prévoyaient une vitesse des ondes gravitationnelles différente de celle de la lumière.

## 1.2 Les autres sondes cosmologiques

Il existe plusieurs méthodes pour faire l'étude de l'expansion et de la relativité générale à des échelles cosmologiques. En effet, les différents modèles cosmologiques font des prédictions que l'on peut tester au travers d'observables que l'on appelle sondes cosmologiques. Les supernovas précédemment évoquées permettent une étude de l'Univers homogène. Cependant aux petites échelles qu'on peut définir comme en dessous de plusieurs fois le rayon comobile de l'horizon du son au moment du gel des oscillations acoustiques des baryons, soit  $137 \pm 3^{stat} \pm 2^{syst}$  Mpc (ARENDSE et al., 2020), on observe des structures telles que des filaments, des amas et des vides et à de plus petites échelles des galaxies. Ces structures donnent lieu à plusieurs observables qui elles aussi permettent de tester les prédictions des différents modèles cosmologiques comme nous le verrons dans cette section.

### 1.2.1 Le rayonnement du fond diffus cosmologique

Les structures sont l'aboutissement de l'évolution des perturbations dans l'Univers primordial. Ces perturbations ont donné lieu à des inhomogénéités qui ont été observées dans le rayonnement du fond diffus cosmologique (CMB). Celui-ci a été découvert en 1965 par PENZIAS et al. (1965) par la détection d'un excédent de signal radio constant et uniforme sur tout le ciel. Cet excédent de signal sera interprété comme le rayonnement de corps noir prédit par Lemaître en 1920 qui vient du moment où l'Univers est suffisamment froid (3000K) pour que le libre parcours moyen des photons devienne

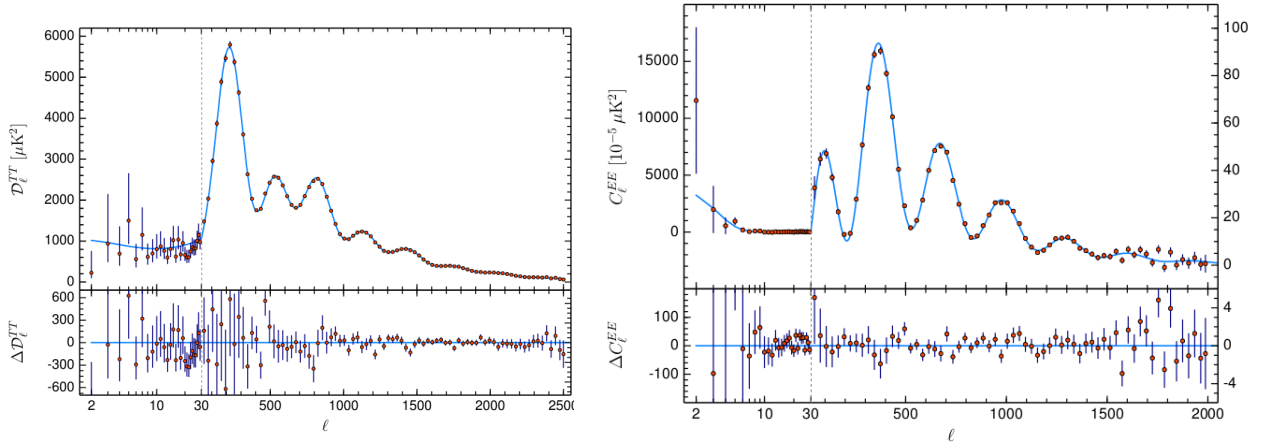


FIGURE 1.4 – La figure de gauche représente le spectre de puissance des anisotropies en température du CMB. La figure de droite représente le spectre de puissance des anisotropies en polarisation du mode E du CMB. Les courbes bleues représentent le meilleur ajustement du modèle  $\Lambda$ CDM (PLANCK COLLABORATION et al., 2018). Les figures du bas représentent les résidus au modèle.

supérieur à l’horizon après la combinaison des électrons avec les noyaux pour former les premiers atomes. Les photons et la matière sont alors découplés, ce qui rend l’Univers transparent. L’Univers étant en expansion, les photons du CMB se sont refroidis par expansion de la métrique jusqu’à la température actuelle de  $2,7260 \pm 0.0013$  K (FIXSEN, 2009). En plus du spectre de corps noir, on observe des inhomogénéités qui se traduisent par des fluctuations de température de l’ordre de  $10^{-5} \frac{\Delta T}{T}$  (PLANCK COLLABORATION et al., 2018).

Ces anisotropies sont aussi présentes de la même manière dans la polarisation des photons et dépendent du modèle cosmologique considéré. Les résultats de PLANCK COLLABORATION et al. (2018) viennent de l’ajustement de ces données avec les prédictions d’un modèle  $\Lambda$ CDM à six paramètres listés dans la table 1.1. La Figure 1.4 montre cet ajustement : il est remarquable qu’un modèle à six paramètres suffise pour ajuster des données d’une telle complexité. A noter que de ces six paramètres, on peut déduire d’autres constantes du modèle  $\Lambda$ CDM telles que le taux d’expansion actuel  $H_0$  qu’on discutera dans la section suivante. Le CMB étant une empreinte de l’Univers au moment de la recombinaison ( $z_{rec}$ ), cette sonde est complémentaire des SNIa qui quant à elles sondent l’Univers récent. La figure 1.5 montre que dans le plan  $\Omega_M w$ , le CMB donne des contours complémentaires aux SNIa. Une analyse jointe permet donc, comme le montre cette figure, une mesure précise des paramètres  $w$  et  $\Omega_M$ .

Pour contraindre l’espace des paramètres  $w_0$  et  $w_a$ , les SNIa seules ne suffisent pas. Cependant la combinaison des données provenant du CMB avec celle des SNIa permet, à l’aide d’une analyse conjointe, d’obtenir les résultats de la figure 1.6. L’amélioration des contraintes sur les contours  $w_0 w_a$  sera l’un des objectifs de la prochaine génération des grands relevés cosmologiques.



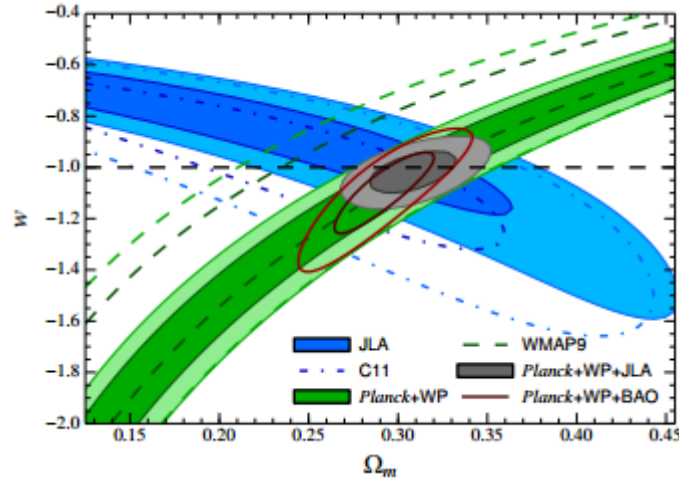


FIGURE 1.5 – Contours de confiance dans le plan  $\Omega_M$   $w$  pour différentes combinaisons de sonde.

Parameter	Planck alone	Planck + BAO
$\Omega_b h^2$	$0.02237 \pm 0.00015$	$0.02242 \pm 0.00014$
$\Omega_c h^2$	$0.1200 \pm 0.0012$	$0.11933 \pm 0.00091$
$100\theta_{MC}$	$1.04092 \pm 0.00031$	$1.04101 \pm 0.00029$
$\tau$	$0.0544 \pm 0.0073$	$0.0561 \pm 0.0071$
$\ln(10^{10} A_s)$	$3.044 \pm 0.014$	$3.047 \pm 0.014$
$n_s$	$0.9649 \pm 0.0042$	$0.9665 \pm 0.0038$
$H_0$ [km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$ ]	$67.36 \pm 0.54$	$67.66 \pm 0.42$
$\Omega_\Lambda$	$0.6847 \pm 0.0073$	$0.6889 \pm 0.0056$
$\Omega_m$	$0.3153 \pm 0.0073$	$0.3111 \pm 0.0056$
$\Omega_m h^2$	$0.1430 \pm 0.0011$	$0.14240 \pm 0.00087$
$\Omega_m h^3$	$0.09633 \pm 0.00030$	$0.09635 \pm 0.00030$
$\sigma_8$	$0.8111 \pm 0.0060$	$0.8102 \pm 0.0060$
$\sigma_8(\Omega_m/0.3)^{0.5}$	$0.832 \pm 0.013$	$0.825 \pm 0.011$
$z_{re}$	$7.67 \pm 0.73$	$7.82 \pm 0.71$
Age [Gyr]	$13.797 \pm 0.023$	$13.787 \pm 0.020$

TABLE 1.1 – Les six premiers paramètres sont les paramètres ajustés avec un modèle  $\Lambda$ CDM sur les données de PLANCK COLLABORATION et al. (2018). Nous retrouvons  $\Omega_b$  la densité relative de baryons rapportée à la densité critique,  $\Omega_c$  la densité relative de matière noire,  $h$  la constante de Hubble réduite,  $\theta_{MC}$  l'échelle angulaire de l'horizon du son au moment de la recombinaison,  $n_s$  l'indice spectral du spectre de puissance,  $\tau$  est la profondeur optique de la reionisation et  $A_s$  l'amplitude des perturbations. De ces paramètres, on peut déduire les autres paramètres de ce tableau comme  $H_0$  qui correspond au taux d'expansion actuel, l'âge de l'Univers,  $\sigma_8$  l'écart type des fluctuations dans une sphère de 8 Mpc et  $z_{re}$  le redshift de la réionisation.

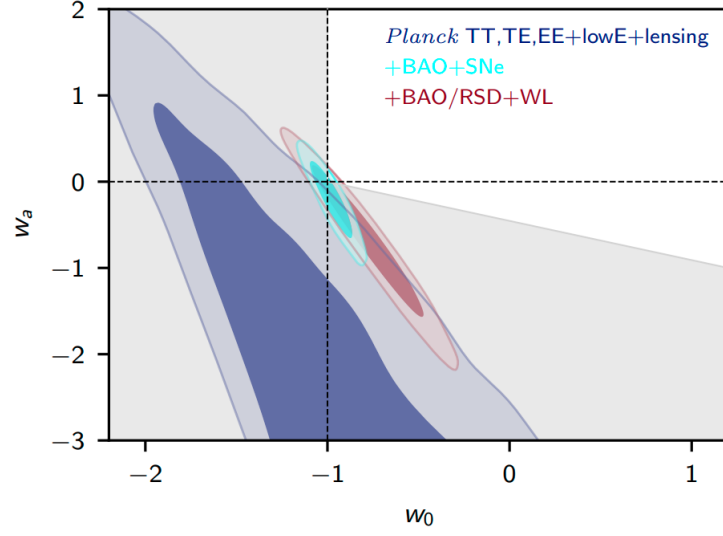


FIGURE 1.6 – Contours de confiance dans le plan  $w_0 w_a$  pour différentes combinaisons de sonde (PLANCK COLLABORATION et al., 2018).

### 1.2.2 Les oscillations acoustiques des baryons

Une autre sonde permettant de contraindre l'énergie noire est l'oscillation acoustique des baryons (BAO). Avant le découplage de la matière baryonique avec les photons, des ondes acoustiques se propageaient dans le plasma primordial. Ces ondes ont laissé, après ce découplage, une empreinte caractéristique dans la distribution des galaxies. Elle se traduit par un pic acoustique dans la fonction de corrélation des galaxies ou par une série d'oscillations dans le spectre de puissance. Cette échelle caractéristique appelée  $r_d$  peut être reliée au taux d'expansion  $H(z)$  suivant la direction de la ligne de visée ou la direction transversale respectivement par les équations suivantes :

$$r_d = \frac{c \Delta z}{H(z)} \quad (1.27)$$

$$r_d = \Delta \theta d_c(z) \quad (1.28)$$

où  $\Delta z$  et  $\Delta \theta$  sont l'intervalle en redshift et l'angle sur lesquelles s'étendent l'échelle caractéristique des BAO. Dans le cas de la seconde équation celle-ci peut directement être reliée à  $H(z)$  par l'équation 1.14. Pour déterminer  $\Delta z$  et  $\Delta \theta$  il faut donc un traceur de la matière comme un catalogue de galaxies ou l'utilisation des forêts Lyman- $\alpha$  à  $z > 2$  qui proviennent de l'absorption de la lumière des quasars en arrière-plan par de l'hydrogène intergalactique en avant-plan (BLOMQVIST et al., 2019, SAINTE AGATHE et al., 2019). La mesure repose sur la détermination de la fonction de corrélation à deux points des distances qui séparent les traceurs de matière en supposant une cosmologie fiducielle. Une fois cette mesure effectuée, on peut donc obtenir le taux d'expansion  $H(z)$  en ajustant les paramètres cosmologiques. L'analyse ainsi effectuée par EBOSS COLLABORATION et al. (2020) donne les contours de confiance de la figure 1.7 dans l'espace  $\Omega_m \Omega_\Lambda$ . De plus, comme le montre la table 1.1 et la figure 1.6 l'utilisation des mesures BAO lors d'une analyse jointe avec le CMB permet d'améliorer les contraintes sur les paramètres cosmologiques. Cette étude est cependant limitée

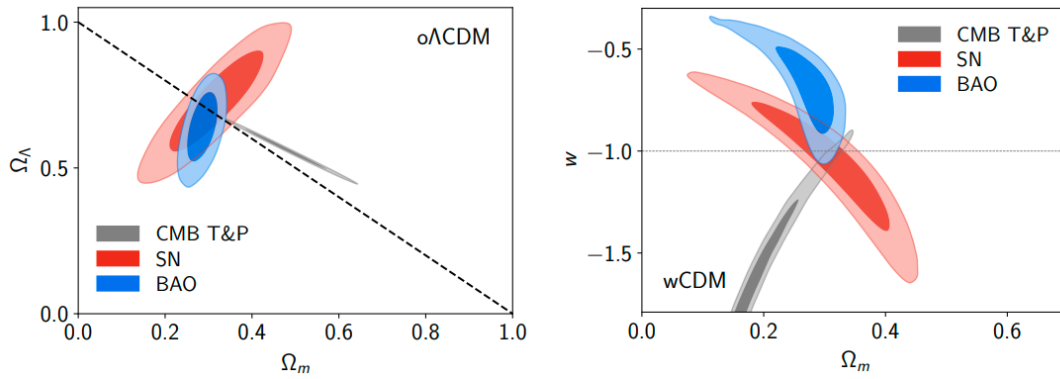


FIGURE 1.7 – Contour de confiance à 68% et 95% obtenus avec différentes sondes (EBOSS COLLABORATION et al., 2020) dans les plans  $\Omega_m\Omega_\Lambda$  (à gauche) et  $\Omega_m w$  (à droite). Les contour BAO sont obtenus par EBOSS COLLABORATION et al. (2020), les contour SNIa sont obtenus pas SCOLNIC et al. (2018a) et ceux du CMB par PLANCK COLLABORATION et al. (2018).

à bas redshift par la variance cosmique ce qui la rend notamment complémentaire avec une analyse SNIa car ces deux sondes scannent l'univers sur des intervalles de redshifts différents. Les prochains grands relevés spectroscopiques comme *The Dark Energy Spectroscopic Instrument* (DESI, LEVI et al., 2013) mesureront la position et le redshift spectroscopique des galaxies pour des  $z < 1,6$ , puis utiliseront des quasars comme traceur de matière dans l'intervalle en redshifts de 1,6 à 2,1 et utiliseront par la suite des forêts Lyman- $\alpha$  pour  $2,1 < z < 3,4$ . DESI COLLABORATION et al. (2016) prévoit dans le cadre de DESI une figure de mérite de 169 qui pourrait aller jusqu'à 332 en incluant un spectre de puissance de galaxies à bande large à  $k = 0,1 h\text{Mpc}^{-1}$  et 704 en incluant toutes les données pour  $k < 0,2 h\text{Mpc}^{-1}$ . Enfin, d'après la table 1.1 l'analyse jointe des BAO avec le CMB donne pour le taux d'expansion actuel  $H_0$  une valeur de  $67,66 \pm 0,42$ . Nous verrons dans la section suivante qu'il existe une tension entre cette détermination de  $H_0$  avec celle effectuée avec les SNIa par RIESS et al. (2018).

### 1.2.3 Détermination de la constante de Hubble

La constante de Hubble  $H_0$  peut être déterminée avec les équations 1.18 et 1.15 et par l'utilisation des SNIa. En effet, l'association de ces deux équations donne un lien direct entre le flux  $F$  observé d'un objet et  $H_0$  :

$$F = \frac{LH_0^2}{4\pi c^2(1+z_{hel})^2} |\Omega_K| \sin^2 \left( \sqrt{|\Omega_K|} \int_0^{z_{CMB}} \frac{dz'}{H(z')/H_0} \right) \quad (1.29)$$

Comme le montre cette équation, un changement du paramètre  $L$  a le même effet qu'un changement de  $H_0$ . Il y a donc une dégénérescence  $LH_0^2$ , ce qui implique que les SNIa seules ne peuvent pas permettre de déterminer  $H_0$ . En combinant ces mesures avec d'autres mesures de distance indépendantes on peut cependant lever cette dégénérescence. L'analyse effectuée par RIESS et al. (2018) utilise dans ce cadre les

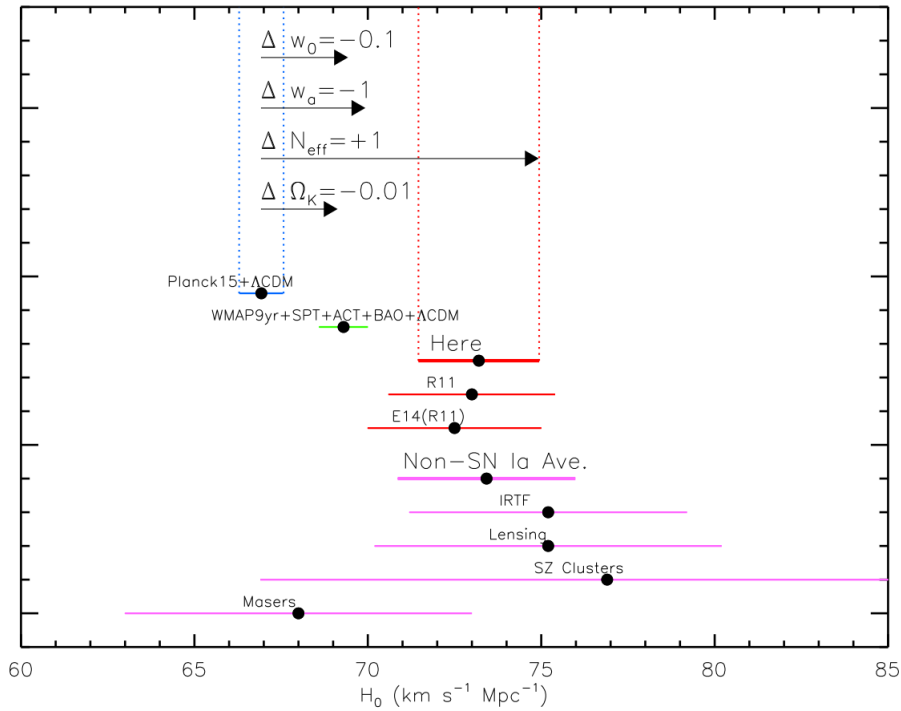


FIGURE 1.8 – Comparaison des valeurs obtenues de  $H_0$  par RIESS et al. (2016) (Here) et par PLANCK COLLABORATION et al. (2016). Cette figure révèle une tension entre ces deux valeurs évalué par RIESS et al. (2018) à  $3,8\sigma$ .

céphéides comme indicateur de distance.

La figure 1.8 montre les résultats obtenus pour la mesure de  $H_0$  et notamment l'existence d'une tension entre cette mesure et celle déterminée par PLANCK COLLABORATION et al. (2018) en utilisant le CMB. Dans le cadre d'un modèle de concordance, il ne devrait pas y avoir un tel écart. Deux interprétations sont donc possibles. La première est que certains effets systématiques ont été sous-estimés dans chacune des mesures. Par exemple, les environnements dans lesquels on observe à la fois des céphéides et des SNIa sont des environnements particuliers, et déduire la luminosité intrinsèque sur ces seules supernovas pourraient biaiser la mesure. La deuxième interprétation possible est que le modèle  $\Lambda$ CDM utilisé pour déterminer  $H_0$  avec le CMB est incomplet et donc cette tension pourrait le mettre en défaut.

### 1.2.4 Les lentilles gravitationnelles

Les trajectoires des photons suivant une géodésique subissent la déformation de l'espace due à la présence de matière. Ainsi les structures d'avant-plan vont déformer l'image des galaxies d'arrière-plan. Cet effet est appelé lentillage gravitationnel. Ce que l'on observe est en réalité la déformation de l'ellipticité des galaxies d'arrière-plan qui sont corrélées entre elles et avec les positions des galaxies d'avant-plan. Faire une analyse avec le lentillage gravitationnel revient à déterminer les fonctions de corrélation à deux points des ellipticités qui doivent suivre le spectre de puissance donné par un

modèle cosmologique. Ceci permet donc de déterminer certains paramètres cosmologiques à l'image de ce qui est fait avec le CMB. La mesure est particulièrement sensible à deux d'entre eux,  $\Omega_M$  et  $\sigma_8$ . Cette sonde pourrait permettre de discriminer les modèles cosmologiques. En effet, la détermination des paramètres cosmologiques avec le CMB prédit l'évolution dans l'univers récent dans le cadre de la relativité générale. Une incohérence entre cette prédiction et la mesure faite avec le lentillage gravitationnel pourrait mettre en évidence la nécessité de se tourner vers des théories de gravité modifiée. Le signal de lentillage gravitationnel est cependant difficile à obtenir car les ellipticités induites par la cosmologie sont faibles et la mesure est sujette à de nombreuses incertitudes systématiques, comme l'ellipticité intrinsèque des galaxies ou les biais liés à la reconstruction des redshifts photométriques. Comme nous le verrons dans la section suivante, les lentilles gravitationnelles seront la deuxième contribution la plus importante après les SNIa sur les contraintes de l'équation d'état de l'énergie noire (MANDELBAUM et al., 2018) prévues dans le cadre d'une analyse jointe des sondes du The Rubin Observatory Legacy Survey of Space and Time (LSST).

## 1.3 Cosmologie dans le cadre du Rubin Observatory Legacy Survey of Space and Time (LSST)

### 1.3.1 Nouvelle génération de grands relevés cosmologiques dans le but de mieux contraindre l'équation d'état de l'énergie noire

La prochaine génération de grands relevés cosmologiques a été conçue dans le but d'améliorer les contraintes sur l'équation d'état de l'énergie noire notamment dans le plan  $w_0w_a$ , là où les relevés actuels sont peu performants. Pour pouvoir caractériser cette performance, on définit comme critère de qualité la figure de mérite (*f.o.m*) donnée par l'équation suivante :

$$f.o.m = \frac{1}{\sqrt{\det(\text{cov}(w_0w_a))}} \quad (1.30)$$

Plus grande est la *f.o.m*, plus petite est l'aire des contours de confiance dans le plan  $w_0w_a$  et donc meilleures sont les contraintes sur l'équation d'état de l'énergie noire. La génération actuelle de grands relevés cosmologiques représentés par *The Dark Energy Survey* (DES) ne peut pas contraindre le plan  $w_0w_a$  avec seulement les SNIa. Ils les combinent alors avec les résultats du CMB et des BAO pour obtenir une *f.o.m* de 45.5 (ABBOTT et al., 2019). C'est notamment pour améliorer ces résultats que la prochaine génération de grands relevés a été conçue. On distinguera trois différents projets pour cette future génération : le télescope spatial Euclid (LAUREIJS et al., 2011) dont le lancement est prévu pour 2022 ; le relevé spectroscopique DESI (LEVI et al., 2013) qui devrait débiter durant l'été 2021 et le Legacy Survey of Space and Time (LSST) de l'observatoire Vera Rubin. Les deux premiers projets n'entrant pas dans le cadre de cette thèse car ne possédant pas de programme pour les SNIa nous nous concentrerons uniquement sur le LSST. Ce dernier comprend un télescope qui se situera sur le sommet du mont Cerro Pachón au Chili et qui effectuera un relevé

de 10 ans, probablement à partir de 2023 en raison de la crise du COVID-19. Il est issu d'un projet initié par TYSON et al. (2001), qui a notamment été conçu dans le but d'améliorer la connaissance de l'énergie noire par l'acquisition d'un vaste catalogue d'images profondes du ciel dans le domaine du visible étendu. L'une des originalités du LSST est la répétition des observations, chaque zone du relevé principal étant observée plus de 800 fois sur la durée du relevé. Cela permet d'observer différentes sondes comme les lentilles gravitationnelles (faibles et fortes) ou encore les SNIa. En effet, pour ces dernières, le grand nombre de visites fournira un catalogue important d'objets transitoires, dont environ 300 000 SNIa jusqu'à un redshift de 0,4 et 14000 SNIa pour les champs profonds jusqu'à un redshift de 0,7 (LOCHNER et al., 2018, SCOLNIC et al., 2018b). L'un des enjeux de LSST sera d'améliorer d'un facteur 10 la contrainte sur l'équation d'état de l'énergie noire (ALBRECHT et al., 2006) ce qui représente une *f.o.m* de 500. Cette *f.o.m* pourrait même atteindre 711 avec les priors du stage III selon MANDELBAUM et al. (2018) avec une amélioration des différentes systématiques associées aux différentes sondes. L'une des contributions les plus importantes viendrait des SNIa avec une *f.o.m* à elle seule de 48, qui pourrait atteindre 211 avec les priors du stage III. La figure 1.9 montre notamment les contours attendus après 10 ans de LSST. Les SNIa représentent donc une sonde qui est primordiale pour les objectifs de LSST, cependant ces résultats ne pourront être obtenus que par l'amélioration des systématiques que nous détaillerons dans la prochaine section.

### 1.3.2 Conception du télescope, de la caméra et des filtres

Le LSST a été conçu pour pouvoir atteindre les objectifs précédemment cités. Il suit un design de type Paul-Backer qui est notamment explicité dans IVEZIĆ et al. (2008). L'une de ses particularités est son grand champ de vue de  $9,6 \text{ deg}^2$  qui lui permettra de visiter plusieurs fois la totalité de son ciel observable, soit  $20000 \text{ deg}^2$ . Il est constitué de 3 miroirs :

- Un miroir primaire concave (M1) de 8,4 m de diamètre extérieur et d'un diamètre effectif de 6,4 m rapporté à la surface collectrice.
- Un miroir secondaire convexe (M2) de 3,4 m de diamètre.
- Un miroir tertiaire concave (M3) de 5 m de diamètre, complémentaire au miroir M1.

Il est aussi composé de 3 lentilles en plus de ces miroirs qui servent à assurer la planéité du champ malgré sa grandeur. La caméra est placée à travers le miroir M2 et est constituée d'un plan focal plat de 3,2 Gigapixel. Elle est répartie en 189 CCDs  $4k \times 4k$  composés de pixels de  $10 \mu\text{m}$ . L'ensemble du système optique et de la caméra est présenté figure 1.10. Au sein de la caméra se trouve un obturateur mécanique et un carrousel permettant de tenir et d'inter-changer 5 des 6 filtres LSST (*ugrizy*). La figure 1.11 montre les fonctions de transmission de chaque filtre telles que présentées dans JONES et al. (2013) multipliées par la fonction de transmission due à l'optique, la caméra et l'atmosphère. Ces filtres ont notamment été choisis en suivant Sloan Digital Sky Survey (SDSS) (FUKUGITA et al., 1996) car ce système a démontré son efficacité notamment pour les redshifts photométriques des galaxies (BUDAVARI et al., 2003) ou encore la sélection photométrique des quasars (RICHARDS et al., 2002). Ce système de filtre a été étendu dans la gamme de longueur d'onde par l'ajout de la bande *y* car le

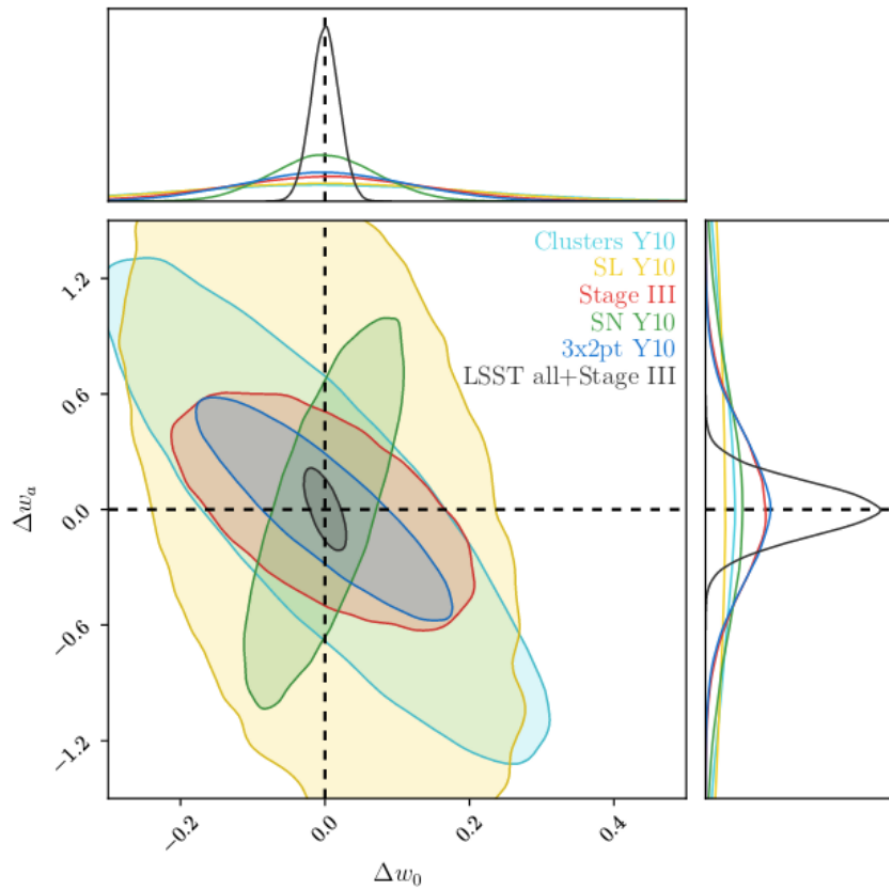


FIGURE 1.9 – Prédiction des contours de confiance à 68% de LSST dans l'espace  $w_0$   $w_a$ . Le contour noir représente l'analyse jointe. (THE LSST DARK ENERGY SCIENCE COLLABORATION et al., 2018)

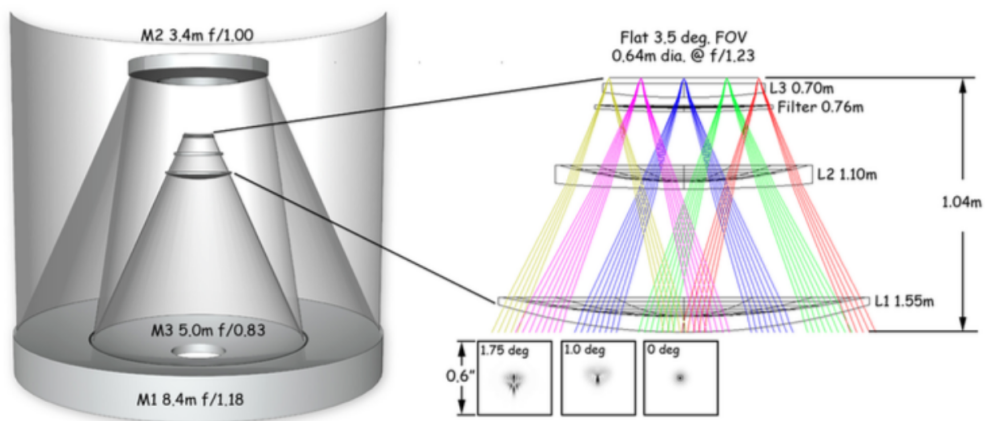


FIGURE 1.10 – Système optique du télescope (à gauche) et de la caméra (à droite).

LSST sera un relevé plus profond et donc ira sonder des objets à plus hauts redshifts que SDSS.



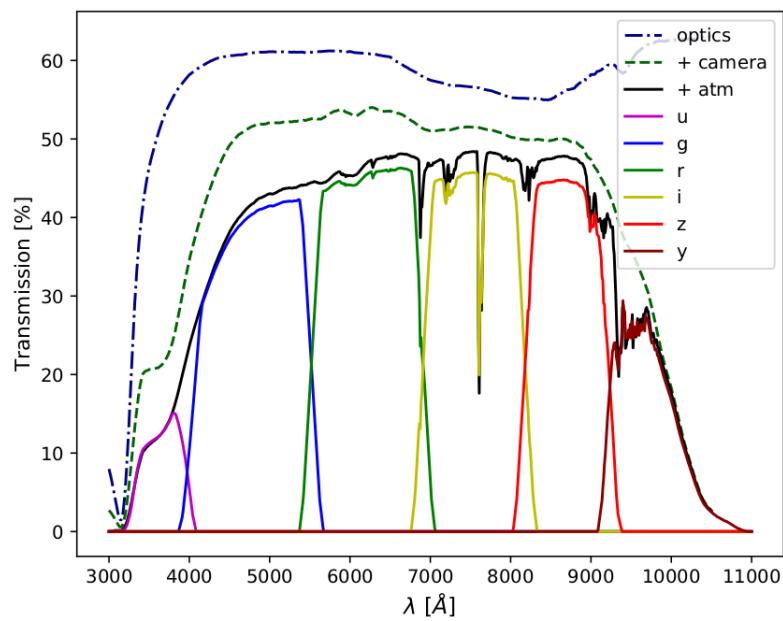


FIGURE 1.11 – Fonction de transmission des filtres LSST *ugrizy* avec la contribution de l'optique (bleu foncé), la caméra (tiré vert) et l'atmosphère (noire) (JONES et al., 2013).

## Chapitre 2

# Cosmologie avec les Supernovas de Type Ia

En 1572, l'astronome Tycho Brahé observe ce qui apparaît comme une étoile nouvelle au delà de la Lune, ce qui met à mal la théorie aristotélicienne de l'immutabilité du monde supra-lunaire. Il nomme cet objet nova pour son caractère nouveau. Cet événement est la première description d'une supernova, terme introduit par BAADER et al. (1934) après l'observation de ces objets situés au delà de la Voie Lactée et qui sont plus lumineux que leur galaxie hôte. Un type particulier de ces objets, les SNIa, est utilisé comme indicateur de distance dans les analyses cosmologiques. En effet, ces objets ont la particularité d'avoir une faible dispersion en luminosité ce qui leur a valu le titre de chandelle standard. Dans le but de toujours mieux contraindre les paramètres cosmologiques, l'un des enjeux des analyses cosmologiques avec des SNIa est de modéliser leur variabilité en luminosité due à la diversité de leur population, où à l'heure actuelle différentes méthodes sont mises en concurrence. Après une étude de l'objet SNIa, ce chapitre passera en revue les différentes étapes pour reproduire une analyse cosmologique et les sources des erreurs systématiques en insistant notamment sur les limites des méthodes actuelles.

---

## Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Les Supernovas comme objets astrophysiques . . . . .</b>	<b>33</b>
2.1.1	Zoologie des supernovas . . . . .	33
2.1.2	Origine astrophysique des SNIa . . . . .	33
<b>2.2</b>	<b>Mesure des distances avec les Supernovas de type Ia . . .</b>	<b>35</b>
2.2.1	Stratégie d’observation . . . . .	35
2.2.2	Classification des supernovas . . . . .	36
2.2.3	Calibration et extraction des courbes de lumière . . . . .	36
2.2.4	Standardisation par la modélisation de la variabilité des SNIa par un modèle temporel de distribution spectrale en énergie	37
<b>2.3</b>	<b>Limite d’une standardisation SALT2 . . . . .</b>	<b>39</b>
2.3.1	Corrélation des résidus au diagramme de Hubble avec les propriétés des galaxies hôtes . . . . .	39
2.3.2	Dispersion intrinsèque des résidus au diagramme de Hubble	41
<b>2.4</b>	<b>Reproduction d’une analyse cosmologique existante . . . .</b>	<b>42</b>
2.4.1	The Joint Lightcurve Analysis . . . . .	42
2.4.2	Reproduction d’un diagramme de Hubble . . . . .	43
2.4.3	Reproduction des contours de confiance . . . . .	45

---

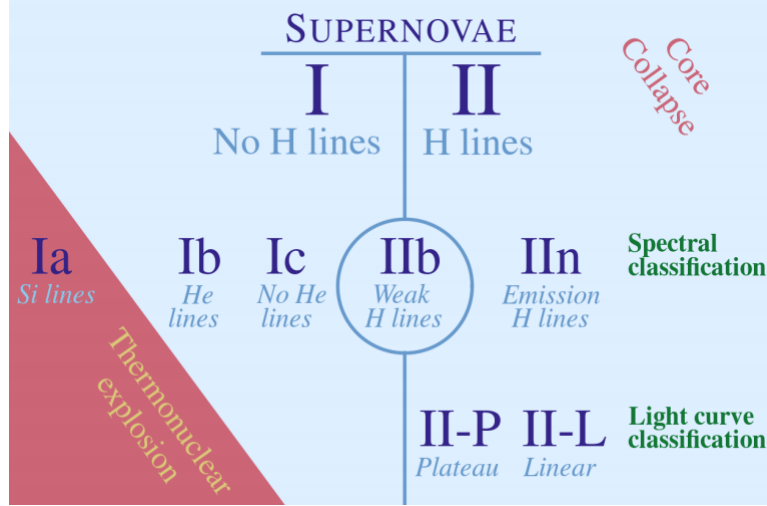


FIGURE 2.1 – Classification des supernovas (PRUZHINSKAYA et al., 2016).

## 2.1 Les Supernovas comme objets astrophysiques

### 2.1.1 Zoologie des supernovas

Les SNIa s'inscrivent dans la classe des objets transitoires qui ont connu une première classification par MINKOWSKI (1941). Celle-ci sépare les supernovas qui possèdent des raies de l'hydrogène dans leur spectre (type II) de celles qui n'en possèdent pas (type I). Une classification plus fine sera par la suite effectuée par ELIAS et al. (1985) séparant notamment dans les types I, les Ia qui possèdent des raies du silicium des Ib et Ic qui n'en possèdent pas. Cette classification est résumée sur la figure 2.1. La physique des SNIa diffère considérablement de celle des autres types. En effet, les types Ib/c et les types II, seraient dus à l'explosion d'étoiles de plus de  $8 M_{\odot}$  (HEGER et al., 2003). Après l'arrêt des réactions nucléaires au cœur de ces étoiles, la pression de radiation ne compensant plus la gravitation, celles-ci vont s'effondrer sur elles-mêmes puis donner naissance à une supernova. Les étoiles de moins de  $8 M_{\odot}$  ne sont pas assez massives pour ce processus : elles perdent alors leurs couches externes dans le milieu interstellaire, après quoi le cœur de ces étoiles forme un nouvel astre appelé naine blanche qui est maintenu en équilibre grâce à la pression de dégénérescence des électrons. Ces astres sont mis en jeu dans tous les scénarios possibles de SNIa.

### 2.1.2 Origine astrophysique des SNIa

La faible dispersion en magnitude des SNIa et la présence de silicium et de calcium dans leur spectre (Figure 2.2) indiqueraient selon HOYLE et al. (1960) qu'au moins une naine blanche de type carbone-oxygène soit mise en cause dans le mécanisme d'explosion. En effet, la composition carbone-oxygène expliquerait la présence de  $^{56}\text{Ni}$  durant l'explosion et la faible dispersion serait due à la nature dégénérée du progéniteur donnant des mécanismes d'explosion similaires d'un objet à l'autre car gouvernés par les lois de la physique nucléaire. En effet, l'équilibre des naines blanches est maintenu par la pression de dégénérescence des électrons et la gravitation. Cet équilibre

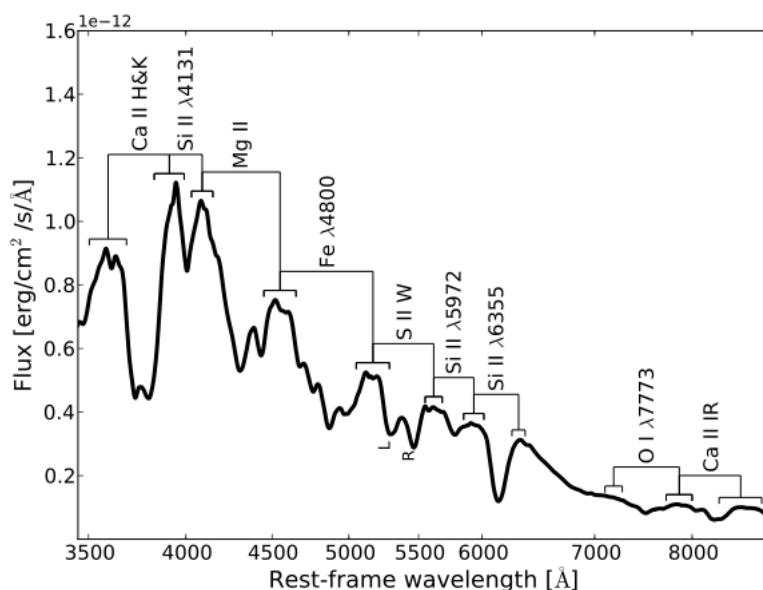


FIGURE 2.2 – Exemple de spectre dans l’optique étendue typique d’une SNIa au maximum de luminosité (CHOTARD et al., 2011).

ne peut avoir lieu qu’en dessous d’une masse de  $1,44 M_{\odot}$ , appelée masse de Chandrasekhar (CHANDRASEKHAR, 1931). Lorsque ces naines blanches se rapprochent de cette masse, leur température augmente et va permettre d’initier des réactions thermonucléaires. Comme la densité ne dépend pas de la température, celles-ci s’emballent et donnent lieu à une explosion, donnant naissance à une SNIa. Il existe plusieurs scénarios possibles pour qu’une naine blanche s’approche de cette masse de Chandrasekhar : le premier scénario, appelé *single-degenerate*, décrit un système binaire contenant une naine blanche avec une étoile compagnon (WHELAN et al., 1973) qui va perdre de la masse au cours de son évolution au profit de la naine blanche jusqu’à ce que celle-ci approche la masse de Chandrasekhar et donne une SNIa. Le second scénario, appelé *double-degenerate* (WEBBINK, 1984), décrit un système binaire composé de deux naines blanches. Le système binaire progéniteur des naines blanches va les laisser en orbite proche. Elles vont alors perdre de l’énergie par effet de marée et d’ondes gravitationnelles. Leur orbite va ainsi diminuer jusqu’à ce qu’elles fusionnent ou que l’une d’entre elles se disloque. Cependant, aucun de ces scénarios n’est privilégié car les simulations ne sont pas capables de reproduire les observations comme le montre RÖPKE et al. (2012). Même le fait que l’explosion ait lieu au voisinage de la masse de Chandrasekhar ne semble pas être un critère suffisant pour obtenir une SNIa, ainsi qu’il en est discuté dans les articles de FINK et al. (2007) ou PAKMOR et al. (2013). Les modèles théoriques d’explosion de SNIa ne peuvent donc pas être utilisés pour la standardisation et c’est pour ça que des modèles empiriques de distribution spectrale en énergie (SED) sont construits pour modéliser la variabilité des SNIa comme nous le verrons dans les sections suivantes.

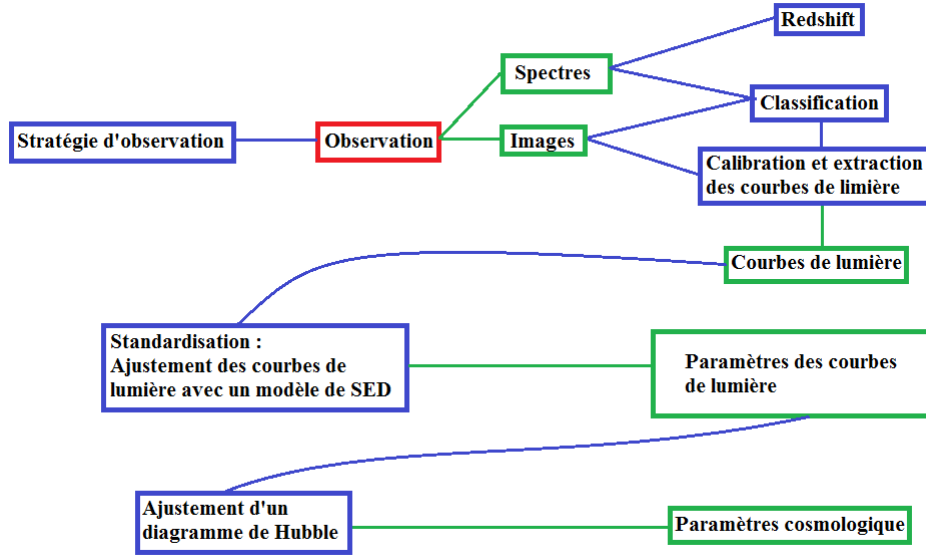


FIGURE 2.3 – Schéma résumant les différentes étapes d’une analyse cosmologique avec les SNIa.

## 2.2 Mesure des distances avec les Supernovas de type Ia

Plusieurs étapes sont nécessaires afin d’obtenir les données nécessaires à la construction d’un diagramme de Hubble comme le résume la figure 2.3. Tout d’abord, il faut établir une stratégie d’observation qui permette de détecter et de classer le plus grand nombre d’événements transitoires. Une fois les observations faites, il faut pouvoir ensuite les classer pour isoler les SNIa. Il faut ensuite, pour ces SNIa, obtenir une mesure précise de leur flux couvrant un ensemble suffisant de bandes et de phases pour obtenir des courbes de lumière. Une fois ces courbes de lumière obtenues, un ajustement avec un modèle temporel de distribution spectrale en énergie (SED) permet de les standardiser. Cette section propose de détailler ces différentes étapes et les différents effets systématiques à prendre en compte pour pouvoir effectuer dans la section suivante un diagramme de Hubble.

### 2.2.1 Stratégie d’observation

La stratégie d’observation est un élément important de l’analyse car c’est de cette stratégie que dépend le nombre de SNIa observées, leur distribution en redshift ainsi que d’éventuels biais d’échantillonnage. Historiquement, les premiers relevés de SNIa comme SCP (PERLMUTTER et al., 1999) ont utilisé des télescopes dont le champ était relativement grand pour chercher des événements, puis identifier les candidats par spectroscopie et enfin procéder au suivi photométrique des SNIa. Ce procédé donne cependant des courbes de lumière avec peu de points avant le maximum de luminosité ce qui impacte la qualité de l’ajustement des courbes de lumière comme nous le verrons dans les chapitres suivants. Les méthodes actuelles appelées *rolling cadence*, mises au

point par ASTIER et al. (2006), privilégient l’observation d’un même champ dans un même filtre répétée tous les quelques jours pour pouvoir à la fois détecter et extraire les courbes de lumière des SNIa dans ces champs. On peut donc faire de la détection à posteriori de la prise de données, ce qui implique qu’on a toujours le début de la courbe de lumière. Cette détection est suivie par une identification par spectroscopie. Cette stratégie d’observation est celle choisie par LSST (THE LSST DARK ENERGY SCIENCE COLLABORATION et al., 2018) à la différence qu’au vu du nombre d’événements que trouvera le LSST, il n’est pas prévu de suivi spectroscopique pour la classification de toutes les sources. Les cadences quant à elles sont encore débattues (LOCHNER et al., 2018, SCOLNIC et al., 2018b).

### 2.2.2 Classification des supernovas

Les analyses telles que BETOULE et al. (2014) n’utilisent comme lot de SNIa que celles pour lesquelles une identification par spectroscopie avait été effectuée. En effet, cette méthode est la plus fiable car on peut directement déterminer sur le spectre de la SNIa, après soustraction du spectre de sa galaxie hôte, la présence des raies du silicium et du calcium qui en sont caractéristiques. Cependant, avec le nombre de SNIa annoncé par LSST (300 000 SNIa pour  $z < 0,4$ ), une identification par spectroscopie sera impossible pour la plupart d’entre elles à cause du temps d’observation requis sur les spectrographes. Des études sont en cours pour utiliser des algorithmes d’apprentissage automatique afin de procéder à une classification photométrique (MÖLLER et al., 2020).

### 2.2.3 Calibration et extraction des courbes de lumière

Une fois les SNIa détectées et identifiées, il faut pouvoir obtenir leurs courbes de lumière. Pour cela, il faut soustraire la luminosité de la galaxie hôte et déterminer le flux de la SNIa dans chaque image et dans chaque filtre relativement aux étoiles du même champ qui sont stables avec le temps. Ce procédé est décrit par ASTIER et al. (2013). Le flux mesuré ne dépend pas uniquement de la source mais aussi des conditions d’observations. Pour déterminer le flux de ces sources, il faut alors déterminer le rapport entre leur flux avec le flux des étoiles du champ que l’on calibre elles-mêmes avec des étoiles standards. L’erreur systématique de cette calibration est à l’heure actuelle la plus importante pour la mesure cosmologique comme nous le verrons dans la section suivante. Cependant, cette erreur de calibration devra être inférieure à 0,001 mag pour faire passer la *f.o.m* de l’analyse SNIa avec LSST de 157 à 211 (MANDELBAUM et al., 2018). Les autres sources d’incertitudes systématiques devraient alors jouer un rôle plus important comme celles liées à la dispersion intrinsèque des résidus au diagramme de Hubble.

### 2.2.4 Standardisation par la modélisation de la variabilité des SNIa par un modèle temporel de distribution spectrale en énergie

La standardisation est l'étape suivante avant de pouvoir ajuster un diagramme de Hubble. Elle permet de réduire la dispersion en luminosité des SNIa qui est naturellement de 0,35 mag en bande B (TRIPP, 1998) en tenant compte de leur variabilité. L'indicateur de distance utilisé sera alors la magnitude dans la bande B au maximum de luminosité corrigée des différentes sources de variabilité. Pour prendre en compte ces dernières, les modèles théoriques sont insuffisants et il faut se contenter d'un modèle empirique. En étudiant le comportement des courbes de lumière, on est amené à distinguer les variabilités intrinsèques qui sont liées à la diversité des progéniteurs et aux mécanismes d'explosion, et la variabilité extrinsèque due à l'absorption par des poussières sur la ligne de visée. Deux sources de variabilité ont été identifiées et utilisées dans les analyses cosmologiques actuelles, telles que BETOULE et al. (2014) et SCOLNIC et al. (2018a) et sont incluses dans le modèle de SED *Spectral Adaptive Light-curve Template 2* (SALT2, GUY et al., 2007) : une variabilité intrinsèque, *le stretch* (PHILLIPS, 1993) et certainement un mélange de variabilité intrinsèque et extrinsèque, *la couleur* (RIESS et al., 1996). Cette section propose de décrire cette méthode.

#### Source de variabilité

La première source de variabilité identifiée est *le stretch* ou effet *brighter-slower* découvert par PHILLIPS (1993). Ce phénomène décrit le fait que plus la luminosité d'une SNIa est importante plus la décroissance de sa courbe de lumière est lente. PHILLIPS (1993) identifie *le stretch* comme un paramètre intrinsèque ce qui impliquerait qu'il soit relié aux propriétés des progéniteurs de la SNIa comme leur métallicité ou à la quantité de  $^{56}\text{Ni}$  synthétisé durant l'explosion (SCALZO et al., 2014).

Une deuxième source de variabilité est *la couleur* ou effet *brighter-bluer*. Cette variabilité a été initialement détectée par RIESS et al. (1996) qui a introduit le paramètre  $C$  :

$$C = (B - V)_{\max} - C_{\text{ref}} \quad (2.1)$$

où  $(B - V)_{\max}$  est la différence de magnitude entre la bande B et la bande V au maximum de luminosité dans la bande B et  $C_{\text{ref}}$  est une valeur de référence. En effet, la présence de poussière sur la ligne de visée provoque à une variabilité de type extrinsèque. Cependant, un phénomène de type couleur peut aussi provenir des propriétés intrinsèques. Si les deux effets suivent la même loi, ils sont indistinguables. CHOTARD et al. (2011) confirmé par LÉGET et al. (2020) ont néanmoins montré qu'on peut extraire une loi de couleur de type CARDELLI et al. (1989) lorsqu'on introduit des paramètres intrinsèques supplémentaires. La loi CARDELLI et al. (1989) est la loi de couleur historiquement la plus utilisée car elle propose une fonction analytique simple de l'absorption  $A_\lambda$  donnée par l'équation suivante :

$$A_\lambda = A_V \left( a_\lambda + \frac{b_\lambda}{R_V} \right) \quad (2.2)$$



où  $a_\lambda$  et  $b_\lambda$  sont des fonctions polynomiales données par la loi CARDELLI et al. (1989),  $A_V$  le coefficient d'absorption dans la bande V et  $R_V$  un ratio d'absorption et qui vaut en moyenne 3,1 pour la Voie lactée. Les analyses de CHOTARD et al. (2011) et LÉGET et al. (2020) ont montré dans un premier temps que la loi de couleur est compatible avec une loi de CARDELLI et al. (1989), avant d'ajuster un  $R_V$  moyen sur un lot d'entraînement. Ces analyses permettent donc de découpler la partie intrinsèque et extrinsèque de la couleur contrairement à une description stretch-couleur.

Nous verrons dans la section 2.3 qu'une paramétrisation stretch-couleur ne suffit pas pour décrire la diversité des SNIa et qu'il existe donc d'autres sources de variabilité qui seront discutées dans les chapitres suivants.

### Spectral adaptative Light-curve Template 2

Pour standardiser les SNIa, il faut donc tout d'abord déterminer les paramètres  $X_1$  de stretch et  $C$  de couleur. Pour cela, nous utilisons le modèle SALT2 qui est un modèle empirique de densité spectrale en énergie développé par GUY et al. (2007) et entraîné avec des données spectrophotométriques provenant de SNLS et SDSS (BETOULE et al., 2014). Le flux observé  $F$  est décrit à toute phase  $p$  et longueur d'onde  $\lambda$  par :

$$F(p, \lambda) = X_0[M_0(p, \lambda) + X_1 M_1(p, \lambda)] \exp[C CL(\lambda)] \quad (2.3)$$

où  $X_0$  est une amplitude,  $M_0(p, \lambda)$  est la SED moyenne,  $M_1(p, \lambda)$  est la source de variabilité liée au stretch et  $CL(\lambda)$  est une loi de couleur entraînée. Les paramètres  $X_0$ ,  $X_1$  et  $C$  sont obtenus par un ajustement simultané du modèle de SED sur les courbes de lumière dans toutes les bandes disponibles pour une SNIa donnée. Une fois ces paramètres obtenus, on détermine  $m_B$  par intégration de la SED du modèle dans la bande B.  $m_B$  est l'indicateur de distance historique car c'est la bande B qui est la plus lumineuse même si l'utilisation d'une autre bande ne devrait à priori pas changer les résultats. Pour standardiser, il faut donc corriger cet indicateur par les sources de variabilité. On utilise pour cela la relation de TRIPP (1998) qui dans la nomenclature SALT2 est donnée par :

$$\mu = m_B - M_B + \alpha X_1 - \beta C \quad (2.4)$$

avec  $\mu$  le module de distance,  $m_B$  la magnitude apparente au maximum dans la bande B,  $M_B$  la magnitude absolue standardisée au maximum dans la bande B,  $X_1$  le paramètre de stretch et  $C$  le paramètre de couleur dans la nomenclature SALT2 (GUY et al., 2007),  $\alpha$  et  $\beta$  sont des coefficients qui relient linéairement les paramètres de stretch et de couleur, et qu'il faut déterminer en même temps que les paramètres cosmologiques.

### Modèle d'erreur de SALT2

Le modèle SALT2 ne capture pas l'ensemble de la variabilité des SNIa ce qui doit être pris en compte lors de l'ajustement des courbes de lumière comme une source d'erreur supplémentaire en plus de l'erreur de mesure. La dispersion  $d_{\phi,b}$  à la phase  $\phi$  et dans la bande  $b$  affectant un point de mesure en magnitude est décrite par BETOULE et al. (2014) comme :

$$d_{\phi,b} = \epsilon_{\phi,b} + k_b m_{\phi,b} \quad (2.5)$$

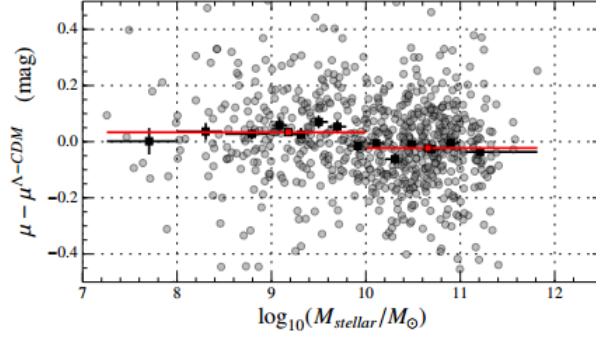


FIGURE 2.4 – Résidus au diagramme de Hubble en fonction de la masse de la galaxie hôte (BETOULE et al., 2014).

où  $m_{\phi,b}$  est la magnitude donnée par SALT2 et  $\epsilon_{\phi,b}$  ainsi que  $k_b$  sont des variables indépendantes et issues d'une loi normale.  $\epsilon_{\phi,b}$  représente la dispersion autour de la courbe de lumière dans la bande  $b$  prédite par SALT2. Le terme  $k_b$  décrit la dispersion autour de la loi de couleur prédite par SALT2. Ces deux paramètres sont déterminés durant l'entraînement de SALT2 pour que le modèle décrive avec son modèle d'erreur la variabilité observée.

## 2.3 Limite d'une standardisation SALT2

### 2.3.1 Corrélation des résidus au diagramme de Hubble avec les propriétés des galaxies hôtes

L'une des premières limites d'une standardisation stretch-couleur est qu'elle laisse une dépendance entre les résidus au diagramme de Hubble et les propriétés des galaxies hôtes comme démontrée par KELLY et al. (2010) et SULLIVAN et al. (2010) avec la masse des galaxies. Cet effet a notamment été vérifié par BETOULE et al. (2014) comme le montre la figure 2.4 où l'on observe une différence entre la moyenne des résidus au diagramme de Hubble pour les SNIa dont la galaxie hôte est d'une masse inférieure à  $10^{10}M_{\odot}$  à la moyenne des résidus des SNIa résidant dans des galaxies hôtes de plus de  $10^{10}M_{\odot}$ . Ceci implique qu'une partie de la variabilité due à l'environnement des SNIa est mal modélisée. CONLEY et al. (2010) puis BETOULE et al. (2014) ont donc ajouté à l'équation (2.4) un paramètre  $\Delta M$  pour tenir compte du biais introduit par cet effet que nous appellerons correction "mass step", si la masse de la galaxie hôte est supérieure à  $10^{10}M_{\odot}$ . La relation de Tripp devient donc pour ces SNIa :

$$\mu = m_B - M_B + \alpha X_1 - \beta C - \Delta M \quad (2.6)$$

où  $\Delta M$  est déterminé lors de l'ajustement du diagramme de Hubble avec comme valeur 0,07 mag d'après BETOULE et al. (2014). Des études plus récentes de cet effet par RIGAULT et al. (2018) montrent que ce biais est aussi présent avec d'autres propriétés de l'environnement de la SNIa, comme le taux spécifique de formation stellaire locale (LsSFR) ainsi que l'indique la figure 2.5. De plus, cette étude montre que ce

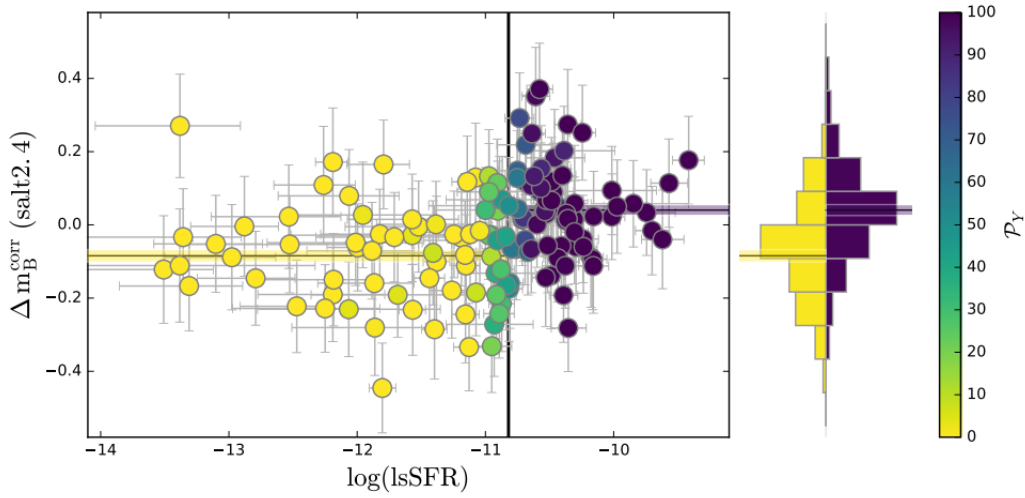


FIGURE 2.5 – Résidus au diagramme de Hubble en fonction du taux spécifique de formation stellaire locale (LsSFR) (RIGAULT et al., 2018).

biais est plus important avec cette propriété, passant de 0,12 mag pour le mass step à 0,16 mag pour le LsSFR sur un échantillon de SNIa proches venant de l'expérience *The Nearby Supernova Factory*. L'une des explications avancées dans cette étude est que ce biais serait dû à une différence entre les progéniteurs de ces deux populations de SNIa dépendant de leurs âges. En effet, l'âge du progéniteur semble être le critère donnant lieu à ces différences et le LsSFR étant un meilleur traceur de l'âge du progéniteur que la masse de la galaxie hôte, cela donne alors un biais plus important. Bien que la correction par le LsSFR soit une meilleure alternative que celle du mass step, elle n'est pas applicable pour les SNIa à hauts redshifts car cette mesure repose sur des spectres des galaxies hôtes dont la qualité n'est alors pas suffisante. ROMAN et al. (2018) ont utilisé un proxy photométrique pour étudier cet effet, la couleur UV locale et ils obtiennent un biais de  $0.091 \pm 0.013$  mag à comparer aux 0,07 obtenus par BETOULE et al. (2014) : la couleur UV locale serait donc une meilleure mesure des effets environnementaux. Récemment, une controverse est apparue sur l'existence du mass step après les résultats de DES, qui trouve un mass step de  $0.025 \pm 0.018$  (ABBOTT et al., 2019). Cependant, cette analyse repose sur la méthode *BEAMS with Bias Corrections* (BBC) (KESSLER et al., 2017) basée sur la correction des biais par simulation en utilisant le modèle SALT2. Cette méthode pourrait affecter la mesure du mass step qui devrait tout de même être présent car lié à de la variabilité non prise en compte par SALT2. Une analyse plus récente des données DES (SMITH et al., 2020) donne cependant un mass step plus important de  $0.04 \pm 0.019$  après une combinaison de mesures photométriques actualisées et d'historiques de formation stellaire améliorés.

Échantillon	$\sigma_{int}$
JLA	0,106
Low z	0,12
SDSS	0,11
SNLS	0,08
HST	0,11

TABLE 2.1 – Valeurs de  $\sigma_{int}$  déterminées pour chaque sous-échantillon (BETOULE et al., 2014).

### 2.3.2 Dispersion intrinsèque des résidus au diagramme de Hubble

La seconde limite qui montre qu’une standardisation stretch-couleur n’est pas complète est qu’il reste une dispersion intrinsèque des résidus au diagramme de Hubble. Ceci se traduit notamment par l’obtention d’un  $\chi^2$  par degré de liberté nettement supérieur à 1 après ajustement. La relation (2.6) ne modélise donc pas toute la variabilité de luminosité des SNIa et il reste donc des sources de variabilité inconnues. La modélisation de cet effet se réalise par l’introduction d’une incertitude supplémentaire appelée  $\sigma_{coh}$  dans l’analyse de BETOULE et al. (2014) et  $\sigma_{int}$  dans ce document. Elle est déterminée par la méthode du *Restricted Maximum Likelihood* (REML) donnée par la formule suivante :

$$REML = \sum_i w_i (\mu_i - \bar{\mu})^2 - \sum_i \log(w_i) + \log \left( \sum_i w_i \right) \quad (2.7)$$

où  $i$  correspond à une SNIa,  $w_i = C_{ii}^{-1}$  sont les termes diagonaux de l’inverse de la matrice de covariance,  $\mu_i$  est donné par la relation (2.6). L’équation 2.7 néglige les termes non-diagonaux car l’incertitude est dominée par  $\sigma_{int}$ . Celui-ci intervient en effet à l’intérieur des termes diagonaux  $C_{ii}$  qui se décomposent ainsi :

$$C_{ii} = C_{ii}^0 + \sigma_{int} \quad (2.8)$$

$\bar{\mu}$  est déterminé par minimisation du  $\chi^2$  en tenant alors compte de  $\sigma_{int}$ . BETOULE et al. (2014) l’ont ainsi déterminé pour chaque sous-échantillon (SNLS/SDSS/Low z/HST) donné par la table 2.1. De plus, la non-linéarité de certains phénomènes comme la formation spectrale n’est pas prise en compte dans un modèle linéaire tel que SALT2. En effet, BRANCH et al. (2009) montre que la raie Si<sub>II</sub>  $\lambda$ 6355 varie non-linéairement avec Si<sub>II</sub>  $\lambda$ 5972. Ces effets non-linéaires peuvent apporter de la variabilité non modélisée par SALT2 et donc se traduire par de la dispersion intrinsèque des résidus au diagramme de Hubble. Cependant, même si les effets non-linéaires apportent de la variabilité sur les spectres, il est possible que ces effets ne soient pas détectables en bande large.

Le modèle de SED *SUpernova Generator And Reconstructor* (SUGAR) établi par LÉGET et al. (2020) est basé sur des indicateurs spectraux qui sont des indicateurs non-linéaires. Cette méthode peut donc permettre d’apporter une partie de la contribution de la non-linéarité dans un modèle de SED linéaire. Nous verrons notamment

dans les chapitres suivants l'impact de ce modèle sur la dispersion intrinsèque des résidus au diagramme de Hubble suivant différents lots de SNIa.

## 2.4 Reproduction d'une analyse cosmologique existante

Pour étudier l'impact d'un nouveau modèle de SED sur une analyse cosmologique, la première étape fut de reproduire une analyse existante pour l'adapter au nouveau modèle par la suite. En effet, tous les détails de ce type d'analyse n'étant pas publiques, cette étape nous permet de discriminer tous les éléments dont on peut se servir de ceux qu'il faudra adapter au nouveau modèle. De plus, les analyses les plus récentes telles que SCOLNIC et al. (2018a) ou ABBOTT et al. (2019) utilisent la méthode BBC qui est controversée notamment à cause de la disparition du mass step alors que celui-ci est lié au modèle utilisé pour la standardisation. Nous avons donc fait le choix de reproduire *the Joint Light-curves Analysis* (JLA) établi par BETOULE et al. (2014) car l'un des objectifs de notre analyse sera d'étudier l'impact de SUGAR sur des données à haut redshift.

### 2.4.1 The Joint Lightcurve Analysis

Les données JLA contiennent 740 SNIa<sup>1</sup> avec des redshifts compris entre 0,009 et 1,3. Elles viennent de différentes sources :

- 118 SNIa ( $0,009 < z < 0,09$ )(Low  $z$ ) viennent de plusieurs relevés mesurant des SNIa à bas redshift ;
- 374 SNIa viennent du relevé *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) ( $0,03 < z < 0,42$ ) avec la caméra SDSS (GUNN et al., 1998) du télescope SDSS de 2,5m à l'*Apache Point Observatory*(APO) ;
- 239 SNIa viennent du relevé *SuperNova Legacy Survey* (SNLS) ( $0,1 < z < 1,07$ ) prises avec l'instrument MegaCam du Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) ;
- 9 SNIa observées par le *Hubble Space Telescope* (HST) ( $0,83 < z < 1,3$ ) avec l'*Advanced Camera for Surveys* de l'instrument NICMOS.

Pour ces 740 SNIa, nous disposons du redshift dans le référentiel du CMB  $z_{CMB}$ , du redshift dans le référentiel héliocentrique  $z_{hel}$ , de la masse de la galaxie hôte, des matrices de covariance utilisées dans BETOULE et al. (2014) que nous étudierons dans les sections suivantes et des paramètres SALT2 des courbes de lumière qui viennent de l'ajustement de celles-ci avec le modèle par le logiciel SNFIT (GUY et al., 2007, BETOULE et al., 2014). Le dernier paramètre mis à disposition est la magnitude apparente dans la bande B au maximum de luminosité  $m_B$  obtenue par intégration du modèle de SED ajusté dans la bande B de SNLS et dans le référentiel de la SNIa. Il faut néanmoins noter que  $m_B$  fourni par ces données est corrigé de la contribution du référentiel héliocentrique et du biais de Malmquist. Ce biais vient du fait que pour

---

1. Données publiques : [http://supernovae.in2p3.fr/sdss\\_snls\\_jla/ReadMe.html](http://supernovae.in2p3.fr/sdss_snls_jla/ReadMe.html)

les hauts redshifts, seules les SNIa les plus lumineuses sont observées (MALMQUIST, 1922), ce qui crée un biais dans le diagramme de Hubble.  $m_B$  fourni par BETOULE et al. (2014) est donnée par :

$$m_{BJLA} = m_{Bsnfit} + \text{biascor} - 5 \log_{10} \left( \frac{1 + z_{hel}}{1 + z_{cmb}} \right) \quad (2.9)$$

où  $\text{biascor}$  est la correction due au biais de Malmquist et  $m_{Bsnfit}$  est la magnitude apparente au maximum dans la bande B déterminée à partir de l'équation 2.3.

### 2.4.2 Reproduction d'un diagramme de Hubble

Nous disposons donc pour chaque SNIa du module de distance expérimentale standardisé par la relation de Tripp (2.6) à une constante près et du module de distance théorique donné par :

$$\mu_{th} = 5 \log_{10}(d_l) - 5 \quad (2.10)$$

où  $d_l$  est donné par l'équation 1.18 à la différence que  $z_{hl}$  est remplacé par  $z_{cmb}$  car  $m_B$  de l'équation 2.9 est corrigée de la contribution du référentiel héliocentrique. Construire un diagramme de Hubble revient donc à minimiser le  $\chi^2$  donné par la fonction suivante (BETOULE et al., 2014) :

$$\chi^2 = [\mu - \mu_{th}(z_n, \Omega_m)]^\dagger C^{-1} [\mu - \mu_{th}(z_n, \Omega_m)] \quad (2.11)$$

avec  $C$  la matrice de covariance que nous allons étudier dans la section suivante. Dans cette notation  $\mu$  et  $\mu_{th}$  sont donnés par les équations (2.6) et (2.10) pour chaque SNIa. Pour minimiser cette fonction, nous avons utilisé la librairie *iminuit* et notamment la fonction MIGRAD qui trouve le minimum d'une fonction par une méthode de minimisation à métrique variable. Pour chaque SNIa, nous connaissons donc les valeurs de  $m_B$ ,  $X_1$ ,  $C$  et leur redshift. Cette minimisation nous permet donc de déterminer le jeu de paramètres  $M_B$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\Delta M$  de l'équation 2.6 ainsi que les paramètres cosmologiques présents dans l'équation 1.18. Pour le modèle  $\Lambda$ CDM, le seul paramètre à déterminer est  $\Omega_M$  car on fixe  $\Omega_\Lambda$  par la relation de fermeture,  $\Omega_K$  étant nul. La table 2.2 montre que nous arrivons à reproduire les résultats de BETOULE et al. (2014). De plus ces paramètres nous ont permis de reproduire le diagramme de Hubble de la figure 2.6.

### Étude de la matrice de covariance

La matrice de covariance (740 x 740) est donnée par l'équation suivante :

$$C = AC_\eta A^\dagger + \text{diag} \left( \frac{5\sigma_z}{z \log(10)} \right)^2 + \text{diag}(\sigma_{lens}^2) + \text{diag}(\sigma_{int}^2) \quad (2.12)$$

$\sigma_{int}$  est la dispersion intrinsèque.  $\sigma_{lens}$  est l'incertitude liée aux variations de luminosité dues aux lentilles gravitationnelles. En effet, les SNIa les plus éloignées peuvent subir les effets du lentillage gravitationnel par les structures d'avant plan. Les valeurs prises pour  $\sigma_{lens}$  sont égales à  $0,55z$ . Cette relation a été déterminée par JÖNSSON et al. (2010) qui ont ajusté la dispersion des SNIa due aux lentillages gravitationnels par

	Résultats obtenus	Résultats BETOULE et al. (2014)
$\chi^2 / \text{d.o.f}$	0.93	0.93
$\chi^2$	682.89	682.9
$\Omega_M$	$0.295 \pm 0.033$	$0.295 \pm 0.034$
$\alpha$	$0.141 \pm 0.007$	$0.141 \pm 0.006$
$\beta$	$3.101 \pm 0.081$	$3.101 \pm 0.075$
Mb	$-19.05 \pm 0.02$	$-19.05 \pm 0.02$
$\Delta M$	$-0.070 \pm 0.022$	$-0.070 \pm 0.023$

TABLE 2.2 – Comparaison de nos résultats avec ceux de BETOULE et al. (2014) pour le modèle  $\Lambda$ CDM.

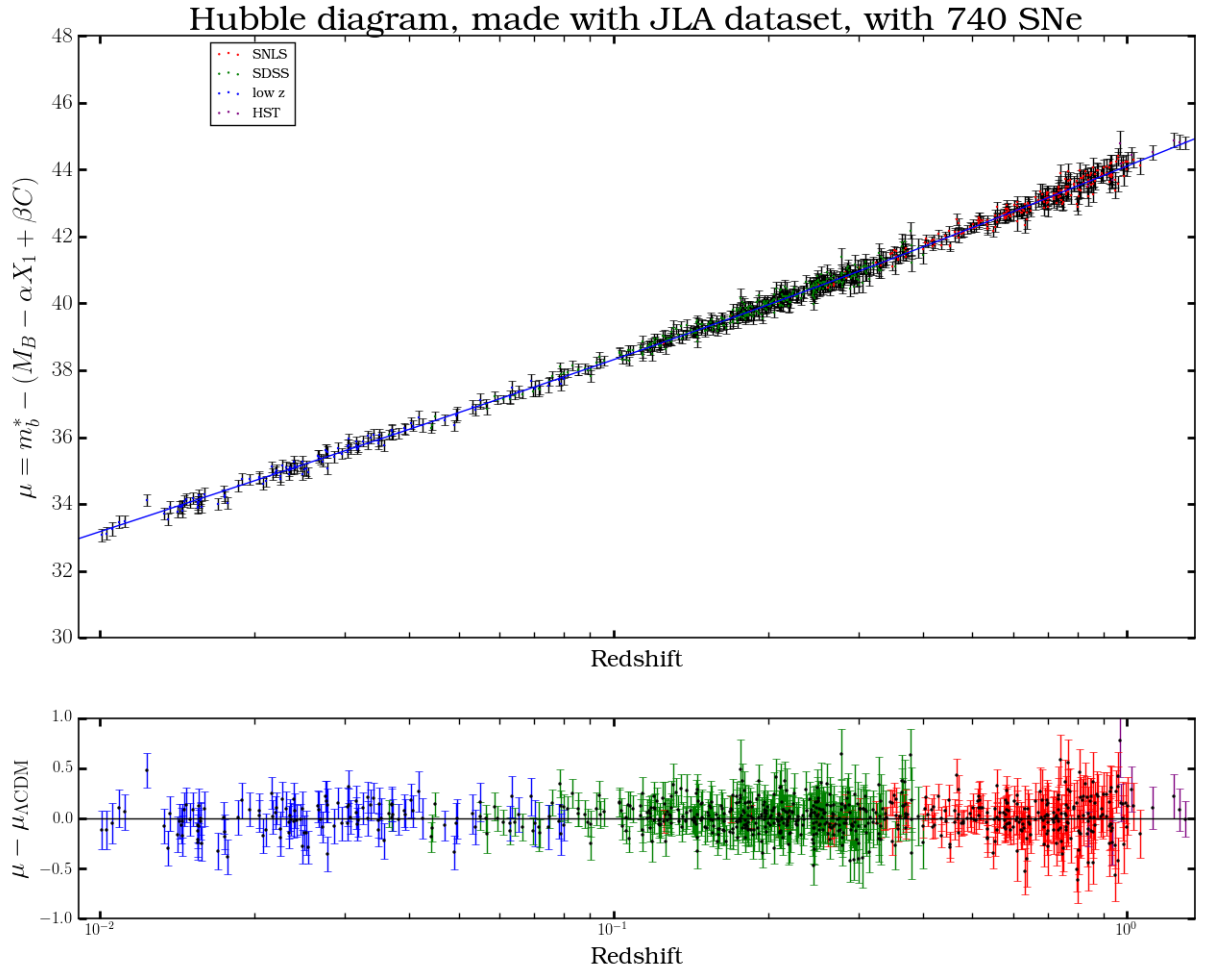


FIGURE 2.6 – Diagramme de Hubble reproduit avec les données JLA. Sur le graphe du bas se trouvent les résidus au diagramme de Hubble.

une loi linéaire. Cette relation linéaire était prédite à l'aide de simulation par HOLZ et al. (2005). Le deuxième terme de l'équation (2.12) est l'incertitude sur le redshift due aux vitesses particulières des galaxies. BETOULE et al. (2014) prennent pour cela :  $c\sigma_z = 150 \text{ km.s}^{-1}$ .

$A$  est une matrice définie par l'équation :

$$\mu = A\eta - M_B \quad (2.13)$$

où  $\eta$  est le vecteur  $(m_{B,i}, X_{1,i}, C_i, \dots)$  avec  $i$  correspondant à chaque SNIa donc dans notre cas  $i$  va de 1 à 740.  $\mu$  est le vecteur dont les composantes sont les modules de distance de chaque SNIa. La matrice  $C_\eta$  (2220) est donnée par l'équation suivante dans BETOULE et al. (2014) :

$$C_\eta = C_{stat} + C_{cal} + C_{model} + C_{bias} + C_{dust} + C_{host} + C_{nonIa} + C_{pecvel} \quad (2.14)$$

Chaque matrice est de taille  $N^2M^2$  où  $N$  est le nombre de paramètres, 3 dans notre cas  $(m_B, X_1, c)$  et  $M$  est le nombre de SNIa. Ces matrices sont les suivantes :

- $C_{stat}$  contient deux sources d'erreurs statistiques : d'une part la covariance entre paramètres liée à l'ajustement des courbes de lumière par SALT2, et d'autre part un terme covariant entre toutes les SNIa provenant de l'incertitude sur le modèle SALT2 ;
- La matrice  $C_{cal}$  représente l'erreur due à la calibration. Elle est définie par :

$$C_{cal} = JC_\kappa J^\dagger \quad (2.15)$$

où  $\kappa$  représente les paramètres de calibration et  $J = \delta\eta/\delta\kappa$  avec  $\eta = (m_{B,n}, X_{1,n}, C_n)$  et  $n$  correspondent à une SNIa ;

- $C_{dust}$  correspond à l'erreur due à l'extinction par les poussières de notre Voie Lactée ;
- $C_{host}$  est l'incertitude due à la correction *mass step* introduite dans la section 2.3.1. Pour cette matrice il n'existe que des termes de covariance qui viennent du fait que la masse limite entre l'ajout ou non d'un terme correctif *mass step* est arbitraire. Ce qui implique que pour deux SNIa d'une masse proche de cette limite il existe un terme de covariance dû au choix arbitraire de celle-ci ;
- $C_{bias}$  est l'incertitude liée à la détermination du biais de Malmquist ;
- $C_{model}$  correspond à l'erreur due à l'impact de la procédure d'entraînement de SALT2 sur l'analyse cosmologique. La construction de cette matrice a été faite par BETOULE et al., 2014 en évaluant cette procédure par des simulations Monte-Carlo ;
- $C_{nonIa}$  et  $C_{pecvel}$  viennent des erreurs dues à la contamination du diagramme de Hubble par des objets qui ne sont pas des SNIa et de l'erreur liée à la correction des vitesses particulières.

Les matrices qui dépendent du modèle de SED utilisé pour la standardisation sont  $C_{model}$ ,  $C_{bias}$ ,  $C_{cal}$ ,  $C_{dust}$ , et une partie de  $C_{stat}$ . Elles ne seront pas utilisés dans cette analyse mais qui devront être déterminés pour SUGAR par la suite.

### 2.4.3 Reproduction des contours de confiance

Le dernier élément nécessaire pour la suite de notre étude est la reproduction des contours de confiance dans les plans  $\Omega_M, \Omega_\Lambda$  et  $\Omega_M, w$ . Comme dit précédemment,



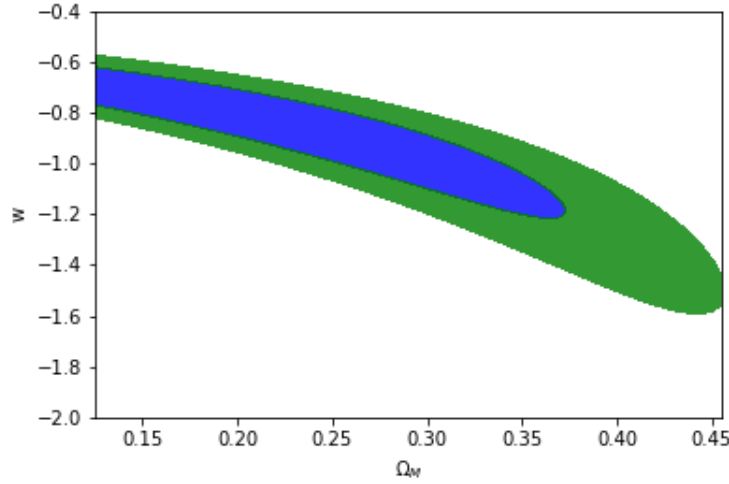


FIGURE 2.7 – Contours de confiance à 68% et 95% reproduits selon l’analyse de BETOULE et al. (2014) dans le plan  $\Omega_M, w$ .

la métrique sur la précision des paramètres cosmologiques est donnée par l’aire des contours de confiance. L’un de nos objectifs sera d’étudier l’impact de SUGAR sur ces contours après reproduction d’une analyse cosmologique avec JLA. Nous avons donc reproduit dans un premier temps les contours de BETOULE et al. (2014) en utilisant une méthode similaire à celle employée dans leur analyse qui consiste à produire une carte du  $\chi^2$  dans les deux différents espaces où chaque point peut être calculé séparément ce qui permet de paralléliser chaque calcul. Les résultats sont présentés figures 2.7 et 2.8 et sont quasi-identiques aux contours obtenus par BETOULE et al. (2014), présentés figures 1.3 et 1.5.

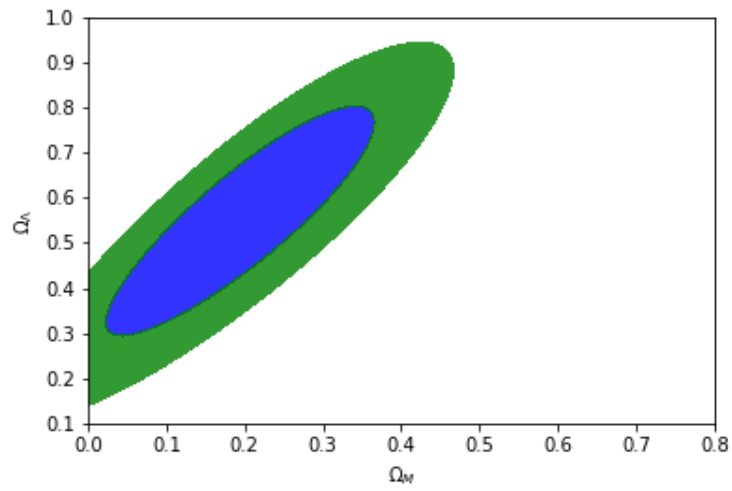


FIGURE 2.8 – Contours de confiance à 68% et 95% reproduits selon l'analyse de BETOULE et al., 2014 dans le plan  $\Omega_M, \Omega_\Lambda$ .



## Chapitre 3

# Le modèle SUPernova Generator and Reconstructor

Nous avons vu au chapitre précédent que le modèle SALT2, avec sa description en stretch et en couleur, semble insuffisant pour décrire la variabilité des SNIa. L'expérience *the Nearby Supernova Factory* (SNf, ALDERING et al., 2002) avait pour projet d'acquérir à l'aide d'un spectrographe à champ intégral, SNIFS, le spectre de 300 SNIa proches ( $z < 0,15$ ) à différentes phases. L'un des buts du projet était d'améliorer les méthodes de modélisation de la variabilité des SNIa. Deux nouveaux modèles de SED ont été conçus à partir de ces données : *the SuperNova Empirical MOdels* (SNEMO, SAUNDERS et al., 2018) et le modèle *the SUPernova Generator And Reconstructor* (SUGAR, LÉGET et al., 2020) auquel ce document est consacré. Ces deux modèles montrent notamment que la variabilité intrinsèque doit être décrite par au moins trois paramètres. Ce chapitre va décrire la construction du modèle SUGAR ainsi que ses premiers résultats après son utilisation pour l'ajustement des spectres SNf. Nous décrirons par la suite la méthode utilisée dans ce document pour adapter ce modèle pour l'ajustement de données photométriques.

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>The Nearby Supernova Factory . . . . .</b>	<b>50</b>
3.1.1	Recherche des SNIa . . . . .	50
3.1.2	Le <i>Supernova Integral Field Spectrograph</i> (SNIFS) . . . . .	50
<b>3.2</b>	<b>Construction du modèle SUGAR . . . . .</b>	<b>51</b>
3.2.1	Indicateurs spectraux et analyse en facteurs . . . . .	51
3.2.2	Estimation de la loi d'extinction . . . . .	54
3.2.3	Estimation du modèle SUGAR . . . . .	56
3.2.4	Résultats obtenus après l'ajustement des spectres SNF . . .	56
<b>3.3</b>	<b>Méthodologie pour adapter SUGAR à des données photométriques . . . . .</b>	<b>61</b>

---

## 3.1 The Nearby Supernova Factory

La mesure de l'accélération de l'expansion de l'univers par PERLMUTTER et al. (1999) fut limitée par le faible nombre de SNIa à bas redshift (seulement 18 contre 42 SNIa lointaines). Cette différence est due à un effet de volume car pour la même région du ciel, une plus grande profondeur implique un plus grand volume scanné. Les SNIa proches sont cependant essentielles car elles permettent la contrainte du terme  $LH_0^2$  de l'équation 1.29 et donc d'ancrer le diagramme de Hubble à bas redshift. C'est dans ce cadre qu'est née l'expérience *the Nearby Supernova Factory* (SNf, ALDERING et al., 2002) dont la mesure des spectres de ces SNIa proches à différentes phases devait aussi permettre une étude approfondie de la variabilité des SNIa.

### 3.1.1 Recherche des SNIa

La première étape pour effectuer un relevé d'objets transitoires est la détection de ces objets. Le faible volume sondé dans le cadre de la recherche des SNIa proches est la principale contrainte pour la détection de ces phénomènes. Une première stratégie utilisée, notamment par la collaboration CfA (HICKEN et al., 2009), était de sonder uniquement les amas de galaxies car le nombre de SNIa est optimisée par la forte densité de matière observée. Cependant, cette stratégie peut entraîner un biais de sélection car les SNIa détectées appartiennent en moyenne à un type d'environnement particulier. Pour éviter ce biais, la stratégie choisie par la collaboration SNf est une stratégie dite non ciblée. Elle consiste à scanner 500 degrés carré du ciel chaque soir avec le télescope de 1,2 m du mont Palomar (RABINOWITZ et al., 2003). Après 2008 et la fin du programme de ce télescope, le suivi spectroscopique a été effectué d'une part pour des SNIa dont l'alerte a été rendue publique et d'autre part pour des détections de la collaboration *Palomar Transient Factory* (LAW et al., 2009). Par la suite, l'observation d'un premier spectre est utilisée pour déterminer le type de l'objet. S'il s'agit d'une SNIa, la collaboration doit déterminer s'il faut effectuer ou non un suivi de cet objet. En effet, pour obtenir une SNIa de qualité, il faut au moins obtenir un point proche du maximum de luminosité et que cette SNIa soit à une position qui permette un suivi sur plusieurs dizaines de jours. Les contraintes liées à la détection rendent difficile l'obtention de points avant le maximum de luminosité ce qui, comme nous le verrons par la suite, rend la description du modèle SUGAR imprécise aux premières phases.

### 3.1.2 Le *Supernova Integral Field Spectrograph* (SNIFS)

Les spectres SNf sont obtenus avec le spectrographe à champ intégral *The Supernova Integral Field Spectrograph* (SNIFS, LANTZ et al., 2004, PEREIRA et al., 2013, BUTON et al., 2013, COPIN, 2013, GANGLER, 2011) installé sur le télescope de 2,2 m de l'Université d'Hawaii au sommet du Mauna Kea. Ce spectrographe à champ intégral est de type TIGRE (BACON et al., 1995) et les données récoltées dites "cubes" sont en trois dimensions, dont deux spatiales donnant une grille où chaque point que l'on nomme spaxel est associé à un spectre qui forme la troisième dimension. Le champ de vue d'une taille 6,4"×6,4" est subdivisé grâce à un réseau 15×15 de micro-lentilles. La spectroscopie est effectuée sur une voie bleue qui couvre les longueurs d'onde de 3200

à 5200 Å avec une résolution de 5,2 Å et une voie rouge de 5100 à 10000 Å avec une résolution de 7,2 Å.

## 3.2 Construction du modèle SUGAR

La construction du modèle SUGAR a été effectuée par LÉGET et al. (2020). Elle nécessite plusieurs étapes qui seront résumées dans cette section. En effet, un modèle de SED pour les SNIa se base sur des paramètres qui permettent une description de la variabilité de l'objet. Il faut donc, tout d'abord trouver des paramètres pertinents permettant cette description, et ensuite entraîner le modèle avec un lot de données. Le modèle de SED SUGAR a été ainsi construit sur l'intervalle en phase de -12 jours avant le maximum à +48 jours après le maximum. Ce modèle a été construit à partir de 105 SNIa de la production SNf CABALLO2 rebinnée à 1500 kms<sup>-1</sup> entre 3254Å et 8649Å (PIERRE-FRANÇOIS LEGET, 2016).

### 3.2.1 Indicateurs spectraux et analyse en facteurs

Les indicateurs spectraux permettent une description non-linéaire de la variabilité des spectres des SNIa. Les indicateurs choisis par LÉGET et al. (2020) sont quasi-indépendants du rougissement dû à l'extinction par les poussières et permettent de séparer la variabilité intrinsèque de la variabilité extrinsèque pour reproduire une analyse similaire à celle effectuée par CHOTARD et al. (2011). Les deux types d'indicateurs ainsi choisis sont les minimums des profils p-cygni caractéristiques des enveloppes en expansion comme le montre la figure 3.1, et les pseudo-largeurs équivalentes des raies que l'on appellera *pEW*. Ces *pEW* sont définies par l'aire de la raie en absorption

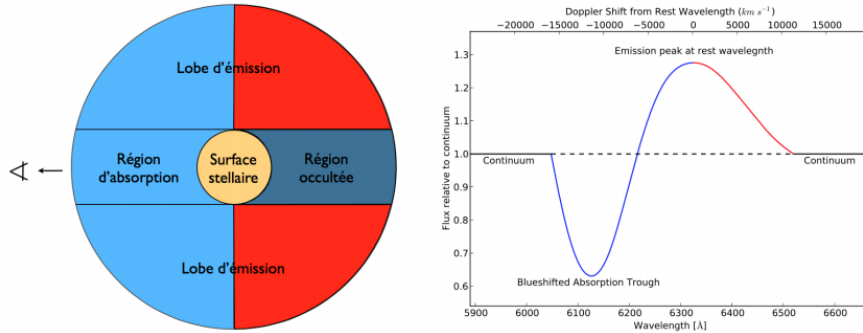


FIGURE 3.1 – Illustration d'un profil p-cygni (CHOTARD et al., 2011). La partie en émission vient de l'émission globale de la coquille et la partie en absorption vient de la contribution de la ligne de visée.

normalisée par le flux du pseudo-continuum  $\phi_c$  d'après la relation :

$$pEW = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left( 1 - \frac{\phi_{\lambda}(\lambda)}{\phi_c(\lambda)} \right) d\lambda \quad (3.1)$$

### 3.2. CONSTRUCTION DU MODÈLE SUGAR

où  $\phi_\lambda$  est le flux du spectre à la longueur d'onde  $\lambda$ ,  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont les positions des longueurs d'onde délimitant la raie en absorption et  $\phi_c$  le flux du pseudo-continuum défini par une interpolation linéaire entre  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ . La figure 3.2 donne les 9  $pEW$  et les 4 minima des profil p-cygni utilisés dans cette analyse. Ces indicateurs sont corrélés entre eux et rendent donc l'information redondante dans l'espace à 13 paramètres. L'une des premières étapes pour la construction du modèle est donc de réduire la

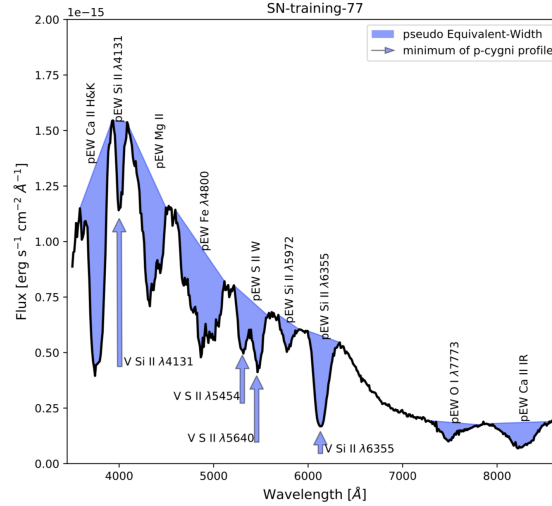


FIGURE 3.2 – Les 9 pseudo-largeurs équivalentes de raie et les 4 minimums de profil p-cygni qui ont servi à la construction de SUGAR PIERRE-FRANÇOIS LEGET, 2016

dimensionnalité de cet espace. La méthode utilisée pour effectuer cette étape est l'analyse en facteurs (SPEARMAN, 1904) qui est une variante de l'analyse en composante principale (PCA, PEARSON, 1901). Cette dernière méthode consiste à diagonaliser la matrice de covariance d'un lot de données et de les projeter dans la base des vecteurs propres ainsi obtenus. Dans ce nouvel espace, les variables ne sont pas corrélées entre elles. A la différence d'une simple PCA, l'analyse en facteurs tient compte de la variance causée par l'incertitude de mesure et c'est pour cela qu'elle a été choisie dans le cadre de l'analyse de LÉGET et al. (2020). Comme le montre la figure 3.3, les deux premiers vecteurs dominent la variabilité dans l'espace des indicateurs spectraux.

La Figure 3.4 montre la corrélation de ces vecteurs avec les indicateurs spectraux. Le premier vecteur est corrélé principalement au  $pEW$  à l'exception des raies  $Ca_{II}$  H&K et  $Si_{II}W$ . Le second vecteur est corrélé avec les minima des profil p-cygni et les  $pEW$   $Ca_{II}$  H&K et  $Si_{II}W$ . Le troisième vecteur est fortement corrélé uniquement avec la raie  $Si_{II}\lambda 5972$ . La comparaison de ces vecteurs avec les paramètres de SALT2 (Figure 3.5) montre que les vecteurs  $q_1$  et  $q_3$  sont corrélés avec  $x_1$  et  $q_2$  avec aucun de ces paramètres. De ce fait, le stretch décrit par SALT2 est composite de deux différentes sources de variabilité intrinsèque données par  $q_1$  et  $q_3$ .

Nous verrons dans les chapitres suivants l'évolution de ces différents paramètres avec le redshift et si cela impacte la cosmologie. Le choix du nombre de vecteurs mis dans l'entraînement de SUGAR a été réalisé en regardant combien de vecteurs suffisent pour obtenir la reconstruction optimale de la SED complète toutes phases

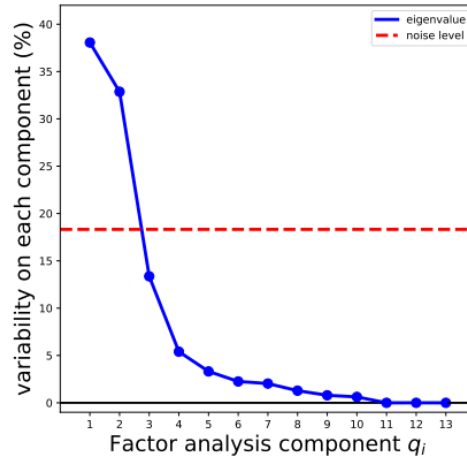


FIGURE 3.3 – Importance relative des valeurs propres associées aux vecteurs propres. La contribution du bruit en pointillé rouge doit être prise en compte dans le total des contributions.

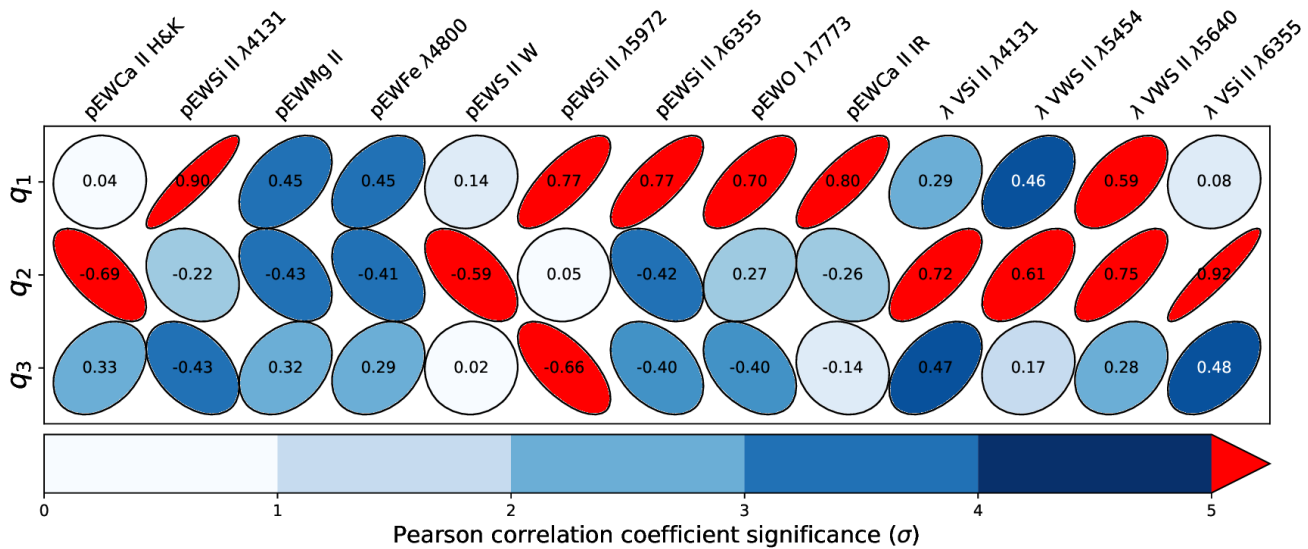


FIGURE 3.4 – Coefficients de corrélation linéaire entre les indicateurs spectraux et les 3 premiers vecteurs de l'analyse en facteur.



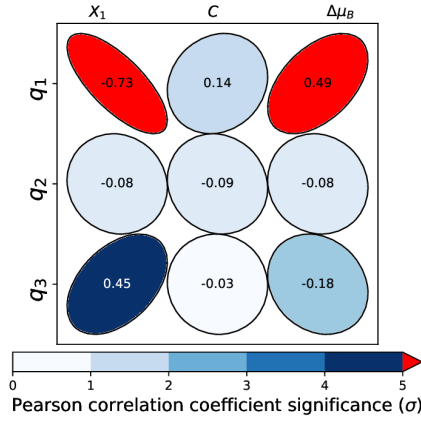


FIGURE 3.5 – Coefficients de corrélation linéaire entre les paramètres SALT2 et les 3 premiers vecteurs de l’analyse en facteur.

confondues. Le critère utilisé a été le  $wRMS$  des résidus en longueur d’onde toutes phases confondues défini par :

$$wRMS = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N r_i^2 w_i^2}{\sum_{i=1}^N w_i^2}} \quad (3.2)$$

où  $N$  est le nombre total de points,  $r$  le résidu entre le modèle et la mesure  $i$ ,  $w$  est l’inverse de la variance de la mesure  $i$ . La figure 3.6 montre ainsi qu’il suffit alors de 3 vecteurs pour obtenir ces performances optimales. L’ajout d’un quatrième vecteur améliore légèrement les performances dans l’UV, mais la variabilité décrite par ce dernier est noyée dans le bruit (Figure 3.3) et il est donc plus prudent de ne pas l’utiliser.

#### 3.2.2 Estimation de la loi d’extinction

Après la description de la variabilité intrinsèque, l’analyse de LÉGET et al. (2020) propose de décrire la variabilité extrinsèque en généralisant la procédure décrite par CHOTARD et al. (2011). Cette procédure permet de déduire une loi d’extinction  $\gamma_\lambda$  dépendant de la longueur d’onde indépendante de la variabilité intrinsèque définie par  $A_\lambda = \gamma_\lambda A_{\lambda_0}$ . Cette loi a été ajustée pour chaque valeur de  $\lambda$  sur l’ensemble des 105 SNIa du lot d’entraînement en fixant arbitrairement  $\gamma_{\lambda_0}$ . Pour ce faire, cette méthode propose donc d’estimer le modèle de SED pour une supernova donnée  $i$  au maximum de luminosité, donné par l’équation suivante :

$$M_{\lambda,i} = M_{\lambda,0} + \sum_{j=1}^3 q_i^j \alpha_\lambda^j + A_{\lambda_0,i} \gamma_\lambda \quad (3.3)$$

où  $M_{\lambda,0}$  est la magnitude du spectre moyen sur le lot d’entraînement,  $q_i$  sont les projections des indicateurs spectraux sur la base des facteurs de la PCA,  $\alpha_{\lambda,i}$  sont les coefficients directeurs liés à la variation des  $q_i$ ,  $A_{\lambda_0,i}$  et  $\gamma_\lambda$  sont respectivement

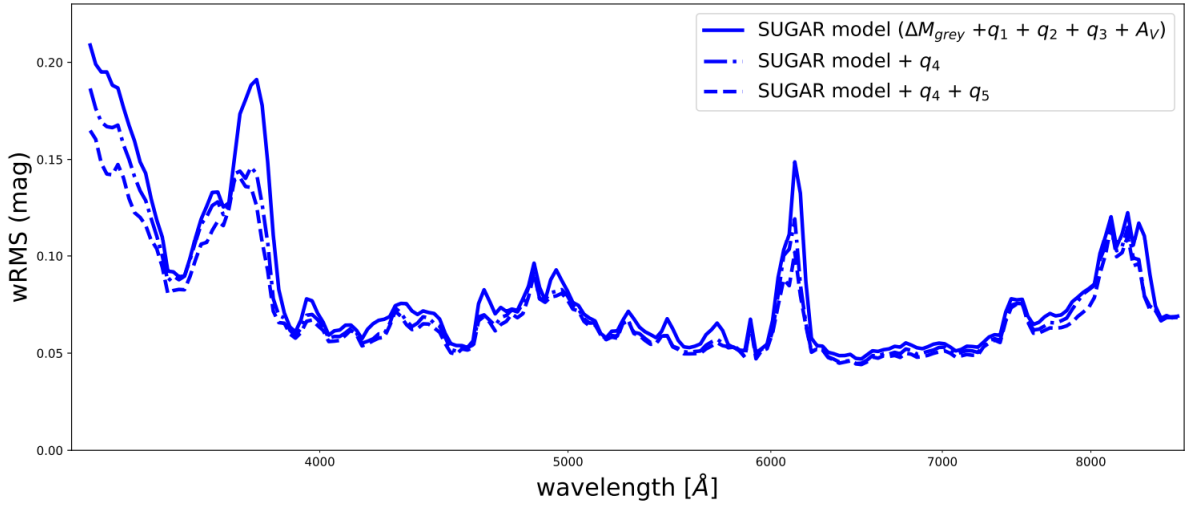


FIGURE 3.6 – wRMS des résidus entre les spectres des SNIa de l’entraînement et le modèle de SED SUGAR en fonction de la longueur d’onde pour les 3 différents modèles (LÉGET et al., 2020)

l’absorption à la longueur d’onde de référence  $\lambda_0$  fixée à  $5340\text{\AA}$  dans cette analyse et une loi d’extinction dont le profil en  $\lambda$  est laissée libre. En pratique, une fenêtre de  $\pm 2,5$  jours autour du maximum a été utilisée. Les inconnues de cette équation sont pour l’ensemble du lot :  $M_{\lambda,0}$  ;  $\alpha_{\lambda}^j$  ;  $\gamma_{\lambda}$  et les  $A_{\lambda_0,i}$  pour chaque SNIa. Leur détermination a été effectuée par une régression orthogonale des distances. Cette méthode est une généralisation de la régression linéaire dans le cas où il y a une erreur de mesure sur l’équivalent de l’axe des abscisses. Elle est décrite plus précisément dans LÉGET et al. (2020) et une revue détaillée sur ce type de méthode est donnée dans BOGGS et al. (1990). Cela revient à minimiser le  $\chi^2$  suivant :

$$\chi^2 = \sum_i [(x_i - h_i)^T W_{x_i} (x_i - h_i) + (M_i - Ah_i)^T W_{M_i} (M_i - Ah_i)] \quad (3.4)$$

où les vecteurs  $x_i$  sont les vecteurs qui contiennent les facteurs de la SNIa  $i$  :

$$x_i^T = (0, 0, q_i^1, q_i^2, q_i^3) \quad (3.5)$$

Les vecteurs  $h_i$  contiennent les projections orthogonales  $h_i^j$  des vecteurs  $q_i^j$ , les termes d’absorption  $A_{\lambda_0,i}$ , ainsi qu’une constante :

$$h_i^T = (1, A_{\lambda_0,i}, h_i^1, h_i^2, h_i^3) \quad (3.6)$$

$A$  est une matrice qui contient :

$$A = (M_0, \gamma_{\lambda}, \alpha_{\lambda}^1, \alpha_{\lambda}^2, \alpha_{\lambda}^3) \quad (3.7)$$

$W_{x_i}$  est la matrice de poids des  $x_i$  correspondant à l’inverse de la covariance de la mesure  $q_i$  et  $W_{M_i}$  est la matrice de poids de la SNIa  $i$  décrivant l’incertitude sur la

mesure des  $M_{\lambda_i}$ . Une fois  $\gamma_\lambda$  estimé, une correspondance directe avec une loi d'extinction de type CARDELLI et al. (1989) (équation 2.2) peut être faite car l'information contenue est indépendante de la variabilité intrinsèque. Pour cela, un ajustement de la loi CARDELLI et al. (1989) en laissant  $R_V$  comme paramètre libre a été effectué à partir du  $\gamma_\lambda$  précédemment obtenu sur le même lot d'entraînement. La valeur de  $R_V$  ainsi obtenue est de 2,6. Pour la construction du modèle LÉGET et al. (2020) a donc utilisé par la suite la loi CARDELLI et al. (1989) ainsi obtenue avec un  $R_V = 2,6$ . Il s'agit donc d'une valeur représentative de ce lot et il est possible que la valeur moyenne observée sur un autre lot dans d'autres conditions soit différentes.

#### 3.2.3 Estimation du modèle SUGAR

A la différence de la SED construite précédemment, la SED qui sera construite à cette étape ne sera pas uniquement établie au maximum mais sur un intervalle de phase de 60 jours. C'est pour cela que la dernière étape avant la construction du modèle SUGAR est l'interpolation en temps des données de l'entraînement qui est effectuée dans LÉGET et al. (2020) par des processus gaussiens. A partir de toutes ces étapes, l'écriture de l'équation du modèle SUGAR en magnitude AB pour une SNIa à la phase  $\phi$  est donnée par :

$$M_{\phi,\lambda} = M_{\phi,\lambda,0} + \sum_{i=1}^3 q_i \alpha_{\phi,\lambda,i} + A_V \gamma_\lambda + \Delta M_{gr} \quad (3.8)$$

où les  $\alpha_{\phi,\lambda,i}$  sont les nouveaux coefficients directeurs liés à la variation des  $q_i$ ,  $A_V$  est l'absorption dans la bande V et  $\gamma_\lambda$  est la loi d'extinction CARDELLI et al. (1989) déterminée dans la section précédente avec un  $R_V = 2,6$ ,  $\Delta M_{gr}$  est un terme indépendant de la longueur d'onde qui est lié à la distance de la SNIa. La loi d'extinction étant déterminée au maximum de luminosité, les seules inconnues restantes sont  $M_{\phi,\lambda,0}$  la magnitude du spectre moyen et les coefficients  $\alpha_{\phi,\lambda,i}$  qui sont déterminés par la méthode de régression orthogonale des distances décrites à la section précédente, donnant ainsi un modèle complet de SED. L'impact des trois vecteurs  $\alpha_{\phi,\lambda,i}$  sur les courbes de lumière moyennes du lot d'entraînement de SUGAR dans différentes bandes synthétiques sont données respectivement par les figures 3.7, 3.8 et 3.9. Le vecteur lié à  $q_1$  a un impact global sur les courbes de lumière et sur la couleur. En effet  $q_1$  étant fortement corrélé à  $x_1$ , il était attendu qu'il ait un impact aussi important que le stretch sur les courbes de lumière. Les effets liés à  $q_2$  sont nettement plus faibles que ceux liés à  $q_1$ . Nous verrons par la suite que le faible impact de  $q_2$  sur les courbes de lumière rend particulièrement difficile sa détermination lors d'un ajustement photométrique. Enfin les effets liés à  $q_3$  sont plus faibles que ceux de  $q_1$  dans l'espace des couleurs et au niveau du maximum des courbes de lumière mais importants au niveau des extrémités des courbes de lumière.

#### 3.2.4 Résultats obtenus après l'ajustement des spectres SNF

Une fois le modèle de SED établi, il peut être directement utilisé pour ajuster des données spectroscopiques par la méthode de minimisation de  $\chi^2$  afin d'obtenir les paramètres SUGAR ( $q_1, q_2, q_3, A_V$ ) que l'on utilisera pour la standardisation de la

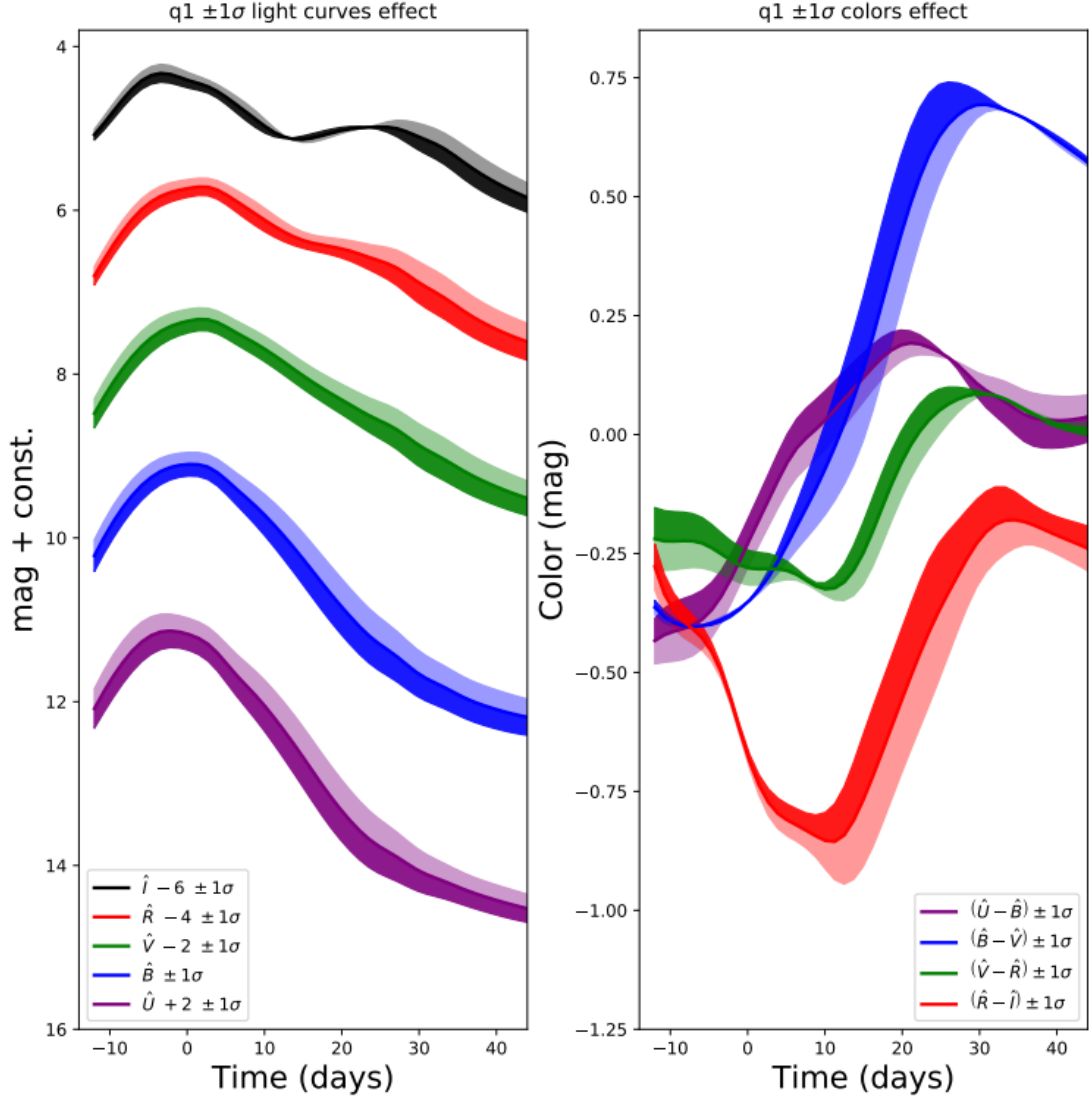


FIGURE 3.7 – Courbes de lumière moyennes et évolution de la couleur en phase dans des bandes synthétiques. Ces bandes représentent l'effet d'une variation de  $\pm 1\sigma$  autour de la valeur moyenne de  $q_1$  (PIERRE-FRANÇOIS LEGET, 2016).

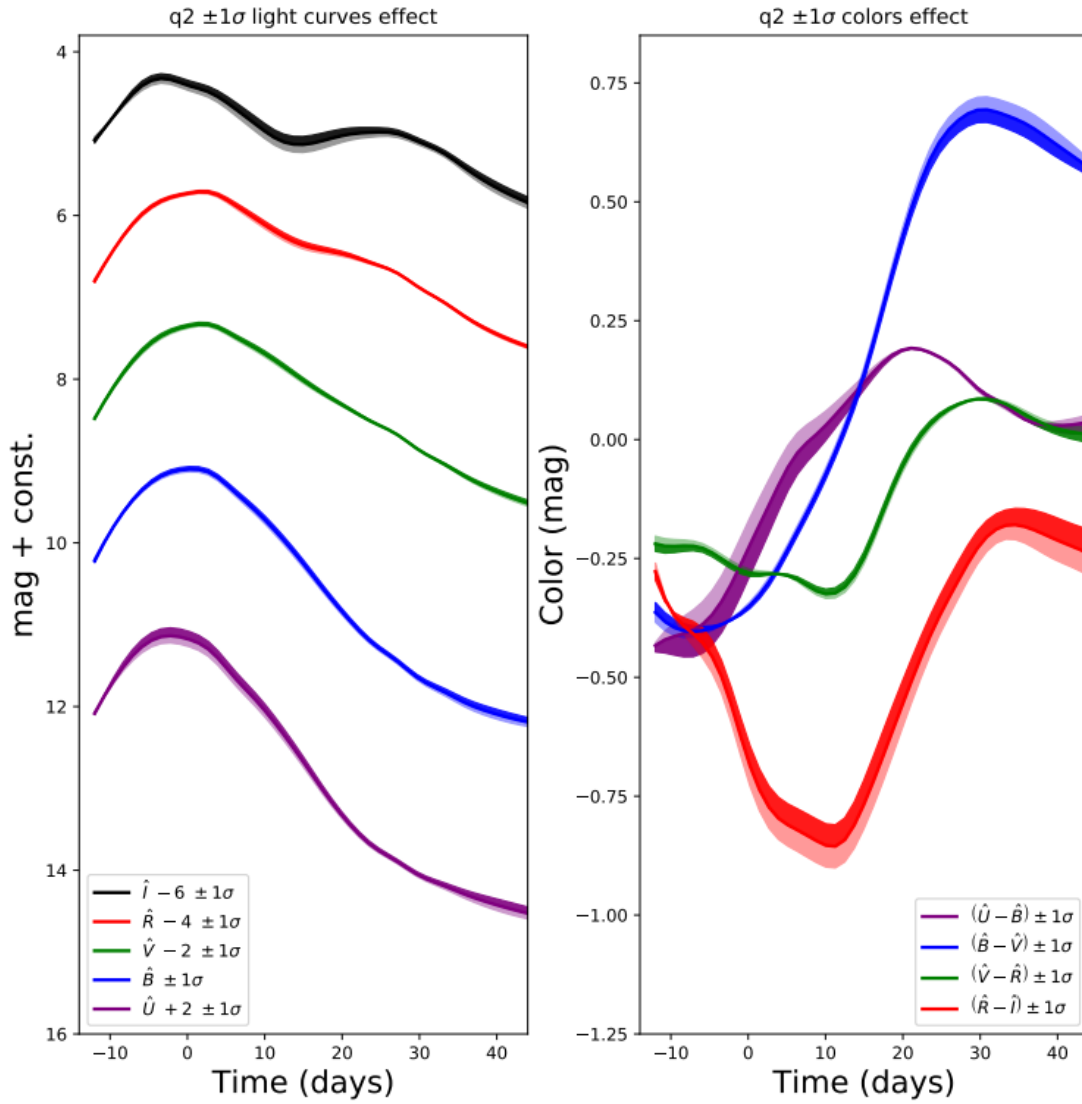


FIGURE 3.8 – Courbes de lumière moyennes et évolution de la couleur en phase dans des bandes synthétiques. Ces bandes représentent l'effet d'une variation de  $\pm 1\sigma$  autour de la valeur moyenne de  $q_2$  (PIERRE-FRANÇOIS LEGET, 2016).

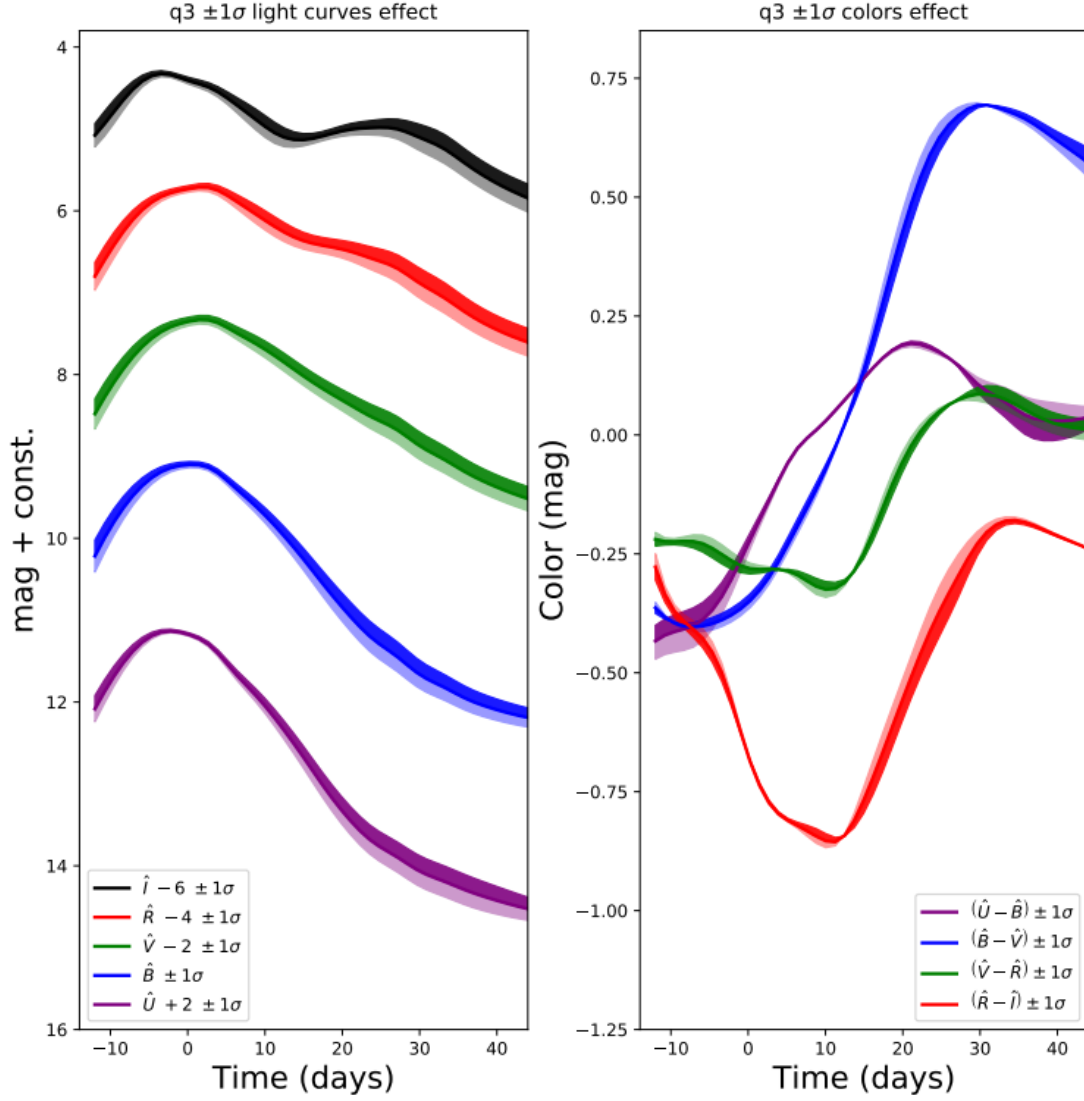


FIGURE 3.9 – Courbes de lumière moyennes et évolution de la couleur en phase dans des bandes synthétiques. Ces bandes représentent d’une variation de  $\pm 1\sigma$  autour de la valeur moyenne de  $q_3$  (PIERRE-FRANÇOIS LEGET, 2016).

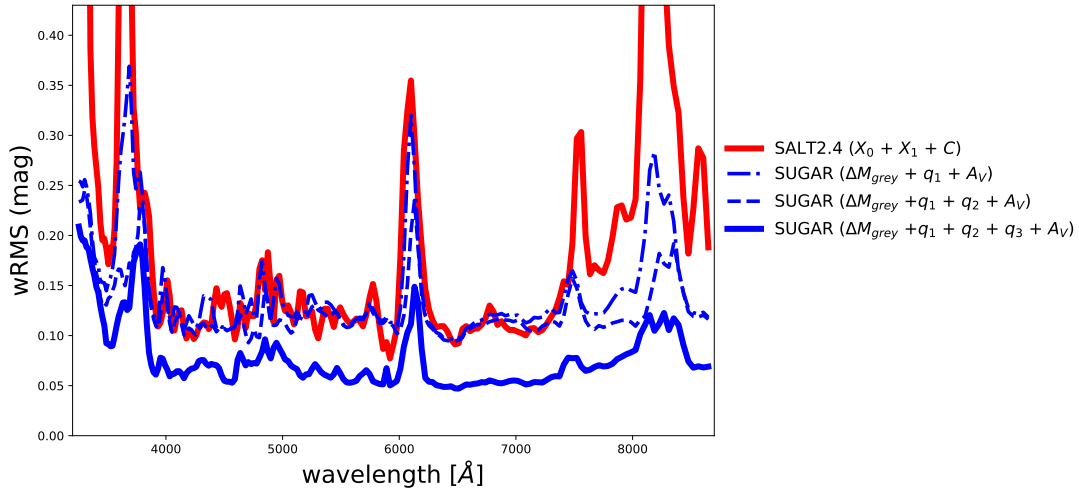


FIGURE 3.10 – wRMS des résidus de l’ajustement des spectres en fonction de la longueur d’onde pour le modèle SUGAR (en bleu) avec l’ajout des différents paramètres et le modèle SALT2 (en rouge) LÉGET et al. (2020).

même façon que le jeu de paramètres  $(x_1, c)$  pour SALT2. L’un des premiers résultats avec SUGAR est que l’ajout des deux paramètres  $q_2$  et  $q_3$  pour la partie intrinsèque permet une meilleure description des SED des SNIa comme le montre la figure 3.10.

Un diagramme de Hubble a ensuite été réalisé avec une standardisation SUGAR c’est à dire en déterminant un module de distance analogue à celui de SALT2 mais corrigé des paramètres SUGAR comme décrit par l’équation suivante :

$$\mu_{SUGAR} = m_B^* - M_B - \sum_{i=1}^3 \alpha_i q_i - \beta A_V \quad (3.9)$$

où  $\mu$  est le module de distance pour une SNIa,  $m_B^*$  est la magnitude apparente au maximum de luminosité qui provient directement de l’intégration du modèle SUGAR dans la même bande B que celle utilisée par BETOULE et al. (2014).  $M_B$  est la magnitude absolue moyenne dans la bande B, et enfin les coefficients  $\alpha$  et  $\beta$  représentent les coefficients directeurs liés aux facteurs  $q_i$  et à l’absorption  $A_V$ . Un ajustement par minimisation du  $\chi^2$  est ensuite fait en fixant la cosmologie afin d’obtenir le diagramme de Hubble pour ainsi pouvoir le comparer avec un diagramme de Hubble fait avec une standardisation SALT2. Nous présentons les résultats sur la table 3.1. SUGAR permet donc une réduction de 0,017 du wRMS sur ce jeu de données spectroscopiques mais la valeur de la dispersion intrinsèque diminue seulement de 0,013 mag. De plus, ces résultats ont été obtenus sur le lot d’entraînement SUGAR et cette amélioration par rapport à SALT2 pourrait être due à des effets de surentraînement. Cependant, nous comparerons dans les prochains chapitres les performances entre ces deux modèles sur des lots différents du lot d’entraînement de SUGAR.

	Salt2	SUGAR Spectro
$\sigma_{int}$	0.130	0.117
wRMS	$0.142 \pm 0.010$	$0.125 \pm 0.009$

TABLE 3.1 – Résultats obtenus en magnitude après réalisation d’un diagramme de Hubble avec standardisation SALT2 et SUGAR sur le lot d’entraînement de SUGAR où  $\sigma_{int}$  est la dispersion intrinsèque.

### 3.3 Méthodologie pour adapter SUGAR à des données photométriques

Les résultats précédents ont motivé les travaux effectués dans ce manuscrit sur l’utilisation du modèle SUGAR pour une analyse cosmologique avec des données photométriques comme JLA. La première étape a été d’inclure SUGAR dans un logiciel appelé SNCOSMO permettant l’ajustement de courbe de lumière avec un modèle de SED (<https://sncosmo.readthedocs.io>). L’un des intérêts de ce logiciel est qu’il nous permet de contrôler finement les éléments de la matrice de covariance que nous souhaitons inclure lors de l’ajustement des courbes de lumière. Une fois cette étape effectuée, la stratégie que nous développerons dans les prochains chapitres, a été d’utiliser SUGAR pour ajuster dans un premier temps des courbes de lumière de SNIa proches. Tout d’abord en utilisant la photométrie synthétique à partir des données SNf qui ont servi à l’entraînement de SUGAR : il s’agit de quantifier l’impact du passage de la spectroscopie à la photométrie. Afin de vérifier que les résultats obtenus avec SNf ne soient pas dus à des effets de surentraînement nous reproduirons cette analyse en prenant des SNIa proches provenant d’un lot complètement extérieur à l’entraînement de SUGAR, provenant du relevé *The Carnegie Supernova Project* (CSP, HAMUY et al., 2006). Pour passer à l’ajustement des courbes de lumière à haut redshift, l’étape principale qui sera décrite dans le chapitre 7 a été d’étendre SUGAR dans l’ultraviolet. En effet, SUGAR ayant été entraîné avec des SNIa à bas redshift, la limite bleue du modèle se trouve à 3254 Å, or pour les SNIa à haut redshift une partie de l’information se trouve en deçà de cette limite. Nous pourrons enfin effectuer une analyse cosmologique préliminaire en utilisant SUGAR. L’ensemble des données utilisées est présenté table 3.2.



Données utilisées	Statistique	Intervalle en redshift	Bandes photométriques disponibles
SNf entraînement	105	$0,015 < z < 0,114$	UBVRI
SNf validation	120	$0,003 < z < 0,123$	UBVRI
CSP	134	$0,019 < z < 0,084$	ugri BV
JLA Low z	118	$0,009 < z < 0,09$	UBVRI (Standard) UsBVRI (4shooter) UsBVRri (Keplercam) ugBVri(Swope)
JLA SDSS	374	$0,03 < z < 0,42$	ugriz
JLA SNLS	239	$0,1 < z < 1,07$	griz
JLA HST	9	$0,83 < z < 1,3$	F606W F625W (ACSWF) F775W F814W F850LP (ACSWF) F110W F160W (NICMOS)

TABLE 3.2 – Ensemble des données photométriques utilisées dans cette analyse

## Chapitre 4

# Simulation avec SUGAR et test de l'ajustement des courbes de lumière avec des données simulées

Les résultats de SUGAR avec les données spectroscopiques SNF améliorent de 0.017 mag (par rapport à SALT2) la valeur du wRMS du diagramme de Hubble des SNIa du lot d'entraînement de SUGAR. Cependant avec LSST, la prochaine génération de grands relevés utilisera uniquement les données photométriques pour mesurer le flux des SNIa. Dans le but de comparer les performances d'une standardisation à l'aide de SUGAR avec celle de SALT2, la première étape est de comparer les performances d'un ajustement photométrique à l'ajustement des spectres. Pour cela, dans ce chapitre, après une discussion sur l'ajustement des phases, nous allons simuler des courbes de lumière avec SUGAR puis les ajuster avec ce même modèle pour étudier la reconstruction des paramètres obtenus par l'ajustement en les comparant aux paramètres simulés.

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Le problème de l'ajustement des phases . . . . .</b>	<b>64</b>
<b>4.2</b>	<b>Simulation de données photométriques avec SUGAR . . .</b>	<b>65</b>
4.2.1	Génération des paramètres SUGAR . . . . .	66
4.2.2	Simulation des courbes de lumière . . . . .	67
<b>4.3</b>	<b>Ajustement des courbes de lumière simulées avec SUGAR</b>	<b>69</b>
4.3.1	Impact des différents jeux de bandes sur la reconstruction des paramètres SUGAR . . . . .	69
4.3.2	Impact de la cadence sur la reconstruction des paramètres SUGAR . . . . .	71

---

## 4.1 Le problème de l'ajustement des phases

Pour ajuster les courbes de lumière nous utilisons la librairie SNCOSMO<sup>1</sup>. Nous avons choisi cette librairie pour sa capacité à inclure facilement de nouveaux modèles de SED dans son catalogue contrairement à SNFIT (GUY et al., 2007, BETOULE et al., 2014) qui a été développé dans le cadre de SALT2. Comme SUGAR est un modèle en magnitude AB et que SNCOSMO effectue l'ajustement en flux donné en photons s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> nous avons transformé l'équation 3.8 pour que celle-ci donne le flux  $F$  à la phase  $\phi$  et à la longueur d'onde  $\lambda$  tel que :

$$F(\phi, \lambda) = X_{gr} 10^{-0.4(M_0(\phi, \lambda) + \sum_1^3 q_i \alpha_i(\phi, \lambda) + A\gamma(\phi, \lambda))} (10^{-3} c \lambda^2 + 48, 59) \quad (4.1)$$

où  $\gamma$  est la loi d'extinction de l'équation 2.2 c'est à dire une loi CARDELLI et al. (1989),  $c$  la vitesse de la lumière en m s<sup>-1</sup> et  $X_{gr}$  est le paramètre lié à l'amplitude<sup>2</sup> donné par :

$$X_{gr} = 10^{-0.4(M_{gr})} \quad (4.2)$$

$M_{gr}$  représente la somme du module de distance théorique et des résidus au diagramme de Hubble  $\Delta M_{gr}$  qui a été utilisé avec SUGAR. Le module de distance théorique étant connu la détermination de  $M_{gr}$  est équivalente à celle de  $\Delta M_{gr}$ . La phase  $\phi$  est donnée par l'équation suivante :

$$\phi = \frac{t - t_0}{1 + z_{cmb}} \quad (4.3)$$

$\phi$  représente donc le temps dans le référentiel de la SNIa relativement à un temps de référence  $t_0$  qui pour SALT2 correspond à l'époque du maximum en luminosité dans la bande B qui sert de référence.  $t_0$  est donc un paramètre à déterminer lors de l'ajustement des courbes de lumière en plus des paramètres du modèle utilisé. Le  $t_0$  utilisé pour l'entraînement de SUGAR est celui déterminé par un ajustement SALT2. Pour un ajustement de courbes de lumière en utilisant SUGAR, on peut donc initialiser ce  $t_0$  avec celui de SALT2 car ils sont donc compatibles. L'ajustement de ce paramètre peut cependant donner lieu à différents problèmes. Tout d'abord dans le cas où il n'y a pas ou peu de points avant le maximum de luminosité,  $t_0$  est quasi dégénéré au paramètre lié à l'amplitude  $X_{gr}$  pour SUGAR ou  $x_0$  pour SALT2. Pour illustrer cela nous avons ajusté avec SALT2 plusieurs fois la SNIa *SNF20080815-017* dont la première phase est un jour après le maximum (ALDERING et al., 2020) de la SNf en fixant différents  $t_0$ . La figure 4.1 nous montre que  $x_0$  évolue conjointement avec  $t_0$ .

Pour pallier à ce problème, des critères ont été établis par GUY et al. (2010). Pour définir si une courbe de lumière peut être ajustée par SALT2, il faut s'assurer d'avoir suffisamment de points pour être hors du cadre de la dégénérescence entre  $t_0$  et  $x_0$ . Pour satisfaire à ces critères il faut au minimum :

- 4 points pour des phases comprises entre -10 et + 35 jours
- 1 point pour des phases comprises entre -10 et + 5 jours
- 1 point pour des phases comprises entre +5 et +20 jours
- 2 bandes avec pour chacune au moins 1 point entre -8 et +10 jours

---

1. <https://sncosmo.readthedocs.io>

2. Par construction SNCOSMO réclame que le paramètre lié à l'amplitude soit en flux

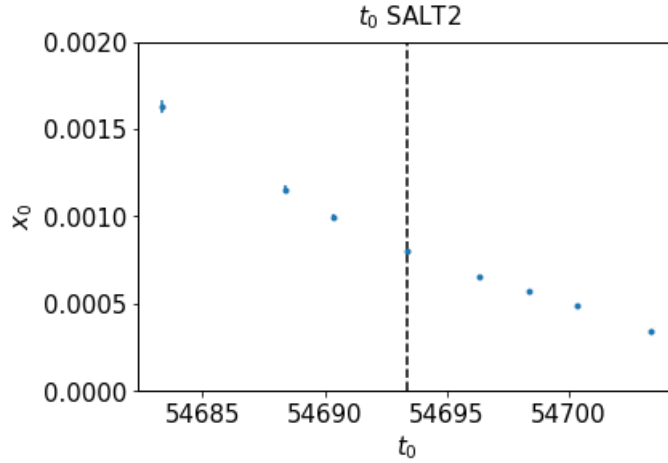


FIGURE 4.1 – Valeurs de  $x_0$  ajustées pour la SNIa *SNF20080815-017* (ALDERING et al., 2020) de la SNf en fonction d'un  $t_0$  fixé.

Cependant, comme les critères dépendent de la phase cela nécessite de connaître à priori l'époque du maximum, donc ils dépendent in fine de l'ajustement. De plus, ces critères ont été établis pour déterminer  $x_1$  et  $c$ , il se peut qu'ils ne soient pas suffisants pour déterminer l'ensemble des paramètres SUGAR comme nous le verrons par la suite. Enfin, le dernier problème lié à l'ajustement du  $t_0$  est que celui-ci est non-linéaire : comme les modèles sont définis dans un intervalle fini en phase, le nombre de points entrant dans cette définition dépend du  $t_0$  initial. Pour traiter ce problème nous effectuons un ajustement itératif où on compare à chaque étape le  $\chi^2$  par degré de liberté avec l'itération précédente en prenant pour  $t_0$  initial la valeur de celui-ci à l'itération précédente. Nous arrêtons le processus itératif si l'ajustement converge sans changer la sélection des points ou si le  $\chi^2$  par degré de liberté remonte suite au changement de sélection. Ce processus peut cependant être instable pour les SNIa disposant de peu de points avant le maximum de luminosité et dont la détermination de  $t_0$  est peu stable. En effet, si peu de points se trouvent avant le maximum,  $t_0$  est peu contraint et comme le nombre de points compris dans le domaine de définition d'un modèle dépend de  $t_0$ , une mauvaise estimation de celui-ci durant une itération peut conduire à exclure trop de points à l'itération suivante et faire ainsi diverger l'ajustement. Dans notre cas 4 SNIa sont concernées et retirées de l'analyse.

## 4.2 Simulation de données photométriques avec SUGAR

Nous allons à présent vérifier que l'on peut déterminer les paramètres SUGAR avec des données photométriques. Pour cela nous allons tout d'abord simuler des courbes de lumière en utilisant le modèle SUGAR pour vérifier que l'on arrive à retrouver par ajustement les paramètres qui ont servi lors de la simulation. Dans un premier temps, nous devrons générer aléatoirement un jeu de paramètres SUGAR qui nous permettra par la suite de générer des SED pour chaque SNIa simulée. Une fois ces SED obtenues

nous les intégrerons dans un jeu de bandes passantes pour deux cadences différentes et nous ajouterons un bruit aux points photométriques ainsi déterminés.

### 4.2.1 Génération des paramètres SUGAR

Les paramètres simulés doivent suivre une distribution réaliste autrement dit celle des paramètres ajustés pour des SNIa observées. Nous allons dans ce cadre prendre comme point de départ les paramètres SUGAR déterminés par ajustement sur des données spectroscopiques des SNIa SNf. L'étape suivante revient à déterminer la distribution de probabilité correspondant à ces paramètres, nous pourrons ainsi l'utiliser pour tirer de nouveaux paramètres qui seront nos paramètres simulés. Pour ce faire, nous allons donc déterminer cette distribution de probabilité multidimensionnelle à partir de l'ensemble discret des paramètres SUGAR déterminés par ajustement des spectres SNf de l'échantillon d'entraînement du modèle en utilisant la méthode *Kernel Density Estimation* dont on trouvera une revue dans SHEATHER (2004). Cette méthode consiste à proposer une fonction de probabilité  $f$  à partir de chaque point  $x_i$  d'un ensemble de points  $X$  :

$$f(x) = \frac{1}{Nh} \sum_{i=1}^N K\left(\frac{x - x_i}{h}\right) \quad (4.4)$$

où  $N$  est le nombre total de points de l'ensemble  $X$ ,  $h$  est un hyperparamètre à déterminer et  $K$  une fonction que l'on appelle kernel (ou noyau) qui respecte les conditions suivantes :

$$\int K(y)dy = 1 \quad (4.5)$$

$$\int yK(y)dy = 0 \quad (4.6)$$

$$\int y^2 K(y)dy = \mu_2(K) > 0 \quad (4.7)$$

Dans notre cas nous choisissons un kernel gaussien qui suit l'équation suivante :

$$K(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right) \quad (4.8)$$

La fonction  $f$  donne la densité totale estimée en utilisant un noyau gaussien et nous prendrons donc cette fonction comme distribution de probabilité pour tirer les paramètres SUGAR simulés. Nous utilisons la fonction *Kernel Density Estimation* de la librairie SCIKIT-LEARN pour l'appliquer. Nous devons cependant déterminer l'hyperparamètre  $h$  et pour cela nous utilisons la fonction *GridSearchCV* de cette même librairie. Cette fonction consiste à estimer le meilleur hyperparamètre d'un estimateur dans une liste à partir d'une fonction score. Celle-ci est basée sur la différence entre les paramètres initiaux et la distribution estimée. Nous prenons donc l'hyperparamètre qui donne le résultat de la fonction score le plus petit, ce qui est dans notre cas  $h = 0.70$ . Nous nous sommes intéressés uniquement à l'impact du jeu de bandes utilisé et à la cadence de la SNf sur la reconstruction des paramètres SUGAR. Notre étude ne prendra donc pas en compte une simulation du redshift et le module de distance théorique

sera fixé à 37. Nous simulerons donc  $\Delta M_{gr}$  qui est le résidu au diagramme de Hubble et nous en déduisons  $X_{gr}$  par l'équation 4.2 où le  $M_{gr}$  utilisé est donc  $37 \pm \Delta M_{gr}$ . La figure 4.2 représente la distribution des paramètres ainsi simulés pour 100 SNIa et comparée à la distribution des paramètres initiaux obtenus par ajustement des données spectroscopiques. Pour les paramètres ajustés, nous avons déterminé l'écart-type  $\sigma$  de leur distribution ainsi que le coefficient de corrélation de Pearson entre ces différents paramètres. Ce coefficient entre deux jeux de variables  $X_1$  et  $X_2$  est défini par :

$$pcw = \frac{\text{cov}(X_1, X_2)}{\sigma_{X_1} \sigma_{X_2}} \quad (4.9)$$

où  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  sont les écarts types des jeux de variables  $X_1$  et  $X_2$ . Ce coefficient est proche de 1 quand  $X_1$  et  $X_2$  sont corrélés, 0 quand ils ne le sont pas et -1 quand ils sont anti-corrélés. Nous pouvons voir que le  $pcw$  n'est pas proche de 0 entre  $A_v$  et  $X_{gr}$  ce qui est attendu car il peut rester des effets de couleurs dans les résidus aux diagrammes de Hubble. Il n'est pas non plus proche de 0 entre  $q_1$  et  $q_3$ . Ces deux derniers ne sont pas corrélés par construction dans l'espace des indicateurs spectraux mais tous deux liés à la forme de la courbes de lumière ce qui implique que dans l'espace des paramètres ajustés il peut rester une corrélation. De plus, nous avons effectué un test de Kolmogorov-Smirnov pour vérifier la compatibilité des distributions simulées avec les distributions initiales ce qui est le cas pour l'ensemble des paramètres SUGAR à l'exception de la distribution des  $A_v$ . Ceci peut être dû à l'approximation de cette distribution par une gaussienne alors qu'elle est très asymétrique. Cependant, les résultats de ce chapitre sur l'impact de la cadence et des différents jeux de bandes sur la reconstruction des paramètres SUGAR par ajustement des courbes de lumière devraient peu affecter ces résultats et seront de plus confirmés sur des données réelles dans le chapitre suivant.

### 4.2.2 Simulation des courbes de lumière

Après avoir simulé un jeu de paramètres avec la méthode précédente, nous pouvons alors utiliser SUGAR pour générer la SED à toutes les phases où est défini le modèle. Pour simuler nos courbes de lumière, nous devons donc établir une cadence pour sélectionner les phases pour lesquelles nous déterminerons les points de données photométriques en intégrant la SED dans les différentes bandes photométriques synthétiques utilisées par la SNf. Nous utiliserons les 5 bandes UBVRI synthétiques SNf données figure 4.3 que nous serons amenés à redéfinir dans la section 5.1.1. Nous comparerons deux cadences différentes. Nous considérerons la première comme idéale et nous prenons pour cela un point tous les trois jours. Pour la seconde cadence, nous voulons une cadence comparable à celle de la SNF. Pour cela, nous avons pris aléatoirement pour chaque SNIa simulée la cadence d'une SNIa de la SNf. La dernière étape de la simulation est la génération d'un bruit gaussien avec 2% du flux maximum comme écart-type, sur les points photométriques simulés. Les erreurs de mesure reflètent ce bruit. En effet, c'est le bruit instrumental typique de ces données liées à la procédure de calibration de la SNf. Nous générons ainsi 100 SNIa ; la figure 4.4 représente les courbes de lumière pour l'une d'entre elles.

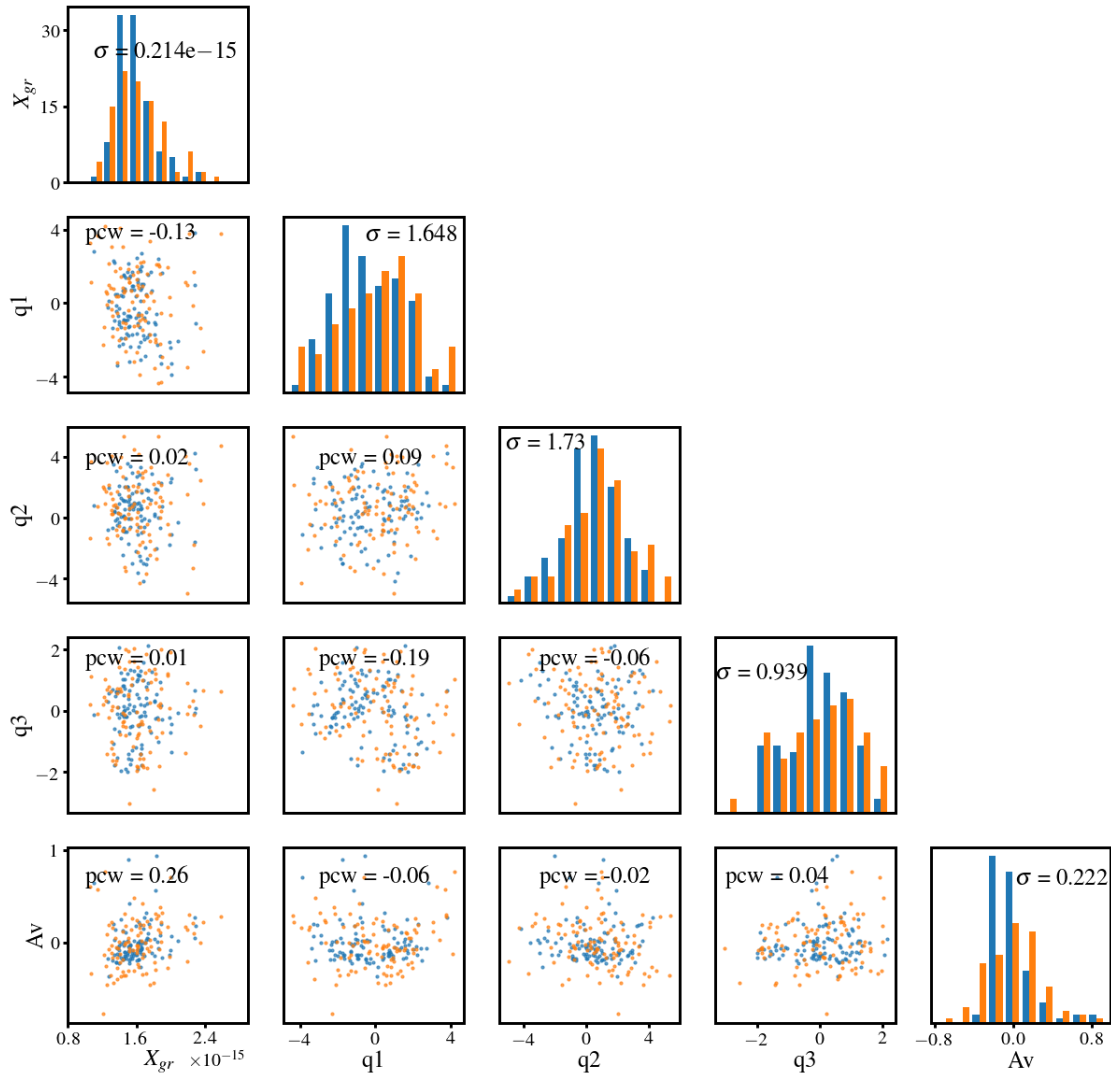


FIGURE 4.2 – Distribution des paramètres SUGAR ajustés sur les spectres SNf en bleu et distribution des paramètres simulés en orange.  $\sigma$  est l'écart-type de la distribution des paramètres SUGAR ajustés et  $pcw$  le coefficient de corrélation entre les paramètres SUGAR ajustés.

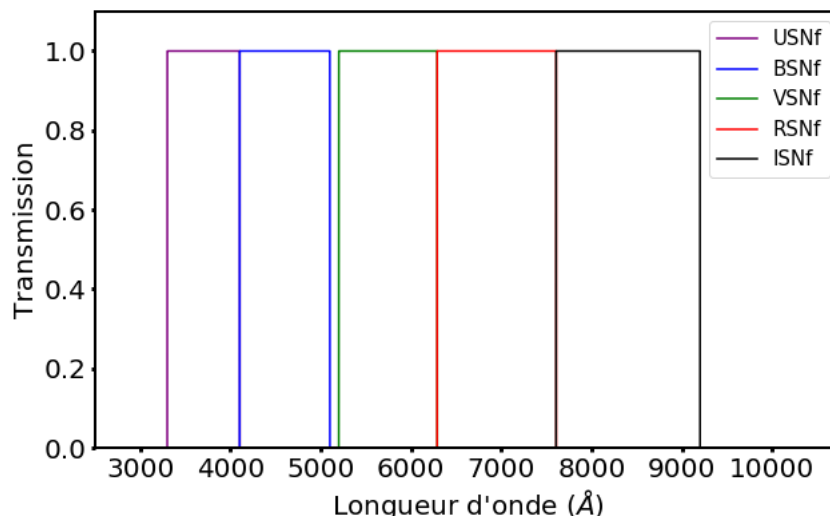


FIGURE 4.3 – Filtres UVBRI synthétiques en créneaux définis par la collaboration SNf.

## 4.3 Ajustement des courbes de lumière simulées avec SUGAR

Nous avons par la suite utilisé ces courbes de lumière pour tester l'ajustement de celles-ci avec le modèle SUGAR. En effet, en comparant les paramètres obtenus par ajustement avec les paramètres initialement simulés, nous pouvons ainsi étudier la reconstruction de ces paramètres et l'impact des différents jeux de bandes photométriques utilisés et celle de la cadence.

### 4.3.1 Impact des différents jeux de bandes sur la reconstruction des paramètres SUGAR

Dans cette section, nous allons étudier l'impact des différents jeux de bandes sur la reconstruction des paramètres SUGAR. Pour cela, nous avons comparé la dispersion des paramètres ajustés et nous avons déterminé le coefficient de corrélation  $pcw$  entre les paramètres simulés et les paramètres ajustés. Dans notre cas, plus la reconstruction est correcte plus ce coefficient sera proche de 1. Les figures 4.5, 4.6, 4.7 et 4.5 représentent les résultats de la reconstruction des paramètres SUGAR par l'ajustement des courbes de lumière simulées pour les différents jeux de filtres UVBRI, BVRI, UBVR, et BVR. Pour les distributions des différences entre les paramètres simulés et les paramètres ajustés, nous n'avons pas constaté des écarts significatifs par rapport à 0 et nous avons exposé uniquement l'écart-type de ces distributions. Le tableau 4.1 résume l'ensemble de ces résultats. Tout d'abord, dans le premier cas avec UVBRI, l'ensemble des paramètres est reconstruit tel que le coefficient de Pearson est très proche de 1. Le paramètre le moins bien reconstruit est le paramètre  $q_2$  ce qui correspond au fait que ce paramètre a peu d'impact sur les courbes de lumière comme nous l'avons vu dans



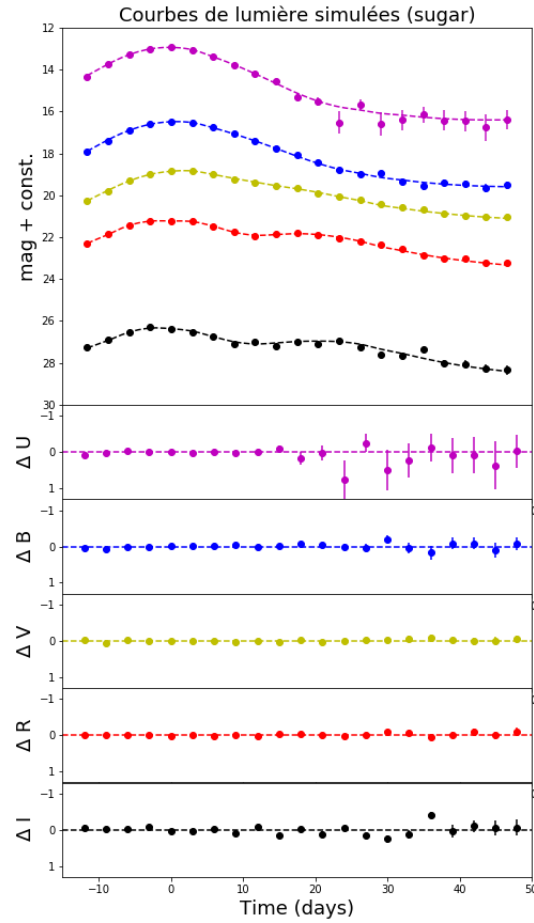


FIGURE 4.4 – Exemple de courbes de lumière simulées avec SUGAR et une cadence d'un point tous les 3 jours dans les bandes UBVRI (Figure du haut) ainsi que les résidus entre les points simulés avec un bruit gaussien avec 2% du flux maximum et le modèle SUGAR.

le chapitre précédent. Lorsque l'on retire une bande pour ce paramètre, la distribution de  $q_2$  se dégrade plus dans le cas UBVR et BVRI. Nous pouvons remarquer que c'est l'absence de la bande I qui marque une plus grande différence ce qui est toujours en accord avec son impact sur les courbes de lumière du chapitre précédent. Lorsque nous ne disposons plus que de trois bandes (BVR), on trouve alors pour  $q_2$  un  $pcw = 0,74$  et une dégradation de sa dispersion. Ce qui montre bien que  $q_2$  est le paramètre le plus difficile à reconstruire. De plus, dans ces 4 cas nous retrouvons un pic dans la distribution du  $t_0$ , ceci vient du fait qu'avec une cadence de 3 jours le  $t_0$  est parfaitement déterminé.

### 4.3.2 Impact de la cadence sur la reconstruction des paramètres SUGAR

Nous allons à présent comparer la cadence qui donne un point dans toutes les bandes tous les 3 jours avec celle de SNf. L'une des particularités de la cadence SNf, liée au fait qu'elle ne soit pas une *rolling cadence*, est qu'elle a très peu de points pour les phases avant le maximum. La figure 4.9 montre les paramètres reconstruits en fonction des paramètres simulés et la distribution de la différence entre ces 2 jeux de paramètres dans le cadre de la cadence SNf. Ces résultats se trouvent aussi dans le tableau 4.1. Nous pouvons voir au travers des coefficients de Pearson et des distributions, une dégradation de l'ensemble des paramètres. En effet, comme nous pouvions nous y attendre, la cadence va surtout affecter la détermination de  $t_0$  ce qui va dans le même temps affecter celle de  $X_{gr}$  à cause de leur lien évoqué dans la section 4.1. Nous pouvons aussi remarquer la dégradation de  $q_3$  qui est marquée par le fait qu'il y a moins d'information sur la largeur de la courbe de lumière or c'est en cet endroit que  $q_3$  a le plus d'impact. La figure 4.10 montre les résultats si l'on cumule l'impact de la cadence SNf avec seulement 3 bandes et nous pouvons voir notamment que  $q_2$  est très faiblement reconstruit. Nous confirmerons ce résultat dans le chapitre suivant avec des données réelles et c'est pour cela qu'à partir du chapitre 7 nous n'ajusterons plus  $q_2$ . Le fait de ne pas reconstruire  $q_2$  peut cependant avoir des conséquences : en effet CHOTARD et al. (2011) et LÉGET et al. (2020) ont montré qu'il fallait ajuster  $q_2$  pour que la loi de couleur soit une loi de type CARDELLI et al. (1989). Ne pas ajuster  $q_2$  sans toucher par ailleurs à la loi de couleur peut potentiellement dégrader les performances de SUGAR notamment à haut redshift où le nombre de bandes sera réduit.

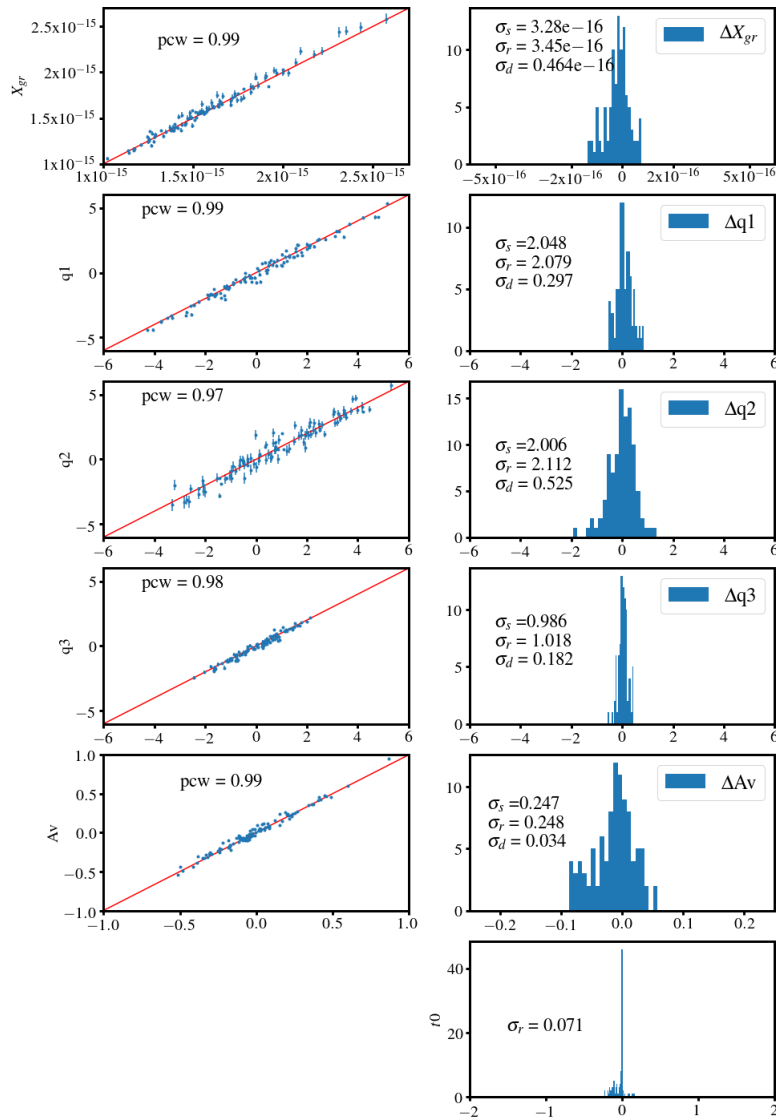


FIGURE 4.5 – Résultats de la reconstruction des paramètres SUGAR par l’ajustement des courbes de lumière en UBVRI et pour une cadence d’un point tous les 3 jours. Les 5 graphiques de gauche représentent les paramètres ajustés (en ordonnée) en fonction des paramètres simulés (en abscisse) avec le coefficient de Pearson associé. Les 5 premiers graphiques de droite représentent la distribution de la différence entre les paramètres ajustés et les paramètres simulés avec  $\sigma_s$  l’écart type associé à la distribution des paramètres simulés et  $\sigma_r$  l’écart type associé à la distribution des paramètres ajustés et  $\sigma_d$  l’écart type associé à la distribution de la différence entre ces deux paramètres. Le dernier graphique représente la distribution de la différence entre les  $t_0$  ajustés et simulés, et donne l’écart type associé à cette distribution.

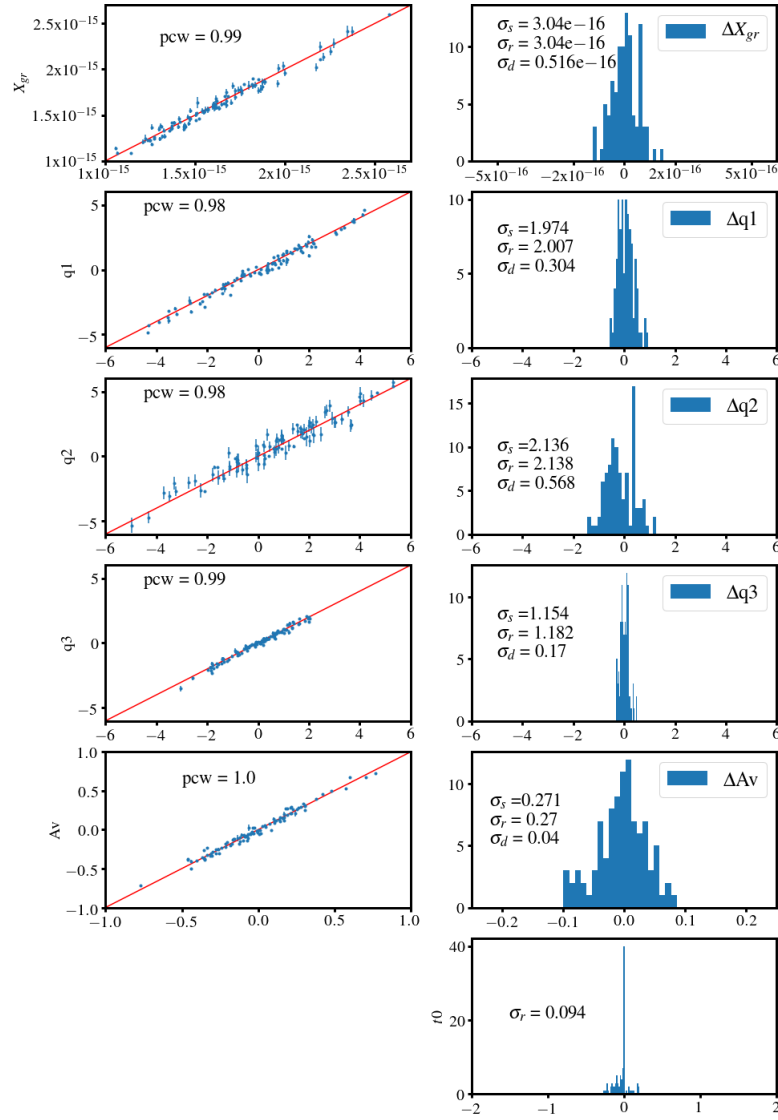


FIGURE 4.6 – Même graphique que 4.5 mais dans les bandes BVRI.

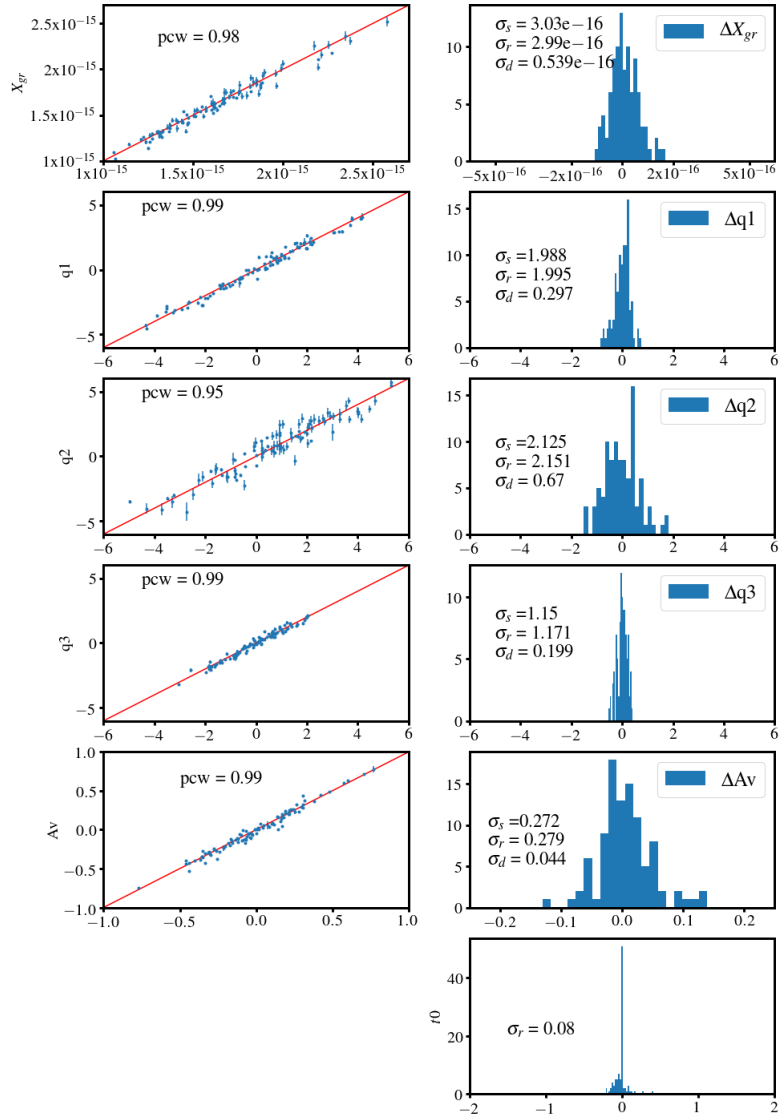


FIGURE 4.7 – Même graphique que 4.5 mais dans les bandes UBVR.

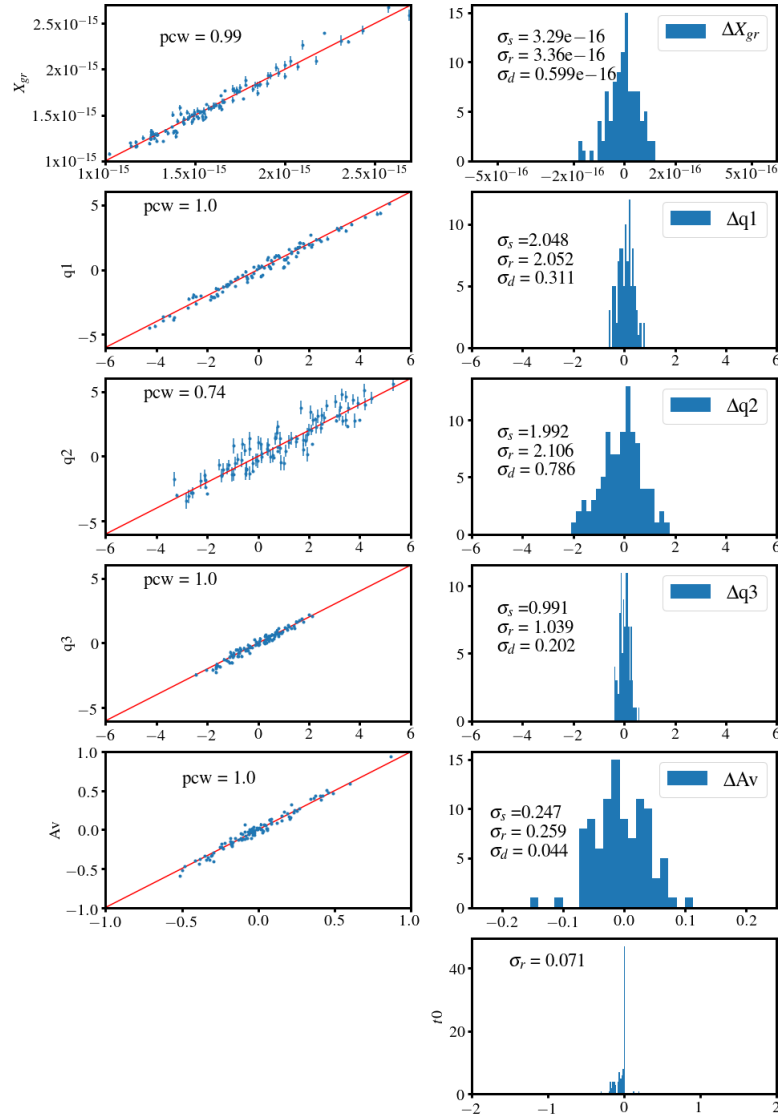


FIGURE 4.8 – Même graphique que 4.5 mais dans les bandes BVR.

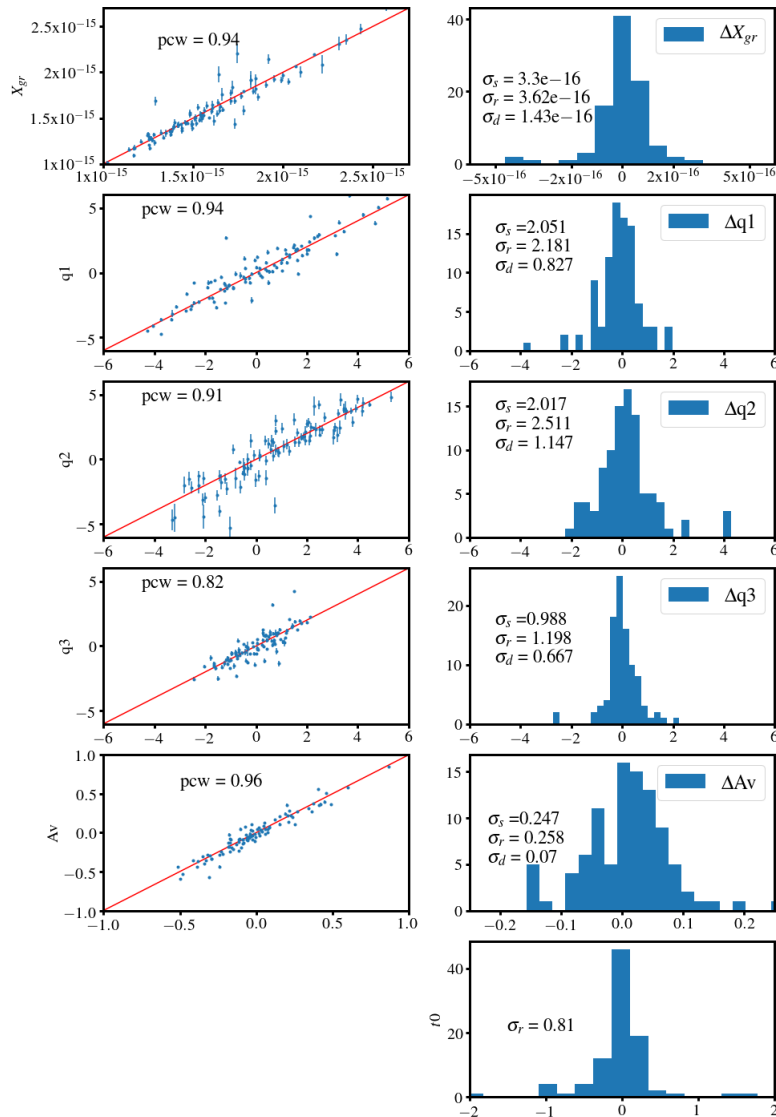


FIGURE 4.9 – Résultats de la reconstruction des paramètres SUGAR par l’ajustement des courbes de lumière en UBVRI et pour une cadence similaire à celle de la SNf. Les 5 graphiques de gauche représentent les paramètres ajustés en fonction des paramètres simulés avec le coefficient de Pearson associé. Les 5 premiers graphiques de droite représentent la distribution de la différence entre les paramètres ajustés et les paramètres simulés avec  $\sigma_s$  l’écart type associé à la distribution des paramètres simulés,  $\sigma_r$  l’écart type associé à la distribution des paramètres ajustés et  $\sigma_d$  l’écart type associé à la distribution de la différence entre ces deux paramètres. Le dernier graphique représente la distribution du  $t_0$  ajusté avec celui simulé avec l’écart type associé à cette distribution.

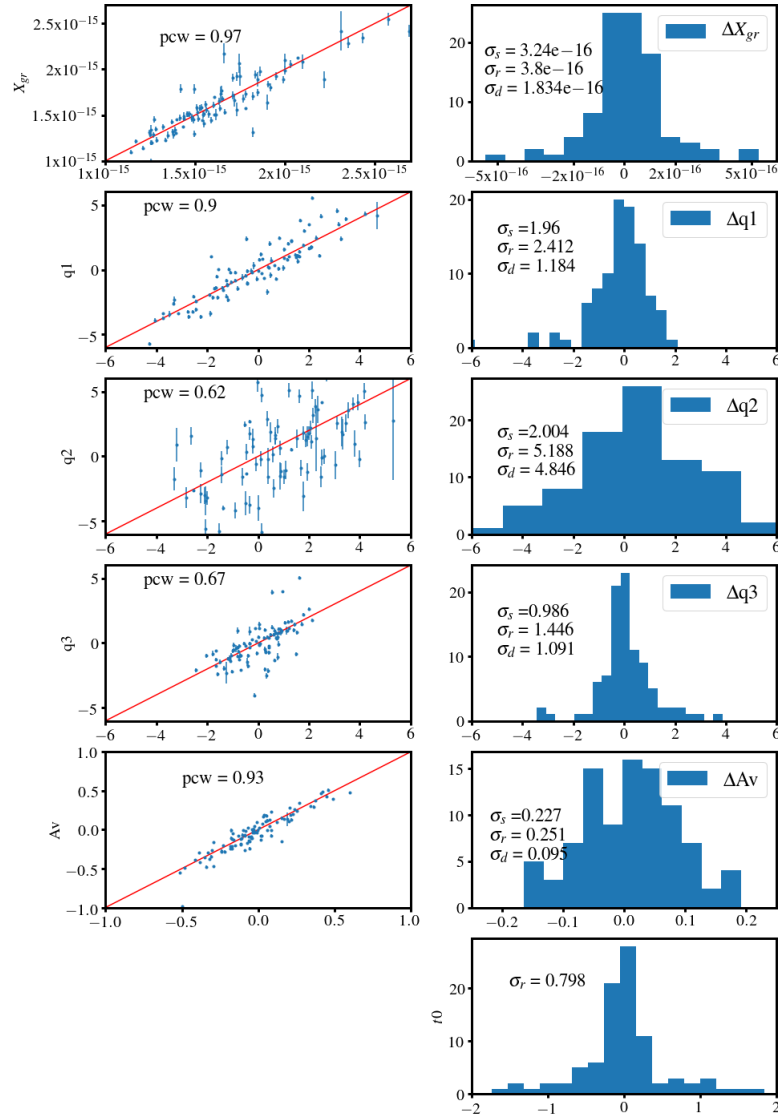


FIGURE 4.10 – Même graphique que 4.9 mais dans les bandes BVR.



	$X_{gr}$	$q_1$	$q_2$	$q_3$	$A_V$	$t_0$
Distribution initiale Paramètres ajusté	$\sigma = 2, 14e-16$	$\sigma = 1, 648$	$\sigma = 1, 730$	$\sigma = 0, 939$	$\sigma = 0, 222$	-
Distribution initiale Paramètres simulé	$\sigma_s = 3, 28e-16$	$\sigma_s = 2, 048$	$\sigma_s = 2, 006$	$\sigma_s = 0, 986$	$\sigma_s = 0, 247$	-
Simulation UBVRI Cadence 3 jours	$\sigma_r = 3, 45e-16$ $pcw = 0, 99$	$\sigma_r = 2, 079$ $pcw = 0, 99$	$\sigma_r = 2, 112$ $pcw = 0, 97$	$\sigma_r = 1, 018$ $pcw = 0, 98$	$\sigma_r = 0, 248$ $pcw = 0, 99$	$\sigma_r = 0, 071$
Simulation BVRI Cadence 3 jours	$\sigma_r = 3, 04e-16$ $pcw = 0, 99$	$\sigma_r = 2, 007$ $pcw = 0, 99$	$\sigma_r = 2, 138$ $pcw = 0, 97$	$\sigma_r = 1, 182$ $pcw = 0, 98$	$\sigma_r = 0, 270$ $pcw = 0, 99$	$\sigma_r = 0, 080$
Simulation UBVRI Cadence 3 jours	$\sigma_r = 2, 99e-16$ $pcw = 0, 98$	$\sigma_r = 1, 995$ $pcw = 0, 98$	$\sigma_r = 2, 151$ $pcw = 0, 95$	$\sigma_r = 1, 171$ $pcw = 0, 99$	$\sigma_r = 0, 279$ $pcw = 0, 99$	$\sigma_r = 0, 094$
Simulation BVR Cadence 3 jours	$\sigma_r = 3, 36e-16$ $pcw = 0, 99$	$\sigma_r = 2, 052$ $pcw = 1, 00$	$\sigma_r = 2, 106$ $pcw = 0, 74$	$\sigma_r = 1, 039$ $pcw = 1, 00$	$\sigma_r = 0, 259$ $pcw = 1, 00$	$\sigma_r = 0, 071$
Simulation UBVRI Cadence SNf	$\sigma_r = 3, 62e-16$ $pcw = 0, 94$	$\sigma_r = 2, 181$ $pcw = 0, 94$	$\sigma_r = 2, 511$ $pcw = 0, 91$	$\sigma_r = 1, 198$ $pcw = 0, 82$	$\sigma_r = 0, 258$ $pcw = 0, 96$	$\sigma_r = 0, 81$
Simulation BVR Cadence SNf	$\sigma_r = 3, 80e-16$ $pcw = 0, 97$	$\sigma_r = 2, 412$ $pcw = 0, 90$	$\sigma_r = 5, 188$ $pcw = 0, 62$	$\sigma_r = 1, 446$ $pcw = 0, 67$	$\sigma_r = 0, 251$ $pcw = 0, 93$	$\sigma_r = 0, 80$

TABLE 4.1 – Tableau résumé des résultats sur la reconstruction des paramètres SUGAR à partir de courbes de lumière simulées pour différents jeux de bande et pour différentes cadences.  $\sigma$  est l'écart type associé à la distribution des paramètres ajustés et  $pcw$  est le coefficient de Pearson défini par l'équation 4.9.

## Chapitre 5

# Ajustement des courbes de lumière avec les données de The Nearby Supernova Factory

Après avoir effectué les premiers tests de la reconstruction des paramètres SUGAR avec des données photométriques simulées, nous allons à présent effectuer ces mêmes tests sur les données photométriques de la SNf. En effet, les tests sur la reconstruction des paramètres ont montré qu'il est difficile de reconstruire  $q_2$  avec uniquement 3 bandes et que la cadence peut avoir un impact sur la reconstruction de  $q_3$ . Cependant la figure 3.10 montre que c'est l'ajout de ces deux paramètres qui permet une amélioration de la description spectrale de SUGAR par rapport à celle de SALT2. Nous allons donc étudier dans ce chapitre si la reconstruction de  $q_2$  et de  $q_3$  est suffisante sur des données réelles pour permettre une amélioration de la description des courbes de lumière. Nous effectuerons par la suite les premiers tests sur l'impact de SUGAR lors de l'ajustement d'un diagramme de Hubble. Enfin, nous réaliserons une étude concernant l'impact de SUGAR sur la corrélation des résidus au diagramme de Hubble avec les propriétés des galaxies hôtes.

---

## Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Choix des filtres synthétiques pour l'intégration des spectres SNf . . . . .</b>	<b>81</b>
5.1.1	Différences entre les résultats obtenus avec SNFIT et SN-COSMO . . . . .	81
5.1.2	Problème des filtres créneaux et redéfinition des filtres SNf .	81
<b>5.2</b>	<b>Résultats de l'ajustement des courbes de lumière SNf . .</b>	<b>85</b>
5.2.1	Reconstruction des paramètres SUGAR par ajustement des courbes de lumière synthétique de la SNf . . . . .	85
5.2.2	Comparaison des résidus aux courbes de lumière de SALT2 et SUGAR . . . . .	87
<b>5.3</b>	<b>Ajustement d'un diagramme de Hubble avec une standardisation SUGAR sur les données SNf . . . . .</b>	<b>93</b>
<b>5.4</b>	<b>Impact de SUGAR dans la corrélation entre les résidus au diagramme de Hubble et les propriétés des galaxies hôtes . . . . .</b>	<b>94</b>
5.4.1	Détermination du biais dans les résidus au diagramme de Hubble en fonction du LsSFR . . . . .	95
5.4.2	Détermination du biais en l'incluant dans la standardisation comme paramètre libre de l'ajustement du diagramme de Hubble . . . . .	95

---

## 5.1 Choix des filtres synthétiques pour l'intégration des spectres SNf

La première étape pour étudier l'impact de SUGAR sur la reconstruction des courbes de lumière a été d'inclure SUGAR dans une librairie dédiée à l'ajustement de ces dernières. Comme évoqué dans le chapitre 4, nous avons préféré pour l'implémentation de SUGAR, la librairie SNCOSMO à celle de SNFIT. Nous devons cependant vérifier que les résultats obtenus entre SNCOSMO et SNFIT sont compatibles. Nous verrons au travers de ce chapitre que des différences entre les résultats de ces deux logiciels nous ont amené à redéfinir les filtres SNf.

### 5.1.1 Différences entre les résultats obtenus avec SNFIT et SNCOSMO

La SNf possède un lot de données spectrotemporelles pour des SNIa à des redshifts compris entre 0,01 et 0,13. Pour obtenir les courbes de lumière, ces spectres sont intégrés dans 5 bandes synthétiques (UBVRI) de types créneaux établies dans le but de recouvrir toute l'information spectrale à disposition (Figure 4.3). Ces bandes sont disponibles pour toutes les SNIa de SNf.

Un premier ajustement SALT2 avait été effectué par la collaboration SNf avec le logiciel SNFIT en utilisant uniquement les données dans les filtres BVR. Le choix de ces bandes vient du fait que le modèle SALT2 est mal défini en bande I, et que la bande U était susceptible d'avoir des problèmes de calibration. Nous avons commencé par reproduire ces résultats avec SNFIT d'une part et SNCOSMO d'autre part car c'est la librairie que nous utiliserons dans la suite de cette analyse. En comparant nos résultats avec ceux de la collaboration sur la détermination de  $x_1$  et  $c$  avec SNFIT (Figure 5.1) nous pouvons voir que nous obtenons des résultats similaires avec des différences inférieures à  $10^{-10}$  qui sont dues à des erreurs de calcul numérique.

Cependant, nous obtenons des différences de l'ordre de  $10^{-3}$  entre les résultats sur la détermination de  $x_1$  et  $c$  obtenus avec SNFIT avec ceux obtenus par SNCOSMO (Figure 5.2). De plus, si l'on compare le  $m_B$  reconstruit avec les résultats de SNFIT avec celui reconstruit avec les résultats de SNCOSMO (Figure 5.3), on s'aperçoit qu'il existe un biais de 0,006 mag entre ces deux résultats. Cette différence liée à la méthode utilisée est suffisamment importante par rapport à l'ordre de grandeur de la précision photométrique nécessaire pour les prochains relevés, de 0,001 (FRANÇOIS HAZENBERG, 2019), pour que nous en recherchions l'origine. Après investigation, l'hypothèse retenue est que cette différence est due à l'interpolation des filtres créneaux.

### 5.1.2 Problème des filtres créneaux et redéfinition des filtres SNf

Les filtres créneaux posent deux problèmes dus à la discontinuité de leur fonction de transmission à la limite du filtre. Tout d'abord, les interpolateurs ne sont pas faits pour traiter des fonctions discontinues : SNCOSMO comme SNFIT utilisent tous deux une interpolation à l'aide de *splines*. Cela consiste à ajuster des polynômes d'ordre  $n$

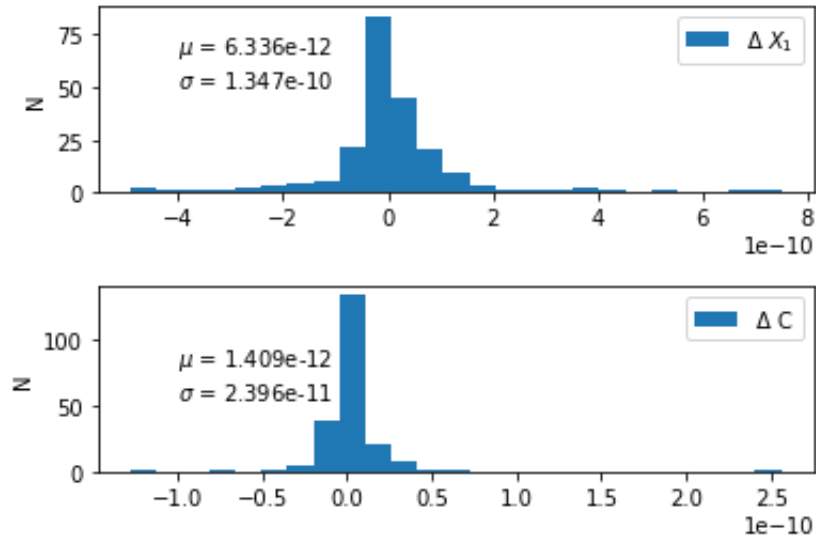


FIGURE 5.1 – Distribution de la différence entre les  $x_1$  (graphique du haut) et  $c$  (graphique du bas) déterminée par la collaboration SNf et notre propre détermination.

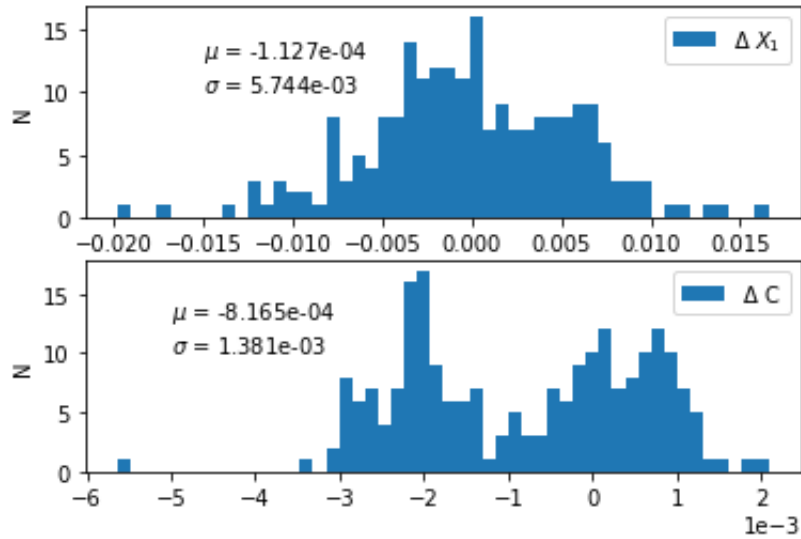


FIGURE 5.2 – Distribution de la différence entre les  $x_1$  (graphique du haut) et  $c$  (graphique du bas) dans le cadre de cette thèse avec SNFIT et SNCOSMO ( $\Delta x_1 = x_{1,SNFIT} - x_{1,SNCOSMO}$  et  $\Delta c = c_{SNFIT} - c_{SNCOSMO}$ ).

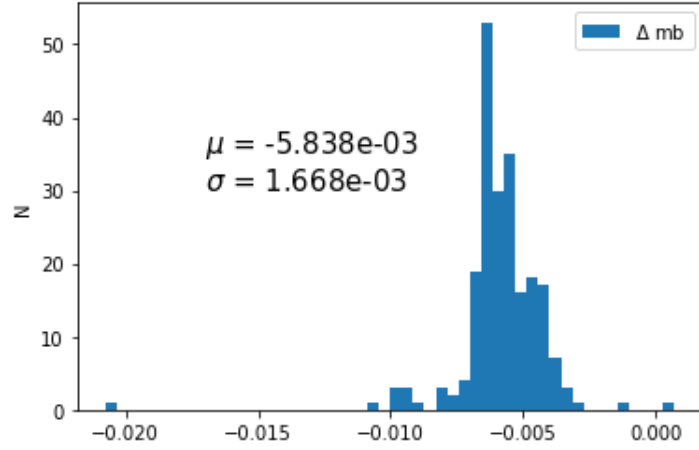


FIGURE 5.3 – Distribution de la différence entre les  $m_B$  reconstruits dans le cadre de cette thèse avec SNFIT et SNCOSMO ( $\Delta m_B = m_{B,SNFIT} - m_{B,SNCOSMO}$ ).

par morceaux continus et continûment dérivables à l'ordre  $n-1$  avec typiquement  $n=3$ . Le second problème est dû au pas d'intégration des modèles de SED dans ces bandes. En effet, comme la fonction de transmission passe brutalement de 0 à 1 pour un certain  $\lambda$ , si ce  $\lambda$  se trouve entre deux pas d'intégration alors une partie du spectre ne sera pas prise en compte et le flux dans cette bande sera sous-estimé. Pour SNCOSMO et SNFIT, ce pas d'intégration par défaut est de  $5\text{\AA}$ . Si l'on prend comme exemple la bande BSNf qui couvre  $998\text{\AA}$  au maximum, le pas d'intégration peut faire perdre jusqu'à une couverture de  $5\text{\AA}$  à chaque bord soit  $0,1\%$  du filtre. Nous avons donc réduit ce pas d'intégration à  $1\text{\AA}$  pour SNFIT et SNCOSMO et nous avons regardé les différences avec un pas de  $5\text{\AA}$  (Figure 5.4). Les résultats de SNFIT n'ont pas bougé, contrairement à ceux de SNCOSMO dont la différence en  $m_B$  donne en moyenne  $0,001$  mag. SNFIT est donc robuste par changement de pas et le passage à  $1\text{\AA}$  de pas d'intégration n'est donc pas suffisant pour traiter cette différence entre les résultats des deux librairies. Nous avons donc décidé de redéfinir les filtres de la SNf de façon à ce que les bords des filtres ne soient plus discontinus. Pour cela, nous avons remplacé la fonction de transmission en créneau  $\tau$  par une fonction sigmoïde définie telle que :

$$\tau(\lambda) = \frac{(1 + \tan(\frac{\lambda - \lambda_{bleu}}{w})) (1 + \tan(\frac{\lambda_{rouge} - \lambda}{w}))}{4} \quad (5.1)$$

où  $\lambda_{bleu}$  est la limite inférieure du filtre créneau,  $\lambda_{rouge}$  est la limite supérieure du filtre créneau et  $w$  un paramètre tel que plus  $w$  est petit plus  $\tau$  se rapproche d'une fonction créneau comme l'illustre la figure 5.5. Nous avons refait l'ajustement en gardant le pas d'intégration initial de  $5\text{\AA}$  avec SNFIT et SNCOSMO et en redéfinissant les bandes BVR à l'aide de la fonction 5.1 avec un  $w = 20$ . La figure 5.6 montre la nouvelle différence obtenue : il n'existe plus de biais entre les deux librairies ce qui permet d'ajuster les courbes de lumière pour reconstruire  $m_B$ . Nous avons ensuite fait varier le paramètre  $w$  pour déterminer les filtres SNf que nous utiliserons par la suite. La figure 5.7 résume l'ensemble de ce travail. Pour des  $w$  compris entre  $5$  et  $20\text{\AA}$  les résultats pour SNFIT et SNCOSMO convergent autour des résultats obtenus avec

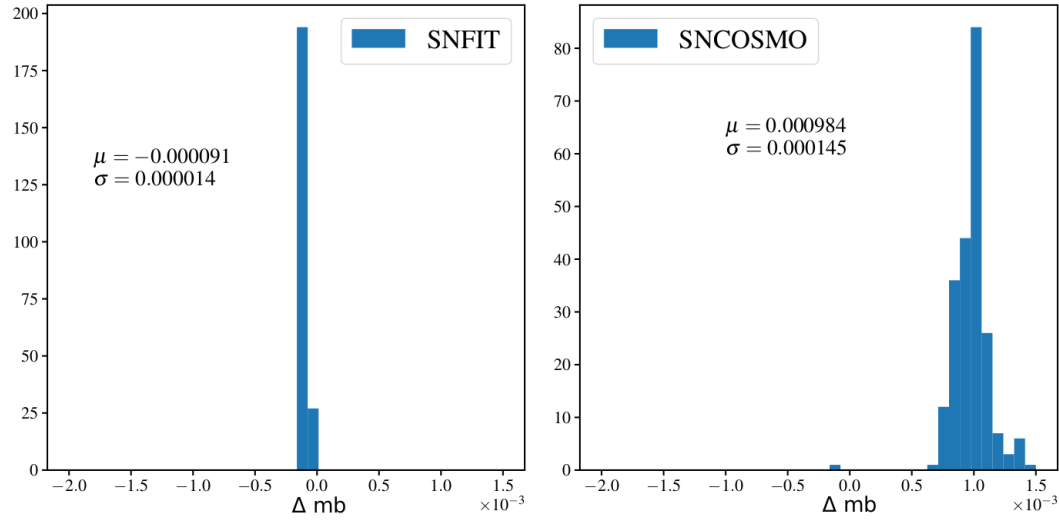


FIGURE 5.4 – Distribution de la différence entre les  $m_B$  obtenus avec un pas d'intégration de  $5\text{\AA}$  et de  $1\text{\AA}$  ( $\Delta m_B = m_{B,5\text{\AA}} - m_{B,1\text{\AA}}$ ), en utilisant les résultats de SNCOSMO (à droite) et de SNFIT (à gauche).  $\mu$  est la moyenne de la différence et  $\sigma$  l'écart type.

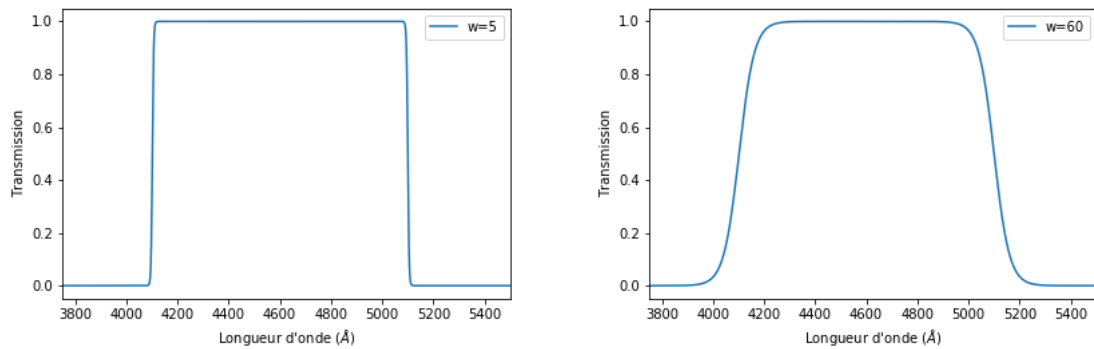


FIGURE 5.5 – Fonction de transmission de la bande B redéfinie par la fonction 5.1 avec  $w=5$  à gauche et à titre d'illustration  $w=60$  à droite.

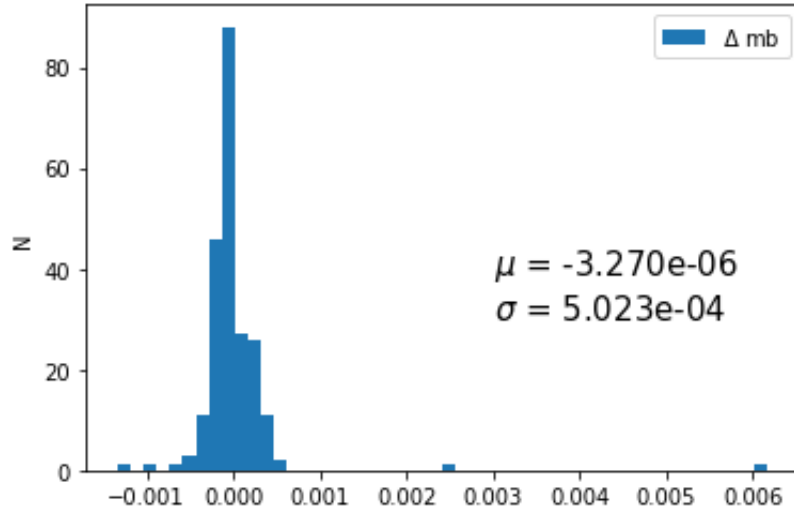


FIGURE 5.6 – Distribution de la différence entre les  $m_B$  reconstruits en utilisant SNFIT et SNCOSMO à l’aide des données photométriques intégrées dans les filtres redéfinis avec un  $w = 20$  ( $\Delta m_B = m_{B,SNFIT} - m_{B,SNCOSMO}$ ).

SNCOSMO et un pas d’intégration de  $1\text{\AA}$ . Pour des valeurs de  $w$  supérieures les filtres deviennent trop différents d’un filtre créneau ce qui explique que les résultats obtenus commencent à diverger avec cette référence. SNCOSMO et SNFIT sont cependant toujours en accord sur la détermination de  $m_B$  avec l’utilisation des filtres redéfinis pour des  $w$  entre 5 et 20. Par la suite, nous utiliserons donc pour SNCOSMO comme pour SNFIT des filtres redéfinis avec  $w = 10$  et nous utiliserons un pas d’intégration de  $5\text{\AA}$  ce qui permet d’accélérer le calcul par rapport à un pas de  $1\text{\AA}$ , sans perte de qualité.

## 5.2 Résultats de l’ajustement des courbes de lumière SNf

Nous allons à présent produire l’ajustement des courbes de lumière des données photométriques synthétiques de la SNf obtenues par intégration des spectres réels avec les filtres définis dans la section précédente. Nous allons dans un premier temps étudier la reconstruction des paramètres après ajustement des courbes de lumière en les comparant aux paramètres obtenus par ajustement des spectres. Par la suite, nous allons comparer les résidus des modèles SALT2 et SUGAR ajustés sur aux courbes de lumière de SNf.

### 5.2.1 Reconstruction des paramètres SUGAR par ajustement des courbes de lumière synthétique de la SNf

L’objectif de cette étude est donc de comparer les résultats du chapitre précédent avec ceux obtenus sur des données réelles en vérifiant l’impact des différents jeux de



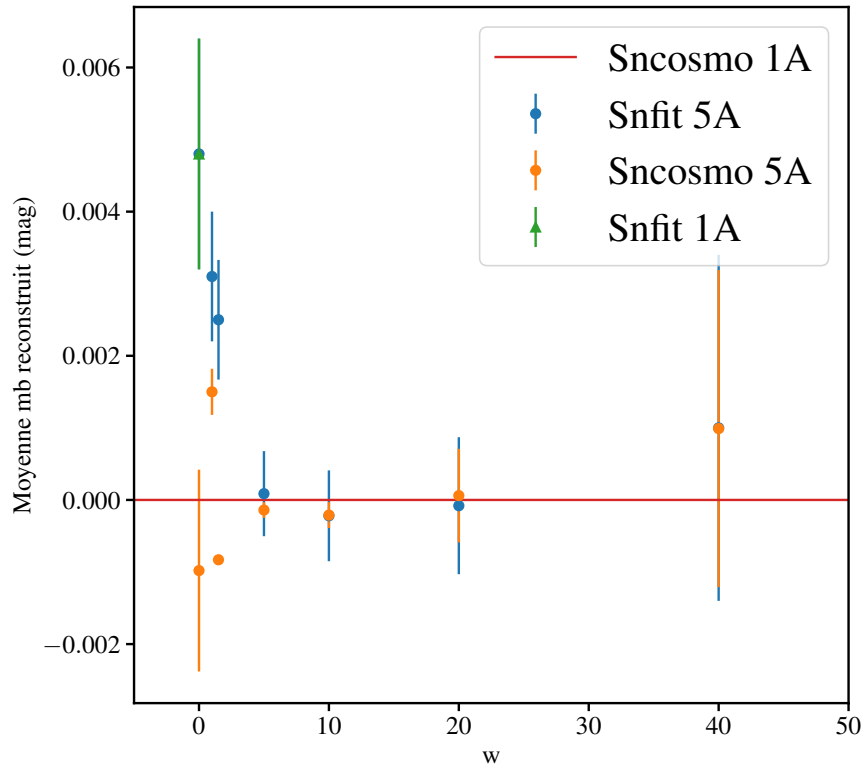


FIGURE 5.7 – Moyenne de la distribution des  $m_B$  obtenu en utilisant les résultats de SNFIT et de SNCOSMO pour des jeux de filtres SNf avec des  $w$  différents.

bandes. Nous avons retenu, pour cela, le jeu complet UBVRI, le jeu BVR utilisé comme référence par la SNf et le jeu UBv qui est le jeu de bandes où se trouve l'information pour les SNIa à haut redshift. Nous avons tout d'abord effectué un ajustement dans les bandes BVR dont un exemple est donné sur la figure 5.8. La figure 5.9 présente la comparaison des paramètres obtenus après ajustement des courbes de lumière SNf en UBVRI avec les paramètres obtenus après ajustement des spectres SNf. La distribution des différents paramètres dans ce cadre est bien reconstruite. Nous noterons que  $q_2$  est déjà plus difficile à reconstruire. La figure 5.10 présente la même comparaison mais dans les bandes BVR. Les paramètres sont bien reconstruits sauf le paramètre  $q_2$  comme l'avait prédit la simulation (Figure 4.8). En effet, l'écart-type de la distribution de la différence  $\Delta q_2$  entre photométrie et spectroscopie est de 2,541 alors que l'écart-type de la distribution du  $q_2$  en spectroscopie est de 1,73. De même pour les bandes UBv l'écart-type du  $\Delta q_2$  est de 2,456 : il sera difficile de reconstruire le paramètre  $q_2$  pour des SNIa à haut redshift. Pour cette raison dans le cadre de notre analyse avec les données JLA des chapitres 7 et 8 nous ne déterminerons pas le paramètre  $q_2$ . De plus, l'absence des bandes U et I dégradent l'ensemble des paramètres SUGAR. En effet, les écarts-types des différences de  $q_1$  et  $q_3$  avec la spectroscopie passent de 0,509 à 0,844 pour  $q_1$  et de 0,368 à 0,543 pour  $q_3$  lorsqu'on passe de 5 bandes à BVR. Nous pouvons aussi remarquer que la valeur moyenne de  $\Delta A_v$  passe de -0,004 en BVR à -0,025 en UBv et celle de  $\Delta X_{gr}$  passe de  $-0,011e^{-15}$  en BVR à  $-0,108e^{-15}$  en UBv ce qui montre qu'en l'absence des bandes R et I cela peut créer un biais pour ces deux paramètres. Nous verrons dans la section 5.3 que cette dégradation de la détermination des paramètres SUGAR a un impact sur les performances de l'ajustement du diagramme de Hubble.

### 5.2.2 Comparaison des résidus aux courbes de lumière de SALT2 et SUGAR

Nous allons à présent comparer les performances des modèles SALT2 et SUGAR sur la description des courbes de lumière SNf en ajoutant les SNIa du lot de validation (120 SNIa). La figure 5.12 illustre la moyenne et l'écart-type pondéré (wRMS, équation 3.2) des résidus aux modèles SALT2 et SUGAR des courbes de lumière sur l'ensemble des SNIa de l'échantillon d'entraînement et de validation de la SNf soit 225 SNIa. La moyenne et le wRMS sont déterminés sur 9 intervalles réguliers en phase compris entre -12 et 48 jours. Les moyennes des résidus pour SUGAR et SALT2 sont compatibles avec 0, hormis la bande I pour SALT2 ce qui est dû au fait que la bande I de SALT2 est très peu contrainte (GUY et al., 2007) car le modèle est entraîné sur des SNIa à haut redshift. Aux phases tardives les valeurs moyennes s'écartent également de 0, ce qui peut provenir du fait que la calibration du lot de validation est moins bonne. Les valeurs de la wRMS montrent qu'il n'y a pas de différence notable dans les bandes U, B et V mais que SUGAR permet une meilleure description des courbes de lumière pour les bandes R et I. Nous pourrions cependant nous attendre à ce que SUGAR obtienne des meilleurs performances en particulier, dû au fait que le lot d'entraînement fasse partie de ces résultats.

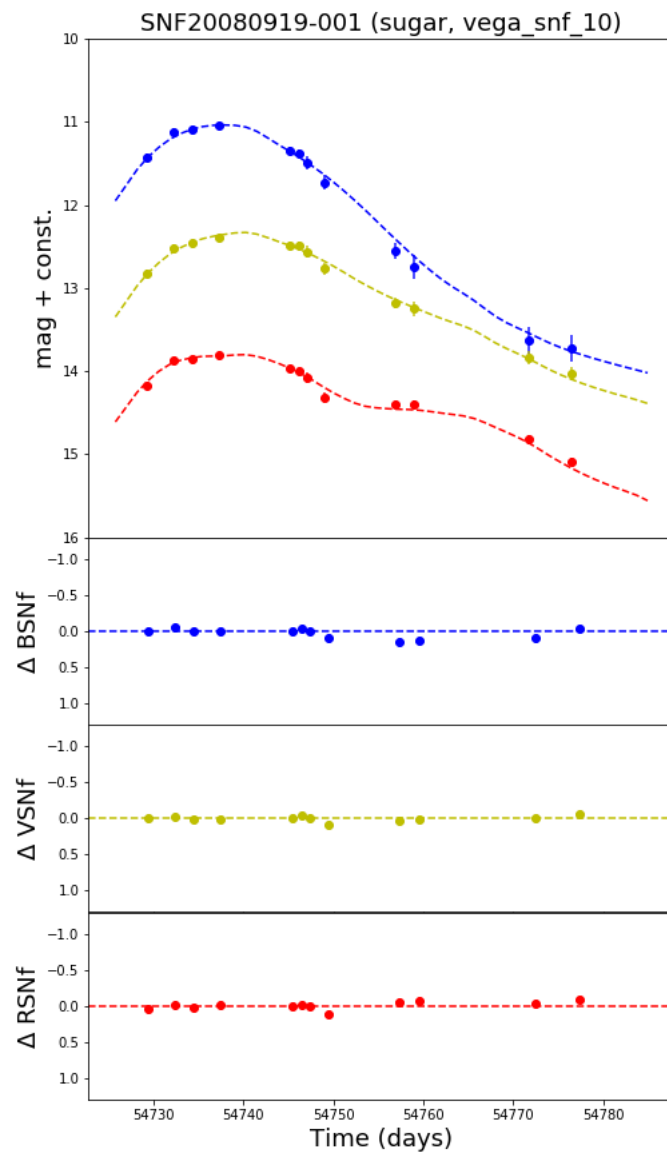


FIGURE 5.8 – Exemple de courbes de lumière synthétiques de la SNf ajustées avec SUGAR dans les bandes BVR. Le graphe du haut montre les courbes de lumières dans les différentes bandes et le graphe du bas montre les résidus au modèle SUGAR pour chaque bande.

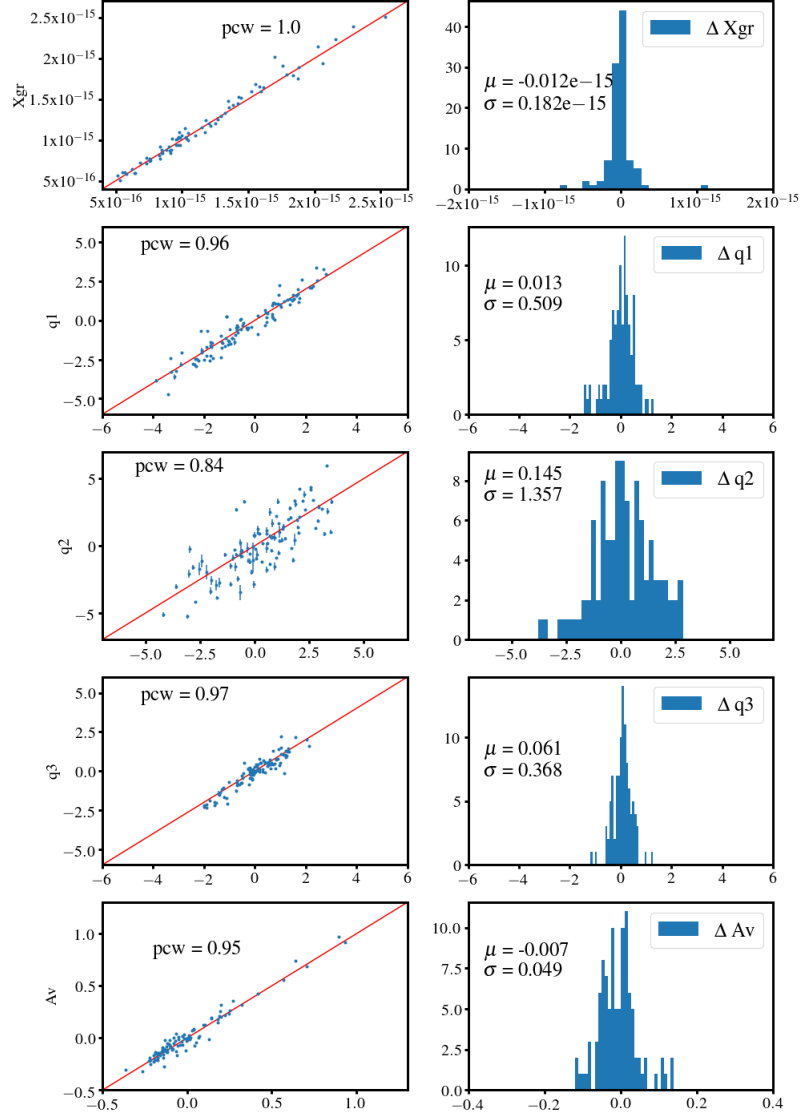


FIGURE 5.9 – Comparaison des paramètres obtenus après ajustement des courbes de lumière SNf en UBVRI avec les paramètres obtenus après ajustement des spectres SNf (à gauche) et distribution de la différence entre ces deux jeux de paramètres (à droite).  $pcw$  est le coefficient de Pearson défini par l'équation 4.9,  $\mu$  est la valeur moyenne de la distribution et  $\sigma$  son l'écart-type. Dans la colonne de gauche, les abscisses représentent les valeurs obtenues en photométrie et les ordonnées les valeurs obtenues par ajustement des spectres.

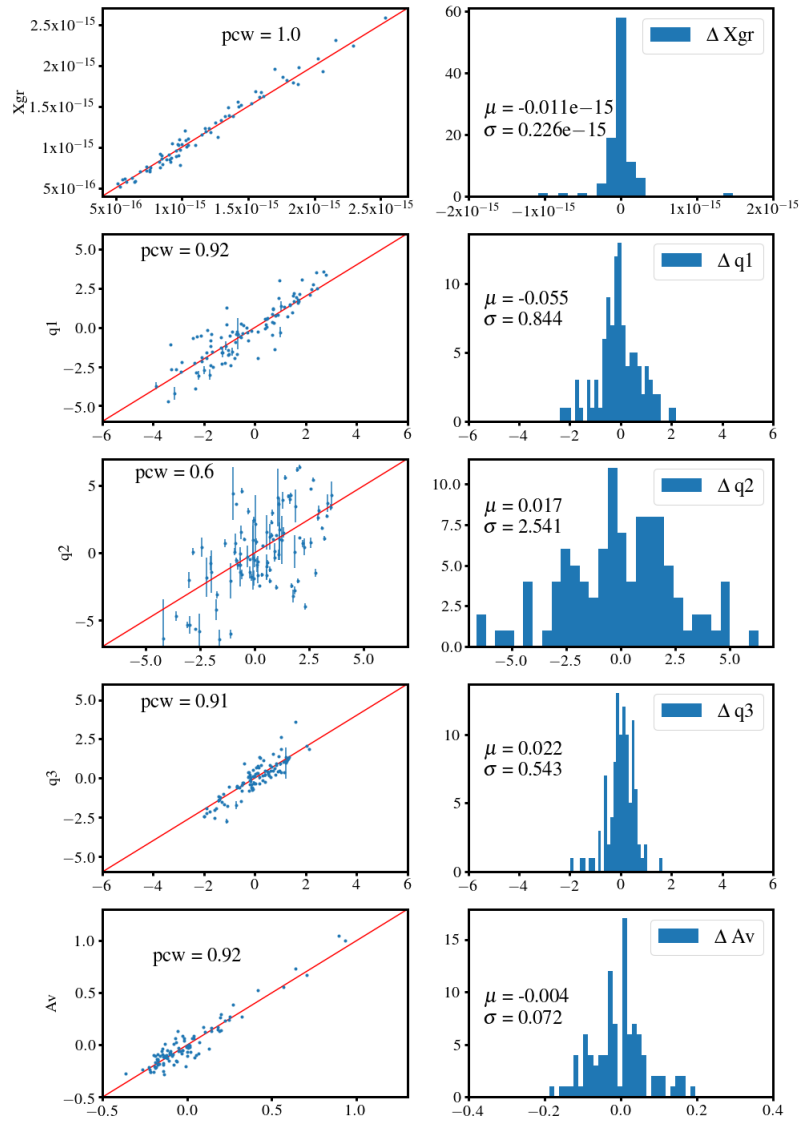


FIGURE 5.10 – Même figure que 5.9 mais pour les bandes BVR.

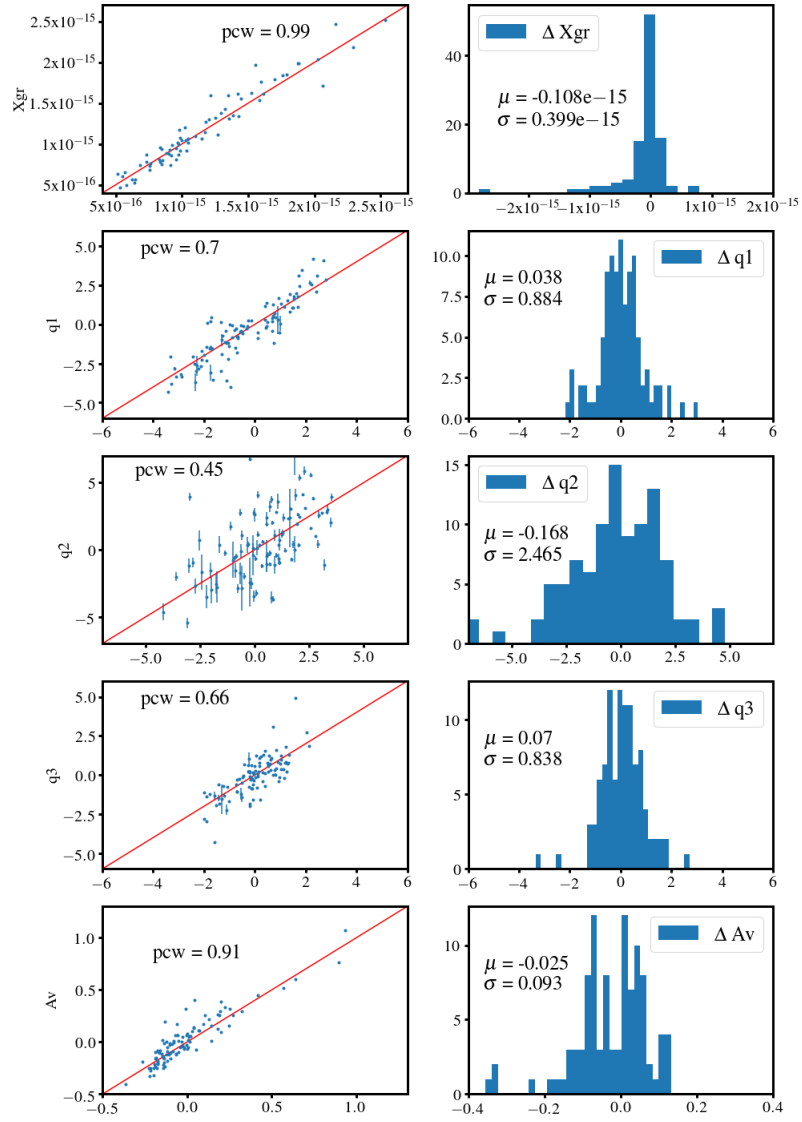


FIGURE 5.11 – Même figure que 5.9 mais pour les bandes UBV.

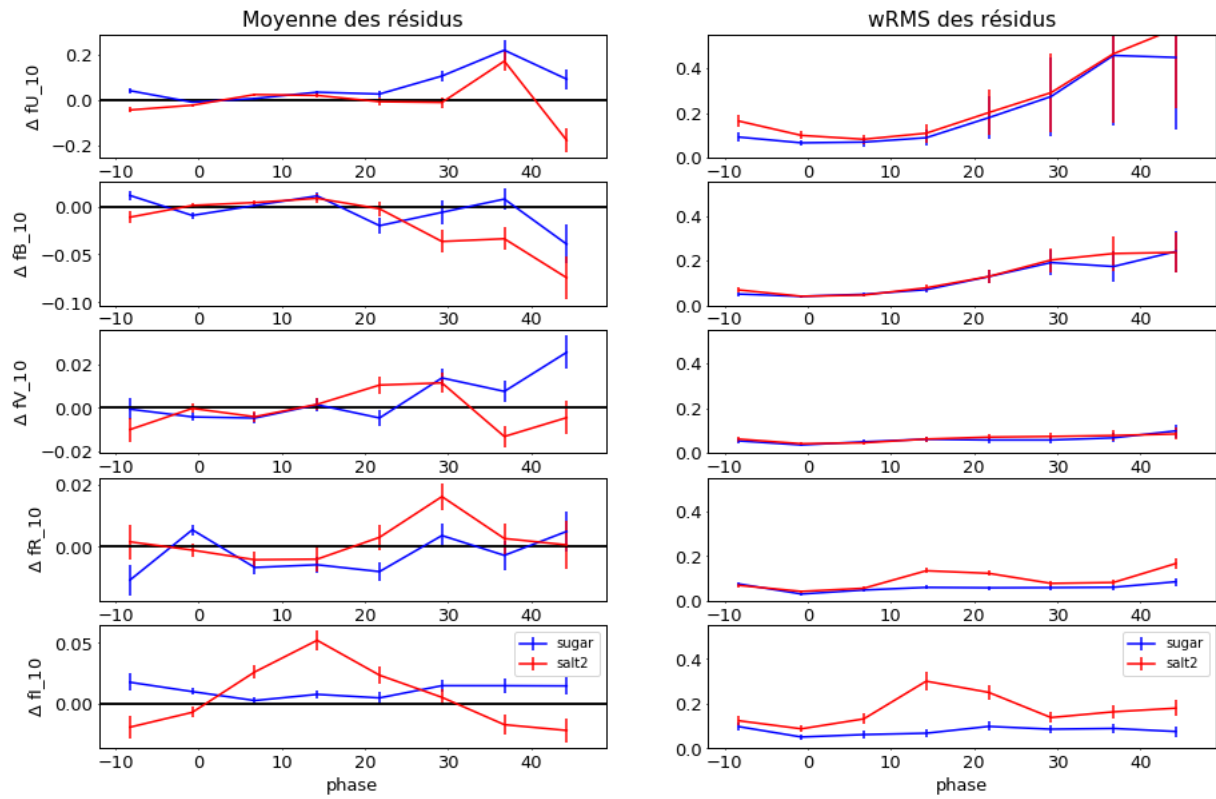


FIGURE 5.12 – Moyenne (à gauche) et wRMS (à droite) des résidus aux modèles SALT2 et SUGAR des courbes de lumière SNf dans les bandes UBVRI pour un ajustement sur le lot entraînement + validation .

	BVR	UBVRI	UBV	Spectro
$\sigma_{int}$ SUGAR	0,125	0,124	0,176	0,117
wRMS SUGAR	$0,135 \pm 0,010$	$0,132 \pm 0,010$	$0,181 \pm 0,013$	$0,125 \pm 0,010$
$\sigma_{int}$ SALT2	0,130	0,125	0,157	-
wRMS SALT2	$0,142 \pm 0,010$	$0,136 \pm 0,010$	$0,173 \pm 0,012$	-

TABLE 5.1 – Performances comparées de SUGAR et SALT2 sur les valeurs du wRMS et de  $\sigma_{int}$  du diagramme de Hubble sur le lot d'entraînement (105 SNIa).

### 5.3 Ajustement d'un diagramme de Hubble avec une standardisation SUGAR sur les données SNf

Nous allons à présent comparer les performances d'une standardisation SUGAR face à une standardisation SALT2 lors d'un ajustement d'un diagramme de Hubble. Nous avons dans ce cadre utilisé le modèle  $\Lambda$ CDM défini section 1.1.6 avec  $\Omega_m$  fixé à 0,3 et ajusté uniquement les paramètres de nuisance ( $M_B, \alpha, \beta$ ) pour SALT2 et ( $M_B, \alpha_i, \beta$ ) pour SUGAR. De plus, nous avons gardé pour cette étude l'ajustement du paramètre  $q_2$ . Pour la corrélation avec les propriétés des galaxies hôtes et leur intégration dans la standardisation, une section y sera entièrement consacrée en fin de chapitre. Nous devons cependant déterminer la valeur de la dispersion intrinsèque  $\sigma_{int}$  car si SUGAR propose une meilleure description de la variabilité des SNIa cela devrait se traduire par une diminution du  $\sigma_{int}$ . Pour le déterminer nous utilisons le fait que le  $\chi^2$  par degré de liberté doit converger vers 1. Nous effectuons donc un ajustement itératif où entre chaque itération on recalcule le  $\sigma_{int}$  pour qu'il donne un  $\chi^2$  par degré de liberté égal à 1. Nous effectuons ce processus itératif jusqu'à ce que l'ajustement donne :

$$\chi^2 - 1 < 0.001 \quad (5.2)$$

Dans le cadre de SALT2, l'ajustement est fait sans le modèle d'erreur c'est à dire en posant  $d_{\phi,b} = 0$  dans l'équation 2.5. En effet, comme ces termes ne sont pas disponibles dans SUGAR, cela permet de faire une comparaison toutes choses égales par ailleurs. Les tables 5.1 et 5.2 résument les performances comparées de l'ajustement SUGAR et notre ajustement SALT2 sur les valeurs du wRMS et de  $\sigma_{int}$  pour les résultats obtenus après ajustement des courbes de lumière en BVR, UBVRI et BVR sur les données du lot d'entraînement et de validation et l'ajustement avec les spectres pour SUGAR. Les incertitudes statistiques proviennent des mêmes données et les différences entre les modèles sont significatives.

Ces résultats montrent que l'ajustement des spectres avec SUGAR donne les meilleurs résultats, ce qui était attendu car les spectres détiennent plus d'information que les données photométriques et que SUGAR a été directement entraîné dessus. En BVR SUGAR reste plus performant que SALT2 mais cette différence se réduit en UBVRI. Cependant comme SUGAR a été entraîné avec les données de la SNf, cette amélioration peut être aussi due à des effets de surentraînement. Pour vérifier cela nous avons également comparé les résultats sur le lot de validation. Ce dernier est de moins bonne qualité photométrique comme le montre la dégradation des résultats avec SALT2. Cependant, les conclusions demeurent : SUGAR est plus performant



	BVR	UBVRI	UBV
$\sigma_{int}$ SUGAR	0,163	0,173	0,209
wRMS SUGAR	$0,182 \pm 0,012$	$0,193 \pm 0,013$	$0,229 \pm 0,014$
$\sigma_{int}$ SALT2	0,177	0,189	0,193
wRMS SALT2	$0,198 \pm 0,013$	$0,211 \pm 0,014$	$0,218 \pm 0,014$

TABLE 5.2 – Performances comparées de SUGAR et SALT2 sur les valeurs du wRMS et de  $\sigma_{int}$  du diagramme de Hubble sur le lot de validation (120 SNIa).

en BVR et UBVRI, mais ces résultats se dégradent en UBVR. En UBVR les résultats montrent que la standardisation SUGAR dans ces bandes est moins performante que celle de SALT2. Ceci est dû au fait que dans les bandes UBVR la détermination des paramètres SUGAR est dégradée comme nous l’avons vu dans la section 5.2.1. Le wRMS des résidus est moins bon en bande U que dans les autres bandes, et il faudrait disposer d’un modèle d’erreur pour améliorer l’ajustement. Les SNIa à haut redshift où l’information observée se trouve principalement dans les bandes UBVR restframe, seront certainement impactées de la même manière par la dégradation des résultats dans ces bandes. Dans le cadre, de savoir quel modèle de SUGAR ou SALT2 permet la meilleure performance lors de l’ajustement d’un diagramme de Hubble, cela jouera en défaveur de SUGAR. Cependant comme nous le verrons dans le chapitre 8 cette étude ne porte pas uniquement sur la comparaison des performances des deux modèles mais l’un de ses objectifs est aussi de déterminer l’évolution des paramètres SUGAR avec le redshift. En effet, nous avons vu dans les chapitres précédents que  $x_1$  est un composite des paramètres  $q_1$  et  $q_3$ . Si ces deux paramètres évoluent différemment cela montrerait que la détermination du paramètre  $x_1$  par SALT2 peut être affectée par l’effet de  $q_3$  à haut redshift.

## 5.4 Impact de SUGAR dans la corrélation entre les résidus au diagramme de Hubble et les propriétés des galaxies hôtes

Nous allons à présent étudier l’impact d’une standardisation SUGAR sur la corrélation des résidus au diagramme de Hubble avec les propriétés des galaxies hôtes des SNIa. En effet, comme évoqué dans la section 2.3.1, l’étude effectuée par RIGAULT et al. (2018) montre qu’après une standardisation SALT2, il existe un biais dans la moyenne des résidus pour les SNIa se trouvant dans un environnement à un taux spécifique de formation stellaire locale (LsSFR) supérieur à  $-10,8$  par rapport à celles ayant un LsSFR inférieur à cette même valeur. Nous allons dans cette section reproduire cette analyse avec une standardisation SUGAR pour étudier l’impact de ce modèle sur ce biais. Nous allons prendre pour cela les SNIa que nous avons en commun avec l’analyse de RIGAULT et al. (2018) et pour lesquelles nous disposons des valeurs des LsSFR et des masses des galaxies hôtes, soit 139 SNIa.



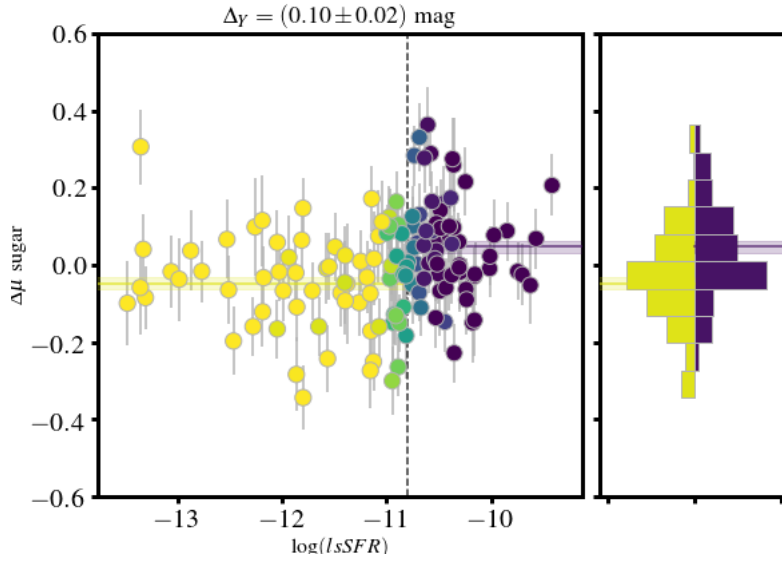


FIGURE 5.14 – Résidus au diagramme de Hubble en fonction du LsSFR avec les données SNf en UBVRI et une standardisation SUGAR.

$$\mu_{SUGAR,Y} = m_B^* - M_B - \sum_{i=1}^3 \alpha_i q_i - \beta A_v + p_{lssfr} \Delta Y \quad (5.4)$$

où  $p_{lssfr}$  est la probabilité déterminé par RIGAULT et al. (2018) que le LsSFR soit supérieur à -10,8,  $\Delta Y$  est le biais dû au LsSFR. Nous avons ainsi refait l'ajustement du diagramme de Hubble sur ce lot SNf en incluant  $\Delta Y$ . De plus nous avons aussi effectué une standardisation incluant le biais  $\Delta M$  dû à la masse des galaxies hôtes et une standardisation incluant une combinaison de ces deux biais. Les résultats sont résumés dans la table 5.3. Nous pouvons remarquer que pour SALT2 ainsi que pour SUGAR le biais dû au LsSFR est plus important que celui dû à la masse des galaxies hôtes. De plus, dans ces différents cas les résultats obtenus donnent un meilleur wRMS et  $\sigma_{int}$  avec SUGAR. De plus, les résultats sur la combinaison des deux biais nous montrent que pour SUGAR comme pour SALT2 la présence du biais dû au LsSFR donne un  $\Delta M$  marginalement compatible avec 0 ce qui n'exclut pas la possibilité qu'il demeure toujours un biais dû à la masse des galaxies hôtes après une standardisation avec  $\Delta Y$ .

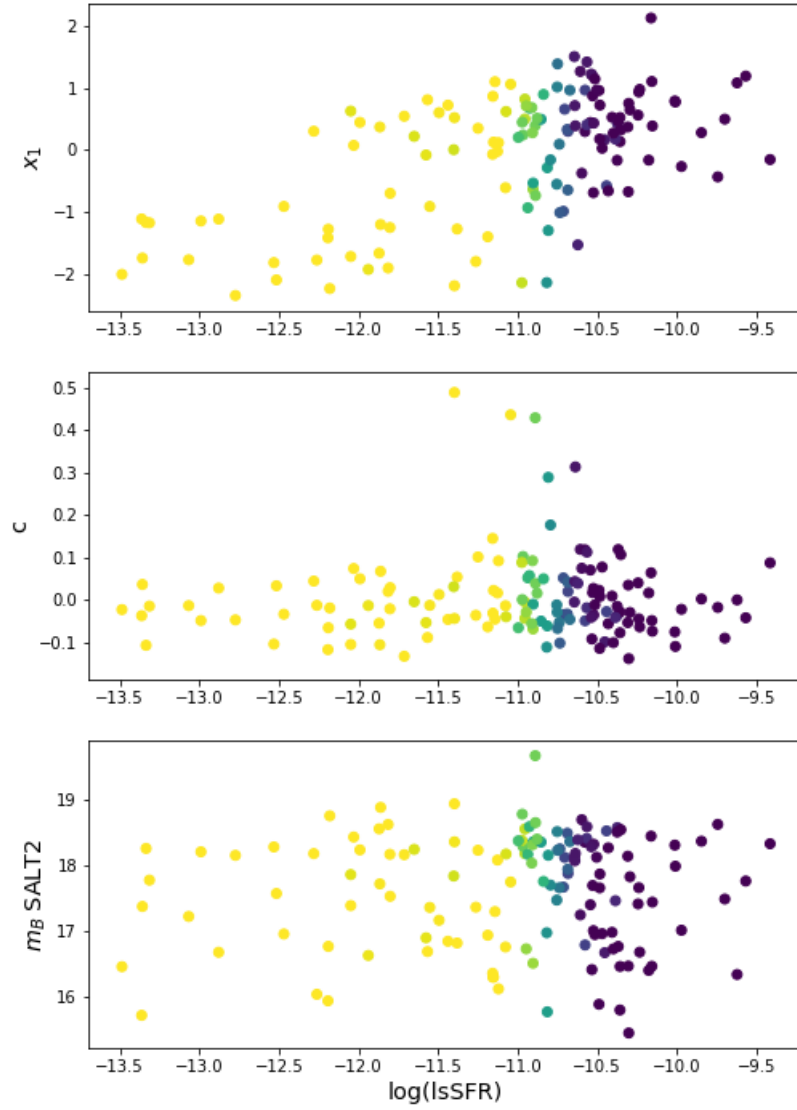


FIGURE 5.15 – Paramètres SALT2 déterminés avec les données SNf dans les bandes UBVRI.

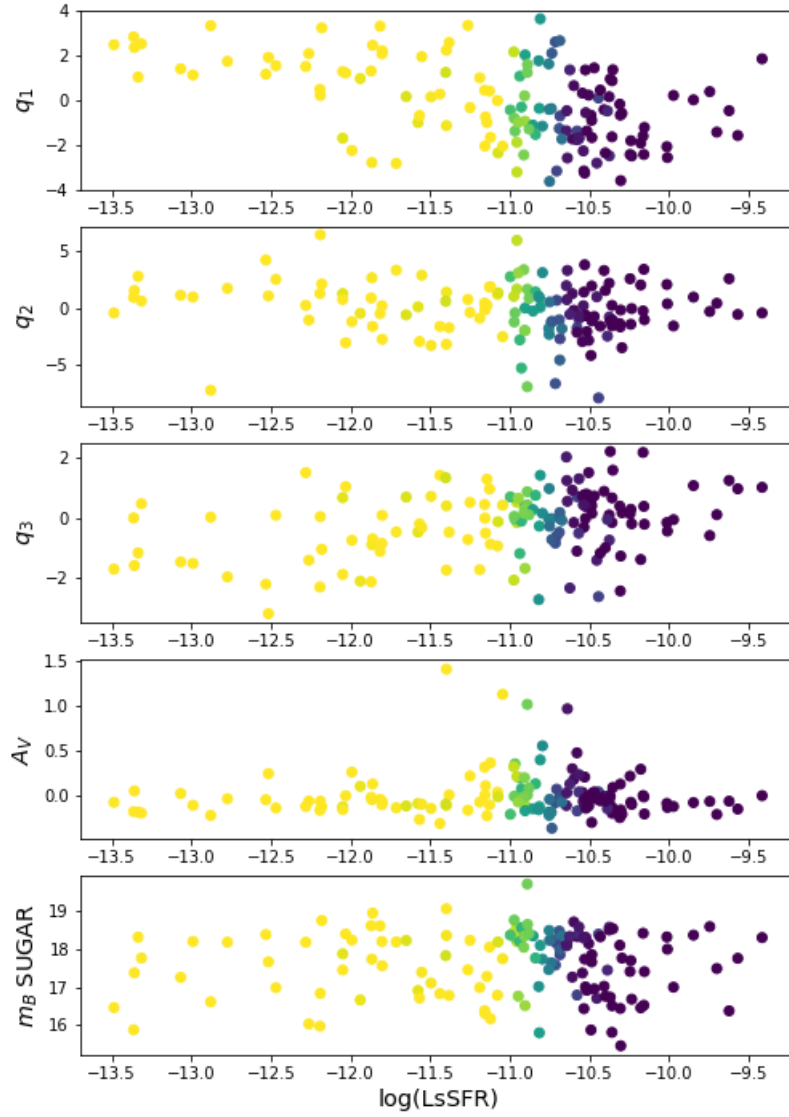


FIGURE 5.16 – Paramètres SUGAR déterminés avec les données SNf dans les bandes UBVRI.

paramètres	wRMS	$\sigma_{int}$	$\Delta M$	$\Delta Y$
$\mu_{SALT2}$	$0.149 \pm 0.009$	0.128	-	-
$\mu_{SUGAR}$	$0.131 \pm 0.008$	0.121	-	-
$\mu_{SALT2} + p_{mass}\Delta M$	$0.132 \pm 0.008$	0.121	$0.10 \pm 0.03$	-
$\mu_{SUGAR} + p_{mass}\Delta M$	$0.124 \pm 0.008$	0.115	$0.09 \pm 0.02$	-
$\mu_{SALT2} + p_{lssfr}\Delta Y$	$0.127 \pm 0.008$	0.115	-	$0.15 \pm 0.03$
$\mu_{SUGAR} + p_{lssfr}\Delta Y$	$0.121 \pm 0.008$	0.111	-	$0.13 \pm 0.03$
$\mu_{SALT2} + p_{lssfr}\Delta Y + p_{mass}\Delta M$	$0.126 \pm 0.008$	0.114	$0.05 \pm 0.03$	$0.12 \pm 0.03$
$\mu_{SUGAR} + p_{lssfr}\Delta Y + p_{mass}\Delta M$	$0.119 \pm 0.008$	0.110	$0.05 \pm 0.03$	$0.10 \pm 0.03$

TABLE 5.3 – Résumé des résultats obtenus sur les données SNf en UBVRI avec des standardisations SUGAR et SALT2 pour différents ajouts de biais.



## Chapitre 6

# Ajustement des courbes de lumière avec les données de The Carnegie Supernova Project

Les résultats du chapitre précédant montrent une amélioration des résultats avec SUGAR comparés à ceux de SALT2. Cependant, ces résultats ont été effectués en partie avec l'échantillon d'entraînement de SUGAR et peuvent être dus à des effets de surentraînement. Pour vérifier la validité de ces résultats, nous avons utilisé un échantillon externe à SNf et effectué à nouveau un ajustement des courbes de lumière puis un ajustement d'un diagramme de Hubble. Nous avons pour cela choisi *The Carnegie Supernova Project* (HAMUY et al., 2006, CSP) car ces données sont également à des bas redshifts, compris entre 0.0192 et 0.0835, rendant l'analyse similaire et comparable à celle effectuée avec SNf. Après une brève description de CSP, nous allons donc effectuer ces différents tests et comparer les résultats déterminés avec les données de la SNf.

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>The Carnegie Supernovae Project . . . . .</b>	<b>102</b>
6.1.1	Objectif scientifique de CSP . . . . .	102
6.1.2	Télescope et photométrie de CSP . . . . .	102
<b>6.2</b>	<b>Ajustement des courbes de lumière CSP . . . . .</b>	<b>102</b>
6.2.1	Sélection des SNIa de CSP . . . . .	102
6.2.2	Comparaison des résidus aux courbes de lumière CSP . . .	103
<b>6.3</b>	<b>Diagramme de Hubble avec CSP . . . . .</b>	<b>107</b>
<b>6.4</b>	<b>Étude préliminaire pour la construction d'un modèle d'er- reur SUGAR à partir des résidus CSP . . . . .</b>	<b>111</b>

---



## 6.1 The Carnegie Supernovae Project

### 6.1.1 Objectif scientifique de CSP

Les SNIa proches ( $z < 0.1$ ) sont plus rares à observer que les SNIa à des plus hauts redshifts car le volume de ciel sondé est plus petit. Au début des années 2000, le lot de SNIa proches pour les analyses cosmologiques était hétérogène et la faible compréhension des systèmes photométriques pour ces relevés pouvait donner lieu à des erreurs systématiques (STRITZINGER et al., 2002, SUNTZEFF, 2000). Le projet *The Carnegie Supernova Project* est un relevé de supernova, initié en septembre 2004 dans ce cadre (HAMUY et al., 2006) avec comme but de construire un large échantillon de SNIa proches, spectrées et possédant des courbes de lumière dans le domaine de l’optique et du proche infra-rouge avec un système photométrique maîtrisé.

### 6.1.2 Télescope et photométrie de CSP

Les données que nous avons utilisées proviennent de la publication des données effectuées par KRISCIUNAS et al. (2017) où sont regroupées 134 SNIa. 55% d’entre elles ont été découvertes par *the Lick Observatory SN Search* (LOSS, FILIPPENKO et al., 2001) avec le télescope *Katzman Automatic Imaging Telescope* de 0,76m et par *the Chilean Automatic Supernova Search* (PIGNATA et al., 2009), 19% ont été découvertes par *the Robotic Optical Transient Search Experiment* (AKERLOF et al., 2003) et *the Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Survey* (SAKO et al., 2018). Les 36% restants ont été découvertes par des astronomes amateurs. Le suivi de ces SNIa a pour la majorité été effectué avec le télescope de 1m de l’observatoire *the Las Campanas Observatory* et la caméra CCD *SITe3*. L’autre partie du suivi a été effectuée avec le télescope de 2,5m *Pont* et la caméra CCD *SITe2*. Les courbes de lumière utilisées dans notre analyse sont celles de la gamme optique *ugBVri* dont les fonctions de transmission sont données par la figure 6.1. La bande V a été changée 3 fois durant le relevé et la figure 6.1 montre aussi les différentes fonctions de transmission de ces bandes V.

## 6.2 Ajustement des courbes de lumière CSP

### 6.2.1 Sélection des SNIa de CSP

Notre analyse a donc été faite avec les 134 SNIa provenant de KRISCIUNAS et al. (2017) et dans ces 134 SNIa, nous avons pris uniquement les SNIa dont la sous-catégorie est dite normale. Nous avons donc exclu de cette analyse les SNIa des sous-catégories 91bg ou 91T portant le lot à 96 SNIa. Cependant, on retrouve dans ce lot des SNIa ne respectant pas les critères de GUY et al. (2007) avec pour certaines d’entre elles aucun point avant le maximum. Pour cette raison, nous avons effectué une seconde sélection en faisant tout d’abord un premier ajustement avec SALT2. Pour une SNIa donnée, dans le cas où cet ajustement par SALT2 fait diverger la valeur de  $t_0$ , nous la retirons de notre lot. Dans le cas contraire nous regardons si elle respecte les critères de GUY et al. (2007) en prenant le  $t_0$  SALT2 comme référence pour la phase. Cette

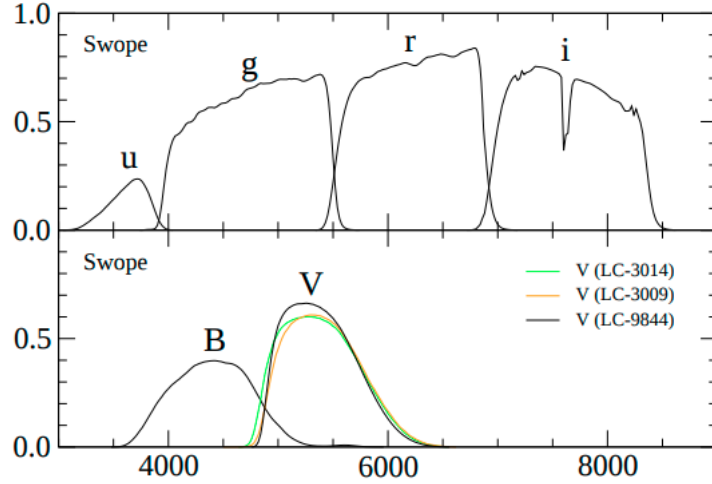


FIGURE 6.1 – Fonction de transmission des filtres CSP  $ugBVri$  (KRISCIUNAS et al., 2017).

sélection porte le lot à 78 SNIa, mais comme les critères de GUY et al. (2007) sont dans ce cas définis pour un ajustement SALT2 et à partir du  $t_0$  SALT2, rien n'assure que ces SNIa ne soient compatibles avec un ajustement SUGAR. Nous avons donc fait un ajustement avec SUGAR. Pour une de ces SNIa, la valeur du  $t_0$  ajusté diverge et nous l'excluons du lot. La SNIa perdue lors de l'ajustement SUGAR est donnée figure 6.3 où l'ajustement a été effectué avec SALT2 et son modèle d'erreur. Nous pouvons remarquer que pour cet objet le  $\chi^2/ndof = 5,26$  alors que le modèle d'erreur est inclus dans l'ajustement et que SALT2 peine à reproduire l'allure des bandes B et V ce qui peut être la cause des difficultés de SUGAR pour ajuster cet objet.

### 6.2.2 Comparaison des résidus aux courbes de lumière CSP

Nous possédons donc les courbes de lumière dans les bandes  $ugBVri$  pour ces 77 SNIa. Cependant la bande  $u$  de CSP est hors du domaine de définition de SUGAR tandis que toutes les bandes sont considérées par SALT2. Nous avons donc effectué l'ajustement des courbes de lumière dans les bandes  $gBVri$  pour SUGAR et pour SALT2 pour que la comparaison entre les deux modèles se fasse sur le même jeu de filtre. Les résultats de l'ajustement SALT2 avec la bande  $u$  seront tout de même disponibles dans la section suivante consacrée aux résultats du diagramme de Hubble. De même, SUGAR ne possédant pas encore de modèle d'erreur, les résultats présentés ici pour SALT2 ont été réalisés sans modèle d'erreur. Un exemple de cet ajustement par SUGAR est donné par la figure 6.2.

De plus, nous avons vu dans la partie précédente que le paramètre  $q_2$  était difficile à déterminer lorsque l'on a moins de 4 bandes. Cependant avec CSP nous disposons d'un lot de 5 bandes ce qui rend donc possible son ajustement à priori.

La figure 6.4 montre la moyenne et wRMS des résidus aux modèles SALT2 et SUGAR des courbes de lumière CSP dans les bandes  $gBVri$ . Pour la bande  $V$  nous avons cumulé les résidus des 3 différentes bandes  $V$  de la figure 6.1. Nous pouvons tout d'abord remarquer que SUGAR donne une wRMS des résidus supérieurs à SALT2 pour

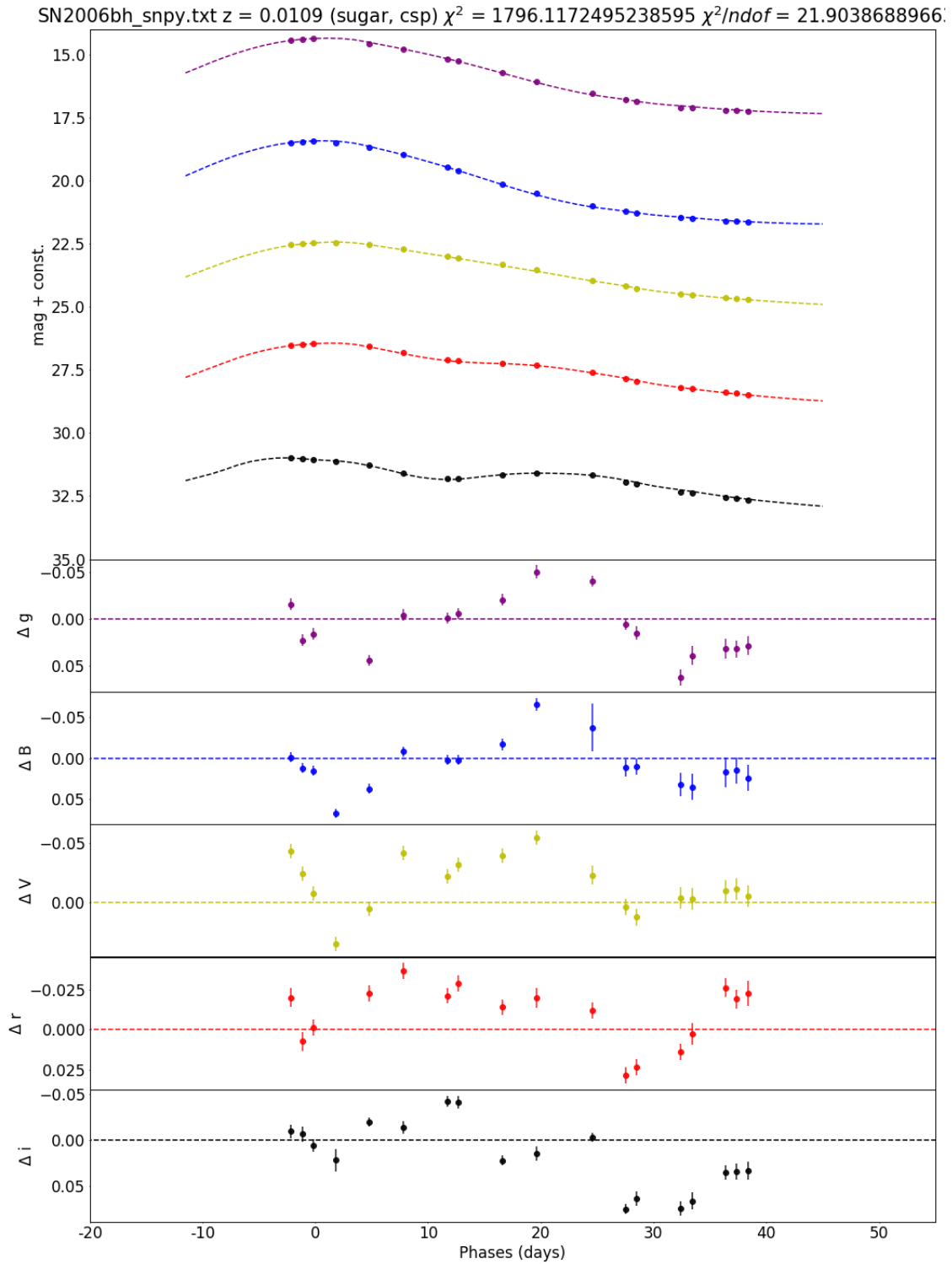


FIGURE 6.2 – Exemple de courbes de lumière CSP ajustées avec SUGAR dans les bandes *gBVri*. Le graphe du haut montre les courbes de lumière dans les différentes bandes et le graphe du bas montre les résidus au modèle SUGAR pour chaque bande.

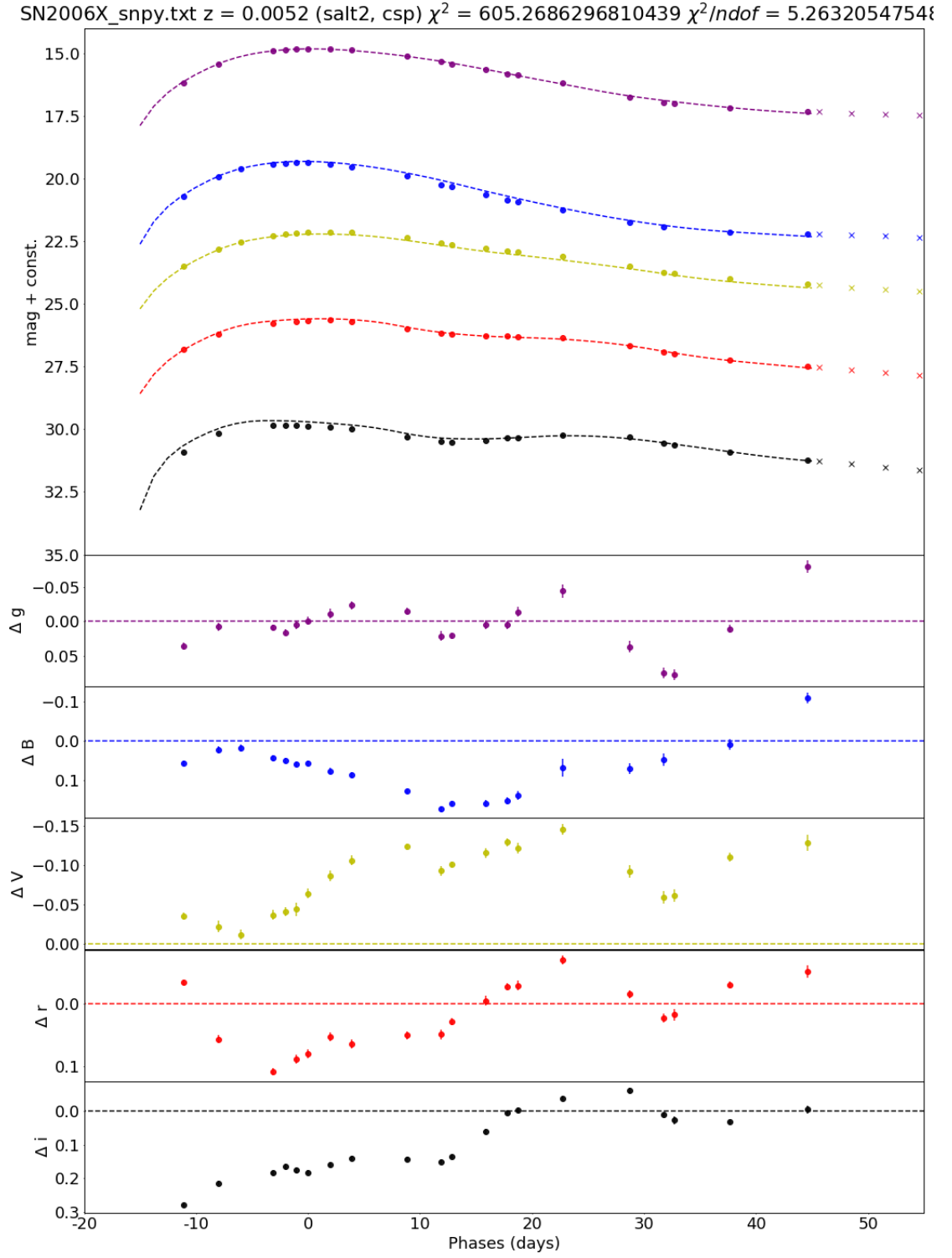


FIGURE 6.3 – Courbes de lumière CSP ajustées avec SALT2 et son modèle d’erreur dans les bandes  $gBVri$  mais où l’ajustement SUGAR n’est pas possible. Le graphe du haut montre les courbes de lumière dans les différentes bandes et le graphe du bas montre les résidus au modèle SALT2 pour chaque bande

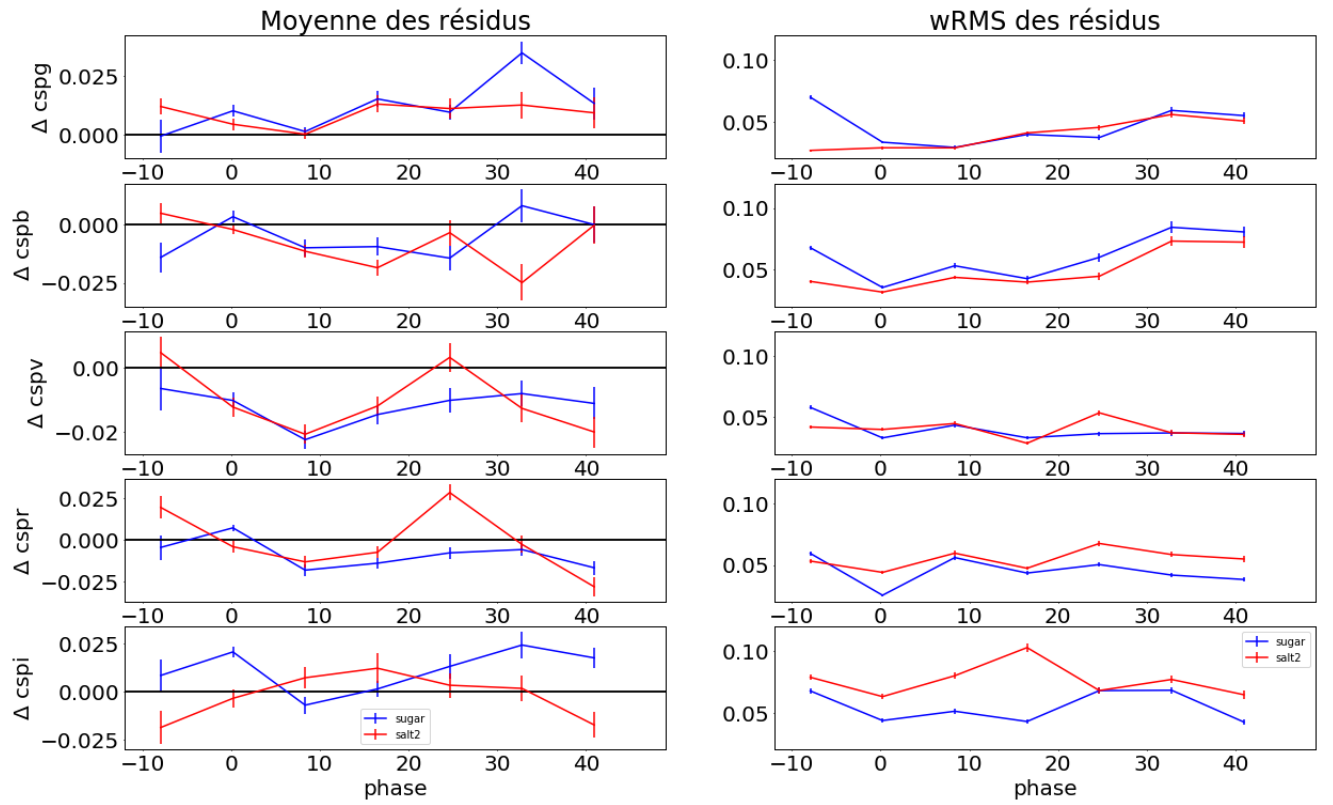


FIGURE 6.4 – Moyenne (à gauche) et wRMS (à droite) des résidus aux modèles SALT2 (en rouge) et SUGAR (en bleu) des courbes de lumière CSP dans les bandes  $gBVri$ .

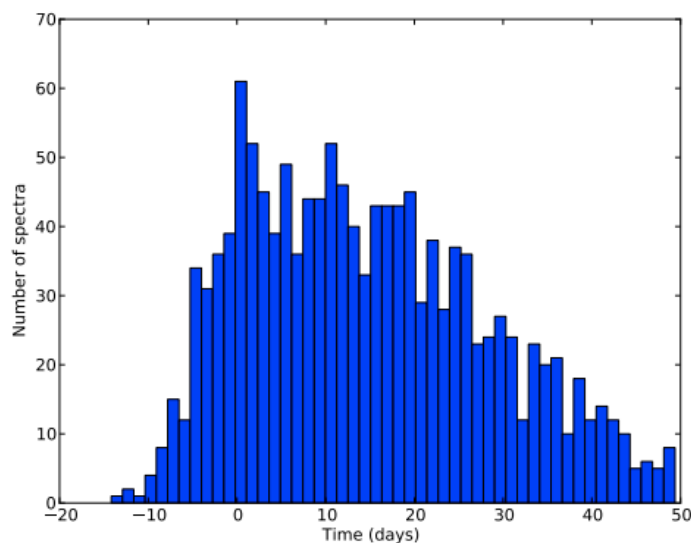


FIGURE 6.5 – Nombre de spectre par phase dans le lot d’entraînement de SUGAR  
PIERRE-FRANÇOIS LEGET, 2016

les premières phases. Ceci est dû au fait que SUGAR possède peu de spectres à ces phases dans son lot d’entraînement comme le montre la figure 6.5. Le  $wRMS$  des résidus de SUGAR est cependant meilleur que celui de SALT2 dans les parties les plus rouges notamment la bande  $i$ . Cette différence est due au fait que SALT2 est peu contraint dans ces bandes car son lot d’entraînement contient peu de SNIa à bas redshift. Du fait que SUGAR ne possède pas à cette étape de modèle d’erreur, les points aux premières phases peuvent dégrader la qualité de l’ajustement car ils ne sont pas déponderés du fait que la modélisation par SUGAR n’est pas fiable à ces phases. De plus, les deux modèles sont définis à des intervalles de phase différents (SUGAR : de -12 à 48 jours, SALT2 de -15 à 45 jours) ce qui peut aussi jouer sur la qualité de l’ajustement. Afin d’établir une comparaison dans les mêmes conditions pour SUGAR et SALT2, nous effectuons à nouveau un ajustement des courbes de lumière mais en réduisant cette fois-ci l’intervalle en phase des deux modèles à  $[-5, 45]$  jours. Les résultats sont donnés par la figure 6.6. Ces résultats montrent que dans les mêmes conditions d’utilisation SUGAR donne une meilleure description des courbes de lumière que SALT2 même si le gain est surtout visible dans les bandes  $r$  et  $i$ .

## 6.3 Diagramme de Hubble avec CSP

Nous avons ensuite poursuivi notre étude en faisant un diagramme de Hubble à cosmologie fixée. De la même manière qu’avec SNf nous avons déterminé  $\sigma_{int}$ . Cependant à très bas redshift ( $z < 0,02$ ) les effets des vitesses particulières deviennent importants. On peut notamment voir ces effets dans les résidus (Figure 6.7) qui suivent une certaine tendance avant  $z = 0,02$ . Pour prévenir de cela, nous allons donc donner nos résultats pour différentes coupures en redshift. Nous avons fait différents ajustements de courbes de lumière avec SALT2 pour arriver à un ajustement dans les mêmes conditions que l’ajustement avec SUGAR (Table 6.1). Nous verrons notamment comment

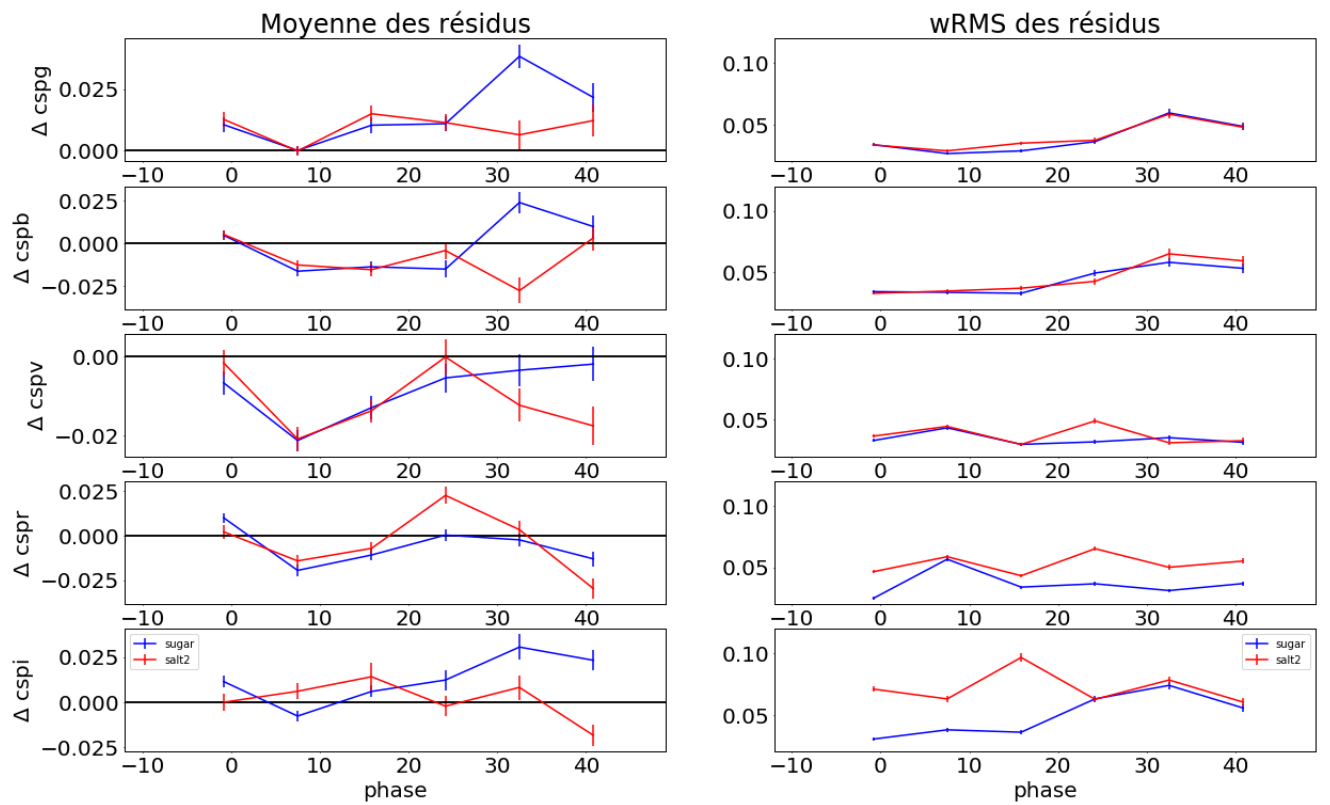


FIGURE 6.6 – Moyenne (à gauche) et wRMS (à droite) des résidus aux modèles SALT2 (en rouge) et SUGAR (en bleu) des courbes de lumière CSP dans les bandes  $gBVri$ . SALT2 et SUGAR sont ici tous deux définis sur l'intervalle de -5 à 45 jours.

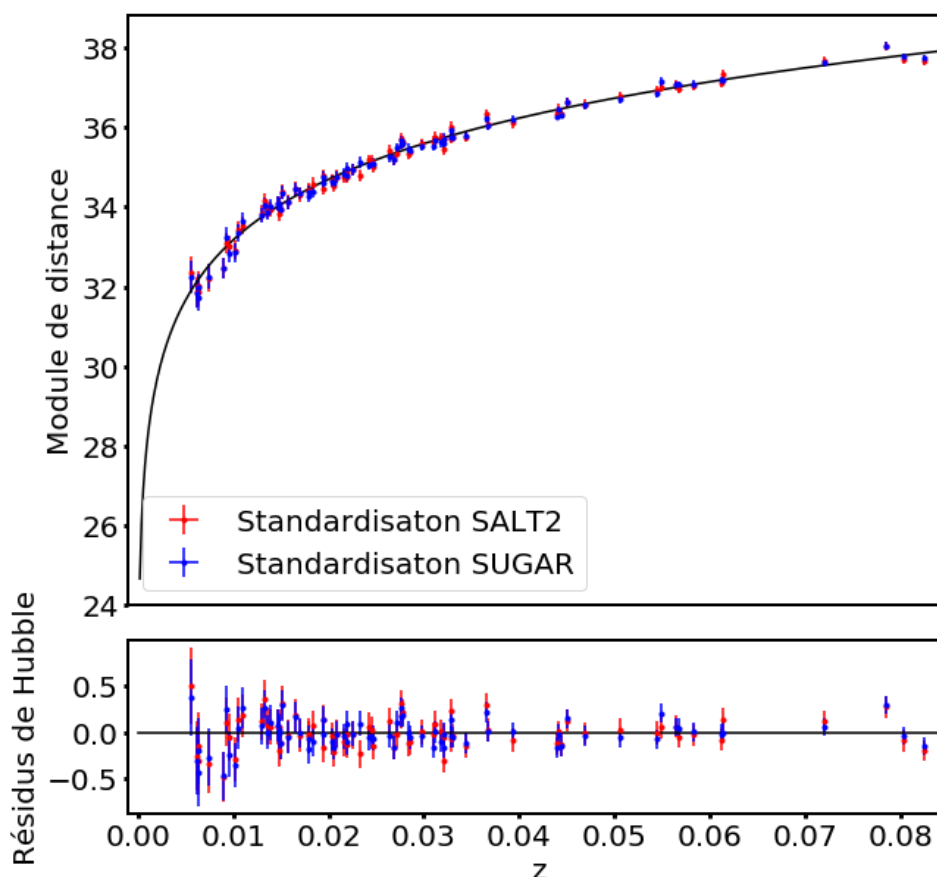


FIGURE 6.7 – Diagramme de Hubble avec CSP sans coupure en redshift

chaque étape dégrade les résultats de SALT2. De plus, nous avons négligé l'impact du biais de Malmquist dans cet étude. En effet, nous cherchons à comparer l'impact des deux modèles sur le diagramme de Hubble et un biais de Malmquist devrait affecter de la même manière l'ajustement quelque soit le modèle utilisé.

Tout d'abord, nous avons effectué un premier ajustement SALT2 avec un modèle d'erreur avec la bande  $u$ , puis un ajustement sans la bande  $u$ . Nous pouvons remarquer que les résultats avec la bande  $u$  ont des  $wRMS$  et  $\sigma_{int}$  plus élevés que sans la bande  $u$  ce qui n'est pas le cas pour les résultats SALT2 sans modèle d'erreur. Ceci montre que dans ce cas le modèle d'erreur de SALT2 ne dépend pas correctement des points de cette bande. Nous pouvons aussi nous demander si un modèle d'erreur entraîné avec des données d'un certain relevé peut être appliqué aux données d'un autre relevé. En effet, le modèle d'erreur modélise à quel point que SALT2 est compatible avec le jeu de données ajustées. Chaque relevé peut cependant avoir des spécificités que le modèle d'erreur peut mal interpréter si il n'y a pas été entraîné, ce qui est peut être le cas pour la bande  $u$  de CSP.

Pour SUGAR nous avons aussi fait l'ajustement dans deux cas, le premier où l'on ajuste tous les paramètres et le second où l'on ajuste pas  $q_2$ . Les résultats sont légèrement meilleurs dans le premier cas, ce qui montre que le jeu de bande de CSP permet une estimation de  $q_2$ . De plus, pour pouvoir comparer SALT2 et SUGAR, nous avons



$Z_{min}$	0,00	0,010	0,015	0,020
Nombre de SNIa	77	69	59	49
SALT2 avec modèle d'erreur avec la bande $u$	wRMS = 0,139 $\pm$ 0,012 $\sigma_{int}$ = 0,097	wRMS = 0,133 $\pm$ 0,012 $\sigma_{int}$ = 0,099	wRMS = 0,128 $\pm$ 0,012 $\sigma_{int}$ = 0,100	wRMS = 0,126 $\pm$ 0,014 $\sigma_{int}$ = 0,104
SALT2 avec modèle d'erreur sans la bande $u$	wRMS = 0,136 $\pm$ 0,011 $\sigma_{int}$ = 0,093	wRMS = 0,131 $\pm$ 0,012 $\sigma_{int}$ = 0,093	wRMS = 0,126 $\pm$ 0,012 $\sigma_{int}$ = 0,094	wRMS = 0,126 $\pm$ 0,014 $\sigma_{int}$ = 0,101
SALT2 sans modèle d'erreur avec la bande $u$	wRMS = 0,140 $\pm$ 0,012 $\sigma_{int}$ = 0,108	wRMS = 0,135 $\pm$ 0,012 $\sigma_{int}$ = 0,109	wRMS = 0,132 $\pm$ 0,013 $\sigma_{int}$ = 0,112	wRMS = 0,130 $\pm$ 0,013 $\sigma_{int}$ = 0,117
SALT2 sans modèle d'erreur sans la bande $u$	wRMS = 0,144 $\pm$ 0,012 $\sigma_{int}$ = 0,112	wRMS = 0,138 $\pm$ 0,012 $\sigma_{int}$ = 0,113	wRMS = 0,135 $\pm$ 0,013 $\sigma_{int}$ = 0,116	wRMS = 0,135 $\pm$ 0,015 $\sigma_{int}$ = 0,123
SUGAR	wRMS = 0,132 $\pm$ 0,011 $\sigma_{int}$ = 0,100	wRMS = 0,124 $\pm$ 0,011 $\sigma_{int}$ = 0,098	wRMS = 0,121 $\pm$ 0,012 $\sigma_{int}$ = 0,102	wRMS = 0,118 $\pm$ 0,013 $\sigma_{int}$ = 0,106
SUGAR sans q2	wRMS = 0,137 $\pm$ 0,012 $\sigma_{int}$ = 0,105	wRMS = 0,129 $\pm$ 0,012 $\sigma_{int}$ = 0,104	wRMS = 0,127 $\pm$ 0,013 $\sigma_{int}$ = 0,108	wRMS = 0,120 $\pm$ 0,013 $\sigma_{int}$ = 0,106

TABLE 6.1 – Résumé des résultats sur le wRMS et le  $\sigma_{int}$  en magnitude du diagramme de Hubble à partir d'un ajustement de courbes de lumière effectué avec différents modèles.

aussi reproduit les résultats pour SALT2 sans modèle d'erreur. Nous pouvons constater que SUGAR est systématiquement meilleur que SALT2 particulièrement dans le cas où les deux modèles sont comparables, c'est à dire lorsque SALT2 est utilisé sans la bande  $u$  et sans modèle d'erreur atteignant pour un  $z_{min} = 0.02$  une différence de 0,017 mag pour la valeur de wRMS et 0,017 mag pour  $\sigma_{int}$ .

Cette différence pouvant être due au fait qu'une standardisation SUGAR a 2 paramètres libres en plus par rapport à SALT2 lors de l'ajustement d'un diagramme de Hubble, nous avons cherché à déterminer une p-value pour vérifier que ce résultat soit significatif. Pour cela nous avons pris les résultats de SALT2 auxquels nous avons rajouté deux vecteurs aléatoires issus des distributions de  $q_2$  et  $q_3$  et nous avons regardé combien de fois cela donnait un meilleur wRMS que celui obtenu avec SUGAR. Nous avons effectué ainsi 1000 tirages et aucun d'entre eux n'a permis un meilleur wRMS : l'amélioration apportée par SUGAR est donc significative avec une p-value  $< 10^{-3}$ .

Par la suite, comme dans la partie précédente nous voulions aussi comparer les deux modèles dans le même domaine en phase  $([-5, 45])$  et comparer à nouveau leur performance qui cette fois se trouve exactement pour les mêmes conditions d'utilisation. Nous obtenons les résultats de la table 6.2. La différence dans ce cas pour un  $z_{min} = 0.02$  est de 0,022 mag en wRMS et 0,023 mag pour  $\sigma_{int}$ . Nous avons déterminé à nouveau la p-value et de même sur les 1000 tirages, nous avons obtenu aucun cas où le wRMS devenait meilleur que celui de SUGAR. Dans cette gamme de phase, les résultats de SALT2 sont stables mais les résultats de SUGAR se sont améliorés. Ceci est dû au fait que SUGAR n'est pas adapté pour prendre en compte les points aux premières phases car très peu de spectres à ces phases se trouvent dans son lot d'entraînement.

## 6.4 Étude préliminaire pour la construction d'un modèle d'erreur SUGAR à partir des résidus CSP

SUGAR, comme SALT2, ne modélise pas toute la variabilité des SNIa ajustées, ce qui se traduit par un  $\chi^2$  par degré de liberté supérieur à 1 : les résidus après ajustement ne sont pas compatibles aux erreurs de mesures. Nous allons donc établir dans cette section la première itération d'un modèle d'erreur que nous entraînerons par bande à partir des résidus complets de CSP entre -5 jours et 48 jours. Ce modèle est toujours en cours de développement mais il a pour but à terme d'améliorer l'ajustement par SUGAR des courbes de lumière.

La figure 6.4 montre les résidus qui ont été obtenus dans la section 6.2.1 après ajustement des courbes de lumière avec SUGAR. Nous pouvons remarquer comme évoqué dans les sections précédentes que ces résidus sont plus importants aux premières phases mais nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 7. L'erreur prise en compte dans l'ajustement des courbes de lumière n'est pas compatible avec les résidus aux courbes de lumière car une partie de celle-ci vient du fait que le modèle ne décrit pas toute la variabilité. L'erreur totale pour un point de mesure  $i$  à la phase  $\phi$  et dans une bande de longueur d'onde effective  $\lambda$  peut donc s'écrire sous la forme :

$$\sigma_{i,tot}^2(\phi, \lambda) = \sigma_{i,me}^2(\phi, \lambda) + \sigma_{i,mo}^2(\phi, \lambda) \quad (6.1)$$

$z_{min}$	0,00	0,010	0,015	0,020
Nombre de SNIa	77	69	59	49
SALT2 sans modèle d'erreur sans la bande $u$ Phases [-5, 45]	wRMS = 0,147 $\pm$ 0,012 $\sigma_{int}$ = 0,115	wRMS = 0,140 $\pm$ 0,012 $\sigma_{int}$ = 0,115	wRMS = 0,136 $\pm$ 0,013 $\sigma_{int}$ = 0,117	wRMS = 0,135 $\pm$ 0,015 $\sigma_{int}$ = 0,123
SUGAR Phases [-5, 45]	wRMS = 0,126 $\pm$ 0,011 $\sigma_{int}$ = 0,094	wRMS = 0,120 $\pm$ 0,011 $\sigma_{int}$ = 0,093	wRMS = 0,117 $\pm$ 0,012 $\sigma_{int}$ = 0,097	wRMS = 0,113 $\pm$ 0,013 $\sigma_{int}$ = 0,100

TABLE 6.2 – Résumé des résultats sur le wRMS et le  $\sigma_{int}$  en magnitude du diagramme de Hubble à partir d'un ajustement de courbes de lumière effectuées avec les modèles SALT2 et SUGAR dont le domaine de définition en phase est réduit aux phases [-5, 45].

où  $\sigma_{i,me}$  représente l'erreur de mesure et  $\sigma_{i,mo}$  représente le modèle d'erreur que nous cherchons à déterminer ce qui permettra de décrire cette erreur manquante. Une fois le modèle d'erreur établi, c'est donc cette erreur totale qui devra être utilisée lors de l'ajustement des courbes de lumière. De plus, les résidus peuvent contenir des caractéristiques que le modèle de SED n'a pas réussi à capturer, la valeur moyenne de ces résidus peut donc être différente de 0 et nous allons par conséquent la déterminer en même temps que le modèle d'erreur. Nous allons pour cela ajuster la valeur moyenne des résidus dans chaque bande par une *spline* en phase d'ordre 3 tout en décrivant  $\sigma_{i,mo}$  par une seconde *spline* en phase. Cet ajustement sera effectué par la méthode du *REstricted Maximum Likelihood* (REML, PATTERSON et al., 1971) qui permet une détermination non biaisée de la variance d'un modèle par la minimisation de la fonction de vraisemblance REML définie par :

$$-2\log(REML) = -\log\det W + \log\det H^T W H + (R - HC)^T W (R - HC) \quad (6.2)$$

où  $R$  est le vecteur contenant l'ensemble des résidus,  $W$  est la matrice des poids dont les éléments diagonaux sont définis comme l'inverse des  $\sigma_{tot}^2$ ,  $H$  est la matrice de transformation qui effectue la projection des coefficients de la *spline* décrivant la valeur moyenne des résidus dans l'espace des données et  $C$  le vecteur des coefficients de cette même *spline*. Il reste cependant deux hyperparamètres qui sont le nombre de noeuds de chaque *spline* (celle de la valeur moyenne et celle du modèle d'erreur). Nous allons pour cela utiliser le critère de l'information bayésienne (BIC, SCHWARZ et al., 1978) qui permet de déterminer le meilleur modèle parmi un jeu de modèles. Nous avons modifié ce critère pour tenir compte de la minimisation du *REML* en posant :

$$BIC = -2\log(REML) + k \ln n \quad (6.3)$$

où  $k$  est le nombre de paramètres libres et  $n$  le nombre de points de mesures. Nous avons ainsi fait varier le nombre de noeuds pour les deux *splines* sur une grille de 2 à 20 et nous avons calculé les *BIC* sur les 5 bandes ensembles. Nous avons obtenu le meilleur *BIC* pour 9 noeuds sur la *spline* de la valeur moyenne et 8 pour la *spline* décrivant le modèle d'erreur cela correspond respectivement à un pas temporel de 6,7 et de 7,5 jours. Nous obtenons ainsi les résultats de la figure 6.8. Nous pouvons remarquer qu'en plus des premières phases, on observe certaines caractéristiques qui ne sont pas compatibles avec 0. Ces caractéristiques sont souvent cohérentes entre les bandes : par exemple on observe une remontée du flux entre 0 et +5 jours dans les bandes B et  $g$ . Ces caractéristiques peuvent être la trace du lot d'entraînement de SUGAR, comme nous le montrerons au chapitre suivant. Aux phases plus tardives, on constate une augmentation du bruit dans la bande  $i$ , ainsi qu'une déviation par rapport à 0 dans la bande  $g$ . Ces caractéristiques sont peut-être liées au lot de données utilisé. En effet, il est possible que la mesure du bruit ait été sous-estimée à bas flux en bande  $i$  et pour la bande  $g$ . Pour celle-ci, elle recouvre fortement les bandes U et V qui sont centrées sur 0 aux phases tardives, l'écart par rapport à 0 à ces phases n'est peut être pas dû au modèle, mais à un biais dans les données à bas flux. Enfin, nous pouvons déterminer un modèle d'erreur à résidus moyens nul en fixant la première *spline* à 0 ce qui permet une implémentation rapide dans SNCOSMO. L'intérêt de ce modèle rapide et de dépendre les régions les moins bien reproduites par le modèle et de fournir des incertitudes plus réalistes sur des paramètres extraits.

Nous utilisons la même méthode en fixant la moyenne à 0. Le nombre de noeuds sélectionnés par le BIC reste identique dans ce cas. Nous obtenons les résultats de la figure 6.9. Nous pouvons remarquer que ce modèle tient bien compte de l'augmentation de la dispersion des résidus aux premières phases ou encore après 20 jours dans la bande  $i$ . Ce modèle d'erreur est en cours d'intégration dans SNCOSMO et l'analyse des sections précédentes sera reproduite dans le futur après avoir ajusté les courbes de lumière CSP avec SUGAR et son modèle d'erreur. Faute de temps dans les chapitres suivants les courbes de lumière seront ajustées sans modèle d'erreur.

En effet, pour compléter ce modèle d'erreur pour l'utiliser sur un lot de données comme SDSS et SNLS, il faudra ajuster une *spline* 2D en phase et en longueur d'onde pour tenir compte de la plus grande gamme en redshift de ces relevés. Cette méthode ne peut être utilisée que sur un relevé donné car le modèle d'erreur obtenu est dépendant de la qualité photométrique des bandes utilisées pour sa détermination : il y a en effet une dégénérescence entre une erreur provenant du modèle et une erreur de mesure sous estimée.

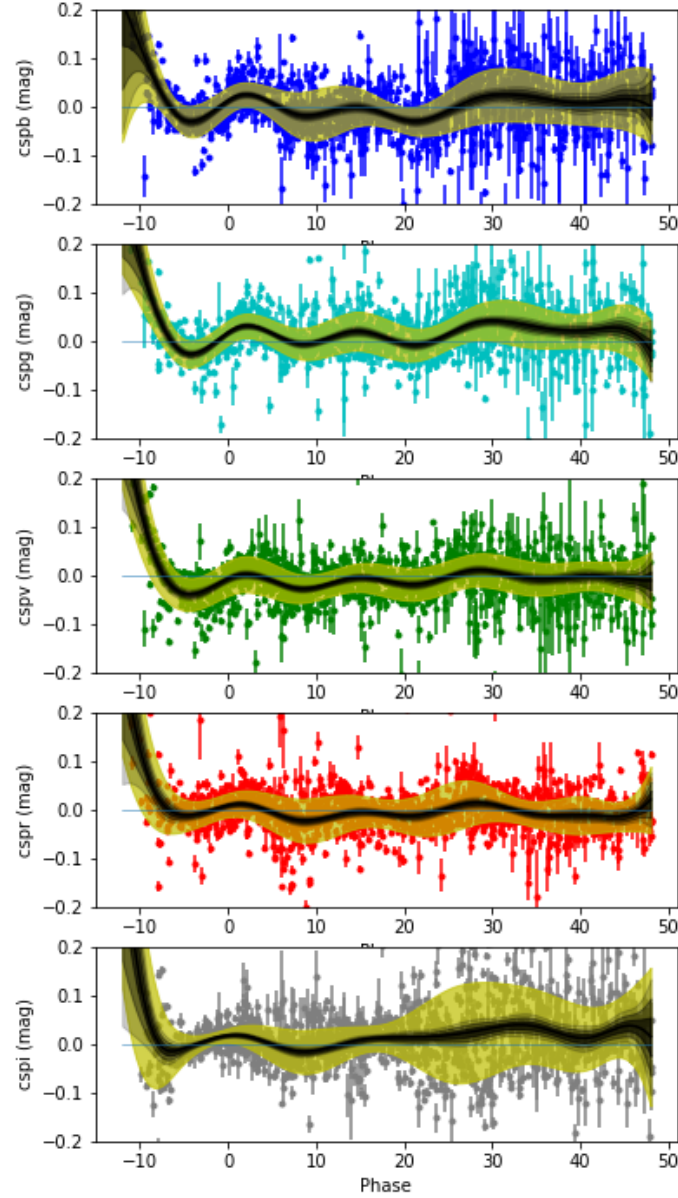


FIGURE 6.8 – Valeur moyenne des résidus SUGAR ajustée par une *spline* (en noir). Les bandes noires représentent l'erreur obtenu sur une valeur moyenne de 1 à 3  $\sigma$ . La bande jaune représente le modèle d'erreur.

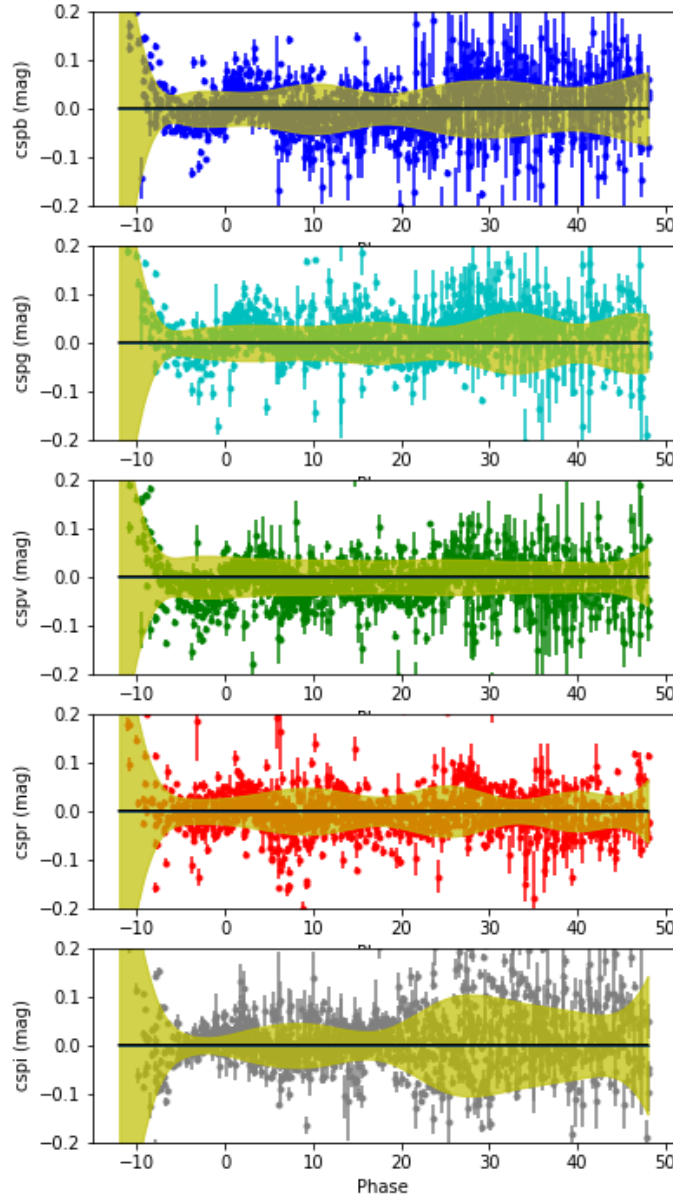


FIGURE 6.9 – Modèle d'erreur (en jaune) déterminé par bande sur les résidus CSP sans correction de moyenne.

# Chapitre 7

## Ajustement des courbes de lumière avec les données à haut redshift

L'ajustement des courbes de lumière avec SUGAR a été réalisé jusqu'alors pour des SNIa à bas redshift. SUGAR a été entraîné avec les SNIa SNf qui se trouvent à des redshifts en dessous de 0,13. Ceci limite le domaine de définition de SUGAR à un minimum en longueur d'onde de 3254 Å dans le référentiel au repos. Par conséquent, lors de l'ajustement des courbes de lumière des relevés à haut redshift comme SNLS ou une partie de SDSS, les bandes les plus bleues se trouvent en dehors du domaine de définition de SUGAR. Pour pallier à ce problème et pouvoir ajuster l'intégralité des relevés présents dans JLA, nous proposons dans ce chapitre une méthode qui permet d'étendre le domaine de définition de SUGAR dans l'ultra-violet. Par la suite nous étudierons les résultats de l'ajustement des courbes de lumière de JLA obtenues à l'aide de cette extension.

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Extension de SUGAR en longueur d'onde . . . . .</b>	<b>118</b>
7.1.1	Entraînement de la matrice de transformation entre SUGAR et SALT2 . . . . .	118
7.1.2	Vérification du procédé d'extension de la SED de SUGAR .	119
<b>7.2</b>	<b>Construction des différents modèles en phase . . . . .</b>	<b>119</b>
7.2.1	Domaine de définition en phase de SUGAR . . . . .	119
7.2.2	Combinaison linéaire des modèles SUGAR et SALT2 . . . .	126
<b>7.3</b>	<b>Ajustement des courbes de lumière JLA à l'aide de la matrice de transformation . . . . .</b>	<b>126</b>
7.3.1	Comparaison des différents modèles . . . . .	126
7.3.2	Comparaison des résidus aux courbes de lumière . . . . .	127

---



## 7.1 Extension de SUGAR en longueur d'onde

Pour étendre le domaine de définition de SUGAR à des longueurs d'onde inférieures à 3254 Å, il faudrait entraîner le modèle à nouveau en incluant des SNIa à plus haut redshift. Or, contrairement aux données SNf, les relevés tels que SNLS ou SDSS disposent principalement de données photométriques et de très peu de spectres hors de la région proche du maximum de luminosité. Ceci implique qu'un ré-entraînement de SUGAR devrait se baser sur une combinaison de données spectroscopiques et photométriques venant de relevés différents. Avant ce ré-entraînement l'objectif de la thèse est d'évaluer au préalable ce que donne un modèle rapide. Nous proposons donc dans cette section une méthode permettant des résultats préliminaires sur la comparaison entre un ajustement SUGAR et SALT2 pour un lot de données contenant des SNIa à haut redshift. Cette méthode consiste à entraîner une matrice de transformation linéaire entre SUGAR et SALT2 pour pouvoir utiliser SALT2 dans l'ultra-violet lors d'un ajustement SUGAR. A partir d'un jeu de paramètres SUGAR, cette matrice de transformation permettra donc de trouver l'équivalent du jeu de paramètres SALT2. De plus, nous rappelons que d'après les études faites dans les chapitres 4 et 5 nous n'ajusterons pas le paramètre  $q_2$  car il peut difficilement être déterminé à partir des courbes de lumière quand celles-ci sont disponibles dans moins de 5 bandes.

### 7.1.1 Entraînement de la matrice de transformation entre SUGAR et SALT2

Nous allons donc dans cette section entraîner une matrice de transformation linéaire entre les paramètres SUGAR et SALT2 tel que le vecteur  $S$  des paramètres SALT2 est donné par :

$$S = HA \quad (7.1)$$

où  $H$  est la matrice de transformation entre les paramètres des deux modèles que l'on cherche à déterminer et  $A$  est le vecteur des paramètres SUGAR auquel nous avons rajouté un élément constant permettant de simplifier l'équation 7.1. Ce vecteur est donné par :

$$A^T = (1, M_{gr}, q_1, q_3, A_v) \quad (7.2)$$

et le vecteur  $S$  est donné par :

$$S^T = (-2, 5\log_{10}(x_0), x_1, c) \quad (7.3)$$

Afin d'entraîner la matrice  $H$ , nous allons utiliser les données SNf pour lesquelles nous disposons des vecteurs  $S$  et  $A$  qui ont été déterminés dans le chapitre 5 sur les bandes UBVRI et sans modèle d'erreur pour SALT2. La matrice  $H$  se détermine à partir de l'équation 7.1 en utilisant la méthode des moindres carrés :

$$\chi^2 = (S - HA)^T(S - HA) \quad (7.4)$$

où nous n'avons pas pris en compte les incertitudes. La solution de l'équation 7.4 est donnée par :

$$H^T = [AA^T]^{-1}AS^T \quad (7.5)$$

Nous avons donc implémenté la matrice ainsi obtenue dans SNCOSMO pour l'utiliser lors d'un ajustement SUGAR pour lequel nous utiliserons la SED de SALT2 entre 3254 Å et 2000 Å. Nous obtenons la matrice  $H$  suivante :

$$H = \begin{pmatrix} -29,27 & 0,989 & 0,099 & -0,037 & 1,385 \\ -0,476 & 0,001 & -0,415 & 0,548 & -0,100 \\ 0,153 & 0,000 & 0,016 & 0,029 & 0,356 \end{pmatrix} \quad (7.6)$$

Nous retrouvons au-travers des coefficients de cette matrice les mêmes résultats que pour la corrélation entre les paramètres SALT2 est SUGAR à savoir :

- une anti-corrélation entre  $q_1$  et  $x_1$ ,
- une corrélation entre  $q_3$  et  $x_1$ ,
- une corrélation entre  $A_v$  et  $c$ .

De plus, nous pouvons remarquer l'importance du coefficient entre  $A_v$  et  $\log_{10}(x_0)$  ainsi qu'une partie de l'information en  $c$  part dans les coefficients  $q_1$  et  $q_3$ .

### 7.1.2 Vérification du procédé d'extension de la SED de SUGAR

Pour valider cette matrice nous l'avons utilisée pour estimer les paramètres SALT2 de l'entraînement et ainsi vérifier que nous sommes capables de les retrouver. La figure 7.1 compare donc ces deux jeux de paramètres et montre que grâce à la matrice  $H$  nous arrivons à reconstruire les paramètres de SALT2. La figure 7.2 montre la SED moyenne de SUGAR étendu par SALT2 au maximum de luminosité.

## 7.2 Construction des différents modèles en phase

### 7.2.1 Domaine de définition en phase de SUGAR

Avant d'ajuster l'intégralité des courbes de lumière JLA nous nous sommes demandés si nous pouvions nous servir de l'extension pour utiliser les données aux premières phases. Comme SUGAR est peu contraint à ces phases nous nous attendons à ce que les résultats se dégradent, comme cela a été montré dans le chapitre 6. Nous avons donc implémenté dans SNCOSMO la matrice de transformation et en plus d'utiliser la SED de SALT2 pour les longueurs d'onde avant 3254 Å nous voulions l'utiliser pour les premières phases en commençant par placer la limite à 8 jours avant le maximum de luminosité, ce qui correspond à la phase où le nombre de spectres entrant dans l'entraînement de SUGAR augmente en moyenne d'une dizaine. La figure 7.3 montre la SED moyenne de SUGAR étendu à différentes phases et la figure 7.4 montre cette même SED intégrée dans la bande B. Nous pouvons remarquer que la SED de SUGAR est plus lumineuse que celle de SALT2 pour ces premières phases ce qui crée un décalage pour notre transition entre les deux SED. Nous nous sommes tout d'abord demandés si cela était un effet venant de l'entraînement. En effet, comme montré dans la figure 6.5 ces phases sont décrites à partir de peu de spectres. La figure 7.5 montre les paramètres SALT2 et le redshift en fonction de la première phase des SNIa de l'entraînement de SUGAR. Nous pouvons remarquer que les SNIa ayant leurs premiers spectres avant -7 jours sont plus brillantes que la moyenne. Ceci implique que la

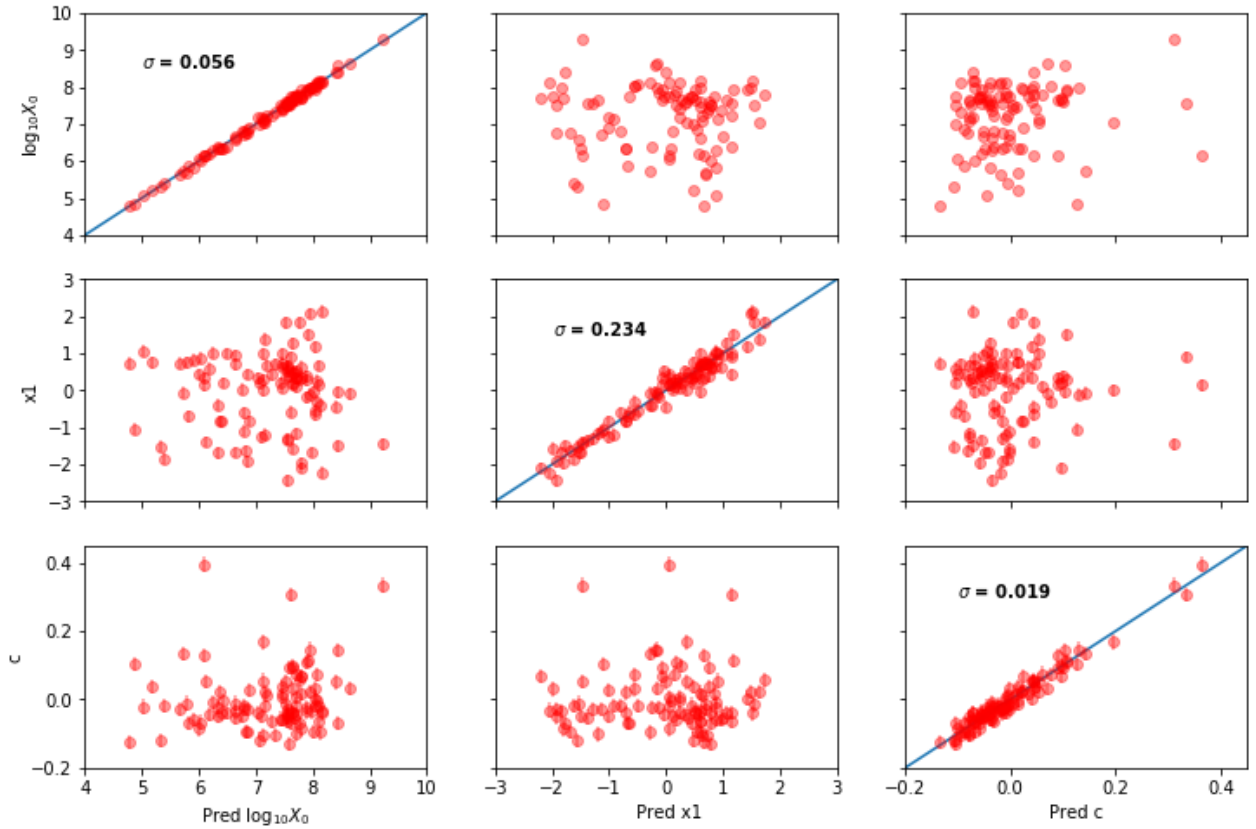


FIGURE 7.1 – Comparaison des paramètres SALT2 prédits par l'équation 7.1 avec les paramètres SALT2 ajustés directement sur les courbes de lumière et utilisés pour l'entraînement de la matrice H sur SNf.  $\sigma$  est la déviation standard de la différence entre ces deux paramètres.

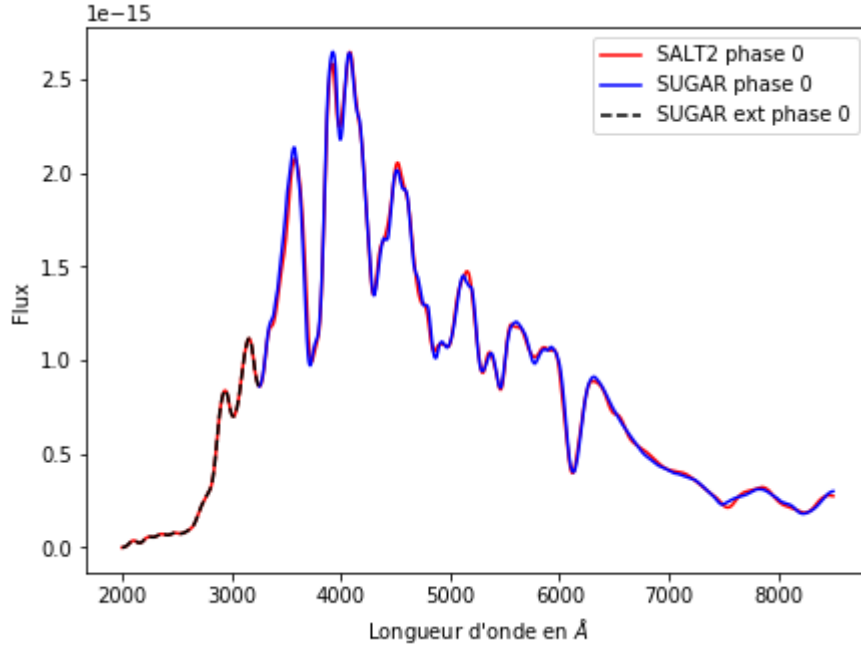


FIGURE 7.2 – Distribution spectrale en énergie moyenne SUGAR (en bleu) et son extension (en pointillé noir) par la distribution spectrale en énergie SALT2 (en rouge) dont les paramètres sont donnés par notre matrice de transformation.

SED de SUGAR pour ces phases est plus brillante que celle de SALT2 et explique le décalage observé à ces phases. Cet effet est probablement dû à un biais de détection car les SNIa les plus lumineuses sont plus faciles à détecter tôt. De plus, à cause de l'interpolation temporelle par processus gaussien lors de l'entraînement de SUGAR, cet effet se propage sur une fenêtre en temps de l'ordre de 6 jours et pourrait donc avoir un impact sur les phases plus tardives.

Connaissant de ce décalage, nous avons décidé de construire deux modèles d'extension différents. Le premier où l'on n'utilise pas les premières phases et où l'extension est uniquement en longueur d'onde. Nous appellerons ce modèle SUGAR UV par la suite. Le second où l'on utilise les premières phases en plus de l'extension en la longueur d'onde que l'on appellera SUGAR Pext. Les deux modèles utilisent la même matrice  $H$  déterminée précédemment (équation 7.6). Cependant, dans ces deux cas nous devons déterminer quelle est la phase optimale pour effectuer la coupure où démarrer l'extension. Pour déterminer cette phase que nous appellerons  $t_{cut}$  nous avons comparé son impact sur le  $\chi^2$  global d'un échantillon ; c'est à dire la somme pour toutes les SNIa de l'échantillon des  $\chi^2$  de l'ajustement des courbes de lumière entre -15 et +45 jours et sur les bandes utilisées par JLA qui sont détaillées dans la table 3.2. Cependant, pour comparer les valeurs d'un  $\chi^2$ , il faut que la comparaison se fasse sur exactement les mêmes points entre les différents cas et donc dans les mêmes bandes et sur le même intervalle en phase. Pour effectuer cette comparaison nous avons donc fait un premier ajustement en utilisant SUGAR UV à  $t_0$  fixe sur l'intervalle en phase de -12 à +45 jours avec les SNIa de SNLS comme le montre la figure 7.6. Pour comparer le  $\chi^2$  global sur les mêmes points nous l'avons calculé en prenant pour chaque point

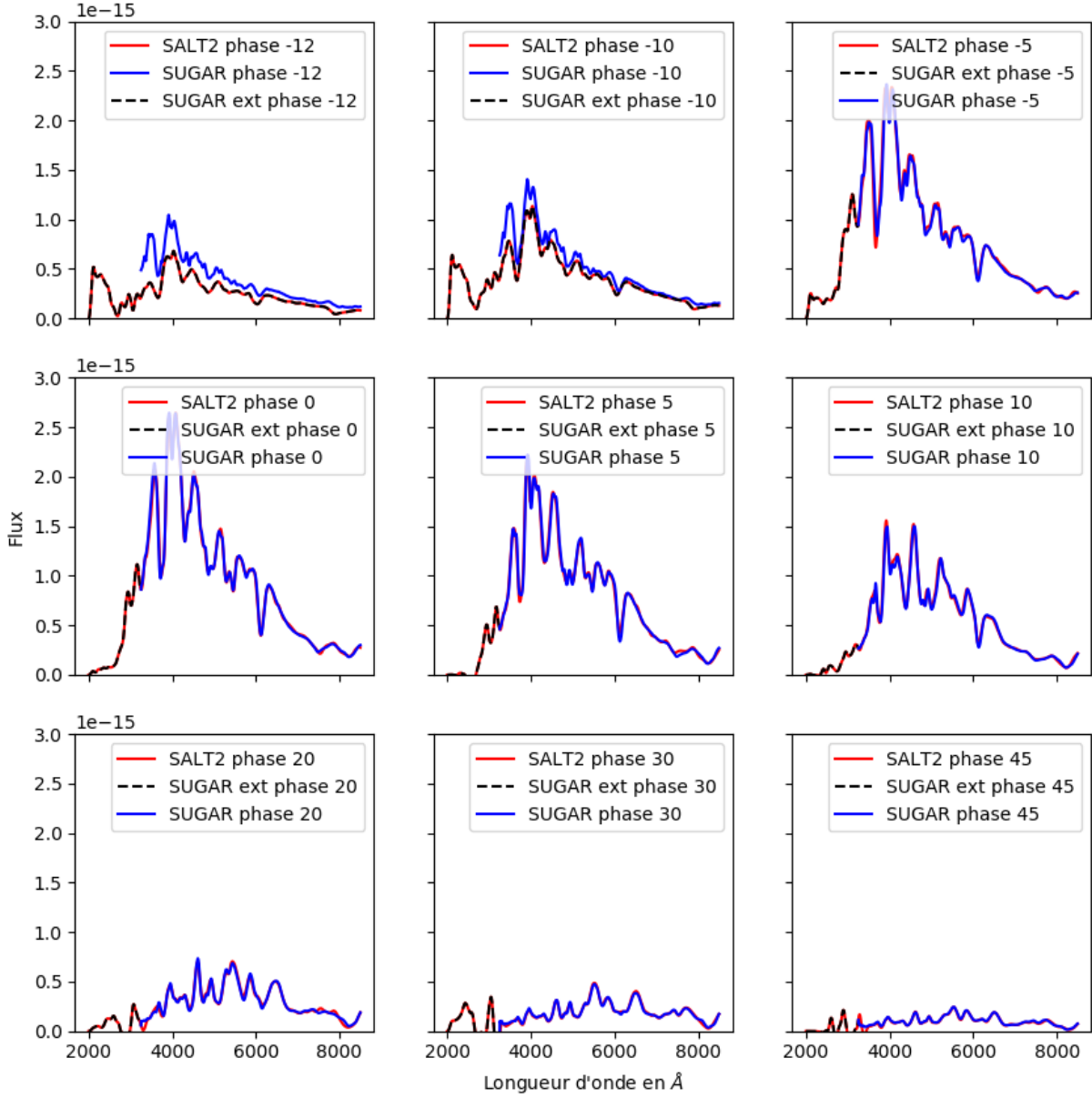


FIGURE 7.3 – Distribution spectrale en énergie moyenne SUGAR (en bleu) et son extension en longueur d'onde et en phase SUGAR Pext (en pointillé noir) par la distribution spectrale en énergie SALT2 (en rouge) dont les paramètres sont donnés par notre matrice de transformation.

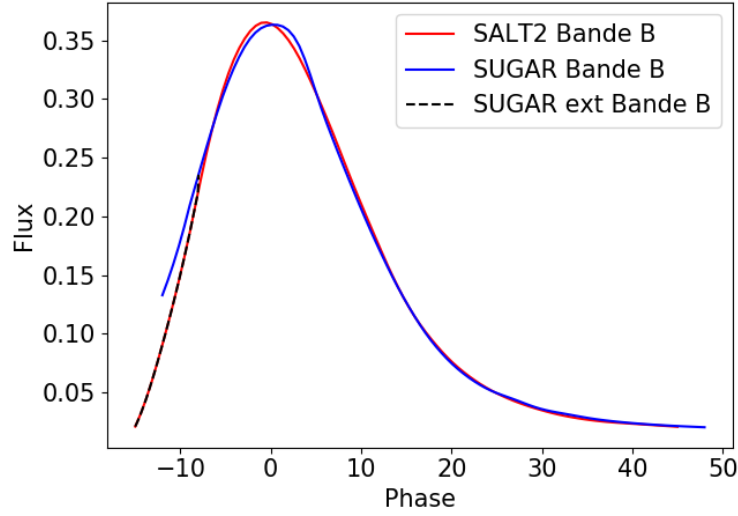


FIGURE 7.4 – Courbe de lumière moyenne SUGAR (en bleu) dans la bande B et son extension en phase (en pointillé noir) et courbe de lumière dans la bande B SALT2 équivalente (en rouge) dont les paramètres sont donnés par notre matrice de transformation.

le  $\chi^2$  du point venant de l'ajustement SUGAR UV, si celui-ci se trouve à une phase supérieur à  $t_{cut}$  et le  $\chi^2$  du point venant de l'ajustement SALT2, si celui-ci se trouve à une phase comprise entre -15 jours et  $t_{cut}$ . La figure 7.7 montre les résultats ainsi obtenus et nous pouvons remarquer que la valeur du  $\chi^2$  global diminue fortement jusqu'à -5 jours pour rester stable avant de remonter légèrement par la suite et rejoindre comme attendu le  $\chi^2$  de SALT2. Cette phase de -5 jours correspond à la phase où le nombre de spectres entrant dans l'entraînement de SUGAR augmente en moyenne d'une vingtaine de spectres. Suite à cette étude nous allons donc utiliser la SED de SUGAR étendue en longueur d'onde en la restreignant aux phases supérieurs à -5 jours dans le cas de SUGAR UV et dans le cas de SUGAR Pext, nous la complétons par la SED SALT2 pour les phases inférieurs à -5 jours cela correspond aux courbes en tirets noirs dans la figure 7.3). Nous comparerons ces deux différents modèles dans la section 7.3.1. De plus, la figure 7.7 montre que sur les points après -5 jours SUGAR étendu permet une réduction du BIC par rapport à SALT2 défini ici par :

$$BIC = \chi^2 + k \ln n \quad (7.7)$$

où  $k$  est le nombre de paramètres libres et  $n$  le nombre de points de mesures. Dans notre cas, le nombre  $n$  de points est le même et  $k$  est aussi le même dans les deux cas car pour SUGAR on a un paramètre en plus  $q_3$  mais l'ajustement est fait à  $t_0$  fixe contrairement à SALT2 où  $t_0$  a été ajusté.  $\Delta BIC$  devient donc directement la différence des  $\chi^2$  ce qui vaut 591,98 dans notre cas avec  $t_{cut} = -5$ . Cependant cette différence reste modeste par rapport au  $\chi^2$  de SALT2.

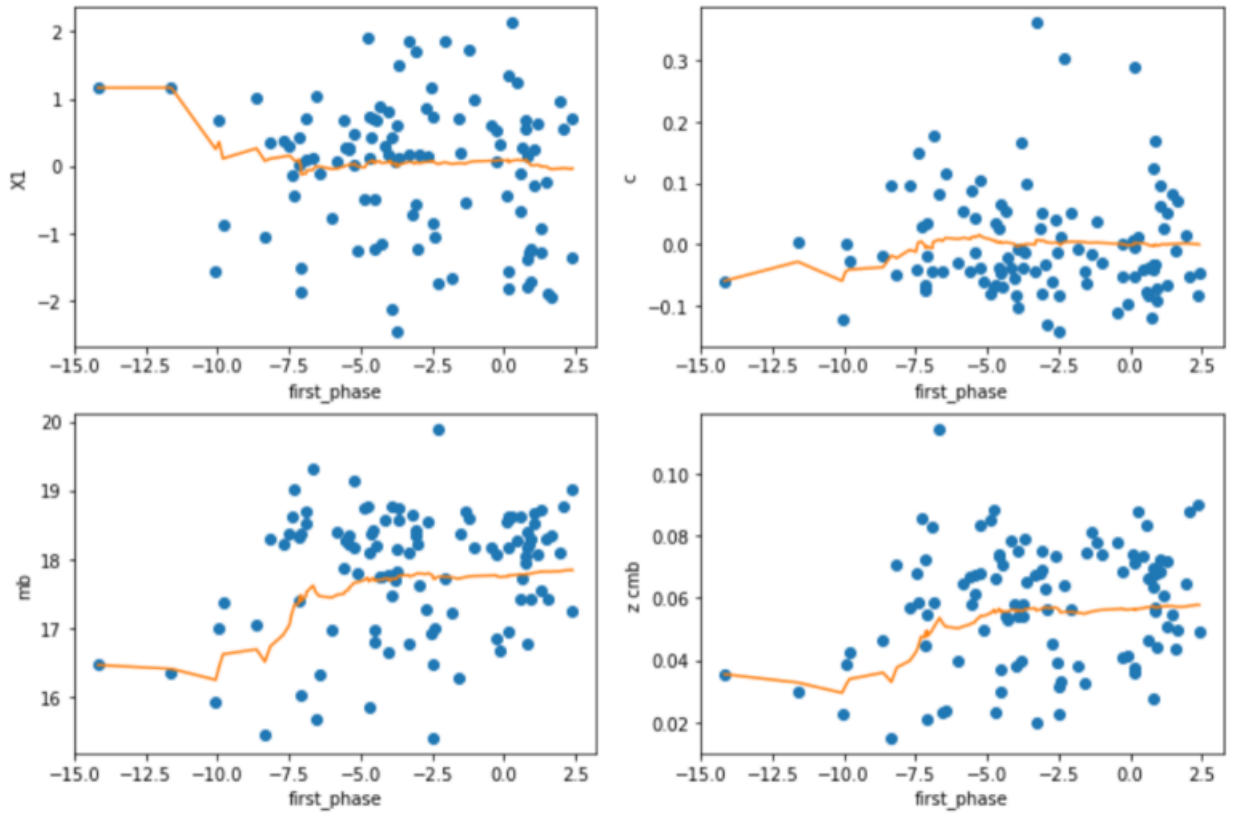


FIGURE 7.5 – Paramètres SALT2 et  $z_{CMB}$  des SNIa de l’entraînement de SUGAR en fonction la première phase de leur spectre. En orange est représentée l’évolution de la valeur moyenne de ces paramètres par cumul des points en fonction de cette première phase.

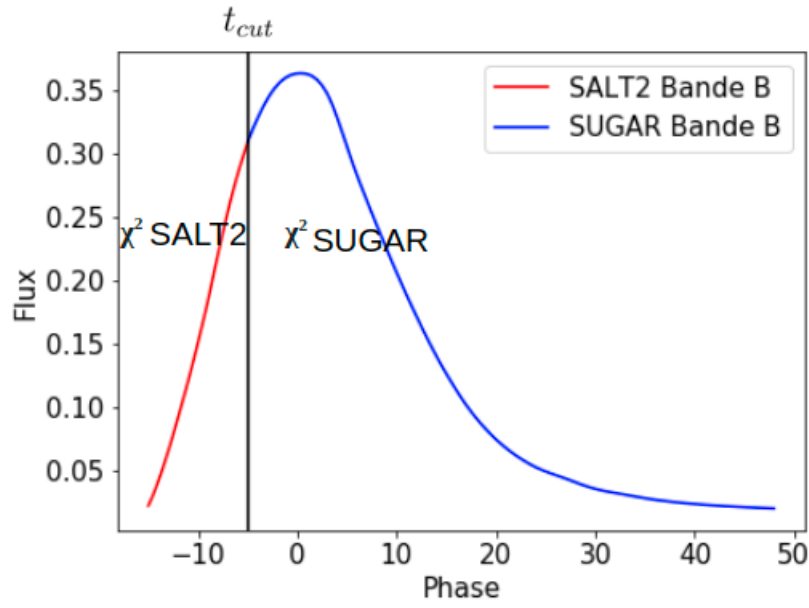


FIGURE 7.6 – Description de la procédure utilisée pour déterminer le  $\chi^2$  sur l’ajustement des courbes de lumière en fonction de  $t_{cut}$ .

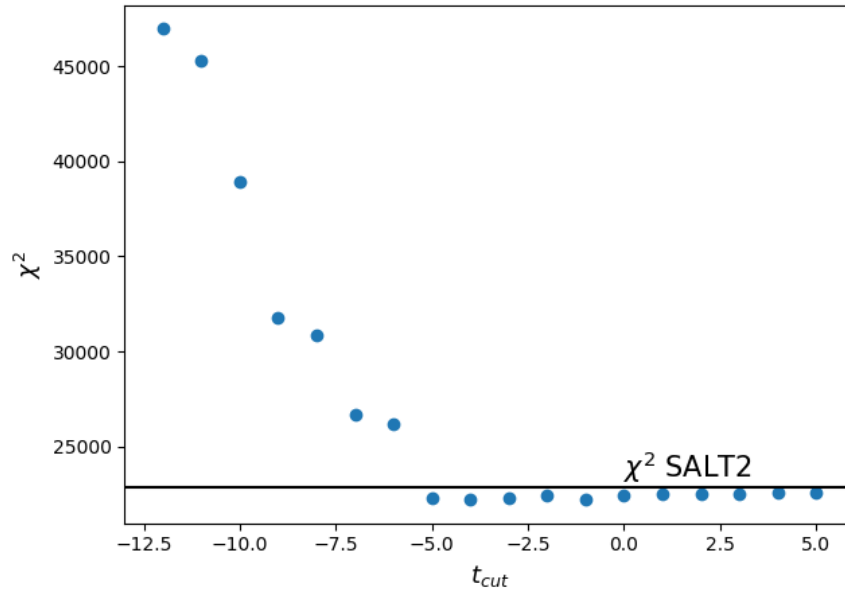


FIGURE 7.7 –  $\chi^2$  en fonction de  $t_{cut}$  sur les données SNLS. La ligne noire représente le  $\chi^2$  de SALT2.



## 7.2.2 Combinaison linéaire des modèles SUGAR et SALT2

Nous avons vu dans le chapitre 5 que la reconstruction des paramètres était fortement dégradée dans les bandes UVB à bas redshift où se trouve principalement l'information à haut redshift. Nous voulions rajouter de l'information SALT2 dans les bandes les plus bleues sans perdre entièrement l'information SUGAR. Nous avons donc construit un modèle supplémentaire qui, au lieu de faire une transition directe entre SUGAR et SALT2 en phase et en longueur d'onde, effectue une transition en combinant les deux modèles pour les longueurs d'onde comprises entre 3254 Å avant laquelle on prendra entièrement SALT2 et 3254 Å +  $x$  après laquelle on prendra complètement SUGAR. Le flux à la phase  $\phi$  pendant cette transition est décrit par :

$$F(\phi, \lambda) = rF_{SUGAR}(\phi, \lambda) + (1 - r)F_{SALT2}(\phi, \lambda) \quad (7.8)$$

où  $r$  est défini par :

$$r = \frac{\lambda - 3254}{x} \quad (7.9)$$

Une évaluation rapide de  $x$  a été effectuée en évaluant le  $\chi^2$  global de SNLS calculé en fonction de  $x$  ce qui nous donne  $x = 4000\text{Å}$ . En effet, en prenant un  $x = 3500\text{Å}$  nous perdons 135 sur le  $\chi^2$  global et le  $\chi^2$  se dégrade rapidement pour des transitions plus rapides, alors qu'il est stable au-delà de 4000Å. Nous appellerons par la suite ce modèle SUGAR 4000.

## 7.3 Ajustement des courbes de lumière JLA à l'aide de la matrice de transformation

Nous allons à présent effectuer l'ajustement des courbes de lumière de JLA en utilisant SUGAR avec notre extension en longueur d'onde. Nous comparerons les résultats de cet ajustement avec les résultats obtenus avec SALT2 sans modèle d'erreur. Les SNIa présentes dans le lot de JLA respectent une coupure en  $x_1$  entre -3 et 3 et en  $c$  entre -0,3 et 0,3 (BETOULE et al., 2014) et SALT2 est utilisé uniquement dans les longueurs d'onde comprises entre 2000 Å et 7000 Å. De plus, ces SNIa satisfont les critères de GUY et al. (2007) qui ne sont cependant pas suffisants pour effectuer un ajustement SUGAR comme il a été précédemment évoqué. Nous allons dans le cadre de cette analyse effectuer un ajustement où le  $t_0$  est fixé au  $t_0$  SALT2 ce qui nous permet d'ajuster l'intégralité des SNIa de JLA dans le cas des différents modèles à l'exception de la SNIa sn2005al appartenant à l'échantillon à bas  $z$  pour laquelle l'ajustement échoue dans le cas du modèle SUGAR Pext. Nous verrons cependant dans la section suivante que ce modèle ne donne pas des résultats satisfaisants lors de l'ajustement des courbes de lumière.

### 7.3.1 Comparaison des différents modèles

Nous allons dans cette section comparer les différents modèles d'extension. Pour cela nous allons comparer la différence des  $\chi^2$  SALT2 et SUGAR. Nous calculons ces  $\chi^2$  sur exactement les mêmes points compris entre les phases -5 et 45 jours pour les

Modèles utilisé	Sous-échantillon	$\Delta\chi^2_{SALT2-SUGAR}$
SUGAR UV	Nearby	-215
	SDSS	449
	SNLS	1019
SUGAR 4000	Nearby	4868
	SDSS	844
	SNLS	1062
SUGAR Pext	Nearby	-3889
	SDSS	-762
	SNLS	-3863

TABLE 7.1 – Comparaison de la différence entre le  $\chi^2_{SALT2}$  et  $\chi^2_{SUGAR}$  pour les différents modèles d'extension.

différents sous échantillons JLA. C'est sur cet intervalle en phase que l'ajustement a été effectué pour SUGAR UV ce qui implique que les résultats trouvés pour celui-ci sont différents de la section précédente où l'ajustement incluait les points entre -12 et -5 jours. De plus, dans ce cadre, le  $\chi^2$  est équivalent au BIC car le nombre de paramètres ajustés est le même dans tous les cas. Nous obtenons les résultats décrits par la table 7.1. Nous pouvons remarquer que le modèle SUGAR Pext ne permet jamais une réduction du BIC contrairement aux deux autres modèles. Nous ne l'utiliserons donc pas pour la suite de l'analyse. Nous garderons cependant les deux autres modèles d'extension car malgré ces meilleurs résultats globaux, le modèle SUGAR 4000 contient moins d'information SUGAR par rapport au modèle SUGAR UV. Nous voulons ainsi déterminer si les résultats du chapitre suivant sont robustes vis à vis d'un changement de modèle d'extension.

### 7.3.2 Comparaison des résidus aux courbes de lumière

Nous allons à présent comparer les résidus aux courbes de lumière entre SALT2 et SUGAR pour les différents relevés composant JLA dans le cas des deux différentes extensions. Pour les Low z nous avons pris les SNIa de Cfa dans les bandes UBVR qui ont été utilisées par BETOULE et al. (2014) ce qui est montré sur les figures 7.8 pour SUGAR UV et 7.9 pour SUGAR 4000. Le wRMS est similaire à celui obtenu avec CSP, cependant après les résultats du chapitre 6 nous aurions pu nous attendre à de meilleurs résultats dans la bande R. Les figures 7.10 (SUGAR UV) et 7.11 (SUGAR 4000) présentent les résultats pour SDSS. Nous pouvons remarquer en particulier que la valeur moyenne des résidus n'est plus compatible avec 0 dans la bande  $i$  pour les phases tardives. Les figures 7.12 (SUGAR UV) et 7.13 (SUGAR 4000) présentent les résultats pour SNLS. Pour SNLS c'est la bande  $r$  qui présente une divergence de la valeur moyenne des résidus pour les phases tardives. Cependant, que cela soit Lowz, SDSS ou SNLS, on ne note pas d'amélioration considérable dans la dispersion des résidus aux courbes de lumière entre SALT2 et SUGAR quelque soit le modèle d'extension. Par ailleurs, l'une des conséquences du modèle SUGAR est l'existence de deux paramètres,  $q_1$  et  $q_3$  pour décrire le stretch. Même si l'amélioration de la description des courbes de

### 7.3. AJUSTEMENT DES COURBES DE LUMIÈRE JLA À L'AIDE DE LA MATRICE DE TRANSFORMATION

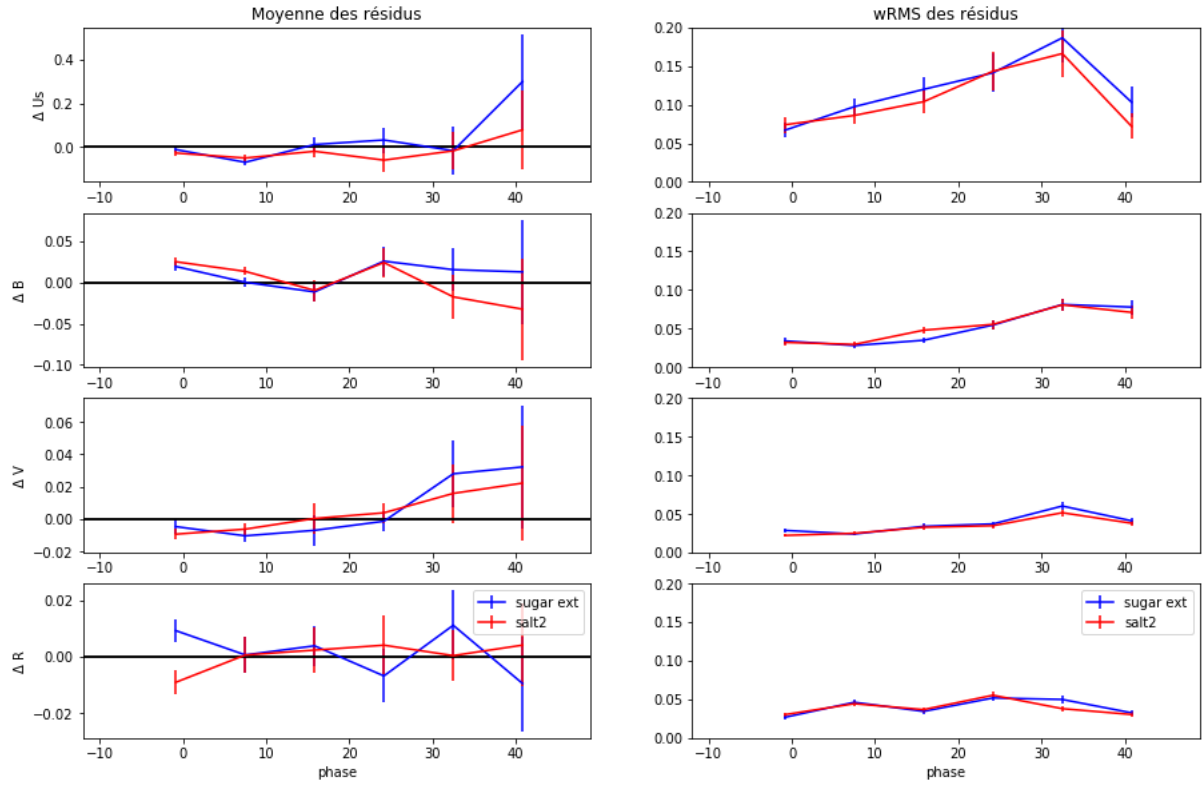


FIGURE 7.8 – Moyenne (à gauche) et écart-type (à droite) des résidus aux modèles SALT2 (en rouge) et SUGAR UV (en bleu) des courbes de lumière de l'échantillon Low z (CfA) dans les bandes 4shooter *UBVR*.

lumière est faible, l'un des enjeux est de savoir ce que le paramètre  $q_3$  va changer pour la cosmologie : c'est l'enjeu du chapitre suivant. Cependant, si l'extension de SUGAR effectuée dans cette analyse affecte la dispersion des résidus aux courbes de lumière, le ré-entraînement de SUGAR devrait réduire cette dispersion et permettre de faire la différence entre les deux modèles.

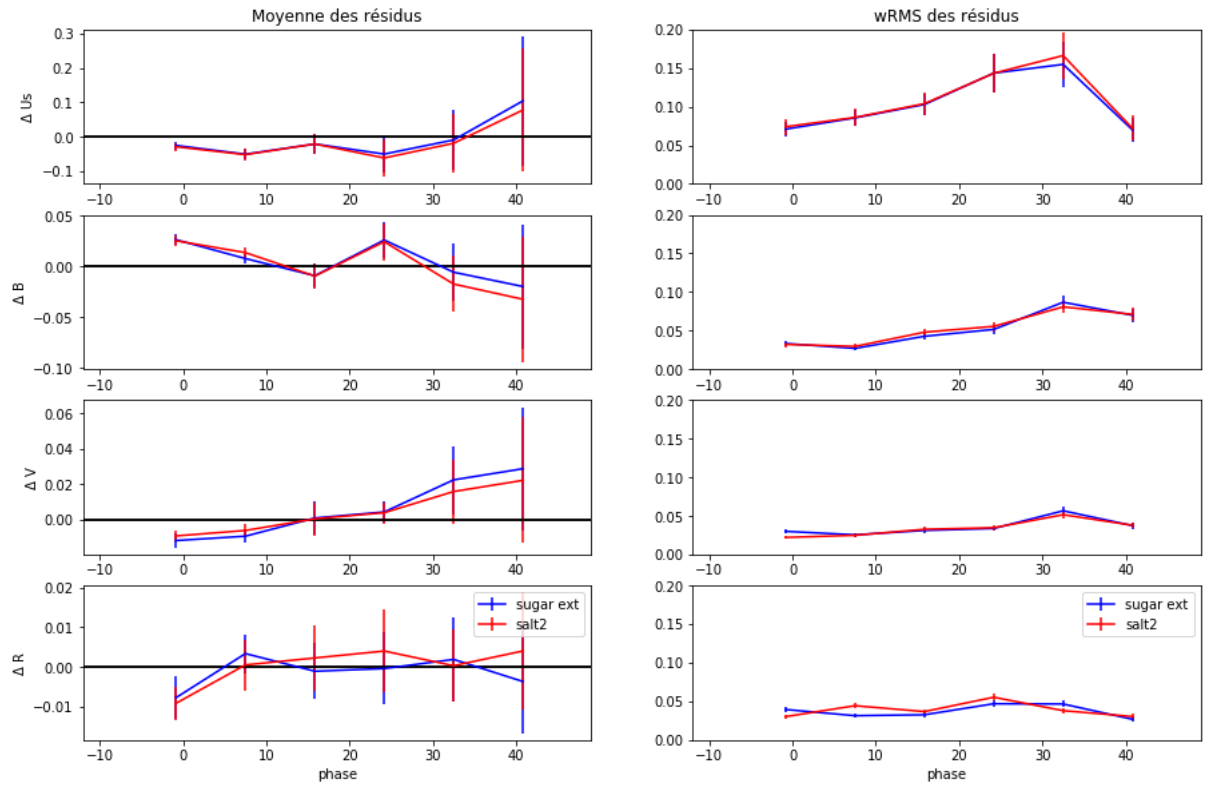


FIGURE 7.9 – Moyenne (à gauche) et écart-type (à droite) des résidus aux modèles SALT2 (en rouge) et SUGAR 4000 (en bleu) des courbes de lumière de l'échantillon Low z (CfA) dans les bandes 4shooter *UBVR*.

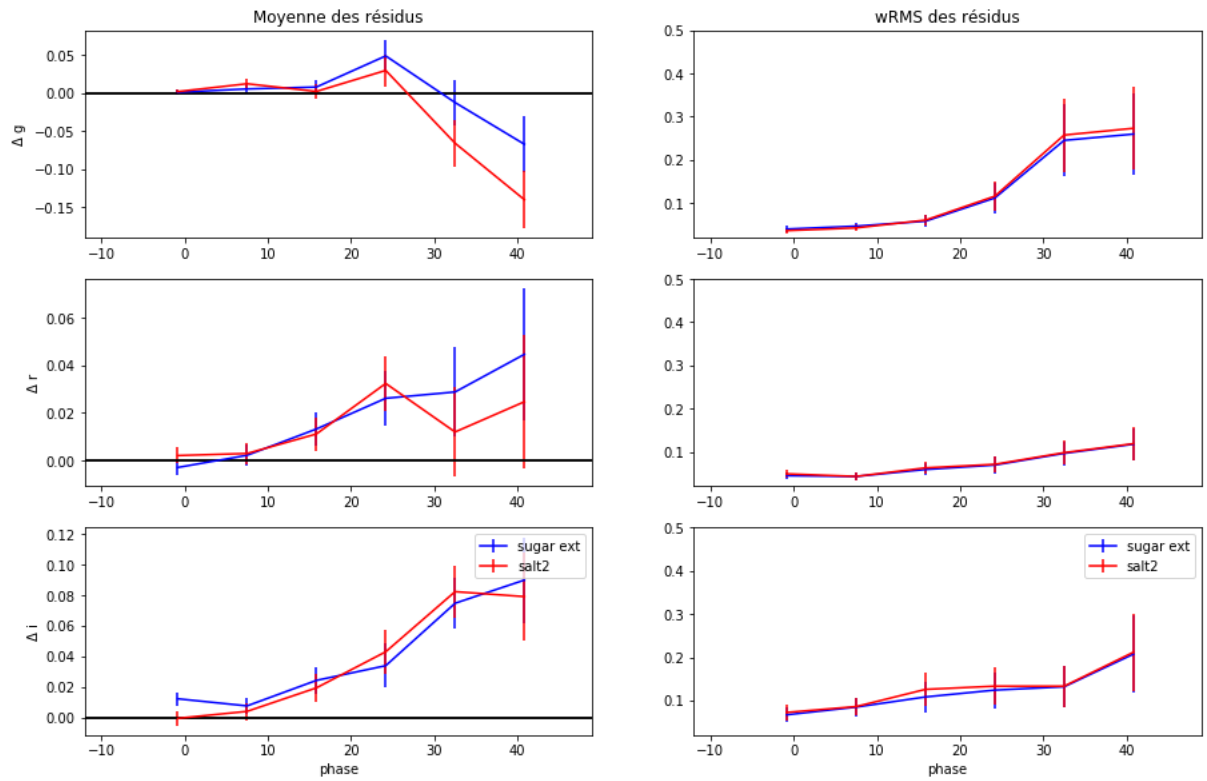


FIGURE 7.10 – Moyenne (à gauche) et écart-type (à droite) des résidus aux modèles SALT2 (en rouge) et SUGAR UV (en bleu) des courbes de lumière SDSS dans les bandes *gri*.

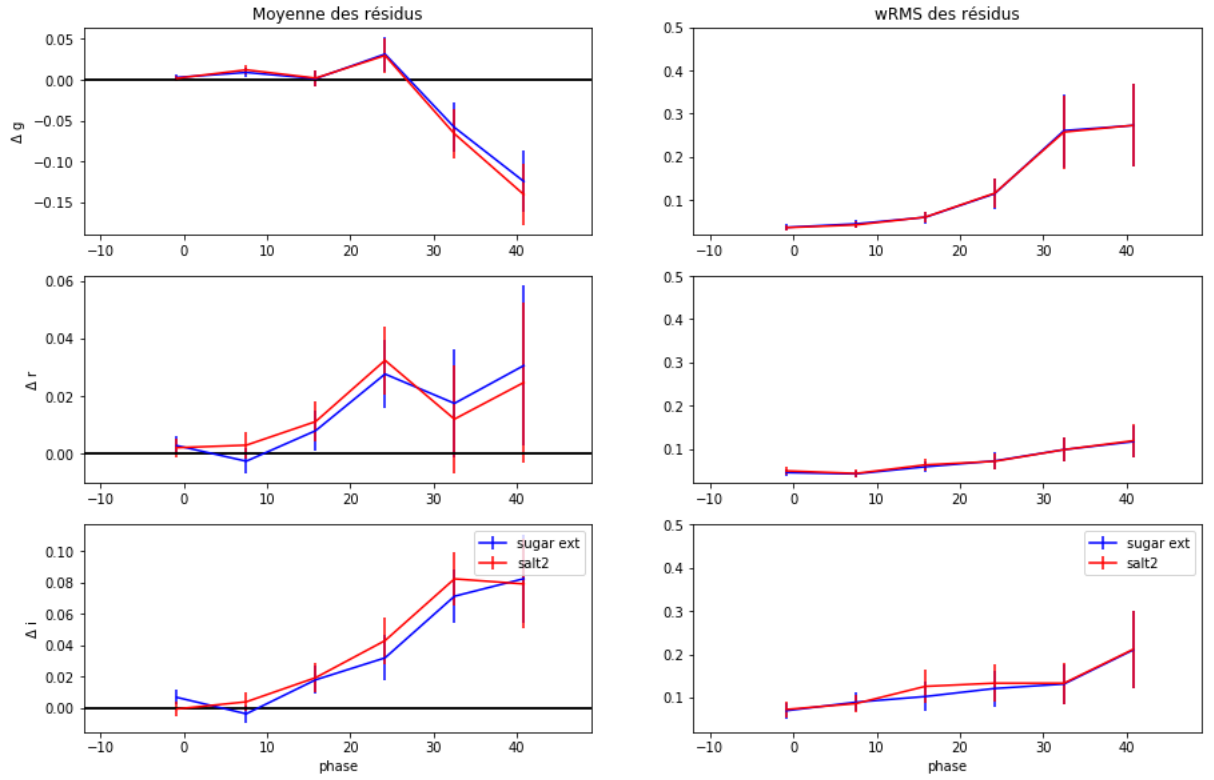


FIGURE 7.11 – Moyenne (à gauche) et écart-type (à droite) des résidus aux modèles SALT2 (en rouge) et SUGAR 4000 (en bleu) des courbes de lumière SDSS dans les bandes *gri*.

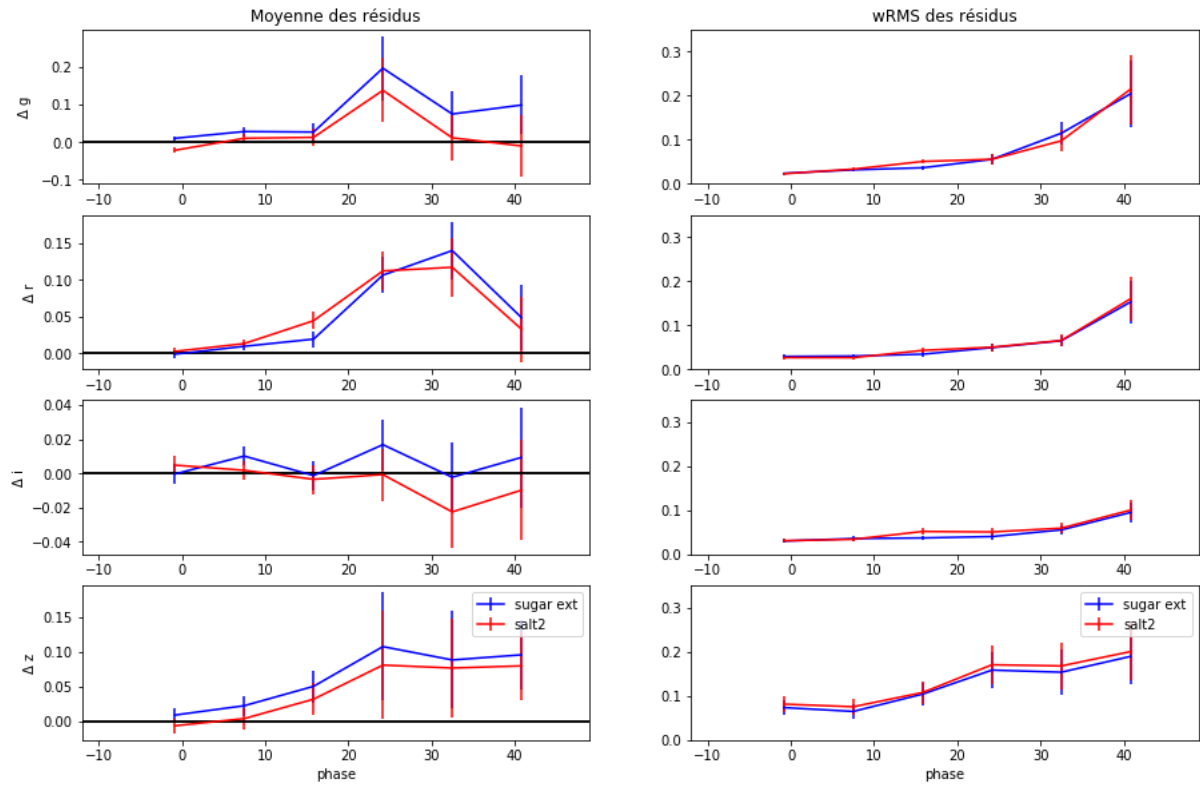


FIGURE 7.12 – Moyenne (à gauche) et écart-type (à droite) des résidus aux modèles SALT2 (en rouge) et SUGAR UV (en bleu) des courbes de lumière SNLS dans les bandes *griz*.

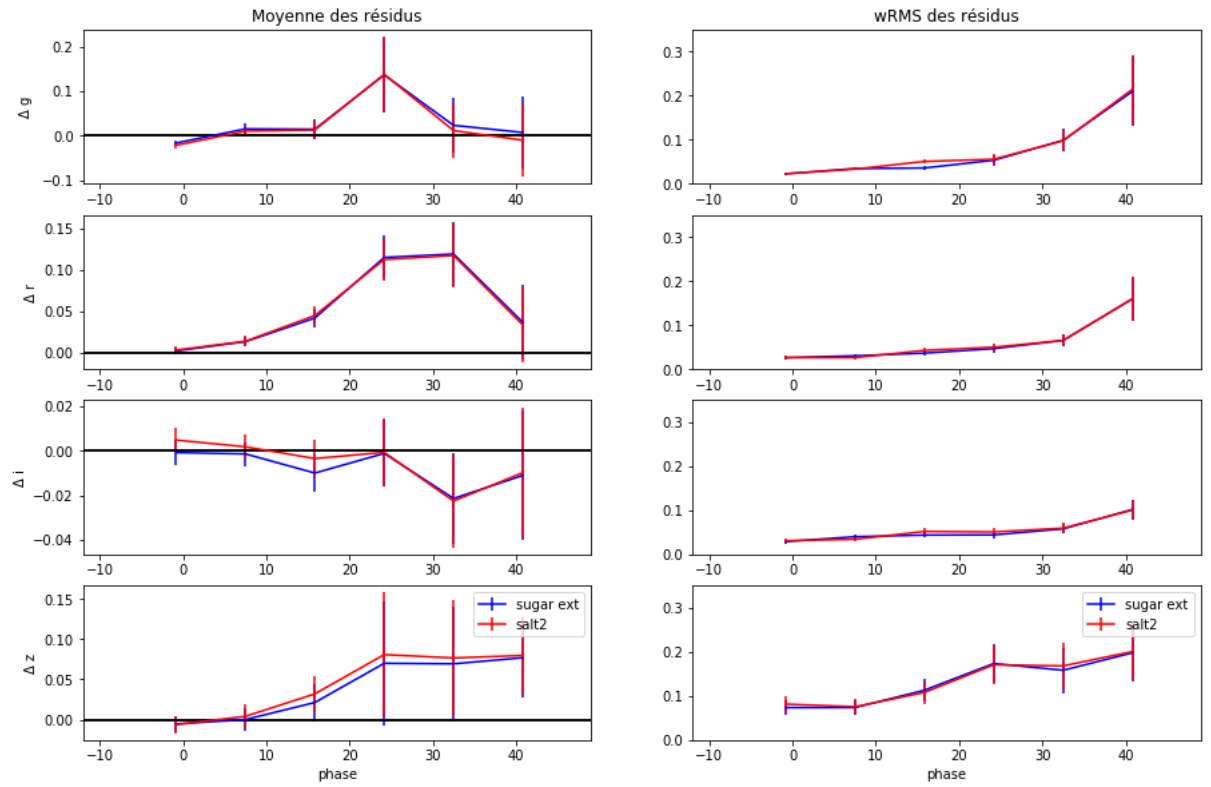


FIGURE 7.13 – Moyenne (à gauche) et écart-type (à droite) des résidus aux modèles SALT2 (en rouge) et SUGAR 4000 (en bleu) des courbes de lumière SNLS dans les bandes *griz*.





# Chapitre 8

## Analyse cosmologique avec une standardisation SUGAR

La dernière étape de notre analyse consiste à étudier l'impact d'une standardisation SUGAR sur une analyse cosmologique en utilisant les résultats de l'ajustement des courbes de lumière JLA obtenus dans le chapitre précédent. Nous commencerons tout d'abord par étudier l'évolution des paramètres SUGAR avec le redshift. Nous avons par la suite effectué une analyse cosmologique à l'aveugle sur les paramètres cosmologiques pour que nos choix concernant cette analyse ne soient pas influencés par ces résultats. Nous étudierons ainsi l'impact de SUGAR sur la détermination des paramètres de nuisance et des contours de confiance dans les plans  $\Omega_M\Omega_\Lambda$  et  $\Omega_M w$ . Rappelons enfin que les résultats présentés dans ce chapitre sont tout à fait préliminaires et demanderont à être confirmés dans une future analyse avec une version ré-entraînée de SUGAR pour l'extension dans l'UV et comportant un modèle d'erreur. Il s'agit à ce stade de l'étude de voir si les approximations successives effectuées jusqu'ici permettent de tirer néanmoins des conclusions.

### Sommaire

---

<b>8.1</b>	<b>Évolution avec le redshift des paramètres des courbes de lumière . . . . .</b>	<b>136</b>
8.1.1	Évolution des paramètres SALT2 avec le redshift . . . . .	136
8.1.2	Évolution des paramètres SUGAR avec le redshift . . . . .	137
<b>8.2</b>	<b>Ajustement d'un diagramme de Hubble sur les données JLA avec une standardisation SUGAR . . . . .</b>	<b>137</b>
8.2.1	Détermination des paramètres de nuisance SUGAR pour les différents sous échantillons de JLA . . . . .	141
8.2.2	Détermination des contours de confiance avec une standardisation SALT2 . . . . .	143

---

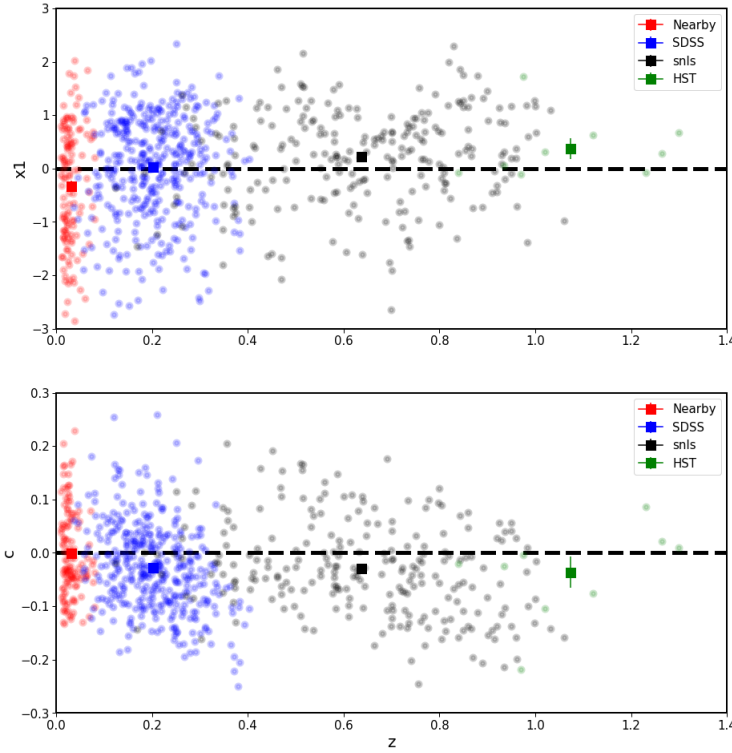


FIGURE 8.1 – Évolution avec le redshift des paramètres  $x_1$  et  $c$  déterminés par ajustement SALT2 pour les différents sous-échantillons de JLA. Les carrés représentent la valeur moyenne du paramètre pour chaque sous-échantillon. Les erreurs sont données par  $\frac{\sigma}{\sqrt{N-1}}$  où  $\sigma$  est l'écart-type de la distribution et  $N$  le nombre de points.

## 8.1 Évolution avec le redshift des paramètres des courbes de lumière

### 8.1.1 Évolution des paramètres SALT2 avec le redshift

La figure 8.1 montre l'évolution des paramètres  $x_1$  et  $c$  avec le redshift. Nous pouvons remarquer que la valeur moyenne de  $x_1$  augmente avec le redshift. Comme nous avons vu dans le chapitre 5, il existe une corrélation entre  $x_1$  et le LsSFR ce qui impliquerait selon l'analyse de RIGAULT et al. (2018) que  $x_1$  serait corrélé à l'âge du progéniteur. La population des progéniteurs évoluant avec le redshift, car on retrouve des galaxies plus jeunes à haut redshift, il est donc attendu de voir  $x_1$  augmenter en fonction de  $z$ . Nous pouvons aussi remarquer que la valeur moyenne de  $c$  est plus faible à haut redshift. En effet, BETOULE et al. (2014) a montré que les critères de sélection créent un biais en couleur pour SNLS et SDSS, qui s'observe lorsqu'on se rapproche du redshift limite de chaque relevé.

### 8.1.2 Évolution des paramètres SUGAR avec le redshift

Nous allons à présent comparer les résultats obtenus sur l'évolution des paramètres SUGAR avec les deux différents modèles SUGAR UV (Figure 8.2) et SUGAR 4000 (Figure 8.3) du chapitre 7. Ces deux modèles testent en effet deux choses différentes : SUGAR UV est quasi-identique à SUGAR pour les SNIa proches mais il s'en éloigne à haut  $z$ . Il est également moins précis car il manque les phases inférieures à -5 jours. SUGAR 4000 est fortement verrouillé sur SALT2 : il teste surtout la capacité de décomposer  $x_1$  en  $q_1$  et  $q_3$ . Nous pouvons d'abord remarquer que le choix du modèle ne change pas la tendance générale de l'évolution des paramètres à l'exception de HST où le nombre de SNIa est insuffisant pour que la statistique soit significative. La valeur moyenne du paramètre  $q_1$  diminue avec le redshift dans les deux cas, ce qui est cohérent avec le fait que  $q_1$  est anti-corrélé à  $x_1$  (Figure 3.5) et que la valeur moyenne de ce dernier augmente avec le redshift (Figure 8.1). Contrairement à  $q_1$ , la valeur moyenne du paramètre  $q_3$  reste stable avec le redshift, or ce paramètre est corrélé à  $x_1$ . Ce dernier étant composite des effets des paramètres  $q_1$  et  $q_3$ , leurs différentes évolutions pourraient conduire à une source d'erreur systématique des magnitudes standardisées pour le seul paramètre  $x_1$ . Les deux modèles diffèrent par le fait que la dispersion à bas  $z$  de  $q_3$  est plus faible pour SUGAR UV, là où le modèle est le plus précis en principe, même s'il ajuste moins bien les courbes de lumière. Il est donc difficile de conclure sur le fait que  $q_3$  est correctement mesuré par ces modèles. Le paramètre  $A_v$  étant corrélé au paramètre  $c$ , on s'attend à ce qu'ils évoluent de façon similaire. Mais si, à haut redshift les SNIa apparaissent plus bleues en moyenne comme le montrent les valeurs de  $c$  pour SNLS (Figure 8.1), dans notre cas  $A_v$  reste compatible avec la valeur moyenne. Or à haut redshift, l'ajustement n'utilise que les bandes les plus bleues de SUGAR, et nous avons démontré au chapitre 5 que cela entraînait un biais sur  $A_v$ . Par ailleurs, la partie ajustée par SALT2 prend de plus en plus d'importance, et rien ne dit que dans ce cas la corrélation en  $A_v$  et  $c$  soit aussi forte qu'à bas redshift. En effet, nous avons vu avec la matrice H (équation 7.6) qu'une partie de l'information du  $c$  SALT2 se retrouvait dans les paramètres  $q$  ce qui pourrait donc expliquer cette différence entre  $c$  et  $A_v$ .

## 8.2 Ajustement d'un diagramme de Hubble sur les données JLA avec une standardisation SUGAR

Nous allons à présent utiliser les paramètres SUGAR pour effectuer un ajustement du diagramme de Hubble dans le but de comparer les standardisations SUGAR et SALT2. Les résultats présentés dans ce document sont des résultats préliminaires où nous n'avons pas pu reproduire l'ensemble de la matrice de covariance utilisée par BETOULE et al. (2014). En effet, dans le chapitre 2 nous avons réussi à reproduire cette analyse et nous avons listé les matrices qui dépendent du modèle utilisé lors de la standardisation que nous n'avons pas encore reconstruit pour SUGAR. Nous utiliserons donc la matrice  $C$  suivante :

$$C = C_{stat*} + C_{pecvel} + C_{nonIa} + C_{host} \quad (8.1)$$

## 8.2. AJUSTEMENT D'UN DIAGRAMME DE HUBBLE SUR LES DONNÉES JLA AVEC UNE STANDARDISATION SUGAR

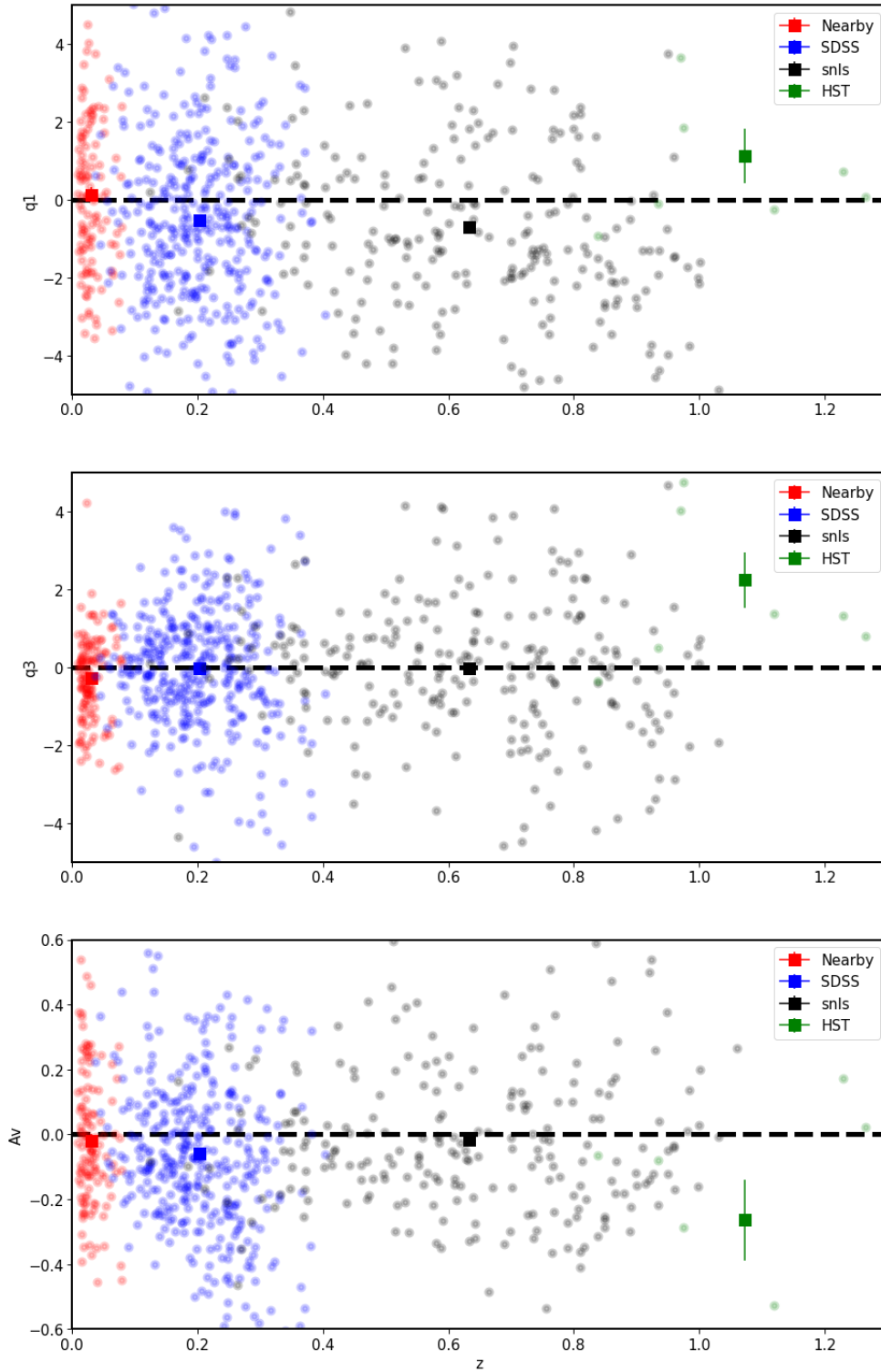


FIGURE 8.2 – Évolution avec le redshift des paramètres  $q_1$ ,  $q_3$  et  $A_v$  déterminés par l'ajustement SUGAR UV pour les différents sous-échantillons de JLA. Les carrés représentent la valeur moyenne du paramètre pour chaque sous-échantillon. Les erreurs sont données par  $\frac{\sigma}{\sqrt{N-1}}$  où  $\sigma$  est l'écart-type de la distribution et  $N$  le nombre de points.

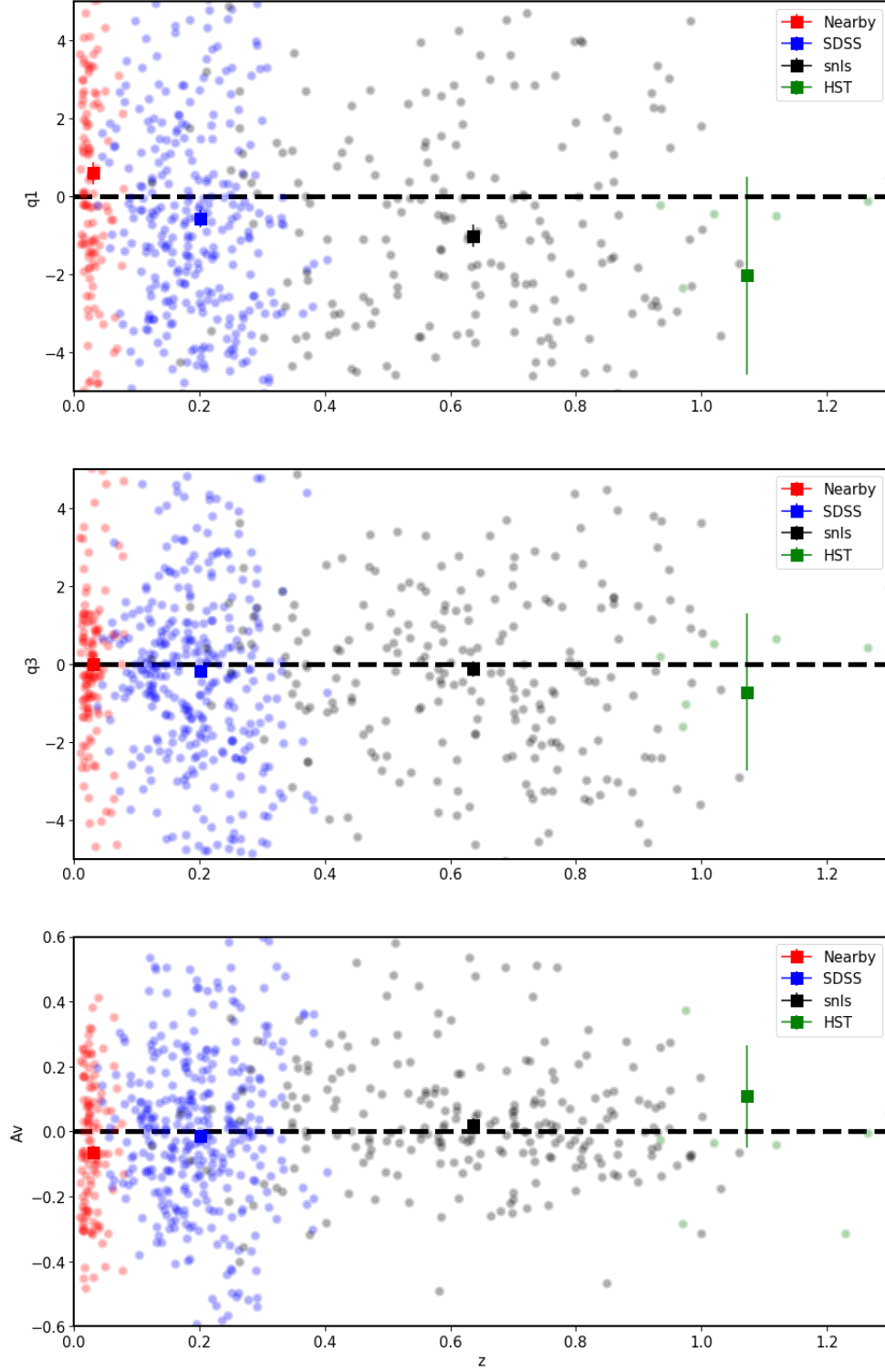


FIGURE 8.3 – Évolution avec le redshift des paramètres  $q_1$ ,  $q_3$  et  $A_v$  déterminés par l'ajustement SUGAR 4000 pour les différents sous-échantillons de JLA. Les carrés représentent la valeur moyenne du paramètre pour chaque sous-échantillon. Les erreurs sont données par  $\frac{\sigma}{\sqrt{N-1}}$  où  $\sigma$  est l'écart-type de la distribution et  $N$  le nombre de points.

## 8.2. AJUSTEMENT D'UN DIAGRAMME DE HUBBLE SUR LES DONNÉES JLA AVEC UNE STANDARDISATION SUGAR

	SUGAR UV	SUGAR 4000		SALT2 sans modèle d'erreur	SALT2 avec modèle d'erreur
$M_B$	$-19,00 \pm 0,016$	$-19,041 \pm 0,013$	$M_B$	$-19,063 \pm 0,012$	$-19,053 \pm 0,012$
$\alpha_1$	$-0,071 \pm 0,003$	$-0,078 \pm 0,003$	$\alpha$	$0,135 \pm 0,006$	$0,139 \pm 0,006$
$\alpha_3$	$0,058 \pm 0,004$	$0,023 \pm 0,004$			
$\beta$	$0,84 \pm 0,03$	$1,05 \pm 0,03$	$\beta$	$2,69 \pm 0,07$	$3,15 \pm 0,08$
$\Delta_M$	$-0,025 \pm 0,014$	$-0,025 \pm 0,020$	$\Delta_M$	$-0,047 \pm 0,012$	$-0,060 \pm 0,012$
wRMS	$0,186 \pm 0,005$	$0,156 \pm 0,004$	wRMS	$0,152 \pm 0,004$	$0,149 \pm 0,004$
$\sigma_{int}$	0,184	0,153	$\sigma_{int}$	0,133	0,105

TABLE 8.1 – Résultats de l'ajustement du diagramme de Hubble avec les SNIa de JLA pour une standardisation SUGAR (à gauche) dans le cadre des deux différents modèles SUGAR UV et SUGAR 4000 et SALT2 sans modèle d'erreur (à droite) .

où  $C_{stat*}$  est une matrice de covariance diagonale par blocs constituée des différentes matrices de covariance entre les paramètres SUGAR ou SALT2 issus de l'ajustement des courbes de lumière. Elle ne prend donc pas en compte les termes non-diagonaux de covariance dues aux incertitudes statistiques du modèle SALT2. De plus, nous utiliserons pour  $\sigma_{lens}$  et  $\sigma_z$  les valeurs utilisées par BETOULE et al. (2014). Cependant nous redéterminerons les valeurs de  $\sigma_{int}$  en utilisant la même méthode que dans les chapitres 5 et 6. Nous effectuons donc l'ajustement du diagramme de Hubble et nous obtenons les résultats décrits dans table 8.1. Nous avons inclus les résultats de SALT2 avec le modèle d'erreur pour étudier l'impact de l'absence de celui-ci pour SUGAR. Ces résultats sont à comparer à ceux de la table 2.2 pour l'analyse complète. Nous pouvons remarquer que le modèle d'erreur réduit la valeur de  $\sigma_{int}$  en diminuant celui-ci de 0,28 ce qui est attendu :  $\sigma_{int}$  représente en effet l'incertitude non modélisée. Par ailleurs, la valeur de  $\beta$  de SALT2 dépend fortement du modèle d'erreur : ce n'est pas surprenant car ce dernier joue sur la couleur en dépendant fortement certaines bandes et notamment la bande U. Ces résultats montrent de plus que SUGAR avec ses modèles d'extension donne  $\sigma_{int}$  et un wRMS plus grand que celui de SALT2. De plus le  $\sigma_{int}$  dépend du modèle d'extension qui doit donc dégrader l'information. L'utilisation d'un modèle d'erreur devrait mécaniquement diminuer  $\sigma_{int}$ . Nous pouvons aussi noter que l'augmentation de la valeur du  $\sigma_{int}$  et du wRMS de SUGAR UV par rapport aux deux autres modèles peut aussi venir du fait que ce modèle reproduit moins bien les courbes de lumière. Pour les paramètres de nuisance, nous pouvons remarquer que  $\alpha_1$  est compatible entre SUGAR 4000 et SUGAR UV ce qui n'est pas le cas de  $\alpha_3$  et  $\beta$ . Cependant dans le cas de SALT2 les valeurs obtenues de  $\beta$  entre SALT2 avec et sans modèle d'erreur ne sont pas compatibles entre elles, il serait donc dangereux d'interpréter la valeur de  $\beta$  dans le cadre de SUGAR car son modèle d'erreur n'est pas encore inclus dans l'ajustement des courbes de lumière. Enfin, il faut noter que le wRMS est similaire entre SALT2 et SUGAR4000 sans modèle d'erreur.

	SUGAR UV	SUGAR 4000		SALT2 sans modèle d'erreur	SALT2 avec modèle d'erreur
$M_B$	$-19,03 \pm 0,03$	$-19,00 \pm 0,04$	$M_B$	$-19,09 \pm 0,04$	$-19,10 \pm 0,04$
$\alpha_1$	$-0,089 \pm 0,006$	$-0,094 \pm 0,005$	$\alpha$	$0,150 \pm 0,005$	$0,144 \pm 0,011$
$\alpha_3$	$0,056 \pm 0,011$	$0,038 \pm 0,007$			
$\beta$	$1,13 \pm 0,06$	$1,20 \pm 0,06$	$\beta$	$2,73 \pm 0,17$	$3,01 \pm 0,017$
$\Delta_M$	$-0,06 \pm 0,03$	$-0,05 \pm 0,03$	$\Delta M$	$-0,06 \pm 0,03$	$-0,050 \pm 0,03$

TABLE 8.2 – Paramètres de nuisance déterminés avec les SNIa de Low  $z$  pour une standardisation SUGAR (à gauche) dans le cadre des deux différents modèles SUGAR UV et SUGAR 4000 et SALT2 sans modèle d'erreur (à droite). Analyse à l'aveugle sur les paramètres cosmologiques donc ici  $\Omega_M$ .

### 8.2.1 Détermination des paramètres de nuisance SUGAR pour les différents sous échantillons de JLA

Nous avons dans un premier temps effectué un ajustement du diagramme de Hubble sur le modèle  $\Lambda$ CDM avec une standardisation SUGAR dans le cadre de nos deux modèles SUGAR UV et SUGAR 4000 et pour les différents sous échantillons de JLA. Nous obtenons donc les résultats de la table : 8.2 pour les Low  $z$ , 8.3 pour SDSS et 8.4 pour SNLS. Nous pouvons voir que les valeurs obtenues sont compatibles entre nos deux modèles à l'exception des valeurs de  $\beta$  pour SDSS et SNLS et de  $\alpha_3$  pour SDSS. Les valeurs différentes de  $\beta$  sont vraisemblablement dues aux différences obtenues pour la valeur moyenne des  $A_v$  discutée dans la section précédente. Cependant, les deux modèles montrent une diminution de  $\beta$  quand  $z$  augmente, ce qui était déjà le cas avec SALT2 sans modèle d'erreur. De plus, les deux modèles donnent des paramètres  $\alpha_1$  et  $\alpha_3$  qui diminuent en valeur absolue ce qui implique que la correction liée à  $q_1$  et  $q_3$  diminue avec le redshift. Ceci est également le cas pour le paramètre  $\alpha$  dans le cas de SALT2. Pour  $q_1$  on constate que l'évolution est plus ou moins proportionnelle à celle de  $\alpha$ . Cependant,  $\alpha$  dans le modèle SALT2 avec l'ensemble de la matrice de covariance est stable (BETOULE et al., 2014). L'évolution observée pour  $\alpha_1$  SUGAR peut donc venir du fait que le modèle est incomplet. Concernant  $\alpha_3$ , la valeur devient compatible avec 0 à haut redshift. Cela peut venir du fait que  $q_3$  devient difficile à déterminer ; surtout dans le modèle SUGAR 4000 : en effet, si le bruit domine, la correction s'effectue sur une variable aléatoire non reliée au signal, et doit naturellement tendre vers 0. Une partie de cet effet peut venir du fait que  $q_1$  et  $q_3$  sont moins bien déterminés à haut redshift. Une autre hypothèse est que nos modèles d'extension cherchant à corriger un biais en  $A_v$  pourraient le compenser par une moins bonne détermination des paramètres  $q_1$  et  $q_3$ .



	SUGAR UV	SUGAR 4000		SALT2 sans modèle d'erreur	SALT2 avec modèle d'erreur
$M_B$	$-18,91 \pm 0,03$	$-18,99 \pm 0,03$	$M_B$	$-19,01 \pm 0,03$	$-19,02 \pm 0,03$
$\alpha_1$	$-0,079 \pm 0,005$	$-0,081 \pm 0,004$	$\alpha$	$0,141 \pm 0,009$	$0,141 \pm 0,009$
$\alpha_3$	$0,037 \pm 0,005$	$0,016 \pm 0,005$			
$\beta$	$0,94 \pm 0,04$	$1,07 \pm 0,04$	$\beta$	$2,74 \pm 0,10$	$3,17 \pm 0,12$
$\Delta_M$	$-0,030 \pm 0,018$	$-0,033 \pm 0,017$	$\Delta M$	$-0,05 \pm 0,02$	$-0,057 \pm 0,017$

TABLE 8.3 – Paramètres de nuisance déterminés avec les SNIa de SDSS pour une standardisation SUGAR (à gauche) dans le cadre des deux différents modèles SUGAR UV et SUGAR 4000 et SALT2 sans modèle d'erreur (à droite).

	SUGAR UV	SUGAR 4000		SALT2 sans modèle d'erreur	SALT2 avec modèle d'erreur
$M_B$	$-18,90 \pm 0,06$	$-18,96 \pm 0,05$	$M_B$	$-18,97 \pm 0,04$	$-19,03 \pm 0,04$
$\alpha_1$	$-0,069 \pm 0,007$	$-0,063 \pm 0,005$	$\alpha$	$0,110 \pm 0,014$	$0,132 \pm 0,012$
$\alpha_3$	$0,002 \pm 0,009$	$0,013 \pm 0,008$			
$\beta$	$0,66 \pm 0,02$	$0,88 \pm 0,05$	$\beta$	$2,33 \pm 0,13$	$3,20 \pm 0,13$
$\Delta_M$	$-0,006 \pm 0,024$	$-0,010 \pm 0,022$	$\Delta M$	$-0,03 \pm 0,03$	$-0,064 \pm 0,022$

TABLE 8.4 – Paramètres de nuisance déterminés avec les SNIa de SNLS pour une standardisation SUGAR (à gauche) dans le cadre des deux différents modèles SUGAR UV et SUGAR 4000 et SALT2 sans modèle d'erreur (à droite).

### 8.2.2 Détermination des contours de confiance avec une standardisation SALT2

Nous allons présenter les contours de confiance dans les espaces  $\Omega_\Lambda \Omega_M$  et  $w\Omega_M$ . Nous avons effectué cette analyse en aveugle sur la valeur des paramètres cosmologiques en fixant la valeur centrale de ces contours aux valeurs fiducielles. De plus, l'analyse étant toujours en développement car il nous reste l'implémentation du modèle d'erreur SUGAR pour les SNIa de JLA, nous resterons donc en aveugle dans le cadre de ce document. Par ailleurs, suite à un problème technique avec le centre de calcul dans la parallélisation de l'algorithme nous ayant servi à produire les contours de la figure 2.8 et 2.7, nous n'avons pas pu produire les contours réels. Cependant, pour obtenir des résultats préliminaires nous avons développé une méthode rapide pour déterminer ces contours. En effet, ce qui limite principalement la vitesse de calcul est qu'en chaque point le  $\chi^2$  ne dépend pas uniquement des deux paramètres cosmologiques mais aussi des paramètres de nuisance, ce qui implique que lorsqu'on se déplace dans cet espace à deux dimensions, nous devons minimiser le  $\chi^2$  en fonction de ces paramètres. En effet, si l'on fait varier  $\Omega_M$  et  $\Omega_\Lambda$  en fixant les autres paramètres aux valeurs du minimum, on obtient des valeurs de  $\chi^2$  surestimées car pour chaque point de cet espace il existe un jeu de paramètres de nuisance différents qui donne un  $\chi^2$  minimum en ce point. Cependant minimiser le  $\chi^2$  à chaque pas demande un temps de calcul important notamment car l'inversion de la matrice de covariance dépend elle aussi de ces paramètres et doit être effectuée à chaque itération. Nous avons donc fixé ces paramètres à ceux de la valeur centrale pour obtenir des contours rapides qui seront donc sous-estimés par rapport aux contours réels.

Nous voulions dans un premier temps déterminer quel est l'impact de l'absence du modèle d'erreur sur ces contours. Nous avons comparé pour cela les contours SALT2 ajustés avec le modèle d'erreur à ceux ajustés sans modèle d'erreur. Nous obtenons les résultats de la figure 8.4. Nous pouvons remarquer que l'absence du modèle d'erreur change suffisamment peu les contours pour que nous puissions utiliser SALT2 sans modèle d'erreur pour obtenir des résultats préliminaires. En effet, l'absence d'erreur est potentiellement compensée par la modification de  $\sigma_{int}$ . Nous avons par la suite déterminé les contours de confiance obtenus par standardisation SUGAR UV (Figure 8.5) et SUGAR 4000 (Figure 8.6) comparés à SALT2 sans modèle d'erreur. Nous pouvons remarquer que nous obtenons des contours plus importants dans le cadre de SUGAR UV ce qui est dû à l'augmentation de la valeur du  $\sigma_{int}$ . SUGAR 4000 donne des résultats similaires dans l'espace  $\Omega_\Lambda \Omega_M$  mais le contour  $w\Omega_M$  montre une barre d'erreur plus importante dans la détermination de  $\Omega_M$ .

Nous avons vu dans la section précédente que le wRMS de SALT2 est inférieur à celui de SUGAR quelque soit son modèle d'extension ce qui implique qu'il est trop tôt pour utiliser ce dernier pour une analyse cosmologique complète : la modification des contours est donc à ce stade essentiellement illustrative. Cependant,  $q_3$  est un paramètre mesurable et l'ajout de ce paramètre avec son incertitude dans la standardisation devrait entraîner une augmentation de l'aire des contours. Ceci est une prédiction générique même si les contours présentés ici sont tout à fait préliminaires.

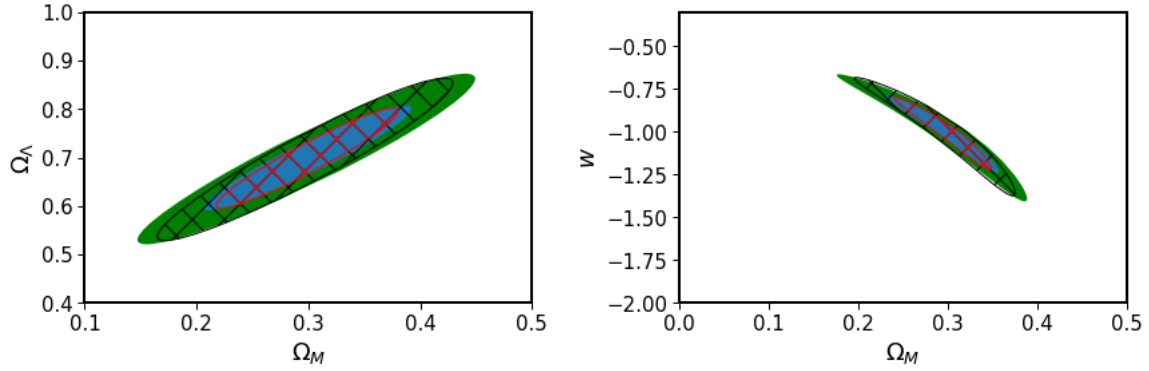


FIGURE 8.4 – contours dans les espaces  $\Omega_\Lambda\Omega_M$  (à gauche) et  $w\Omega_M$ . Les contours verts et bleus représentent respectivement 95% et 68% de confiance pour les résultats obtenus avec une standardisation SALT2 avec modèle d'erreur. Les contours hachurés en noir et rouge représentent respectivement 95% et 68% de confiance pour les résultats obtenus avec une standardisation SALT2 sans modèle d'erreur.

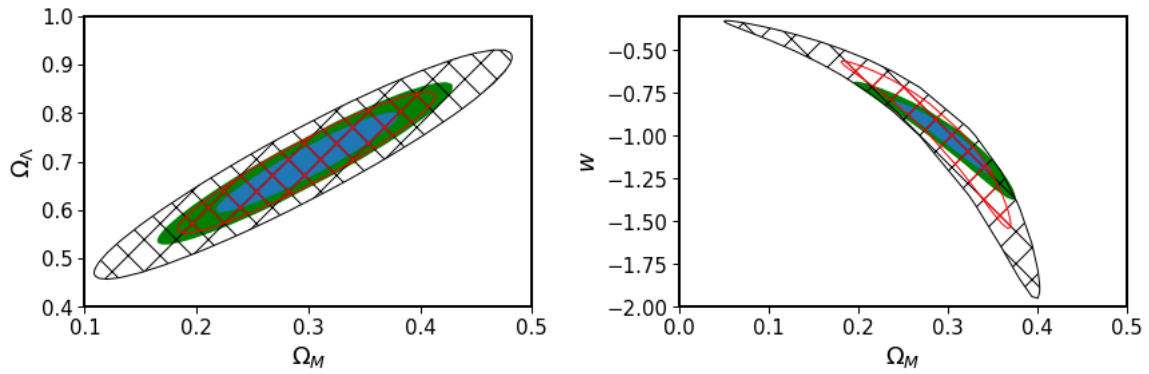


FIGURE 8.5 – contours dans les espaces  $\Omega_\Lambda\Omega_M$  (à gauche) et  $w\Omega_M$ . Les contours verts et bleus représentent respectivement 95% et 68% de confiance pour les résultats obtenus avec une standardisation SALT2 sans modèle d'erreur. Les contours hachurés en noir et rouge représentent respectivement 95% et 68% de confiance pour les résultats obtenus avec une standardisation SUGAR UV.

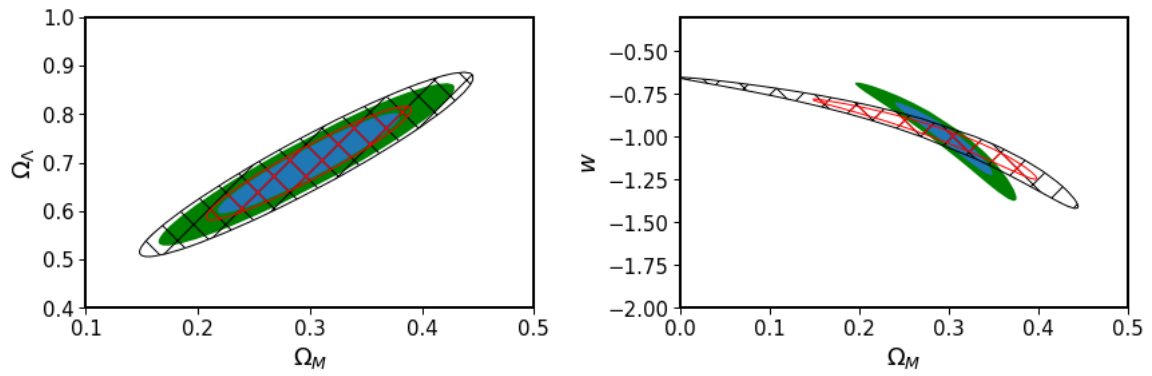


FIGURE 8.6 – contours dans les espaces  $\Omega_\Lambda\Omega_M$  (à gauche) et  $w\Omega_M$ . Les contours verts et bleus représentent respectivement 95% et 68% de confiance pour les résultats obtenus avec une standardisation SALT2 sans modèle d'erreur. Les contours hachurés en noir et rouge représentent respectivement 95% et 68% de confiance pour les résultats obtenus avec une standardisation SUGAR 4000.



# Conclusion

La découverte de l’expansion accélérée a mis en évidence l’énergie noire. La prochaine génération de grands relevés cosmologiques avec notamment le LSST va améliorer les contraintes sur celle-ci en combinant les résultats des principales sondes cosmologiques. Dans ce cadre, l’augmentation drastique du nombre de SNIa impliquera que les principales sources d’incertitude seront de nature systématique. Parmi celles-ci, la procédure de standardisation s’appuie sur un modèle à 2 paramètres, SALT2, permettant de décrire les courbes de lumière des SNIa. Or certaines incertitudes demeurent sur la modélisation de la variabilité des ces objets. Le but du travail effectué dans ce document a donc été d’étudier ce que donnait un modèle alternatif, SUGAR, sur ce sujet. Ce modèle décrit la variabilité des SNIa en introduisant deux paramètres de plus que SALT2 pour décrire la variabilité intrinsèque et une loi de couleur de type CARDELLI et al. (1989) pour décrire la variabilité au lieu d’une loi de couleur empirique pour SALT2. De plus, deux de ces paramètres intrinsèques sont corrélés au stretch.

Au chapitre 2, nous avons montré que nous étions capables de reproduire l’analyse JLA à partir des données publiées, et mis en évidence les limites que nous rencontrons pour l’appliquer à une autre méthode de standardisation, certains éléments des matrices d’incertitudes n’étant pas directement transposables.

Au chapitre 4, nous avons effectué une première étude sur l’ajustement des courbes de lumière avec des données simulées en utilisant SUGAR ce qui nous a permis de déterminer quelles étaient les conditions nécessaires pour reconstruire les différents paramètres. Nous avons confirmé que SUGAR était plus performant dans les bandes R et I, et remarqué qu’il était difficile de reconstruire le paramètre  $q_2$  en photométrie avec uniquement 3 bandes. De plus, comparé à une cadence de 3 jours, la cadence SNf dégrade la détermination des paramètres  $q_i$ . De plus, la cadence affecte la détermination de  $t_0$  ce qui peut engendrer des problèmes de convergence de l’ajustement des courbes de lumière. Utiliser SUGAR dans le cadre de LSST dépendra donc de la cadence de celui-ci et de sa couverture dans les diverses bandes, 3 bandes étant insuffisantes pour reconstruire  $q_2$ .

Après les courbes de lumière simulées, nous avons procédé à l’ajustement de courbes de lumière dans les bandes synthétiques de la SNf dans le chapitre 5. Nous avons mis en évidence l’existence d’un biais de 0,006 mag sur la reconstruction des  $m_B$  liés à l’utilisation des filtres synthétiques en créneaux liés à la fonction d’interpolation de SNFIT, que nous avons corrigé par une redéfinition minimal de leurs bords. Nous avons comparé ces résultats à ceux obtenus par ajustement des spectres. Nous avons ainsi confirmé la difficulté de reconstruire le paramètre  $q_2$  et nous avons alors pris la décision de ne pas le reconstruire dans le cadre de JLA. De plus, les résultats dans les

bandes UBV montrent l'existence d'un biais de reconstruction sur  $A_v$  et  $X_{gr}$  qui peut impacter la reconstruction de ces paramètres pour les SNIa à haut redshift. Enfin, nous avons pu remarquer qu'il existait toujours une corrélation entre les résidus au diagramme de Hubble et les propriétés des galaxies hôtes dans le cadre de SUGAR, et que contrairement au paramètre  $q_3$  dérivé directement sur les structures spectrales, le  $q_3$  après ajustement des courbes de lumière ne semble plus corrélé aux propriétés de l'hôte.

Dans le chapitre 6, nous avons utilisé des données venant d'un relevé à bas redshift différent de celui qui a servi à entraîner SUGAR. Nous avons remarqué que SUGAR n'arrivait pas à reproduire les premières phases des courbes de lumière car peu de spectres du lot d'entraînement contraignent le modèle à ces phases. De plus, nous avons vu que SUGAR par rapport à SALT2 dans les mêmes conditions permettait une amélioration jusqu'à 0,022 mag en wRMS et 0,023 mag pour  $\sigma_{int}$ . Enfin, nous avons fait une étude préliminaire concernant la construction d'un modèle d'erreur, il restera cependant à l'introduire dans l'ajustement des courbes de lumière. Sur ce lot de données indépendant de l'entraînement, SUGAR représente bien une amélioration par rapport à SALT2.

Nous avons dans le chapitre 7 proposé deux méthodes différentes permettant d'étendre le modèle SUGAR hors de son domaine de définition à partir d'une correspondance entre les paramètres SUGAR et SALT2 entraînés sur les données SNf. Durant la construction de ces modèles nous nous sommes aperçus que la SED SUGAR était plus brillante que celle de SALT2 aux premières phases car les seules SNIa observées à ces phases sont plus brillantes que la moyenne. Tenant compte de cet effet, le premier modèle SUGAR UV débute à la phase -5 et est étendu en longueur d'onde par la correspondance avec SALT2. Le second modèle SUGAR 4000 est la combinaison des modèles SUGAR et SALT2 décrits dans la section 7.2.2 sur un intervalle de 4000Å. Ces deux modèles obtiennent des performances similaires à celui de SALT2 sur l'ajustement des courbes de lumière ; le plus performant étant SUGAR 4000. Cependant, comme nous l'avons étudié dans le chapitre 8, malgré cela le wRMS de SALT2 reste légèrement inférieur à celui de SUGAR 4000 pour l'ajustement du diagramme de Hubble. La robustesse de la détermination de  $q_3$  n'est pas non plus acquise. Nous ne pouvons donc pas à l'heure actuelle utiliser les modèles d'extension de SUGAR pour une analyse cosmologique complète.

Il reste donc un certain nombre de questions : tout d'abord, la dispersion des résidus au diagramme de Hubble en utilisant UBV sur les données SNf est moins performante avec SUGAR qu'avec SALT2 alors que SUGAR a été entraîné sur ces données. On peut supposer que cela vient de l'absence de modèle d'erreur ce qui reste à confirmer. Sur CSP, si SUGAR est plus performant que SALT2, il reste des écarts systématiques sur la moyenne des résidus. On pourrait modifier la valeur moyenne de SUGAR afin que les résidus soient en moyenne 0 : cela donnerait un meilleur modèle pour les données photométriques, notamment aux premières phases. On pourrait également vérifier le comportement des résidus vis-à-vis des paramètres  $q_i$ , et corriger si nécessaire. Ce serait une première étape vers le ré-entraînement de SUGAR.

Enfin, si le modèle SUGAR 4000 reproduit bien les courbes de lumière, les paramètres de correspondance entre SALT2 et SUGAR ont été entraînés sur SNf. En les entraînant directement sur JLA, l'ajustement ne peut qu'être meilleur. Cependant, comme

nous l'avons vu au chapitre 8, un meilleur ajustement des courbes de lumière n'induit pas nécessairement une meilleure standardisation au diagramme de Hubble.





# Bibliographie

- ABBOTT, B. P., R. ABBOTT, T. D. ABBOTT, F. ACERNESE, K. ACKLEY, C. ADAMS et al. (2017). “GW170817 : Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral”. In : *Phys. Rev. Lett.* 119 (16), p. 161101. DOI : 10.1103/PhysRevLett.119.161101.
- ABBOTT, T., S ALLAM, P ANDERSEN, C. ANGUS, J ASOREY, A AVELINO et al. (2019). “First cosmology results using type Ia supernovae from the dark energy survey : constraints on cosmological parameters”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 872.2, p. L30.
- AKERLOF, C. W., R. KEHOE, T. MCKAY, E. RYKOFF, D. SMITH, D. CASPERSON et al. (2003). “The ROTSE-III Robotic Telescope System”. In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 115.803, p. 132.
- ALBRECHT, A., G. BERNSTEIN, R. CAHN, W. L. FREEDMAN, J. HEWITT, W. HU et al. (2006). “Report of the dark energy task force”. In : *arXiv preprint astro-ph/0609591*.
- ALDERING, G, P ANTILOGUS, C ARAGON, S BAILEY, C BALTAY, S BONGARD et al. (2020). “The SNEMO and SUGAR Companion Data Sets”. In : *Research Notes of the AAS* 4.5, p. 63.
- ALDERING, G., G. ADAM, P. ANTILOGUS, P. ASTIER, R. BACON, S. BONGARD et al. (2002). “Overview of the Nearby Supernova Factory”. In : *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries*. Sous la dir. de J. A. TYSON et S. WOLFF. T. 4836. International Society for Optics et Photonics. SPIE, p. 61 -72. DOI : 10.1117/12.458107.
- ARENDSE, N., R. J. WOJTAK, A. AGNELLO, G. C.-F. CHEN, C. D. FASSNACHT, D. SLUSE et al. (2020). “Cosmic dissonance : are new physics or systematics behind a short sound horizon ?” In : *Astronomy & Astrophysics* 639, A57.
- ASTIER, P., P. EL HAGE, J. GUY, D. HARDIN, M. BETOULE, S. FABBRO et al. (sept. 2013). “Photometry of supernovae in an image series : methods and application to the SuperNova Legacy Survey (SNLS)”. In : 557, A55, A55. DOI : 10.1051/0004-6361/201321668.
- ASTIER, P., J GUY, N REGNAULT, R PAIN, E AUBOURG, D BALAM et al. (2006). “The Supernova Legacy Survey : measurement of, and w from the first year data set”. In : *Astronomy & Astrophysics* 447.1, p. 31-48.
- BAADE, W. et F. ZWICKY (1934). “Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays”. In : *Phys. Rev.* 46 (1), p. 76-77. DOI : 10.1103/PhysRev.46.76.2.
- BACON, R, G ADAM, A BARANNE, G COURTES, D DUBET, J. DUBOIS et al. (1995). “3D spectrography at high spatial resolution. I. Concept and realization of the

- integral field spectrograph TIGER.” In : *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* 113, p. 347.
- BETOULE, M, R KESSLER, J GUY, J MOSHER, D HARDIN, R BISWAS et al. (2014). “Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples”. In : *Astronomy & Astrophysics* 568, A22.
- BLOMQVIST, M., H. d. M. d. BOURBOUX, N. G. BUSCA, V. d. S. AGATHE, J. RICH, C. BALLAND et al. (2019). “Baryon acoustic oscillations from the cross-correlation of Ly  $\alpha$  absorption and quasars in eBOSS DR14”. In : *arXiv preprint arXiv :1904.03430*.
- BOGGS, P. T. et J. E. ROGERS (1990). “Orthogonal distance regression”. In : *Contemporary Mathematics* 112, p. 183-194.
- BRANCH, D., L. C. DANG et E. BARON (2009). “Comparative Direct Analysis of Type Ia Supernova Spectra. V. Insights from A Larger Sample and Quantitative Subclassification”. In : *Publ. Astron. Soc. Pac.* 121, p. 238. DOI : 10.1086/597788.
- BUDAVARI, T., A. J. CONNOLLY, A. S. SZALAY, I. SZAPUDI, I. CSABAI, R. SCRANTON et al. (2003). “Angular clustering with photometric redshifts in the Sloan Digital Sky Survey : Bimodality in the clustering properties of galaxies”. In : *The Astrophysical Journal* 595.1, p. 59.
- BUTON, C, Y COPIN, G ALDERING, P. ANTILOGUS, C ARAGON, S BAILEY et al. (2013). “Atmospheric extinction properties above Mauna Kea from the Nearby SuperNova Factory spectro-photometric data set”. In : *Astronomy & Astrophysics* 549, A8.
- CARDELLI, J. A., G. C. CLAYTON et J. S. MATHIS (oct. 1989). “The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction”. In : 345, p. 245-256. DOI : 10.1086/167900.
- CHANDRASEKHAR, S. (juil. 1931). “The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs”. In : 74, p. 81. DOI : 10.1086/143324.
- CHEVALLIER, M. et D. POLARSKI (2001). “Accelerating universes with scaling dark matter”. In : *International Journal of Modern Physics D* 10.02, p. 213-223.
- CHOTARD, N, E GANGLER, G ALDERING, P ANTILOGUS, C. ARAGON, S BAILEY et al. (2011). “The reddening law of type Ia supernovae : separating intrinsic variability from dust using equivalent widths”. In : *Astronomy & Astrophysics* 529, p. L4.
- CONLEY, A, J GUY, M SULLIVAN, N REGNAULT, P ASTIER, C BALLAND et al. (2010). “Supernova constraints and systematic uncertainties from the first three years of the supernova legacy survey”. In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 192.1, p. 1.
- COPELAND, E. J., M. SAMI et S. TSUJIKAWA (2006). “Dynamics of dark energy”. In : *International Journal of Modern Physics D* 15.11, p. 1753-1935.
- COPIN, Y. (juin 2013). “Spectro-photométrie à champ intégral dans le cadre du projet ” The Nearby Supernova Factory ””. Habilitation à diriger des recherches. Université Claude Bernard - Lyon I.
- DESI COLLABORATION, A. AGHAMOUSA, J. AGUILAR, S. AHLEN, S. ALAM, L. E. ALLEN et al. (2016). “The DESI Experiment Part I : Science, Targeting, and Survey Design”. In :
- eBOSS COLLABORATION, S. ALAM, M. AUBERT, S. AVILA, C. BALLAND, J. E. BAUTISTA et al. (2020). “The Completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation

- Spectroscopic Survey : Cosmological Implications from two Decades of Spectroscopic Surveys at the Apache Point observatory". In :
- EINSTEIN, A. (jan. 1915). "Erklärung der Perihelbewegung des Merkur aus der allgemeinen Relativitätstheorie". In : *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, p. 831-839.
- EINSTEIN, A. et W. DE SITTER (1932). "On the relation between the expansion and the mean density of the universe". In : *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* 18.3, p. 213.
- EISENSTEIN, D. J., I. ZEHAVI, D. W. HOGG, R. SCOCCIMARRO, M. R. BLANTON, R. C. NICHOL et al. (2005). "Detection of the baryon acoustic peak in the large-scale correlation function of SDSS luminous red galaxies". In : *The Astrophysical Journal* 633.2, p. 560.
- ELIAS, J. H., K. MATTHEWS, G. NEUGEBAUER, S. E. T. I. s. i. t. i. PERSSON et their use as distance INDICATORS (1985). "Type I supernovae in the infrared and their use as distance indicators". In : *Astrophysical Journal* 296, p. 379-389.
- FILIPPENKO, A. V., W. LI, R. TREFFERS et M. MODJAZ (2001). "The lick observatory supernova search with the Katzman automatic imaging telescope". In : *International Astronomical Union Colloquium*. T. 183. Cambridge University Press, p. 121-130.
- FINK, M., W. HILLEBRANDT et F. K. RÖPKE (déc. 2007). "Double-detonation supernovae of sub-Chandrasekhar mass white dwarfs". In : 476.3, p. 1133-1143. DOI : 10.1051/0004-6361:20078438.
- FIXSEN, D. (2009). "The temperature of the cosmic microwave background". In : *The Astrophysical Journal* 707.2, p. 916.
- FRANÇOIS HAZENBERG (2019). "Calibration photométrique des supernovae de type Ia pour la caractérisation de l'énergie noire avec l'expérience StarDICE." Thèse de doct.
- FUKUGITA, M, K SHIMASAKU, T ICHIKAWA, J. GUNN et al. (1996). *The Sloan digital sky survey photometric system*. Rapp. tech. SCAN-9601313.
- GANGLER, E. (sept. 2011). "The nearby SuperNova Factory : des CCD a la cosmologie." Habilitation à diriger des recherches. Université Claude Bernard - Lyon I.
- GUNN, J., M CARR, C ROCKOSI, M SEKIGUCHI, K BERRY, B ELMS et al. (1998). "The Sloan digital sky survey photometric camera". In : *The Astronomical Journal* 116.6, p. 3040.
- GUY, J., P. ASTIER, S. BAUMONT, D. HARDIN, R. PAIN, N. REGNAULT et al. (2007). "SALT2 : using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators". In : *Astronomy and Astrophysics* 466, p. 11-21.
- GUY, J., M. SULLIVAN, A. CONLEY, N. REGNAULT, P. ASTIER, C. BALLAND et al. (nov. 2010). "The Supernova Legacy Survey 3-year sample : Type Ia supernovae photometric distances and cosmological constraints". In : 523, A7, A7. DOI : 10.1051/0004-6361/201014468.
- HAMUY, M., G. FOLATELLI, N. I. MORRELL, M. M. PHILLIPS, N. B. SUNTZEFF, S. PERSSON et al. (2006). "The Carnegie Supernova Project : The Low-Redshift Survey". In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 118.839, p. 2.

- HEGER, A., C. L. FRYER, S. E. WOOSLEY, N. LANGER et D. H. HARTMANN (2003). "How Massive Single Stars End Their Life". In : *The Astrophysical Journal* 591.1, p. 288-300. DOI : 10.1086/375341.
- HICKEN, M., P. CHALLIS, S. JHA, R. P. KIRSHNER, T. MATHESON, M. MODJAZ et al. (2009). "CfA3 : 185 TYPE Ia SUPERNOVA LIGHT CURVES FROM THE CfA". In : *The Astrophysical Journal* 700.1, p. 331-357. DOI : 10.1088/0004-637x/700/1/331.
- HOLZ, D. E. et E. V. LINDER (2005). "Safety in numbers : Gravitational lensing degradation of the luminosity distance-redshift relation". In : *The Astrophysical Journal* 631.2, p. 678.
- HOYLE, F. et W. A. FOWLER (nov. 1960). "Nucleosynthesis in Supernovae." In : 132, p. 565. DOI : 10.1086/146963.
- HUBBLE, E. (1929). "A relation between distance and radial velocity among extragalactic nebulae". In : *Proceedings of the National Academy of Sciences* 15.3, p. 168-173. DOI : 10.1073/pnas.15.3.168.
- HUBBLE, E. P. (1925). "Cepheids in spiral nebulae". In : *Popular Astronomy* 33.
- IVEZIĆ, Ž, T AXELROD, W. N. BRANDT, D. BURKE, C. CLAVER, A CONNOLLY et al. (2008). "Large Synoptic Survey Telescope : From science drivers to reference design". In : *Serbian Astronomical Journal* 176, p. 1-13.
- JONES, L., Z. IVEZIC, D. BURKE, T. AXELROD, J. G. BARTLETT, G. BAZIN et al. (2013). "Level 2 Photometric Calibration for the LSST Survey". In : URL <http://lsst/LSE-180>.
- JÖNSSON, J, M SULLIVAN, I HOOK, S BASA, R CARLBERG, A CONLEY et al. (2010). "Constraining dark matter halo properties using lensed Supernova Legacy Survey supernovae". In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 405.1, p. 535-544.
- KELLY, P. L., M. HICKEN, D. L. BURKE, K. S. MANDEL et R. P. KIRSHNER (juin 2010). "Hubble Residuals of Nearby Type Ia Supernovae are Correlated with Host Galaxy Masses". In : 715, p. 743-756. DOI : 10.1088/0004-637X/715/2/743.
- KESSLER, R. et D. SCOLNIC (2017). "Correcting type Ia supernova distances for selection biases and contamination in photometrically identified samples". In : *The Astrophysical Journal* 836.1, p. 56.
- KILBINGER, M., K. BENABED, J. GUY, P. ASTIER, I TEREÑO, L FU et al. (2009). "Dark-energy constraints and correlations with systematics from CFHTLS weak lensing, SNLS supernovae Ia and WMAP5". In : *Astronomy & Astrophysics* 497.3, p. 677-688.
- KRISCIUNAS, K., C. CONTRERAS, C. R. BURNS, M. PHILLIPS, M. D. STRITZINGER, N. MORRELL et al. (2017). "The Carnegie Supernova Project. I. Third Photometry Data Release of Low-redshift Type Ia Supernovae and Other White Dwarf Explosions". In : *The Astronomical Journal* 154.5, p. 211.
- LANTZ, B., G. ALDERING, P. ANTILOGUS, C. BONNAUD, L. CAPOANI, A. CASTERA et al. (2004). "SNIFS : a wideband integral field spectrograph with microlens arrays". In : *Optical Design and Engineering*. T. 5249. International Society for Optics et Photonics, p. 146-155.
- LAUREIJS, R., J AMIAUX, S ARDUINI, J.-L. AUGUERES, J BRINCHMANN, R COLE et al. (2011). "Euclid definition study report". In : *arXiv preprint arXiv :1110.3193*.

- LAW, N. M., S. R. KULKARNI, R. G. DEKANY, E. O. OFEK, R. M. QUIMBY, P. E. NUGENT et al. (2009). “The Palomar Transient Factory : system overview, performance, and first results”. In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 121.886, p. 1395.
- LÉGET, P. F., E. GANGLER, F. MONDON, G. ALDERING, P. ANTILOGUS, C. ARAGON et al. (sept. 2020). “SUGAR : An improved empirical model of Type Ia Supernovae based on spectral features”. In : *arXiv e-prints*, arXiv :1909.11239, arXiv :1909.11239.
- LEMAÎTRE, G. (1927). “Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques”. In : *Annales de la Société scientifique de Bruxelles*. T. 47, p. 49-59.
- LEVI, M., C. BEBEK, T. BEERS, R. BLUM, R. CAHN, D. EISENSTEIN et al. (2013). “The DESI Experiment, a whitepaper for Snowmass 2013”. In : *arXiv preprint arXiv :1308.0847*.
- LOCHNER, M., D. M. SCOLNIC, H. AWAN, N. REGNAULT, P. GRIS, R. MANDELBAUM et al. (nov. 2018). “Optimizing the LSST Observing Strategy for Dark Energy Science : DESC Recommendations for the Wide-Fast-Deep Survey”. In : *arXiv e-prints*, arXiv :1812.00515, arXiv :1812.00515.
- MALMQUIST, K. G. (mar. 1922). “On some relations in stellar statistics”. In : *Meddelanden fran Lunds Astronomiska Observatorium Serie I* 100, p. 1-52.
- MANDELBAUM, R., T. EIFLER, R. HLOŽEK, T. COLLETT, E. GAWISER, D. SCOLNIC et al. (2018). “The LSST Dark Energy Science Collaboration (DESC) Science Requirements Document”. In : *arXiv preprint arXiv :1809.01669*.
- MINKOWSKI, R. (1941). “Spectra of Supernovae”. In : *the Astronomical Society of the Pacific* 53, p. 224.
- MÖLLER, A. et T. de BOISSIÈRE (2020). “SuperNNova : an open-source framework for Bayesian, neural network-based supernova classification”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 491.3, p. 4277-4293.
- PAKMOR, R., M. KROMER, S. TAUBENBERGER et V. SPRINGEL (2013). “HELIUM-IGNITED VIOLENT MERGERS AS A UNIFIED MODEL FOR NORMAL AND RAPIDLY DECLINING TYPE Ia SUPERNOVAE”. In : *The Astrophysical Journal* 770.1, p. L8. DOI : 10.1088/2041-8205/770/1/18.
- PATTERSON, H. D. et R. THOMPSON (1971). “Recovery of inter-block information when block sizes are unequal”. In : *Biometrika* 58.3, p. 545-554.
- PEARSON, K. (1901). “Principal components analysis”. In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 6.2, p. 559.
- PENZIAS, A. A. et R. W. WILSON (1965). “A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s.” In : *The Astrophysical Journal* 142, p. 419-421.
- PEREIRA, R., R. THOMAS, G. ALDERING, P. ANTILOGUS, C. BALTAY, S. BENITEZ-HERRERA et al. (2013). “Spectrophotometric time series of SN 2011fe from the Nearby Supernova Factory”. In : *Astronomy & Astrophysics* 554, A27.
- PERLMUTTER, S., G. ALDERING, G. GOLDBABER, R. A. KNOP, P. NUGENT, P. G. CASTRO et al. (juin 1999). “Measurements of  $\Omega$  and  $\Lambda$  from 42 High-Redshift Supernovae”. In : 517, p. 565-586. DOI : 10.1086/307221.
- PHILLIPS, M. M. (1993). “The absolute magnitudes of Type IA supernovae”. In : *The Astrophysical Journal* 413, p. L105-L108.

- PIERRE-FRANÇOIS LEGET (2016). “Modélisation des spectres des Supernovas de Type Ia observés par la collaboration *The Nerby Supernova Factory* dans le but d’améliorer des mesures de distances extragalactiques”. Thèse de doct.
- PIGNATA, G, J MAZA, R ANTEZANA, R CARTIER, G FOLATELLI, F FORSTER et al. (2009). “The Chilean automatic supernova search (CHASE)”. In : *AIP Conference Proceedings*. T. 1111. 1. American Institute of Physics, p. 551-554.
- PLANCK COLLABORATION, P. A. ADE, N AGHANIM, M ARNAUD, M. ASHDOWN, J AUMONT et al. (2016). “Planck 2015 results-xiii. cosmological parameters”. In : *Astronomy & Astrophysics* 594, A13.
- PLANCK COLLABORATION, N. AGHANIM, Y. AKRAMI, M. ASHDOWN, J. AUMONT, C. BACCIGALUPI et al. (juil. 2018). “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters”. In : *arXiv e-prints*, arXiv :1807.06209, arXiv :1807.06209.
- PRUZHINSKAYA, M. V. et S. M. LISAKOV (déc. 2016). “How supernovae became the basis of observational cosmology”. In : *Journal of Astronomical History and Heritage* 19, p. 203-215.
- RABINOWITZ, D., C. BALTAY, W. EMMET, T. HURTEAU, J. SNYDER, P. ANDREWS et al. (déc. 2003). “The Palomar-QUEST large-area CCD camera”. In : *American Astronomical Society Meeting Abstracts*. T. 203. American Astronomical Society Meeting Abstracts, p. 38.12.
- RICHARDS, G. T., X. FAN, H. J. NEWBERG, M. A. STRAUSS, D. E. V. BERK, D. P. SCHNEIDER et al. (2002). “Spectroscopic target selection in the sloan digital sky survey : The quasar sample”. In : *The Astronomical Journal* 123.6, p. 2945.
- RIESS, A. G., A. V. FILIPPENKO, P. CHALLIS, A. CLOCCHIATTI, A. DIERCKS, P. M. GARNAVICH et al. (sept. 1998). “Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant”. In : 116, p. 1009-1038. DOI : 10.1086/300499.
- RIESS, A. G., W. H. PRESS et R. P. KIRSHNER (déc. 1996). “A Precise Distance Indicator : Type Ia Supernova Multicolor Light-Curve Shapes”. In : 473, p. 88. DOI : 10.1086/178129.
- RIESS, A. G., S. CASERTANO, W. YUAN, L. MACRI, J. ANDERSON, J. W. MACKENTY et al. (2018). “New Parallaxes of Galactic Cepheids from Spatially Scanning the Hubble Space Telescope : Implications for the Hubble Constant”. In : *The Astrophysical Journal* 855.2, p. 136. DOI : 10.3847/1538-4357/aaadb7.
- RIESS, A. G., L. M. MACRI, S. L. HOFFMANN, D. SCOLNIC, S. CASERTANO, A. V. FILIPPENKO et al. (2016). “A 2.4% DETERMINATION OF THE LOCAL VALUE OF THE HUBBLE CONSTANT”. In : *The Astrophysical Journal* 826.1, p. 56. DOI : 10.3847/0004-637x/826/1/56.
- RIESS, A. G., W. H. PRESS et R. P. KIRSHNER (1996). “A Precise Distance Indicator : Type Ia Supernova Multicolor Light-Curve Shapes”. In : *The Astrophysical Journal* 473.1, p. 88-109. DOI : 10.1086/178129.
- RIGAULT, M., V. BRINNEL, G. ALDERING, P. ANTILOGUS, C. ARAGON, S. BAILEY et al. (juin 2018). “Strong Dependence of Type Ia Supernova Standardization on the Local Specific Star Formation Rate”. In : *arXiv e-prints*, arXiv :1806.03849, arXiv :1806.03849.

- ROMAN, M., D. HARDIN, M. BETOULE, P. ASTIER, C. BALLAND, R. S. ELLIS et al. (juil. 2018). “Dependence of Type Ia supernova luminosities on their local environment”. In : 615, A68, A68. DOI : 10.1051/0004-6361/201731425.
- RÖPKE, F. K., M. KROMER, I. R. SEITENZAHL, R. PAKMOR, S. A. SIM, S. TAUBENBERGER et al. (2012). “CONSTRAINING TYPE Ia SUPERNOVA MODELS : SN 2011fe AS A TEST CASE”. In : *The Astrophysical Journal* 750.1, p. L19. DOI : 10.1088/2041-8205/750/1/119.
- SAINTE AGATHE, V. de, C. BALLAND, H. du Mas des BOURBOUX, M. BLOMQVIST, J. GUY, J. RICH et al. (2019). “Baryon acoustic oscillations at  $z = 2.34$  from the correlations of Ly  $\alpha$  absorption in eBOSS DR14”. In : *Astronomy and Astrophysics* 629.BNL-212173-2019-JAAM.
- SAKO, M., B. BASSETT, A. C. BECKER, P. J. BROWN, H. CAMPBELL, R. WOLF et al. (2018). “The data release of the Sloan Digital Sky Survey-II supernova survey”. In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 130.988, p. 064002.
- SAUNDERS, C., G. ALDERING, P. ANTILOGUS, S. BAILEY, C. BALTAY, K. BARBARY et al. (déc. 2018). “SNEMO : Improved Empirical Models for Type Ia Supernovae”. In : 869.2, 167, p. 167. DOI : 10.3847/1538-4357/aaec7e.
- SCALZO, R., G. ALDERING, P. ANTILOGUS, C. ARAGON, S. BAILEY, C. BALTAY et al. (mar. 2014). “Type Ia supernova bolometric light curves and ejected mass estimates from the Nearby Supernova Factory”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 440.2, p. 1498-1518. DOI : 10.1093/mnras/stu350.
- SCHWARZ, G. et al. (1978). “Estimating the dimension of a model”. In : *The annals of statistics* 6.2, p. 461-464.
- SCOLNIC, D. M., D. O. JONES, A. REST, Y. C. PAN, R. CHORNOCK, R. J. FOLEY et al. (juin 2018a). “The Complete Light-curve Sample of Spectroscopically Confirmed SNe Ia from Pan-STARRS1 and Cosmological Constraints from the Combined Pantheon Sample”. In : 859.2, 101, p. 101. DOI : 10.3847/1538-4357/aab9bb.
- SCOLNIC, D. M., M. LOCHNER, P. GRIS, N. REGNAULT, R. HLOŽEK, G. ALDERING et al. (nov. 2018b). “Optimizing the LSST Observing Strategy for Dark Energy Science : DESC Recommendations for the Deep Drilling Fields and other Special Programs”. In : *arXiv e-prints*, arXiv :1812.00516, arXiv :1812.00516.
- SHEATHER, S. J. (2004). “Density estimation”. In : *Statistical science*, p. 588-597.
- SLIPHER, V. M. (1921). “Two nebulae with unparalleled velocities”. In : *Popular Astronomy* 29, p. 128.
- SMITH, M., M. SULLIVAN, P. WISEMAN, R. KESSLER, D. SCOLNIC, D. BROUT et al. (avr. 2020). “First cosmology results using type Ia supernovae from the Dark Energy Survey : the effect of host galaxy properties on supernova luminosity”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 494.3, p. 4426-4447. DOI : 10.1093/mnras/staa946.
- SPEARMAN, C (1904). “Measurement of association, Part II. Correction of ‘systematic deviations’”. In : *Am J Psychol* 15, p. 88-101.
- SPERGEL, D. N., L. VERDE, H. V. PEIRIS, E. KOMATSU, M. NOLTA, C. BENNETT et al. (2003). “First-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP)\* observations : determination of cosmological parameters”. In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 148.1, p. 175.



- STRITZINGER, M., M. HAMUY, N. B. SUNTZEFF, R. SMITH, M. PHILLIPS, J. MAZA et al. (2002). “Optical photometry of the type Ia supernova 1999ee and the type Ib/c supernova 1999ex in IC 5179”. In : *The Astronomical Journal* 124.4, p. 2100.
- SULLIVAN, M, A CONLEY, D. HOWELL, J. NEILL, P ASTIER, C BALLAND et al. (2010). “The dependence of Type Ia Supernovae luminosities on their host galaxies”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 406.2, p. 782-802.
- SUNTZEFF, N. (2000). “Cosmic Explosions, ed”. In : *SS Holt & WW Zhang (Melville, NY : AIP)* 65.
- THE LSST DARK ENERGY SCIENCE COLLABORATION, R. MANDELBAUM, T. EIFLER, R. HLOŽEK, T. COLLETT, E. GAWISER et al. (sept. 2018). “The LSST Dark Energy Science Collaboration (DESC) Science Requirements Document”. In : *arXiv e-prints*, arXiv :1809.01669, arXiv :1809.01669.
- TRIPP, R. (1998). “A two-parameter luminosity correction for Type IA supernovae”. In : *Astronomy and Astrophysics* 331, p. 815-820.
- TYSON, A, R ANGEL, R CLOWES, A ADAMSON et G BROMAGE (2001). “The new era of wide field astronomy”. In : *ASP conference series*. T. 232, p. 347.
- WEBBINK, R. (1984). “Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and Type I supernovae”. In : *The Astrophysical Journal* 277, p. 355-360.
- WHELAN, J. et I. IBEN JR (1973). “Binaries and supernovae of type I”. In : *The Astrophysical Journal* 186, p. 1007-1014.
- ZAKHAROV, A., A. A. NUCITA, F. DE PAOLIS et G. INGROSSO (2006). “Solar system constraints on R n gravity”. In : *Physical Review D* 74.10, p. 107101.