



HAL
open science

Modélisation hyperspectrale des galaxies hôtes dans le cadre du projet ZTF/SEDm pour l'observation et le typage de supernovae

Jérémy Lezmy

► **To cite this version:**

Jérémy Lezmy. Modélisation hyperspectrale des galaxies hôtes dans le cadre du projet ZTF/SEDm pour l'observation et le typage de supernovae. Astrophysique [astro-ph]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2022. Français. NNT : 2022LYO10019 . tel-04026676

HAL Id: tel-04026676

<https://theses.hal.science/tel-04026676>

Submitted on 13 Mar 2023

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

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



**THÈSE de DOCTORAT DE
L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD LYON 1**

**École Doctorale ED52
École Doctorale de Physique et Astrophysique**

Discipline : Astrophysique

Soutenue publiquement le 23/09/2022, par :

Jérémy LEZMY

**Modélisation hyperspectrale des galaxies hôtes
dans le cadre du projet ZTF/SEDm
pour l'observation et le typage de supernovae**

Devant le jury composé de :

Mme. Cathy QUANTIN

Mme. Mathilde JAUZAC

M. Olivier ILBERT

Mme. Anne EALET

M. Sébastien BONGARD

M. Yannick COPIN

M. Mickael RIGAULT

Présidente

Rapporteure

Rapporteur

Examinatrice

Examineur

Directeur de thèse

Co-directeur de thèse

Remerciements

Commençons par ces fameux remerciements, petite section souvent lue en premier (et écrite en dernier...) avant de s'attaquer au vif du sujet traité. Un des objectifs de ce manuscrit étant de transmettre mon travail de recherche, je remercie tous les futurs lecteurs de cette thèse. J'espère que son contenu vous plaira et saura vous inspirer, que ce soit pour vos recherches ou votre propre rédaction (good luck!).

Avant de saluer les personnes qui faisaient partie de mon quotidien lors de cette aventure, j'adresse quelques mots à celui qui m'a fait découvrir la cosmologie, et qui m'a insufflé cette passion. À David Polarski, merci d'avoir été mon enseignant de la L2 au M2, d'avoir été un si bon pédagogue, et de m'avoir donné envie de me diriger dans cette voie. Que cela soit à travers tes cours, le stage que j'ai effectué ou encore les petits (longs) exercices de pensée fascinants, tu as fait naître une véritable passion!

Passons à mon environnement de doctorat. J'adresse en premier lieu un immense merci à Anne, Danny, Noam, Yannick et Mickael. Vous m'avez accordé votre confiance et offert une opportunité en or. Sans vous, jamais je n'aurais pu travailler sur ce projet et n'écrirais pas ces lignes aujourd'hui.

Un grand merci également aux membres de mon Jury qui m'ont permis de soutenir cette thèse, et tout particulièrement à vous, Mathilde et Olivier, pour avoir accepté ce rôle de rapporteur et consacré votre temps durant les périodes estivales à la lecture approfondie de ce manuscrit.

Merci (à nouveau!) à toi Mickael pour m'avoir initié dans ce projet, pour ton optimisme et pour tout ce que tu m'as appris en python qui me servira pendant un bon bout de temps (et oui, les beaux plots c'est de l'art)!

À nouveau également, merci Yannick pour ton encadrement exceptionnel, ta pédagogie et la liberté que tu m'as laissée dans ce projet (tout en étant présent quand je pédalais dans la semoule). Je n'oublierai pas non plus le fait que tu aies relu TOUT ce manuscrit, avec des tonnes de commentaires tous pertinents (as usual), et quel plaisir d'avoir pu tous les considérer pile à la deadline. Ce n'est pas donné à beaucoup de doctorants de vivre aussi bien la période de rédaction.

À Nora, ma camarade de thèse, colloc de bureau, merci également de ta précieuse présence. Tu m'as permis de traverser cette thèse à deux, et notre soutien mutuel a été plus que bénéfique. J'ai adoré enseigner avec toi, préparer toutes ces corrections pour nos chers étudiants, et devenir des pros de \LaTeX ! C'était vraiment fun d'achever cette aventure ensemble, avec nos soutenances à seulement une semaine de décalage. Je te souhaite tout le bonheur du monde dans ta carrière d'enseignante (qui te va si bien), tu le mérites!

Merci Mat pour ton optimisme inébranlable, ta fascination pour absolument tout, pour tes innombrables «I love it!», «This is stunning!», alors que j'avais parfois l'impression d'avoir pondu n'importe quoi. Tu as le don de donner le sourire et de motiver ceux qui te

croisent c'est dingue. Ne change pas !

De façon générale, j'adresse un immense merci à toute l'équipe Cosmos de Lyon, avec laquelle j'ai adoré travailler tant elle est soudée. Je souhaite à tout futur doctorant d'intégrer un groupe similaire.

Impossible évidemment de ne pas mentionner mes proches, dont le soutien et la simple présence ont été une source d'énergie immense. À tous les membres de ma famille répartis dans le pays et au-delà, et particulièrement mes parents, mes soeurs et mon frère que je vois si peu (mais bon la Bavière quoi, vous êtes pardonnés!) : merci infiniment d'être là, d'être vous, de permettre ces grands rassemblements et de faire sentir chaque membre de la famille comme unique, accepté et aimé. J'ai conscience de la chance incroyable que j'ai de vous avoir, et je n'écrirais certainement pas ces lignes autrement. Merci pour tous ces moments de détente et de joies qui me permettent de me rappeler ce qui compte réellement dans la vie, tout en me donnant la force de tout donner dans mon quotidien.

Je dédie enfin ces derniers mots à ma compagne, Romane, qui est à mes côtés depuis ma Licence. Je commencerai par saluer ton courage pour t'être replongée dans les études (et de zéro!), puis de les avoir poursuivies en me suivant à Lyon. Tu es dans ta dernière ligne droite pour achever un cursus exemplaire et tu peux être fière de toi ! Malgré ton quotidien chargé, tu as été d'un soutien irremplaçable pendant cette aventure, ma complice au quotidien, mon roc, et je suis vraiment heureux de t'avoir eu à mes côtés du début à la fin. J'en profite pour m'excuser de tous ces «J'arrive!» après tes «À table!», pour finalement oublier le millième de seconde suivant et replonger dans mes codes ou la rédaction du manuscrit... Car oui, je pense que sans toi nombreux auraient été les jours où j'aurais tout simplement oublié de manger !

Et en parlant de manger... un immense merci à mes parents, Gabriel et Romane qui m'ont aidé à préparer le pot de thèse (pour être honnête je n'ai pas fait grand chose) ! Difficile de croire que j'étais plus préoccupé par l'organisation de cette célébration que par la soutenance elle-même. Ce fut un moment délicieux, une journée exceptionnelle, et quel bonheur cela a été de vous avoir à mes côtés !

Résumé

Il y a près de deux décennies, les distances mesurées à partir des supernovae de type Ia (SNeIa) ont été utilisées pour découvrir l'accélération de l'expansion de l'Univers. Alors que ce phénomène est désormais communément admis, la compréhension de ses causes demeure inconnue et nécessite des mesures précises et non biaisées. Les supernovae (SNe) sont réparties en plusieurs catégories discernables par leurs propriétés spectrales, et de tous les types de SN, seules les SNeIa sont utilisées comme sonde cosmologique de par leurs propriétés de chandelles standardisables. Avec différents types de SNe possédant des luminosités intrinsèques différentes, tout objet mal classifié peut induire des biais dans la dérivation des paramètres cosmologiques.

Actuellement la classification spectrale n'est possible que lorsque la SN est suffisamment isolée de sa galaxie hôte, mais plus l'évènement survient proche du cœur de la galaxie plus la contamination spectrale s'intensifie et cette analyse devient difficile voire impossible.

Cette thèse de doctorat a été effectuée à l'Institut de Physique des 2 Infinis de Lyon (IP2I Lyon) dans le cadre du relevé cosmologique grand champ *Zwicky Transient Facility* (ZTF), avec l'utilisation d'un spectrographe 3D basse résolution : la *Spectral Energy Distribution machine* (SEDM). L'objectif de ce travail de recherche est de répondre à la problématique de la classification des SNe dans le cas de contamination spectrale importante par la galaxie hôte.

Je présente dans ce manuscrit une nouvelle méthode de décontamination sous la forme d'un outil de modélisation de scène, **HYPERGAL**, permettant d'extraire les spectres des supernovae jusqu'alors inexploitable. Le cœur de ce pipeline repose sur l'utilisation de données photométriques de la galaxie hôte, prises en amont de l'explosion de la SNIa. En utilisant les connaissances de la physique des galaxies, nous modélisons à l'échelle locale les propriétés spectrales de l'hôte afin de créer un cube 3D, modèle de la galaxie isolée. En convoluant ce modèle par la réponse impulsionnelle de la SEDm, nous effectuons une projection de cette modélisation hyperspectrale dans l'espace des observations. Modélisant par la suite la SN par une source ponctuelle chromatique, et ajustant simultanément la galaxie et la supernova aux observations, nous avons créé un pipeline modélisateur de scène pouvant extraire le spectre de la SN dans un environnement hautement contaminé. Nous aborderons également l'optimisation numérique de cet outil, par le biais de la librairie de calculs parallèles, **DASK**, permettant l'utilisation de grands clusters distribués. **HYPERGAL** est par la suite validé sur un échantillon simulé de SNe, tirées de données observées.

J'expose à la fin de ce manuscrit les résultats scientifiques préliminaires de la seconde *data release* (DR2) du groupe *Type Ia Supernovae & Cosmology* de ZTF, composée de ~ 3000 SNeIa et dont la vaste majorité ont été classifiées avec cette nouvelle méthode d'extraction.

Abstract

Nearly two decades ago, distances measured from type Ia supernovae (SNeIa) were used to discover the accelerated expansion of the Universe. While the accelerated expansion of the Universe is now commonly accepted, understanding what causes this effect is unknown and requires precise, unbiased measurements. Supernovae (SNe) are divided into several categories which can only be distinguished by their spectral properties. Of all SN types, only SNeIa are used as a cosmological probe because of their properties of standardizable candles. With different types of SNe having different intrinsic luminosities, any misclassified objects will lead to a bias in the measurement of cosmological parameters.

Spectral classification is fairly straightforward for SNe occurring in isolated environments, but the closer to the core of a galaxy an event occurs, the more intense the spectral contamination is and such analysis becomes difficult if not impossible.

This PhD thesis has been carried out at the *Institut de Physique des 2 Infinis de Lyon* (IP2I Lyon) as part of the Zwicky Transient Facility (ZTF) wide field cosmological project, using data obtained from a low-resolution 3D spectrograph : the Spectral Energy Distribution machine (SEDm). The objective of this work is to solve the problem of the classification of SNe in the case of strong spectral contamination by the host galaxy.

I present in this manuscript a new method to separate the signal from the SN, from that of the host, in the form of a scene modeling tool, **HYPERGAL**, which allows us to confidently extract and classify SNe previously missed or mis-classified. The core of this pipeline is based on the use of photometric data of the host galaxy, taken before the SN explosion. Using the knowledge of the physics of galaxies, we model the spectral properties of the host, adjusting and scaling appropriately, to create a 3D cube model of the isolated host galaxy. Convolution of this model to the instrumental response of SEDm, we produce a projection of this hyperspectral model in the space of the observations. Modeling the SN as a wavelength dependent point source, and fitting both the galaxy and supernova simultaneously, we have produced a scene modelling pipeline that can extract the properties of the SN from highly contaminated environments. I will also discuss the **HYPERGAL** numerical optimization, through the parallel computing library DASK allowing the use of large distributed clusters. The pipeline is then validated on simulated samples of SNe drawn from observed data.

At the end of this manuscript, I present preliminary scientific results from the ZTF-DR2 dataset of the *Type Ia Supernovae & Cosmology* group of ZTF, composed of ~ 3000 SNeIa, the vast majority of which has been classified with this new extraction technique.

Table des matières

Introduction générale	17
I Contexte scientifique	21
1 Contexte cosmologique	23
1.1 Éléments de cosmologie	24
1.1.1 Relativité générale	24
1.1.2 Symétries de l'Univers : le principe cosmologique	25
1.1.2.1 Homogénéité de l'Univers	25
1.1.2.2 Isotropie de l'Univers	26
1.1.3 Métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker	26
1.1.4 Redshift et expansion de l'Univers	27
1.1.4.1 Redshift	28
1.1.4.2 Taux d'expansion	29
1.1.5 Équations de Friedmann-Lemaître	29
1.1.6 Mesures de distances	31
1.2 Sondes cosmologiques et modèle de concordance Λ CDM	33
1.2.1 Le fond diffus cosmologique	34
1.2.2 Les oscillations acoustiques des baryons	34
1.2.3 Les chandelles standard	36
1.2.4 Le modèle Λ CDM	36
2 Cosmologie avec les Supernovae de type Ia	39
2.1 Zoologie des supernovae	40
2.1.1 Caractéristiques principales	40
2.1.2 Mécanismes d'explosion	40
2.2 Standardisation des SNeIa	42
2.2.1 Chandelles standardisables	42
2.2.2 Courbes de lumière et spectres de SNeIa	42
2.2.3 Propriétés des courbes de lumière	46
2.2.4 Standardisation des SNeIa	47
2.2.4.1 Corrélations	47
2.2.4.2 Modèle <i>Spectral Adaptive Light-curve Template</i> (SALT)	48
2.2.4.3 Standardisation	49
2.3 SNeIa et cosmologie	49
2.3.1 Construction d'un diagramme de Hubble	49
2.3.2 Sonder l'équation d'état de l'énergie sombre avec les SNeIa	50
3 Zwicky Transient Facility	53

3.1	Presentation générale	54
3.1.1	Histoire et collaboration	54
3.1.2	Organisation de la recherche scientifique	55
3.2	La caméra ZTF	57
3.2.1	Caractéristiques	57
3.2.2	Gestion des données	59
3.3	Observation des Supernovae Ia avec ZTF	60
4	Un spectrographe 3D : la Spectral Energy Distribution machine	63
4.1	Présentation de l'instrument	64
4.1.1	Principe d'un IFS	64
4.1.2	La SEDm	65
4.2	Extraction des spectres du CCD et création des cubes de données	66
4.2.1	Identification des traces	67
4.2.2	Solution en longueur d'onde	68
4.2.3	Identification spatiale	69
4.2.4	Construction du cube 3D	70
4.3	Méthode actuelle d'extraction de source ponctuelle	70
4.3.1	Localisation de la cible	70
4.3.2	Extraction de la source ponctuelle	71
4.3.3	Calibration en flux	72
4.4	Classification spectrale	73
4.5	Amélioration de l'extraction	74
II	Extraction de spectre de Supernovae	79
5	HyperGal : Modéliseur de scène pour l'extraction de sources ponctuelles	81
5.1	Idée générale	82
5.1.1	Problématique	82
5.1.2	La composante galactique	82
5.2	Ajustement de la distribution spectrale en énergie	83
5.2.1	SED d'une galaxie	83
5.2.2	Ajusteur de SED	84
5.3	Présentation générale du Pipeline	85
5.3.1	Cube intrinsèque	85
5.3.2	Modélisation de scène 2D	86
5.3.3	Modélisation chromatique et projection 3D	87
5.4	Cas pédagogique de présentation	87
6	Modélisation hyperspectrale	89
6.1	Source photométrique	90
6.1.1	Relevé astronomique Pan-STARRS1	90
6.1.2	Utilisation des images PS1	92
6.2	CIGALE et SED Fitting	93
6.2.1	Présentation de CIGALE	94
6.2.2	Préparation des images photométriques	94

6.2.3	Configuration de CIGALE	96
6.2.3.1	Histoire de formation stellaire	97
6.2.3.2	Population stellaire	97
6.2.3.3	Émission nébulaire	97
6.2.3.4	Loi d'atténuation	98
6.2.3.5	Émission de la poussière	99
6.2.4	Utilisation	99
6.3	Construction du cube intrinsèque	102
6.3.1	Échantillonnage des spectres dans l'espace SEDm	102
6.3.2	Construction du cube	102
7	Réponse impulsionnelle de la SEDm et extraction de source ponctuelle	105
7.1	Réponse impulsionnelle spectrale	106
7.1.1	Lampes à arc	106
7.1.2	Détermination de la LSF	106
7.2	Réponse impulsionnelle spatiale	112
7.2.1	Modèle de profil radial monochromatique	112
7.2.2	Entraînement du modèle polychromatique	114
7.2.2.1	Première corrélation : α vs β	115
7.2.2.2	Seconde corrélation : α vs σ	116
7.2.2.3	Poids relatif des distributions gaussienne/Moffat : η	117
7.2.2.4	Profil radial contraint	117
7.3	Extraction de la source ponctuelle	118
7.3.1	Méthode d'extraction	118
7.3.2	Réfraction atmosphérique différentielle	119
7.3.3	Ajustement chromatique	121
7.4	Calibration en flux	122
7.4.1	Méthode	122
7.4.2	Précision de la calibration	125
8	Modélisation de scène et extraction de source	131
8.1	Modélisation de scène	132
8.1.1	Présentation de la méthode	132
8.1.2	Projection spatiale du cube intrinsèque	132
8.1.3	Composantes non galactiques de la scène	133
8.1.3.1	Composante du fond : ciel et artefacts	133
8.1.3.2	Composante de la supernova	134
8.1.4	Ajustement de la scène 2D	134
8.1.5	Ajustement chromatique	138
8.2	Extraction des sources	141
8.2.1	Cube de la galaxie hôte	143
8.2.2	Extraction de la Supernova	143
8.3	Classification : SNID	150
8.4	Cas complexes	150
8.4.1	ZTF19acbjlnt	151
8.4.2	ZTF19abormno et ZTF20ablhlio	151

III	Validation et résultats	157
9	Validation du pipeline HyperGal	159
9.1	Génération des simulations	160
9.1.1	Méthode	160
9.1.2	Cube de galaxies isolées	160
9.1.3	Spectres de supernovae	160
9.1.4	Échantillon d'étude	163
9.1.4.1	Types et phases	163
9.1.4.2	Seeing	163
9.1.4.3	Distance supernova/centre galactique	163
9.1.4.4	Contraste	164
9.1.5	Création des cubes de simulation	166
9.2	Résultats et précision	167
9.2.1	Précision spectrophotométrique	168
9.2.2	Précision avec correction de continuum	170
9.2.3	Distribution de contraste dans les observations	173
9.2.4	Efficacité de classification	174
10	Application d'HyperGal à la Data Release 2 de ZTF Cosmologie	179
10.1	Présentation de la DR2 de ZTF	180
10.2	Statistiques sur les supernovae de type Ia	181
10.2.1	Classification spectrale	181
10.2.2	<i>Golden sample</i>	182
10.2.3	Redshift et profondeur	184
10.2.4	Courbes de lumière	188
10.2.4.1	Phases	188
10.2.4.2	<i>Stretch</i> et couleur	190
	Conclusion générale	194

Table des figures

1.1	Dimension de corrélation fractale de l’Univers.	25
1.2	Carte des anisotropies de température du fond diffus cosmologique (CMB).	26
1.3	Figure originale d’Edwin Hubble de la vitesse d’éloignement de galaxies en fonction de leur distance.	30
1.4	Spectre de puissance des anisotropies en température du CMB.	34
1.5	Mise en évidence du pic de BAO avec le relevé SDSS.	35
1.6	Diagramme de Hubble à partir de SNeIa de plusieurs relevés (SDSS, SNLS, HST)	36
2.1	Spectre de différents types de supernovae.	40
2.2	Nébuleuse de l’Hélice.	41
2.3	Évolution temporelle du spectre de la SNIa SN2011fe.	44
2.4	Courbe de lumière de la SNIa SN2011fe.	45
2.5	Courbes de lumière de SNeIa à bas redshifts de JLA.	47
2.6	Évolution du maximum de luminosité avec le stretch et la couleur pour les SNeIa à bas redshifts de JLA.	48
2.7	Différence de module de distance en fonction du redshift pour différentes équations d’état de l’énergie sombre.	51
3.1	Télescope Samuel Oshin P48 au Mont Palomar.	54
3.2	Champ de vue de la caméra ZTF (à droite) comparé à ceux d’autres relevés astronomiques.	55
3.3	Observatoire de Palomar	57
3.4	Système d’imagerie ZTF et caméra	58
3.5	Transmission des filtres g , r et i de ZTF	58
3.6	Profondeurs et FWHM associées aux filtres de la caméra ZTF	59
3.7	Nombre cumulé de SNIa observés par ZTF (phase 1)	61
4.1	Fonctionnement de différents types d’IFS	65
4.2	Vue d’ensemble de la SEDm	66
4.3	Schéma d’application d’images de calibration Bias, Dark et Flat.	68
4.4	Extraction de traces et solution en longueur d’onde pour la SEDm.	69
4.5	Exemple d’extraction de source ponctuelle avec <code>PYSEDm</code>	76
4.6	Distribution cumulée du décalage angulaire entre les supernovae BTS et leur galaxie hôte	77
4.7	Exemple de situation extrême de contamination de supernova par la galaxie hôte	77
5.1	Exemple de spectres de galaxies	84
5.2	Présentation du pipeline <code>HYPERGAL</code>	86
5.3	Cube 3D SEDm de ZTF18accrorf	87
5.4	Extraction de ZTF18accrorf avec <code>PYSEDm</code>	88

6.1	Plan focal de la Gigapixel Camera (PS1)	90
6.2	Transmission des filtres Pan-STARRS1	91
6.3	Image RGB de PS1 centrée sur ZTF18accrorf.	93
6.4	Illustration binning 2×2 sur les images PS1.	95
6.5	Image RGB de PS1 avec coupure SNR	96
6.6	Exemples de SED fittés	100
6.7	Cartographie du pull et de la RMS spectrale en sortie de CIGALE	101
6.8	Échantillonnage spectral d'une SED obtenue avec CIGALE	102
6.9	Cube intrinsèque de la galaxie hôte de ZTF18accrorf	103
7.1	Spectres des lampes à arc utilisées pour la SEDm	107
7.2	Distribution spatiale de la LSF pour une raie d'une lampe à arc.	108
7.3	Évolution temporelle de la LSF pour une raie de la lampe à CD entre 2018 et 2022.	108
7.4	Distribution de l'écart type σ_{line} des raies des lampes à arc	109
7.5	Chromaticité de la LSF	110
7.6	Résolution de la SEDm	111
7.7	Application de la LSF	111
7.8	Exemple de profil radial d'un étoile standard	114
7.9	Matrice de corrélation des paramètres de PSF.	115
7.10	Chromaticité des corrélations entre α et β	115
7.11	Chromaticité de la pente et du point zéro entre α et β	116
7.12	Matrice de corrélation des paramètres de PSF ($\beta(\alpha)$ fixé).	116
7.13	Chromaticité des corrélations entre α et σ	117
7.14	Chromaticité de la pente et du point zéro entre α et σ	118
7.15	Chromaticité des corrélations entre α et η	119
7.16	Profil radial et coutours des 9 metaslices de la STD 25d4655	122
7.17	Modélisation de la réfraction atmosphérique différentielle	123
7.18	Chromaticité des paramètres de forme de la PSF	123
7.19	Spectre extrait de l'étoile standard 25d4655 en pseudo-ADU.	124
7.20	Raies d'absorption telluriques	125
7.21	Procédure d'ajustement de la calibration en flux	126
7.22	Précision de la calibration en flux pour une étoile standard.	127
7.23	Moyenne du ratio entre le flux de 2202 étoiles standards et leur spectre de référence.	128
7.24	Distributions de la RMS spectrale des calibrations en flux pour différents intervalles spectraux	129
8.1	Projection de la galaxie hôte dans le MLA.	134
8.2	Exemples d'artefacts dans les cubes de données SEDm.	135
8.3	Ajustement des méta-tranches pour la modélisation de scène de ZTF18accrorf. 137	
8.4	Matrice de corrélation des paramètres d'ajustement de scène pour une méta-tranche.	138
8.5	Chromaticité des paramètres de forme de la PSF de la supernova ZTF18accrorf	139
8.6	Chromaticité des paramètres de forme de la PSF relative SEDm/PS1 pour l'hôte de ZTF18accrorf	139

8.7	Modélisation de la réfraction atmosphérique différentielle pour ZTF18accrorf	140
8.8	Fonction de perte <i>pseudo-Huber</i>	141
8.9	Modélisation de scène complète pour ZTF18accrorf.	142
8.10	Extraction du spectre intégré de la galaxie hôte de ZTF18accrorf	144
8.11	Séparation de la supernova ZTF18accrorf dans le cube SEDm.	145
8.12	Profile radial et modèle de PSF pour une méta-tranche de ZTF18accrorf.	145
8.13	Spectre extrait de ZTF18accrorf avec HYPERGAL.	146
8.14	Superposition du spectre des 3 composantes de la scène ZTF18accrorf.	146
8.15	Schéma complet du fonctionnement d'HYPERGAL. Les étapes sur la même verticale sont effectuées simultanément.	148
8.16	Graphique d'une partie des calculs avec Dask et leurs interconnexions du pipeline HYPERGAL, de la requête des données jusqu'à l'ajustement des N méta-tranches.	149
8.17	Classification de ZTF18accrorf avec SNID	151
8.18	Extraction de sources pour ZTF19acbjlnt.	153
8.19	Extraction de sources pour ZTF19abormno.	154
8.20	Extraction de sources pour ZTF20ablhlio.	155
9.1	Cubes de galaxies hôtes utilisés pour les simulations.	161
9.2	Exemple de spectres pour chaque type de supernova pour les simulations.	162
9.3	Distribution conjointe des paramètres de PSF des simulations.	164
9.4	Distribution du seeing des simulations.	165
9.5	Distribution du contraste et de la distance SN-centre de la galaxie des simulations.	165
9.6	Exemples de cubes de simulation.	167
9.7	Corrélation des paramètres de la simulation (spectrophotométrie).	169
9.8	Distribution de la RMS spectrale en fonction du contraste.	170
9.9	Distribution du RMS spectral en fonction de la distance hôte/SN.	171
9.10	Exemple de RMS spectrale pour une simulation après correction du continuum.	172
9.11	Distribution du RMS spectral en fonction du SNR après correction du continuum.	173
9.12	Distribution du contraste des SNeIa de la DR2 de ZTF-Cosmo.	175
9.13	Distribution cumulative du contraste des SNeIa de la DR2 de ZTF-Cosmo.	176
9.14	Efficacité de classification des simulations.	177
9.15	Taux de faux positifs dans la classification des SNeIa.	177
10.1	Statistiques de la couverture du ciel de la phase 1 de ZTF.	181
10.2	Distribution des spectres appartenant à la DR2 de ZTF suivant leur origine.	182
10.3	Distribution du pic en magnitude dans la bande g de ZTF des SNeIa de la DR2.	183
10.4	Distribution des spectres appartenant au <i>golden sample</i> de la DR2 de ZTF suivant leur origine	184
10.5	Distribution du paramètre $rlap$ des meilleurs modèles SNID pour les spectres du <i>golden sample</i> de la DR2 de ZTF.	185
10.6	Exemple de spectres du <i>golden sample</i> de la DR2 extraits par HYPERGAL.	186
10.7	Corrélation redshift/pic de magnitude (g_{ztf}) du <i>golden sample</i> de la DR2 de ZTF.	187

10.8	Exemple de courbe de lumière de SNeIa du <i>golden sample</i> de la DR2. . . .	188
10.9	Distribution de points de détection avant/après le maximum de luminosité et distribution de phase de la première détection du <i>golden sample</i> de la DR2.	189
10.10	Distribution de phase de la première acquisition spectrale des SNeIa de la DR2.	190
10.11	Corrélation phases SNID vs phases SALT2 de la DR2 de ZTF.	191
10.12	Paramètres SALT2 de stretch et couleur pour la DR2 de ZTF	192
10.13	Correlation entre les paramètres SALT2 de <i>stretch</i> et couleur dans l'échan- tillon à volume limité.	193

Liste des tableaux

4.1	Spécification de la <i>Rainbow Camera</i> et de l'IFU de la SEDm (BLAGOROD-NOVA et al., 2018).	67
6.1	Caractéristiques des filtres <i>grizy</i> de PAN-STARRS1 et du relevé 3π Stéradian.	92
6.2	Paramètres d'entrées pour chaque module de CIGALEutilisé.	99
7.1	Raies d'émission des lampes à arc	106
7.2	Valeurs des paramètres des ajustements linéaires pour $\beta(\alpha)$ et $\sigma(\alpha)$	118
7.3	Description des distributions de la RMS spectrale des calibrations en flux.	128
8.1	Paramètres de modélisation de scène 2D avec HYPERGAL.	136
10.1	Statistiques médianes effectuées à partir des 431k expositions par ZTF durant sa Phase 1.	180
10.2	Statistiques de l'échantillon DR2 de ZTF Cosmologie	183

Introduction générale

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de la cosmologie observationnelle, c'est à dire l'étude de l'Univers par le biais d'observations.

Aujourd'hui, et notamment grâce à la théorie de la relativité générale d'Albert Einstein, un modèle cosmologique reflétant admirablement bien de nombreuses observations indépendantes a vu le jour. Ce modèle, dit de concordance, décrit un Univers plat, ayant la particularité d'être en expansion accélérée et dont le contenu est dominé par deux composantes encore incomprises : la matière sombre et l'énergie sombre. Leur nom réfère à l'impossibilité de les observer directement, étant détectables seulement à partir des effets dont elles sont la cause, ceci de manière indirecte. Comprendre leur nature et leurs propriétés est devenu un des enjeux majeurs de la cosmologie moderne.

L'énergie sombre est par exemple la cause principale de l'accélération de l'expansion de l'Univers. Ses propriétés peuvent être étudiées en mesurant les distances d'objets lointains dans l'Univers. On utilise pour cela ce que l'on appelle des chandelles standards, objets astronomiques dont la luminosité intrinsèque est connue *a priori*. En comparant cette luminosité intrinsèque à celle observée, il est alors possible de remonter à la distance de ces sources lumineuses.

Les supernovae de type Ia (SNeIa), objets transitoires et observables depuis la Terre pendant plusieurs mois, possèdent en partie ces propriétés. Dans les faits, leur luminosité absolue au maximum présente certaines variabilités, pouvant être corrigées : on parle de chandelles *standardisables*. Ces caractéristiques font de ces objets d'excellents indicateurs de distances. C'est en utilisant cette sonde cosmologique que l'accélération de l'expansion de l'Univers a été mise en évidence en 1998 par [RIESS et al. \(1998\)](#) et [PERLMUTTER et al. \(1999\)](#), prix Nobel de physique en 2011. Leur luminosité pouvant dépasser celle de leur galaxie hôte, elles permettent en plus de mesurer des distances très lointaines dans l'Univers. Ces détections nous permettent alors d'étudier l'évolution de la dynamique de l'Univers de nos jours jusqu'à plusieurs milliards d'années dans le passé.

À l'heure actuelle, les incertitudes sur les caractéristiques de l'énergie sombre sont dominées à parts égales entre le nombre de SNeIa dans les échantillons (incertitude statistique) et les incertitudes systématiques.

La nouvelle génération de relevés astronomiques de SNeIa va drastiquement diminuer les erreurs statistiques, avec de nouvelles méthodes de relevés automatisés sur tout le ciel observable à haute cadence. À bas redshift par exemple (Univers proche pour $z < 0.1$), le relevé Zwicky Transient Facility (ZTF) a déjà détecté près de 3000 SNeIa sur le point d'être révélées publiquement, alors que la plus grande compilation à ce jour pour cette profondeur ne dépasse pas 400 SNeIa. La statistique sera tout autant multipliée à plus grande distance, notamment avec le Large Synoptic Survey Telescope (LSST, rebaptisé Vera C. Rubin Observatory) entre $0.2 < z < 1$.

Les efforts futurs pour une étude précise de l'énergie sombre vont donc progressivement se diriger vers les incertitudes systématiques. L'une d'entre elles provient de la

contamination des échantillons de SNeIa par d'autres types de supernovae, n'ayant pas les caractéristiques de chandelles standards, et pouvant induire des biais importants dans la détermination des paramètres cosmologiques. Bien que des méthodes de classification photométrique existent, le moyen le plus précis de classifier une supernova observée repose sur l'analyse de son spectre. En effet, chaque type de supernova présente des caractéristiques spectrales qui lui sont propres, et cette information n'est pas accessible en photométrie.

Cependant, cette méthode de classification n'est actuellement possible que lorsque la SN est suffisamment isolée de sa galaxie hôte. En effet, plus l'explosion survient proche du cœur de la galaxie, plus la contamination spectrale s'intensifie et la classification devient difficile voire impossible. L'objectif de ce travail de recherche est de répondre à cette problématique dans le cadre du relevé astronomique ZTF, avec l'utilisation d'un spectrographe 3D dédié à la classification des SNe.

Je commencerai dans la première partie de ce manuscrit par introduire le contexte scientifique général, en introduisant quelques notions cosmologiques importantes et l'utilisation des supernovae comme sondes cosmologiques. Je présenterai ensuite la collaboration et le relevé ZTF, en me concentrant sur la détection photométrique des SNeIa. L'instrument que j'utilise pour l'extraction de spectres est un spectrographe 3D, utilisé conjointement aux détections photométriques et appartenant à la collaboration. Un chapitre sera ainsi dédié aux concepts de la spectrographie 3D et à la présentation de l'instrument utilisé. Je détaillerai alors la méthode d'extraction de spectres de SNe actuelle et ses limites en cas de contamination par la galaxie hôte.

La deuxième partie de cette thèse présente la preuve de concept d'une nouvelle méthode d'extraction, permettant de lever la contamination entre la SN et sa galaxie hôte, sous la forme d'un outil de modélisation de scène. Je propose pour cela d'utiliser des données photométriques de la galaxie, obtenues en amont de l'explosion de la SN. En utilisant les connaissances de la physique des galaxies, Je modélise à l'échelle locale les propriétés spectrales de l'hôte, afin de créer un cube 3D, modèle de la galaxie isolée. Après avoir caractérisé la réponse impulsionnelle de l'instrument, je procède à la projection spatiale et spectrale de ce modèle dans l'espace des observations du spectrographe. La connaissance de la réponse impulsionnelle spatiale me permet également de modéliser la supernova, source ponctuelle chromatique. Le modélisateur de scène consiste finalement à ajuster simultanément la galaxie et la supernova aux observations. Je détaillerai toutes les étapes effectuées par le pipeline, ainsi que les optimisations numériques implémentées notamment par une méthode de parallélisation des calculs avec DASK.

Enfin je présenterai une méthode de validation de cet outil. Pour cela je génère des simulations à partir de réelles observations de galaxies sans SN, obtenues avec le spectrographe utilisé. J'applique alors cette nouvelle méthode d'extraction sur ces simulations, ainsi que celle préalablement utilisée par la collaboration. De ce fait, je peux déterminer à la fois une précision et une efficacité absolues de classification spectrale de SNe, mais également relatives à l'ancienne méthode, mettant en lumière les améliorations apportées. J'introduirai finalement la seconde *data release* du groupe *Type Ia Supernovae & Cosmology*, composée de ~ 3000 SNeIa et dont la vaste majorité ont été classifiées avec la nouvelle méthode d'extraction développée dans cette thèse.

Première partie
Contexte scientifique

Contexte cosmologique

Sommaire

1.1	Éléments de cosmologie	24
1.1.1	Relativité générale	24
1.1.2	Symétries de l'Univers : le principe cosmologique	25
1.1.3	Métrie de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker	26
1.1.4	Redshift et expansion de l'Univers	27
1.1.5	Équations de Friedmann-Lemaître	29
1.1.6	Mesures de distances	31
1.2	Sondes cosmologiques et modèle de concordance Λ CDM	33
1.2.1	Le fond diffus cosmologique	34
1.2.2	Les oscillations acoustiques des baryons	34
1.2.3	Les chandelles standard	36
1.2.4	Le modèle Λ CDM	36

Ce premier chapitre a pour objectif d'introduire les notions cosmologiques définissant le cadre scientifique dans lequel s'inscrit cette thèse. Je commencerai par quelques éléments théoriques et quantités fondamentales intervenant dans la cosmologie observationnelle. Puis je présenterai quelques sondes cosmologiques utilisées pour comparer les différents modèles cosmologiques aux observations. Enfin je décrirai le modèle de concordance Λ CDM, vers lequel les analyses menées sur l'ensemble des observations convergent.

1.1 Éléments de cosmologie

1.1.1 Relativité générale

Le modèle standard de la cosmologie est basé sur la théorie de la Relativité Générale d'Einstein (EINSTEIN, 1915a,b,c), permettant de relier la géométrie de l'espace-temps de l'Univers à son contenu énergétique. Cette équation de champ s'exprime à travers la relation suivante :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

avec :

- ◇ $R_{\mu\nu}$ le tenseur de Ricci (caractérisant la déformation de l'espace-temps) ;
- ◇ R le scalaire de Ricci (correspondant à la courbure scalaire) ;
- ◇ $g_{\mu\nu}$ la métrique de l'espace-temps ;
- ◇ $T_{\mu\nu}$ le tenseur énergie-impulsion ;
- ◇ G la constante gravitationnelle ;
- ◇ c la célérité de la lumière,
- ◇ Λ la constante cosmologique.

En définissant le tenseur de courbure de l'espace-temps d'Einstein par :

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} \quad (1.2)$$

et la constante d'Einstein :

$$\kappa = \frac{8\pi G}{c^4} \quad (1.3)$$

alors en l'absence de constante cosmologique ($\Lambda = 0$) l'équation 1.1 devient :

$$G_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu} \quad (1.4)$$

mettant ainsi en évidence le lien étroit entre la géométrie de l'espace-temps et son contenu énergétique.

La constante cosmologique, Λ , fut introduite par Einstein dans le but de justifier un Univers statique, conviction qu'il nourrissait. Il est alors possible d'insérer ce terme d'un côté ou de l'autre de l'équation :

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu} \iff G_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} \quad (1.5)$$

Bien que la position de Λ ne change rien mathématiquement, cela peut mener à une interprétation physique bien différente. À gauche la modification agit directement sur la structure fondamentale de la courbure de l'espace-temps ; à droite, nous pouvons l'interpréter comme une nouvelle source énergétique. Ce terme fut rapidement abandonné après la découverte de l'expansion de l'Univers, réfutant l'hypothèse d'un Univers statique ayant justifié son introduction initiale.

La découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers (RIESS et al., 1998; PERLMUTTER et al., 1999) a conduit à sa réintroduction, en tant que source énergétique pouvant expliquer ce phénomène observé et mesuré, et potentiellement correspondre à une énergie du vide, appelée énergie sombre (*dark energy*).

1.1.2 Symétries de l'Univers : le principe cosmologique

Le principe cosmologique repose sur des hypothèses simplifiant fortement la résolution des équations d'Einstein. En supposant certaines symétries de l'Univers pouvant sembler intuitives, il est possible de contraindre la forme de la métrique de l'espace-temps, $g_{\mu\nu}$. Le principe cosmologique stipule ainsi un Univers homogène et isotrope à grande échelle. Bien entendu ces hypothèses ne sont pas valables aux petites échelles, comme nous le prouvent par exemple les fluctuations de densité au sein du système solaire ou dans une même galaxie. Mais de la même manière que nous ne nous intéressons pas aux fluctuations quantiques pour décrire le mouvement d'une voiture, ce sont seulement les grandes échelles qui nous intéressent pour décrire la dynamique générale de notre Univers.

Ces deux hypothèses ont été initialement érigées par George Lemaître en 1927 ([LEMAÎTRE, 1927](#)).

1.1.2.1 Homogénéité de l'Univers

L'homogénéité aux grandes échelles signifie que l'apparence générale de l'Univers ne dépend pas de la position de l'observateur : on parle alors d'invariance par translation.

Cette hypothèse a été vérifiée grâce à de grands relevés de galaxies du ciel profond, sur des échelles au delà du milliard d'années-lumière, comme par exemple avec le *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS¹). En sondant l'espace à trois dimensions, ces relevés ont montré une répartition uniforme des galaxies au delà du milliard d'années-lumière (voir Figure 1.1), témoignant de cette homogénéité spatiale.

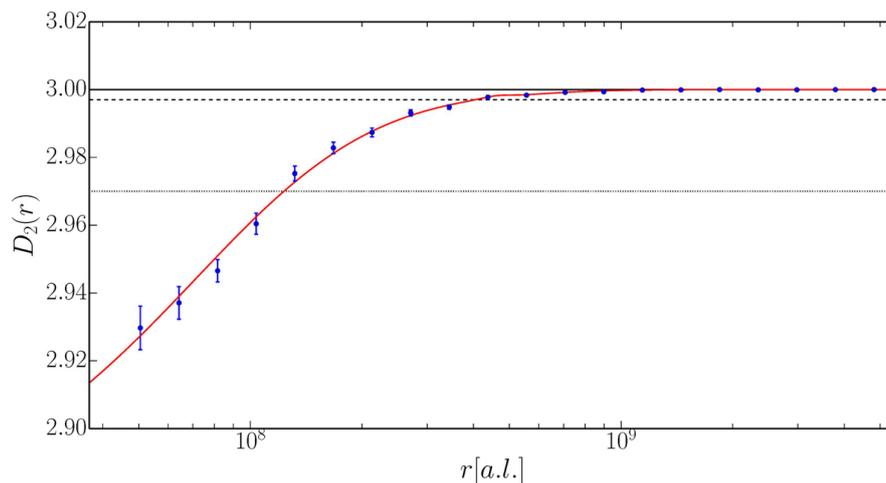


FIGURE 1.1 – Dimension de corrélation fractale de l'Univers sur une échelle de plusieurs milliards d'années-lumière. Cette quantité vaut 3 si l'Univers est homogène. On voit que c'est le cas à partir d'une échelle d'environ 10^9 années-lumière. Figure de [LAURENT et al. \(2016\)](#). Ces résultats sont obtenus à partir de spectres de quasars mesurés par la collaboration *Baryon Oscillation Spectroscopic Survey* (BOSS) au sein de SDSS.

1. <https://www.sdss.org>

1.1.2.2 Isotropie de l'Univers

L'autre hypothèse du principe cosmologique, l'isotropie de l'Univers, stipule que sa structure est identique quelque soit la direction d'observation : on parle alors d'invariance par rotation.

L'expérience scientifique la plus connue vérifiant cette caractéristique est la mesure du fond diffus cosmologique (*Cosmic Wave Background* ; CMB, aussi appelé rayonnement fossile). Ce signal correspond au plus ancien rayonnement électromagnétique observable, émis $\sim 380,000$ ans après le Big Bang. Avant cela, l'Univers était si chaud et dense que les particules de lumière, les photons, étaient continuellement diffusés par les électrons environnant : le libre parcours moyen des photons est alors infime et l'Univers est qualifié « d'opaque ». Après un refroidissement suffisant de l'Univers ($\sim 380,000$ ans après le Big Bang), les électrons et les noyaux atomiques se combinent pour former les premiers atomes, c'est la recombinaison. Les photons circulent alors librement dans l'Univers qui est devenu « transparent » : c'est ce qu'on appelle le découplage et c'est ce premier rayonnement qui constitue le fond diffus cosmologique.

L'observation de ce fond diffus cosmologique soutient ainsi fortement l'hypothèse d'isotropie de l'Univers, témoignant d'une intensité similaire dans toutes les directions, avec une fluctuation en température de l'ordre de 10^{-4} Kelvin. La Figure 1.2 présente une carte des anisotropies du fond diffus cosmologique, basée sur les résultats les plus récents de la collaboration Planck (PLANCK COLLABORATION et al., 2020b).

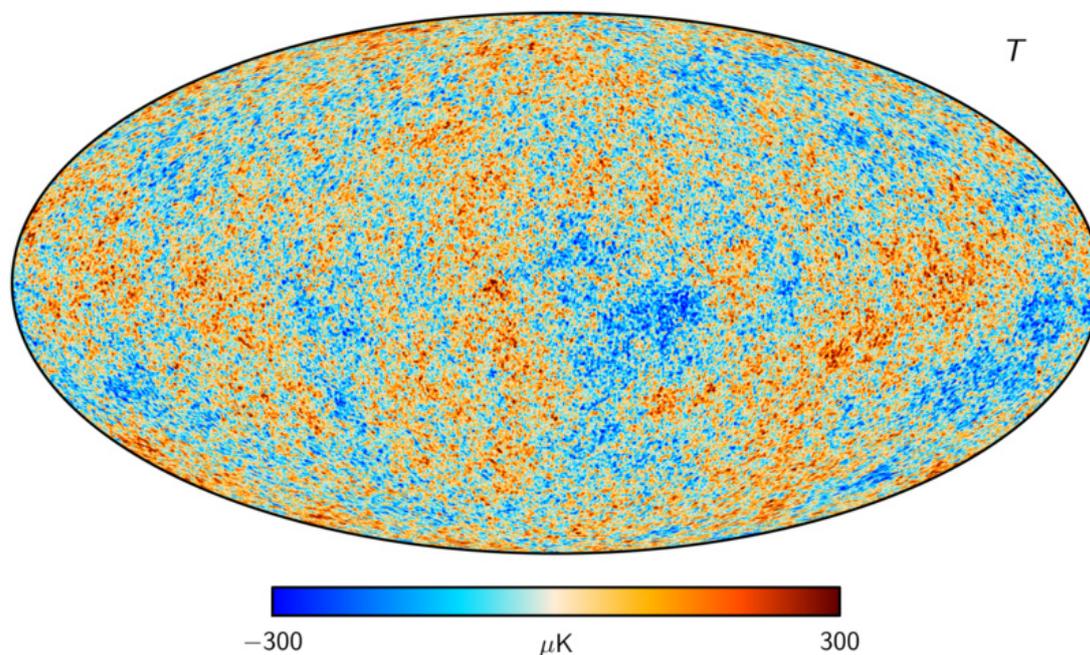


FIGURE 1.2 – Carte des anisotropies de température du fond diffus cosmologique (CMB). Figure basée sur PLANCK COLLABORATION et al. (2020b).

1.1.3 Métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

Les symétries induites par le principe cosmologique imposent à la partie spatiale de notre Univers d'avoir la forme d'un espace 3D avec une courbure constante : un

espace Euclidien, une 3-Sphère ou une 3-Hyperboloïde. En prenant en compte l'évolution temporelle de la géométrie de l'Univers (les symétries restent conservées), nous avons de manière générale la métrique d'espace-temps de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) (FRIEDMANN, 1922; LEMAÎTRE, 1933; ROBERTSON, 1936; WALKER, 1937), qui s'écrit en coordonnées polaires :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right) \quad (1.6)$$

où ds^2 est un élément infinitésimal d'espace-temps, (r, θ, ϕ, t) les coordonnées d'espace-temps, $a(t)$ « l'échelle » de l'Univers (dimension d'une longueur) et k un facteur géométrique pouvant prendre les valeurs $(-1, 0, 1)$ pour un Univers ouvert, plat ou fermé respectivement.

Pour (r, θ, ϕ) constants, les objets suivent l'expansion de l'Univers : ce sont des coordonnées comobiles. On définit le facteur d'échelle $\tilde{a}(t) \triangleq a(t)/a_0$ où l'indice $_0$ réfère à la valeur du paramètre aujourd'hui. Par convention a_0 est souvent fixé à 1. Le facteur d'échelle trace ainsi l'influence de l'expansion de l'Univers sur la distance entre deux points au cours du temps, reliant la distance comobile à la distance physique.

Il est assez commun de rencontrer la métrique FLRW sous la forme suivante :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) (d\chi^2 + S_k^2(\chi)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)) \quad (1.7)$$

avec

$$r = S_k(\chi) \triangleq \begin{cases} \sin(\chi) & \text{si } k = 1 \\ \chi & \text{si } k = 0 \\ \sinh(\chi) & \text{si } k = -1 \end{cases} \quad (1.8)$$

et le changement de variable : $d\chi^2 = \frac{dr^2}{1 - kr^2} \forall k$.

En considérant que les différentes formes d'énergies contenues dans notre Univers sont assimilables à un fluide parfait (sans transport de chaleur ou de viscosité), le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$ s'écrit alors sous la forme :

$$T_{\mu\nu} = \left(\rho + \frac{p}{c^2} \right) u_\mu u_\nu + p g_{\mu\nu} \quad (1.9)$$

où ρ et p sont respectivement la densité et la pression du fluide considéré, et u_μ, u_ν les quadri-vitesses du fluide avec la convention du tenseur métrique $g_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, +1, +1, +1)$. La distribution des vitesses étant symétrique, on a immédiatement que $u_0 = u^0 = c$ et $u_i = 0$, ce qui nous donne la forme de $T_{\mu\nu}$:

$$T_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \rho c^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

1.1.4 Redshift et expansion de l'Univers

Avant d'appliquer cette nouvelle métrique aux équations de relativité générale d'Einstein, il est important de définir quelques quantités cosmologiques nécessaires à la compréhension de certains phénomènes physiques.

1.1.4.1 Redshift

Le décalage vers le rouge, *redshift* par la suite, est une observable essentielle en cosmologie. Ce phénomène, analogue à l'effet Doppler sur la lumière, est une conséquence directe de l'expansion de l'Univers. Lorsqu'un observateur détecte la lumière émise par un objet lointain, il verra un redshift z en longueur d'onde définit tel que :

$$1 + z \triangleq \frac{\lambda_o}{\lambda_e} \quad (1.11)$$

avec λ_e la longueur d'onde d'émission (connue *a priori*), et λ_o la longueur d'onde observée. Ce phénomène est néanmoins le produit de plusieurs contributions : l'expansion de l'Univers, mais également un redshift gravitationnel ou encore la vitesse relative dans l'espace entre l'observateur et la source d'émission. Cette dernière contribution est néanmoins rapidement négligeable face à l'expansion pour $z > 0.1$. Pour un télescope au sol, nous pouvons également comptabiliser la vitesse de rotation de la Terre, la vitesse de la Terre autour du Soleil, et la vitesse du système solaire au sein même de la Voie Lactée. Ces composantes sont néanmoins très bien connues et sont facilement corrigées en fonction des coordonnées d'observation, permettant d'obtenir le redshift dans le référentiel du CMB.

La composante principale du redshift étant la contribution de l'expansion de l'Univers, nous pouvons facilement l'exprimer en fonction du facteur d'échelle $a(t)$.

Supposons un photon émis au temps t_e à $r = r_e$, et ensuite réceptionné au temps t_0 au niveau de l'observateur à $r = r_0 = 0$. En utilisant le fait que pour un photon nous avons une géodésique nulle ($ds^2 = 0$), nous savons que :

$$\int_0^{r_e} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = c \int_{t_e}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} \quad (1.12)$$

Or, en prenant un deuxième photon successif émis par la source considérée à un temps $t_e + \lambda_e/c = t_e + \delta t_e$, et reçu à $t_0 + \delta t_0$, nous avons également :

$$\int_0^{r_e} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = c \int_{t_e + \delta t_e}^{t_0 + \delta t_0} \frac{dt}{a(t)} \quad (1.13)$$

En supposant sans risque que le facteur d'échelle a n'a pas varié pour un temps de l'ordre de la période d'une onde électromagnétique, nous obtenons pour le deuxième photon :

$$\int_{t_e + \delta t_e}^{t_0 + \delta t_0} \frac{dt}{a(t)} = \int_{t_e}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} + \frac{\delta t_0}{a_0} - \frac{\delta t_e}{a_e} \quad (1.14)$$

En combinant les termes de droite des équations 1.12 et 1.13, avec le développement de 1.14, nous obtenons ainsi :

$$\Rightarrow \frac{\delta t_0}{a_0} = \frac{\delta t_e}{a_e} \Leftrightarrow \frac{\delta t_0}{\delta t_e} = \frac{a_0}{a_e}$$

Le redshift cosmologique est alors défini par :

$$\bar{z} + 1 = \frac{a_0}{a_e} \quad (1.15)$$

En faisant abstraction du mouvement de la Terre au sein de la Voie Lactée, le redshift observé par décalage spectral s'écrit ainsi comme :

$$(1 + z) = (1 + \bar{z})(1 + z_p) \quad (1.16)$$

avec z le redshift observé, \bar{z} le redshift cosmologique et z_p le redshift causé par la vitesse particulière de l'objet par rapport à l'observateur. Typiquement, deux objets s'éloignant à des vitesses de $v \sim 300 \text{ km.s}^{-1}$ induiront un redshift $z_p \sim 10^{-3}$.

1.1.4.2 Taux d'expansion

Par définition, le facteur d'échelle contient toute la dynamique de l'Univers, nous permettant d'introduire le taux d'expansion, évoluant au cours du temps, tel que :

$$H(t) = \frac{\dot{a}}{a} \quad (1.17)$$

Ce paramètre, ayant la dimension de l'inverse d'un temps, est généralement exprimé en $\text{km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$. Sa valeur actuelle correspond à la constante de Hubble et est simplement définie par :

$$H_0 \triangleq H(t_0) = \left. \frac{\dot{a}}{a} \right|_{t=t_0} \quad (1.18)$$

Cette constante ne porte pas ce nom par hasard. En effet, en déterminant le redshift de galaxies en fonction de leur distance¹, Edwin Hubble découvre que ces galaxies semblent toutes s'éloigner de nous, de façon isotrope, et avec une vitesse proportionnelle à leur distance (Figure 1.3). Cette relation est énoncée en 1929 sous le nom de *loi de Hubble* (HUBBLE, 1929), dont la première estimation est de $H_0 \sim 500 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$. Aujourd'hui, la communauté scientifique s'accorde à la renommer *loi de Hubble-Lemaître*, ayant été prédite par George Lemaître deux ans auparavant (LEMAÎTRE, 1927) avec une estimation de $H_0 \sim 625 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$. Pour des raisons de problèmes d'étalonnage que nous ne détaillerons pas ici, ces valeurs sont bien loin de la réalité montrant que H_0 est plutôt de l'ordre de $70 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$.

1.1.5 Équations de Friedmann-Lemaître

En joignant la métrique FLRW (eq 1.6) et le tenseur $T_{\mu\nu}$ (eq 1.10) aux équations d'Einstein, nous obtenons les équations de Friedmann-Lemaître (FRIEDMANN, 1922) :

$$H^2 \triangleq \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (1.19)$$

$$\dot{H} + H^2 = \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right) + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (1.20)$$

Comme nous pouvons le voir avec le taux d'expansion, ces équations décrivent l'évolution temporelle du facteur d'échelle en fonction du contenu de l'Univers.

1. Distances mesurées à partir de céphéides, étoiles variables dont la période de pulsation dépend de leur luminosité intrinsèque, permettant d'en déduire la distance avec leur luminosité apparente : ce sont des chandelles standards.

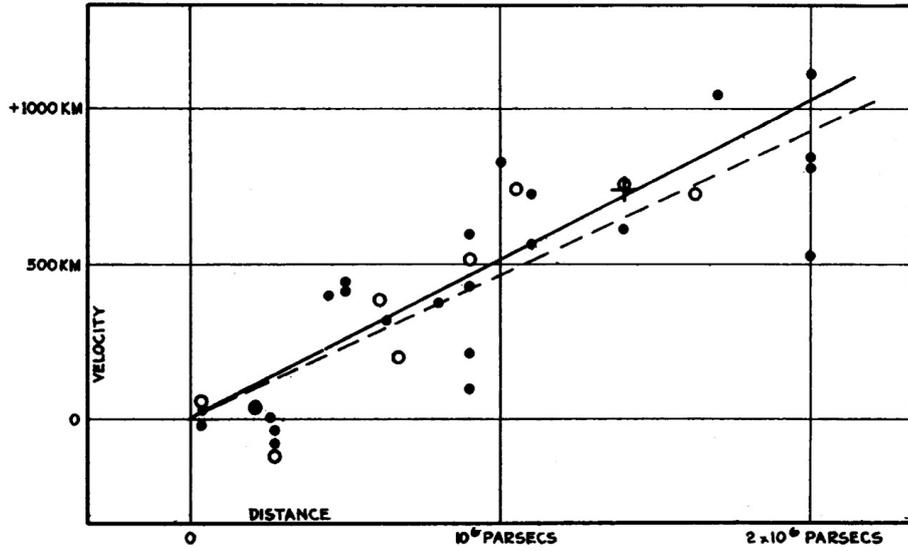


FIGURE 1.3 – Figure originale d’Edwin Hubble (HUBBLE, 1929) de la vitesse d’éloignement, en km.s^{-1} , de galaxies en fonction de leur distance, en parsecs. Cette première estimation montre une constante de Hubble $H_0 \sim 500 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$.

En combinant les deux équations de Friedmann, nous pouvons déterminer l’évolution de la densité du fluide, décrite par son équation de conservation :

$$\rho \dot{a} = -\frac{p}{c^2} \frac{da^3}{dt} \implies \dot{\rho} = -3H\left(\rho + \frac{p}{c^2}\right) \quad (1.21)$$

En supposant l’équation d’état d’un fluide parfait tel que $p = w(a)\rho c^2$, on obtient que :

$$\rho = \rho_0 f(a) \quad (1.22)$$

avec

$$f(a) = \exp\left\{-3 \int_{a_0}^a \frac{1+w(a)}{a} da\right\} \quad (1.23)$$

où a correspond au facteur d’échelle à un temps t . Si on suppose que le paramètre w est constant, alors la densité d’un fluide évolue avec le facteur d’échelle comme :

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{a}{a_0}\right)^{-3(1+w)} \quad (1.24)$$

Nous pouvons considérer trois types de fluides cosmologiques modélisant le contenu dans notre Univers, pour lesquels la valeur de w va différer :

- Les fluides composés de particules non-relativistes, comme la matière baryonique et la matière sombre. Pour cette composante, on considère que sa densité est entièrement dominée par son énergie de masse, la pression exercée est donc nulle et sa densité se dilue avec le volume uniquement : $\rho_M \propto a^{-3}$. Le paramètre de l’équation d’état pour la matière vaut $w_M = 0$;
- Les fluides composés de particules relativistes, comme les photons ou les neutrinos. Ce fluide va se diluer d’une part comme de la matière non-relativiste avec le volume

($\propto a^{-3}$), mais également en subissant un étirement de longueur d'onde avec le facteur d'échelle ($\propto a^{-1}$). La dilution de densité est donc $\rho_R \propto a^{-4}$ pour ce type de fluide, et le paramètre de son équation d'état est de $w_R = \frac{1}{3}$;

- Enfin pour une constante cosmologique Λ , sa densité est par définition constante avec le temps, et $\rho_\Lambda \propto a^0$. Ce fluide a donc une pression négative, ne se dilue pas avec le facteur d'échelle, et le paramètre de son équation d'état vaut $w_\Lambda = -1$.

Nous pouvons introduire pour chaque fluide la densité réduite actuelle et adimensionnée, défini comme le rapport entre la densité du fluide et la densité dite critique, $\rho_c \triangleq \frac{3H_0^2 c^2}{8\pi G}$ (à laquelle l'Univers est nécessairement plat si $\Lambda = 0$), tel que :

$$\Omega_X \triangleq \frac{\rho_{X,0}}{\rho_c} \quad (1.25)$$

La première équation de Friedmann-Lemaître peut ainsi se réécrire simplement comme :

$$H^2 = H_0^2 \left[\Omega_R \left(\frac{a_0}{a} \right)^4 + \Omega_M \left(\frac{a_0}{a} \right)^3 + \Omega_k \left(\frac{a_0}{a} \right)^2 + \Omega_\Lambda \right] \quad (1.26)$$

et en utilisant la définition du redshift :

$$H^2 = H_0^2 \left[\Omega_R (1+z)^4 + \Omega_M (1+z)^3 + \Omega_k (1+z)^2 + \Omega_\Lambda \right] \quad (1.27)$$

avec :

$$\begin{aligned} \Omega_X &= \frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho_{X,0} \text{ pour } X \in \{R;M\} \\ \Omega_k &= -\frac{kc^2}{a_0^2 H_0^2} \\ \Omega_\Lambda &= \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2} \end{aligned}$$

Par construction, les paramètres de densité réduite sont reliés par $\sum_{i \neq k} \Omega_i = 1 - \Omega_k$. L'équation 1.26 nous montre ainsi que l'évolution de l'expansion de l'Univers (avec une constante cosmologique) est décrite par 4 paramètres indépendants : Ω_R , Ω_M , Ω_Λ et H_0 ; Ω_k étant contraint par les autres Ω_i et nous renseignant directement sur la géométrie de l'Univers. Les paramètres Ω_i sont de ce fait appelés *paramètres cosmologiques*. On notera que, du fait de la dégénérescence entre les densités réduites et la constante de Hubble, il est généralement plus adéquat de mesurer directement la quantité $\Omega_i h^2$, où $h = H_0/100 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$.

1.1.6 Mesures de distances

Distance comobile

La distance comobile caractérise la distance entre deux objets de telle sorte qu'elle soit indépendante de l'expansion de l'Univers.

Considérons le voyage d'un photon entre le moment d'émission $t = t_e$ à un redshift $z = z_e$, et sa réception aujourd'hui à $t = t_0$ et $z = z_0 = 0$. Ce photon se déplacera le

long d'une géodésique nulle ($ds^2 = 0$) et l'équation 1.7 nous donne ainsi (pour θ et ϕ constants) :

$$d_c(z) \triangleq a_0\chi(z) = a_0 \int_{t_e}^{t_0} \frac{c}{a(t')} dt' = \frac{c}{H_0} \int_{z=0}^{z=z_e} \frac{dz'}{E(z')} \quad (1.28)$$

avec $E(z) = H^2(z)/H_0^2$, définie par la première équation de Friedmann comme (eq 1.27) :

$$E(z)^2 = \frac{H^2(z)}{H_0^2} = \Omega_R(1+z)^4 + \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda \quad (1.29)$$

Distance de diamètre angulaire

La distance de diamètre angulaire, d_a , est définie comme le rapport entre le diamètre physique D d'un objet et sa taille angulaire apparente $\Delta\theta$ par :

$$d_a = \frac{D}{\Delta\theta} \quad (\Delta\theta \ll 1) \quad (1.30)$$

Or, d'après la métrique FLRW (eq 1.7), un objet situé à une distance comobile χ à un temps t et avec un angle apparent $\Delta\theta$ à une taille de :

$$D = a(t)S_k(\chi)\Delta\theta \quad (1.31)$$

et donc, la distance angulaire s'exprime comme :

$$d_a = a(t)S_k(\chi) \quad (1.32)$$

Avec le changement de variable $k \rightarrow -\frac{a_0^2 H_0^2 \Omega_k}{c^2}$, on peut montrer que l'on peut écrire :

$$S_k(\chi) = \frac{c}{a_0 H_0 \sqrt{|\Omega_k|}} S_k \left(\frac{H_0 \sqrt{|\Omega_k|}}{c} d_c(z) \right) \quad (1.33)$$

Et ainsi, avec la définition de d_c (eq 1.28), la distance de diamètre angulaire s'écrit :

$$d_a(z) = \frac{1}{1+z} \frac{c}{H_0 \sqrt{|\Omega_k|}} S_k \left(\sqrt{|\Omega_k|} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \right) \quad (1.34)$$

Dans le cas d'un univers plat ($k = 0$ et $S_k(\chi) = \chi$), nous pouvons déduire immédiatement la relation :

$$d_a(z) = \frac{d_c(z)}{1+z} \quad (1.35)$$

Distance de luminosité

La distance de luminosité, d_L , est la quantité reliant la luminosité intrinsèque d'une source et le flux reçu par un observateur à cette distance d_L . Cette relation décrit la dilution géométrique du flux, f , avec le carré de la distance, telle que :

$$f = \frac{L}{4\pi d_L^2} \quad (1.36)$$

En utilisant la forme de $S_k(\chi)$ définie dans l'équation 1.33, nous pouvons directement déterminer la surface, S , d'une sphère centrée sur la source étudiée à la distance comobile χ :

$$S = 4\pi \frac{c^2}{H_0^2 |\Omega_k|} S_k^2 \left(\frac{H_0 \sqrt{|\Omega_k|}}{c} d_c(z) \right) \quad (1.37)$$

Un photon émis à un temps, t , est reçu par l'observateur à $t = t_0$ avec une énergie diluée d'un facteur $(1+z)$. Par ailleurs, deux photons successifs sont reçus dans un intervalle de temps lui aussi dilaté d'un facteur $(1+z)$. La luminosité propre de la source étudiée dans le référentiel de l'observateur, L' , est par conséquent diluée d'un facteur $(1+z)^2$. Le flux surfacique reçu, $f = L'/S$, s'exprime ainsi :

$$f = \frac{L}{4\pi \frac{c^2}{H_0^2 |\Omega_k|} S_k^2 \left(\frac{H_0 \sqrt{|\Omega_k|}}{c} d_c(z) \right)} \times \frac{1}{(1+z)^2} \quad (1.38)$$

En utilisant la relation de la dilution géométrique du flux (1.36) et l'expression de χ (1.28), on obtient finalement la forme de la distance de luminosité :

$$d_L(z) = \frac{c(1+z)}{H_0 \sqrt{|\Omega_k|}} S_k \left(\sqrt{|\Omega_k|} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \right) \quad (1.39)$$

Nous pouvons noter que, quelque soit la courbure de l'Univers, $d_L(z) = (1+z)^2 d_a(z)$. Pour un Univers plat, la distance de luminosité est reliée à la distance comobile par $d_L(z) = (1+z)\chi(z) = (1+z)d_c(z)$.

Le module de distance

Comme illustré dans l'équation 1.39, la distance de luminosité permet de contraindre les paramètres cosmologiques. Afin de remonter à cette information, il est nécessaire de connaître la luminosité intrinsèque de la source observée.

On définit dans un premier temps la magnitude apparente m d'un objet observé par :

$$m - m_0 = -2.5 \log_{10} \left(\frac{f}{f_0} \right) = -2.5 \log_{10} \left(\frac{L}{L_0} \frac{d_{L,0}^2}{d_L^2} \right) \quad (1.40)$$

avec f le flux lumineux apparent de la source et m_0 la magnitude apparente (connue) d'un objet de flux f_0 (connu) utilisé comme point zéro.

On introduit la magnitude absolue, M , de l'objet, définie comme étant sa magnitude si l'objet était situé à une distance de $d_{L,0} = 10$ pc. Cette quantité est ainsi associée à la luminosité intrinsèque de la source observée. Le module de distance est alors défini comme étant :

$$\mu \triangleq m - M = 5 \log_{10} \left(\frac{d_L}{10 \text{pc}} \right) \quad (1.41)$$

1.2 Sondes cosmologiques et modèle de concordance Λ CDM

L'étude de la relativité générale aux échelles cosmologiques, de l'expansion de l'Univers ou encore de sa composition nécessite l'utilisation d'observables, appelées *sondes cosmologiques*.

Les différents modèles cosmologiques et leurs prédictions sont ensuite testés par ses observations. L'utilisation de plusieurs sondes indépendantes permet par ailleurs de lever de potentielles dégénérescences entre les paramètres cosmologiques et ainsi contraindre fortement les différents modèles existants.

Nous présentons ici brièvement les principales sondes cosmologiques utilisées et comment leur utilisation a permis de converger vers le modèle standard de la cosmologie moderne, le modèle Λ CDM, décrivant un Univers plat ($k = 0$) avec une constante cosmologique Λ .

1.2.1 Le fond diffus cosmologique

Comme nous l'avons abordé avec le principe cosmologique, le rayonnement du fond diffus cosmologique est une source primordiale d'information sur notre Univers. Découvert en 1965 par [PENZIAS et WILSON \(1965\)](#), ce rayonnement est une véritable relique de notre Univers, s'agissant du plus ancien rayonnement électromagnétique observable ($z \sim 1100$). Initialement à une température de l'ordre de 3000 K, l'expansion de l'Univers a considérablement dilué l'énergie des photons du CMB, amenant sa température actuelle à $T_0 = 2.7260 \pm 0.0013$ K ([FIXSEN, 2009](#)). Les premières études du CMB, faites avec les missions COBE ([MATHER, 1982](#)) et WMAP ([BENNETT et al., 1997](#)), ont permis de confirmer que son spectre est celui d'un corps noir quasi-parfait. Les mesures les plus récentes du CMB ont été effectuées avec la mission Planck ([THE PLANCK COLLABORATION, 2006](#)). Le spectre de puissance¹ des anisotropies de ce rayonnement est prédictible par les modèles cosmologiques, et permet d'en contraindre fortement les paramètres. La Figure 1.4 présente l'ajustement du modèle standard Λ CDM avec le spectre de puissance des fluctuations de température du CMB ([PLANCK COLLABORATION et al., 2020a](#)).

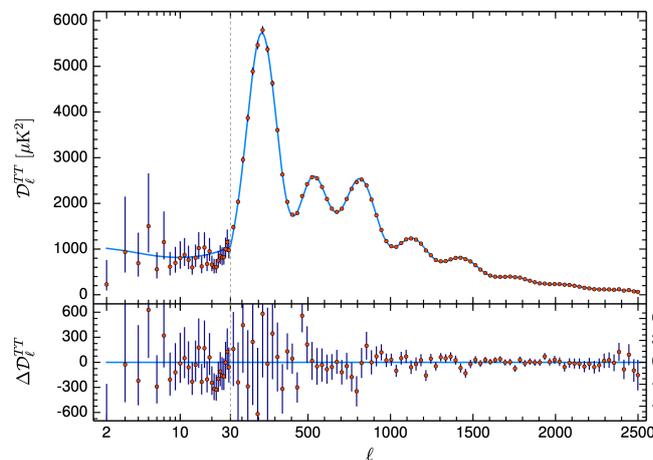


FIGURE 1.4 – Spectre de puissance des anisotropies en température du CMB. L'axe des abscisses représente le multipôle, où les grandes échelles angulaires correspondent à un petit l et inversement. Les points rouges représentent les données, et la courbe bleue le meilleur ajustement du modèle Λ CDM. En bas sont illustrés les résidus entre le modèle et les données. Figure de [PLANCK COLLABORATION et al. \(2020a\)](#).

1.2.2 Les oscillations acoustiques des baryons

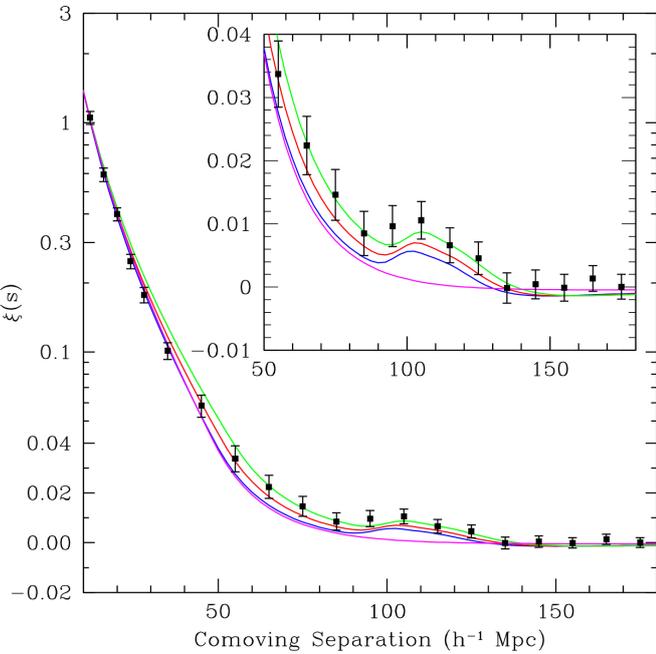
Les oscillations acoustiques des baryons, une autre sonde cosmologique, trouvent leur source dans les fluctuations de densité présentes dans le plasma composant l'Univers primordial. Alors que les zones de surdensités attirent gravitationnellement la matière vers elles, la pression radiative des photons contre cet effet, créant des oscillations acoustiques sphériques dans l'Univers primordial.

¹. transformée de Fourier de la fonction de corrélation à deux points

Au moment de la recombinaison, les interactions entre photons et baryons cessent, et les photons sont libres de voyager à la vitesse de la lumière. L'onde acoustique ne se propage plus et laisse ainsi une zone de surdensité à une distance caractéristique. Cette distance est celle parcourue par l'onde entre sa création ($z = \infty$) et la recombinaison ($z \sim 1100$), appelée horizon sonore. Ce pic de densité est ainsi figé depuis le découplage baryon/photon.

En relevant le redshift de plus d'un million de galaxies entre $0 < z < 0.6$ et en étudiant leur fonction de corrélation à deux points, le relevé SDSS (YORK et al., 2000) a permis de mesurer pour la première fois le pic des BAOs en 2005 (Figure 1.5; EISENSTEIN et al., 2005). La taille caractéristique de cette empreinte a été mesurée à $r_d \sim 105 \text{ Mpc} \cdot h^{-1}$, où $h = H_0/100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$. Ce pic traduit ainsi un excès de probabilité d'observer deux galaxies séparées par une distance r_d , signature caractéristique des ondes acoustiques primordiales.

FIGURE 1.5 – Mise en évidence du pic de BAO avec le relevé SDSS. Cette figure de EISENSTEIN et al. (2005) montre la fonction de corrélation à deux points des galaxies du relevé SDSS. Le pic à environ $105 \text{ Mpc} \cdot h^{-1}$ est clairement visible, et caractérise le pic des BAOs. Les lignes vertes, rouges et bleues correspondent au modèle de concordance Λ CDM que nous introduirons plus tard, pour différentes valeurs de $\Omega_{M,0}h^2$. La ligne magenta correspond à un modèle sans pic de BAO.



La distance caractéristique, r_d , est scindée entre sa composante transverse, r_{\parallel} , et radiale, r_{\perp} , tels que :

$$r_{\parallel} = \frac{c\Delta z}{H(z)} \quad (1.42)$$

$$r_{\perp} = d_c(\bar{z})\theta \quad (1.43)$$

où Δz et θ sont l'intervalle en redshift et l'angle sur lesquelles s'étend l'échelle caractéristique des BAOs. d_c représente la distance comobile, que l'on peut déduire directement de la métrique FLRW et qui dépend des paramètres cosmologiques. La mesure des BAOs permet ainsi d'ajuster une cosmologie aux données observées, et par conséquent de sonder l'évolution du taux d'expansion de l'Univers avec le redshift et de contraindre les paramètres cosmologiques.

1.2.3 Les chandelles standard

Comme nous l'avons vu avec la dérivation des différentes distances cosmologiques, la distance de luminosité permet de contraindre les paramètres cosmologiques. Obtenir cette information nécessite cependant de connaître *a priori* la luminosité intrinsèque de l'objet étudié.

Si cette luminosité absolue est reproductible, alors la source astronomique est qualifiée de chandelle standard. La mesure de sa luminosité apparente permet alors de remonter à sa distance de luminosité et d'apporter des contraintes sur les paramètres cosmologiques.

Les supernovae de type Ia (SNeIa), classification particulière d'explosions d'étoiles, sont un exemple de chandelle standard ayant permis la découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers (RIESS et al., 1998; PERLMUTTER et al., 1999).

La courbe de lumière des SNeIa (évolution de leur luminosité au cours du temps) a la particularité d'être caractéristique, permettant de remonter à leur luminosité intrinsèque. Nous montrons sur la Figure 1.6 l'évolution des distances ainsi dérivées d'un échantillon de SNeIa en fonction de leur redshift. Le modèle ajusté aux données correspond au modèle standard de la cosmologie, le modèle Λ CDM.

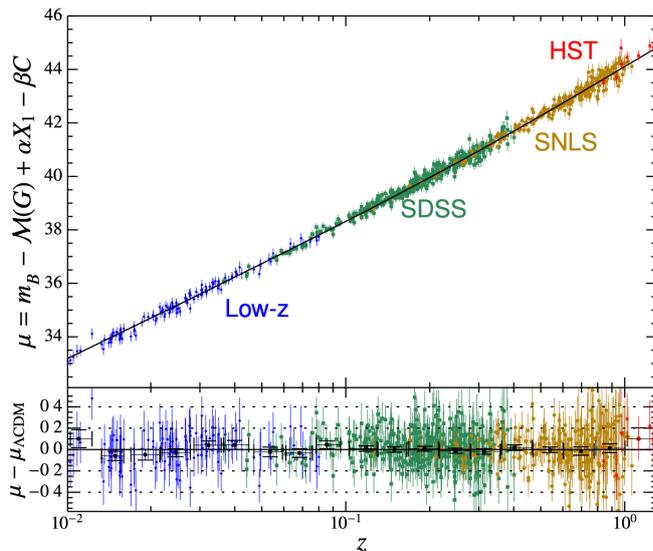


FIGURE 1.6 – Diagramme de Hubble à partir de 740 SNeIa de plusieurs relevés (SDSS, SNLS, HST). La partie haute de cette figure montre l'évolution du module de distance en fonction du redshift des SNeIa de l'échantillon. La courbe noire correspond au modèle cosmologique Λ CDM ajusté aux données. La partie du bas montre les résidus entre les données et le modèle Λ CDM. Figure de BETOULE et al. (2014).

Ces objets étant au coeur de ce travail de recherche, je leur dédie le chapitre suivant.

1.2.4 Le modèle Λ CDM

L'étude de ces nombreuses sondes indépendantes combinées (comme le fond diffus cosmologique, les oscillations acoustiques des baryons, les supernovae de type Ia, etc) permettent de converger vers un modèle unique : le modèle de concordance. Ce modèle cosmologique décrit un Univers plat ($k = 0$), rempli de radiation, de matière baryonique (à hauteur de 6%), de matière sombre froide (26%) et d'énergie sombre sous la forme d'une constante cosmologique (68%).

La radiation, dominante aux premiers âges de l'Univers, est aujourd'hui négligeable, sa densité évoluant en $\propto a^{-4}$. La matière baryonique désigne celle que nous connaissons, composée de baryons comme les protons et les neutrons. La matière sombre est une matière hypothétique, détectée indirectement par ses effets gravitationnelles et pouvant

expliquer les propriétés observées des galaxies ou amas de galaxies (masses, vitesses de rotation etc). Elle est qualifiée de *sombre* car elle n'interagirait que très faiblement avec la matière ordinaire et le champ électromagnétique, et de *froide* pour décrire une vitesse de déplacement faible par rapport à celle de la lumière. La constante cosmologique permet d'expliquer l'accélération de l'expansion de l'Univers découverte à la fin du XX^e siècle.

Ce modèle, appelé Λ CDM (*Lambda Cold Dark Matter*) en référence aux deux composantes exotiques décrites plus tôt, correspond au modèle standard de la cosmologie moderne. On notera que malgré la prédiction de ces composantes sombre, le modèle Λ CDM ne précise en aucun cas leurs natures, encore inconnues à ce jour.

Décrit par seulement six paramètres libres, le modèle de concordance rend compte de nombreuses observations cosmologiques comme le fond diffus cosmologique, les structures à grandes échelles de la distribution des galaxies, l'expansion accélérée de l'Univers, l'abondance des éléments légers (hydrogène, hélium, lithium) etc.

Les derniers résultats d'ajustement de ces paramètres libres du modèle Λ CDM sur les observations (sondes cosmologiques) ont été présentés par la collaboration Planck (PLANCK COLLABORATION et al., 2020a). Il est également possible de tester le modèle Λ CDM en laissant libre certains paramètres contraints ou fixés *a priori*, comme l'équation d'état de l'énergie sombre ($w = -1$) ou la composante de courbure ($\Omega_k = 0$). Nous montrons dans la Figure 1.7 les contraintes dans le plan $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ et dans le plan (Ω_k, Ω_M) , en utilisant une combinaison de sondes cosmologiques, permettant de réduire considérablement la dégénérescence entre les paramètres. Cette analyse, effectuée en laissant la courbure libre dans l'ajustement des paramètres de Λ CDM (dénommé $o\Lambda$ CDM), fait clairement état de la compatibilité des données observationnelles avec un Univers plat. Cette contrainte sur la courbure de l'Univers est principalement apportée par le fond diffus cosmologique.

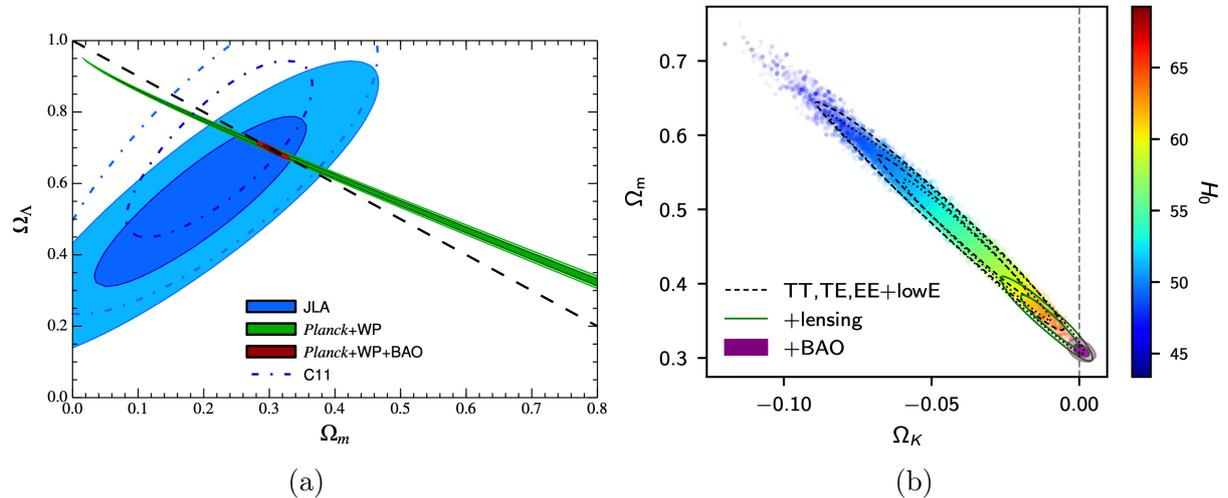


FIGURE 1.7 – (a) Contraintes dans le plan $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ en combinant les sondes cosmologiques de supernovae de type Ia (JLA, BÉTOULE et al., 2014), du CMB (Planck+WP 2014) et d'oscillations acoustiques des baryons (BAO). Figure de BÉTOULE et al. (2014). (b) Contraintes dans le plan (Ω_k, Ω_M) en utilisant le CMB et son lentillage gravitationnelle, et les BAOs. Figure de PLANCK COLLABORATION et al. (2020a).

De la même manière, l'hypothèse de constante cosmologique peut être testée en laissant le paramètre d'équation d'état w_{DE} de l'énergie sombre libre (modèle $w\Lambda$ CDM). Pour

aller encore plus loin, il est également possible de sonder une potentielle caractéristique dynamique de la densité de l'énergie sombre, en paramétrisant w_{DE} par :

$$w(a) = w_0 + w_a(1 - a) \quad (1.44)$$

aussi appelée paramétrisation CPL (CHEVALLIER et POLARSKI, 2001; LINDER, 2003). Ainsi, si l'énergie sombre est en effet une constante cosmologique dans les équations d'Einstein, alors $w_0 = -1$ et $w_a = 0$. La Figure 1.8 illustre les contraintes récentes, compatibles avec le modèle Λ CDM, sur le paramètre w et sur les composantes w_0 et w_a de la paramétrisation CPL. Les contraintes cosmologiques sur w sont dérivées de mesures de variations relatives de distance de luminosité en fonction du redshift. Les propriétés de chandelle standard des SNeIa en font ainsi une sonde cosmologique parfaitement adaptée à l'étude de l'énergie sombre.

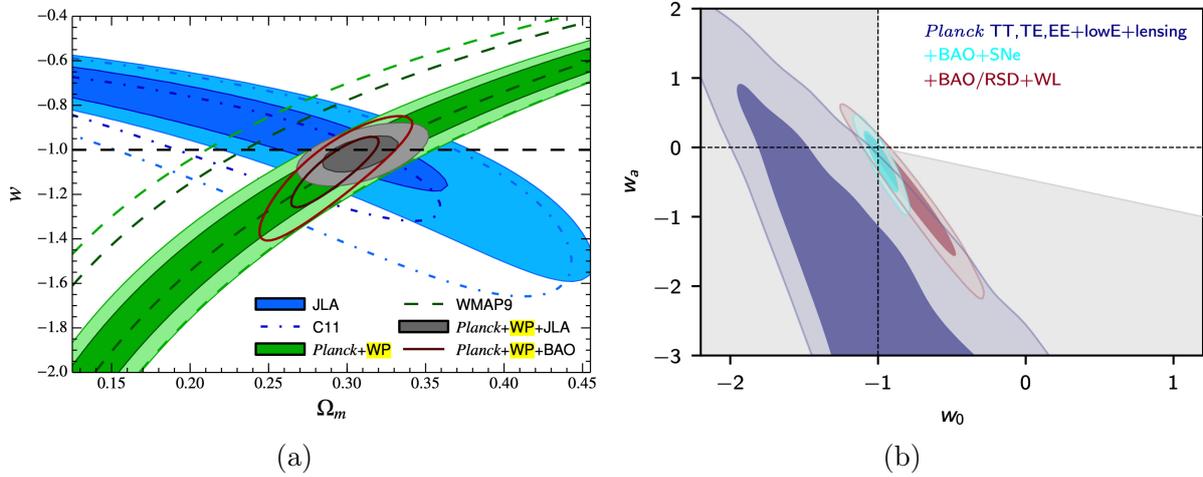


FIGURE 1.8 – (a) Contraintes dans le plan (w, Ω_M) en combinant les sondes cosmologiques de supernovae de type Ia (JLA, BÉTOULE et al., 2014), du CMB (Planck+WP 2014) et d'oscillation acoustique des baryons (BAO). WP réfère à l'utilisation des mesures de WMAP sur les fluctuations de la polarisation du CMB (BENNETT et al., 2013). Figure de BÉTOULE et al. (2014). (c) Contraintes dans le plan (w_a, w_0) en utilisant le CMB et son lentillage gravitationnelle, les supernovae de Pantheon (SCOLNIC et al., 2018) et les BAO. Figure de PLANCK COLLABORATION et al. (2020a).

Cosmologie avec les Supernovae de type Ia

Sommaire

2.1	Zoologie des supernovae	40
2.1.1	Caractéristiques principales	40
2.1.2	Mécanismes d'explosion	40
2.2	Standardisation des SNeIa	42
2.2.1	Chandelles standardisables	42
2.2.2	Courbes de lumière et spectres de SNeIa	42
2.2.3	Propriétés des courbes de lumière	46
2.2.4	Standardisation des SNeIa	47
2.3	SNeIa et cosmologie	49
2.3.1	Construction d'un diagramme de Hubble	49
2.3.2	Sonder l'équation d'état de l'énergie sombre avec les SNeIa . .	50

Tycho Brahe, un astronome considéré comme l'un des pionniers de l'astronomie observationnelle moderne, observe en 1572 l'apparition soudaine d'une nouvelle étoile. Cet objet est alors nommé *nova stella*, terme latin signifiant *nouvelle étoile*. En de rares occasions au cours des civilisations, les astronomes ont pu être témoins de tels évènements, parfois visibles même en plein jour.

En 1934, Walter Baade et Fritz Zwicky introduisent le terme de *supernova* pour nommer les plus brillants de ces évènements, pouvant être plus lumineux que leur galaxie hôte.

Cet évènement transitoire pouvant durer plusieurs semaines à plusieurs mois est la conséquence de la mort d'une étoile. Suivant le processus d'explosion, ces supernovae (SNe) sont classées par type, discernables par leurs propriétés spectrales.

Les supernovae de type Ia (SNeIa) sont un type particulier de ces objets, ayant la particularité d'avoir une faible dispersion en luminosité au maximum. Cette propriété leur vaut le titre de chandelles standard, et sont ainsi utilisés comme indicateur de distance dans les études cosmologiques.

J'introduis dans ce chapitre les différents types de supernova et les caractéristiques permettant de les classer. Je me concentrerai ensuite sur l'étude des SNeIa et leur utilisation dans la cosmologie moderne.

2.1 Zoologie des supernovae

2.1.1 Caractéristiques principales

Les supernovae sont principalement classifiées suivant leurs caractéristiques spectrales. C'est en 1941 que R. Minkowski ([MINKOWSKI, 1941](#)) remarqua pour la première fois l'existence de deux types différents de SNe. Le premier type (I) est caractérisé par l'absence de raie d'hydrogène dans le spectre alors que le second type (II) en contient. Près d'un demi siècle plus tard, [ELIAS et al. \(1985\)](#) apporte une classification plus fine des types I, séparant les SNe possédant une importante raie du silicium (les SNeIa) des Ib et des Ic. Les types Ib sont caractérisés par la présence d'une raie d'hélium, et les Ic par l'absence de silicium et une faible quantité d'hélium présente dans leur spectre. La Figure 2.1 illustre la forme du spectre de différents types de supernovae, indiquant les raies d'émissions et d'absorption caractéristiques de chacun.

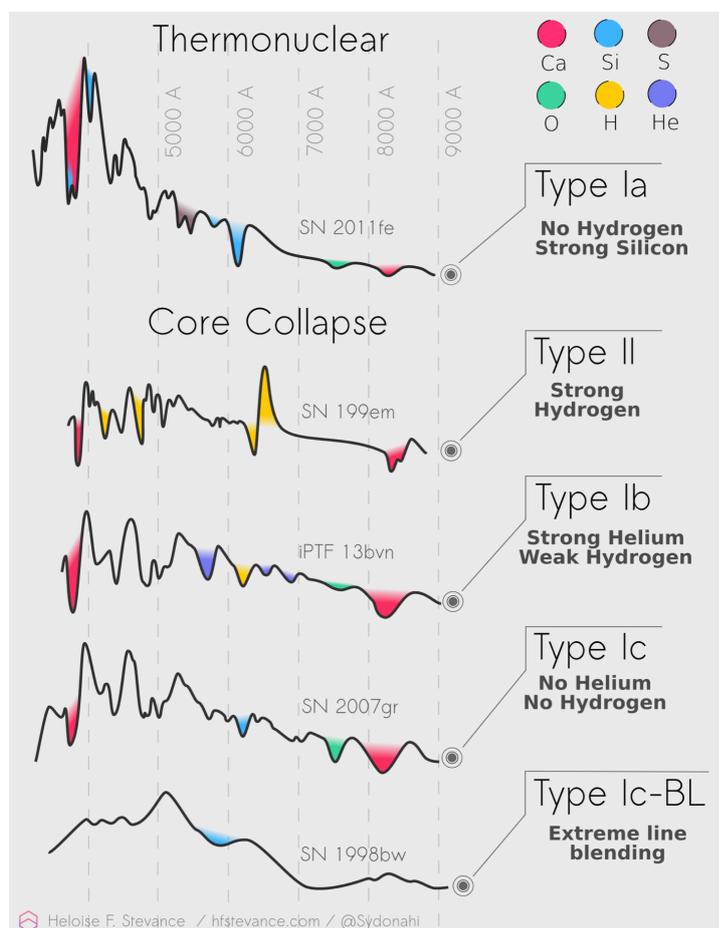


FIGURE 2.1 – Spectre de différents types de supernovae. Image de H. Stevance ^a

^a. <https://github.com/HeloiseS/Graphics>

2.1.2 Mécanismes d'explosion

La physique des SNeIa est considérablement différente des autres types de SN. En effet, les types Ib/c et les types II proviennent d'un mécanisme d'*effondrement de coeur*, c'est à dire d'implosion gravitationnelle. Le progéniteur de ces évènements (étoile qui a donné naissance à la supernova), est une étoile massive de plus de 8 masses solaires

(HEGER et al., 2003). Après avoir consommé tous les éléments légers composant son coeur, celui-ci s'effondre sur lui-même jusqu'à ce que la force d'interaction forte le stoppe. La pression radiative n'étant plus à même de contrer les effets gravitationnels, les couches externes de l'étoile tombent vers le centre et rebondissent sur le coeur alors incompressible. L'onde de choc provoque l'explosion de l'étoile en supernova. La nature du résidu de l'explosion dépend de la masse du progéniteur. Si cette masse était de moins de $3M_{\odot}$, le résidu sera une étoile à neutrons, dans le cas contraire un trou noir stellaire se formera. Pour ces supernovae, la luminosité et son évolution temporelle dépendent fortement de la composition du progéniteur et de sa masse initiale.

En revanche les supernovae de type Ia auraient pour origine l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche. Cet objet se crée lorsque la masse d'une étoile n'est pas suffisante ($< 3M_{\odot}$) pour générer la température nécessaire à la fusion du carbone ($\sim 10^9 K$). Après la fusion des éléments légers du coeur, une masse inerte composée de carbone et d'oxygène va se former. La naine blanche est le résidu d'une telle étoile suite à l'expulsion des couches externes, générant au passage une nébuleuse planétaire comme la très connue nébuleuse de l'Hélice (Figure 2.2).



FIGURE 2.2 – Nébuleuse de l'Hélice, NGC 7293, située à environ 650 années-lumière. Cette image composite a été obtenue avec le Hubble Space Telescope (HST) et le Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO, Chile).

L'intégrité de la naine blanche est entièrement assurée par l'équilibre entre la gravitation et sa pression interne (pression de dégénérescence des électrons), dont la physique impose une masse maximale de $\sim 1.44M_{\odot}$ appelée *masse de Chandrasekhar* (CHANDRASEKHAR, 1931). Quand cette limite est atteinte, la pression du gaz d'électrons dégénérés n'est plus suffisante pour retenir les forces de pression gravitationnelle. La température monte alors suffisamment pour permettre la fusion du carbone, ce qui entraîne la combustion totale de l'étoile : une supernova de type Ia.

La faible dispersion en luminosité des SNeIa associée à la présence de silicium et de calcium dans leur spectre sont des éléments favorisant ce scénario (HOYLE et FOWLER, 1960). En effet, les fusions du carbone et de l'oxygène qui composent la naine blanche produisent du silicium et du calcium, expliquant leur présence dans les spectres des SNeIa. L'explosion du progéniteur se déroulant toujours dans les mêmes conditions, la quantité et la nature des combustibles sont similaires d'une explosion à l'autre, expliquant la faible

dispersion en luminosité. Enfin, l'absence d'hélium et d'hydrogène dans le spectre d'une SNIa contrairement aux autres types s'explique par l'absence de ces éléments dans une naine blanche.

2.2 Standardisation des SNeIa

L'évolution temporelle de la luminosité des SNeIa, leur courbe de lumière, montre une très forte homogénéité notamment au pic de luminosité. Cette particularité, leur donnent des propriétés de chandelles standards, permet d'utiliser les SNeIa comme indicateurs de distances¹.

2.2.1 Chandelles standardisables

Les SNeIa n'étant pas observées dans la Voie Lactée, une calibration de leur luminosité peut au préalable être effectuée à l'aide d'un autre estimateur de distance extra-galactique. Un de ces calibrateurs sont les céphéides, étoiles jeunes présentant des pulsations radiales régulières. Ces pulsations entraînent une variabilité de leur rayon et de leur température de façon périodique, et ainsi de leur luminosité. LEAVITT (1908) et LEAVITT et PICKERING (1912) ont montré que la magnitude absolue des céphéides était proportionnelle à leur période de pulsation. En observant de telles étoiles dans notre Galaxie, les coefficients de proportionnalité de cette relation ont eux même pu être calibrés par une autre méthode indépendante de mesure de distance, la parallaxe stellaire².

En utilisant des céphéides dans des galaxies proches ($\sim 30\text{Mpc}$) ayant accueilli une SNIa, il est alors possible de calibrer leur distance et donc leur luminosité intrinsèque. SAHA et al. (1999) trouvent par exemple avec un échantillon de 8 SNeIa une valeur moyenne de la magnitude absolue (au pic) dans la bande V de :

$$\langle M_V \rangle = -19.48 \pm 0.07 \quad (2.1)$$

et HAMUY et al. (1995) montrent une dispersion de luminosité de l'ordre de $\sigma_{M_V} \leq 0.5$ mag. En réalité on parle de chandelles *standardisables*, avec une certaine variabilité en luminosité qui doit être corrigée. L'étude des courbes de lumière a permis de déceler des corrélations fortes entre la luminosité au maximum et certains paramètres des SNeIa que nous définirons plus loin, permettant de réduire significativement cette dispersion.

2.2.2 Courbes de lumière et spectres de SNeIa

La courbe de lumière d'une SNIa est obtenue en observant son évolution en magnitude au cours du temps dans une bande photométrique donnée. De façon générale pour ce type

1. Il est à noter que les SNeII peuvent également être utilisées pour des mesures de distances par différentes méthodes de standardisation (DE JAEGER et al., 2020), même si actuellement les précisions obtenues ne rivalisent pas avec ce que permettent les SNeIa.

2. La parallaxe stellaire, ou annuelle, correspond au décalage des positions apparentes des étoiles proches dans le ciel par rapport aux plus lointaines (qui elles semblent immobiles). Ce décalage est périodique et l'étoile observée présente alors un mouvement elliptique dont le demi-grand axe correspond à la parallaxe stellaire (mesurée en seconde d'arc). Connaissant la distance Terre-Soleil, il est alors possible d'en déduire la distance des étoiles les plus proches de nous.

de supernova, nous observons après l'explosion une augmentation rapide¹ de luminosité sur un quinzaine de jours jusqu'au pic de luminosité. La phase 0 de la courbe de lumière est définie comme le pic de luminosité dans la bande photométrique B .

Après le pic de luminosité, la décroissance s'effectue en deux phases. La première, abrupte, ne dure que quelques jours et est dominée par la désintégration $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}$. La seconde phase de décroissance de luminosité est plus douce et s'étale sur plusieurs dizaines de jours. Elle est dominée par la désintégration $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$.

La Figure 2.3 (extraite de PEREIRA et al., 2013), expose un exemple d'évolution temporelle du spectre d'une SNIa (SN2011fe, découverte par NUGENT et al., 2011) où nous apercevons clairement la variabilité des éléments observés de la SN, au fur et à mesure que les couches de gaz se diffusent. Entre les phases $(-15,+15)$ jours, la raie d'absorption du silicium est la caractéristique principale du spectre. Elle s'atténue progressivement dans les mois qui suivent l'explosion et les raies d'émission du fer deviennent à leur tour la caractéristique principale du spectre. Cette SNIa a été observée par le télescope de l'Université de Hawaï avec le spectrographe à champs intégral SNIFS (SuperNova Integrated Field Spectrograph, LANTZ et al., 2004) de la collaboration *Nearby Supernova Factory* (ALDERING et al., 2002). On remarque le maximum de spectre autour de 4000 \AA , et le fait que la majorité de l'énergie de la SNIa est émise dans le proche infrarouge, le visible et le proche ultraviolet.

Pour cette même supernova, nous montrons les courbes de lumière reconstruites dans les bandes U , B , V , R , et I . Nous pouvons clairement apercevoir la montée rapide du flux jusqu'au maximum de luminosité (pouvant survenir à une date différente suivant la bande considérée), suivi de la décroissance du flux. Nous pouvons également relever la présence d'un second maximum environ un mois après le premier dans les bandes infrarouges.

1. De l'ordre d'une diminution de 3 à 6 mag suivant la bande photométrique

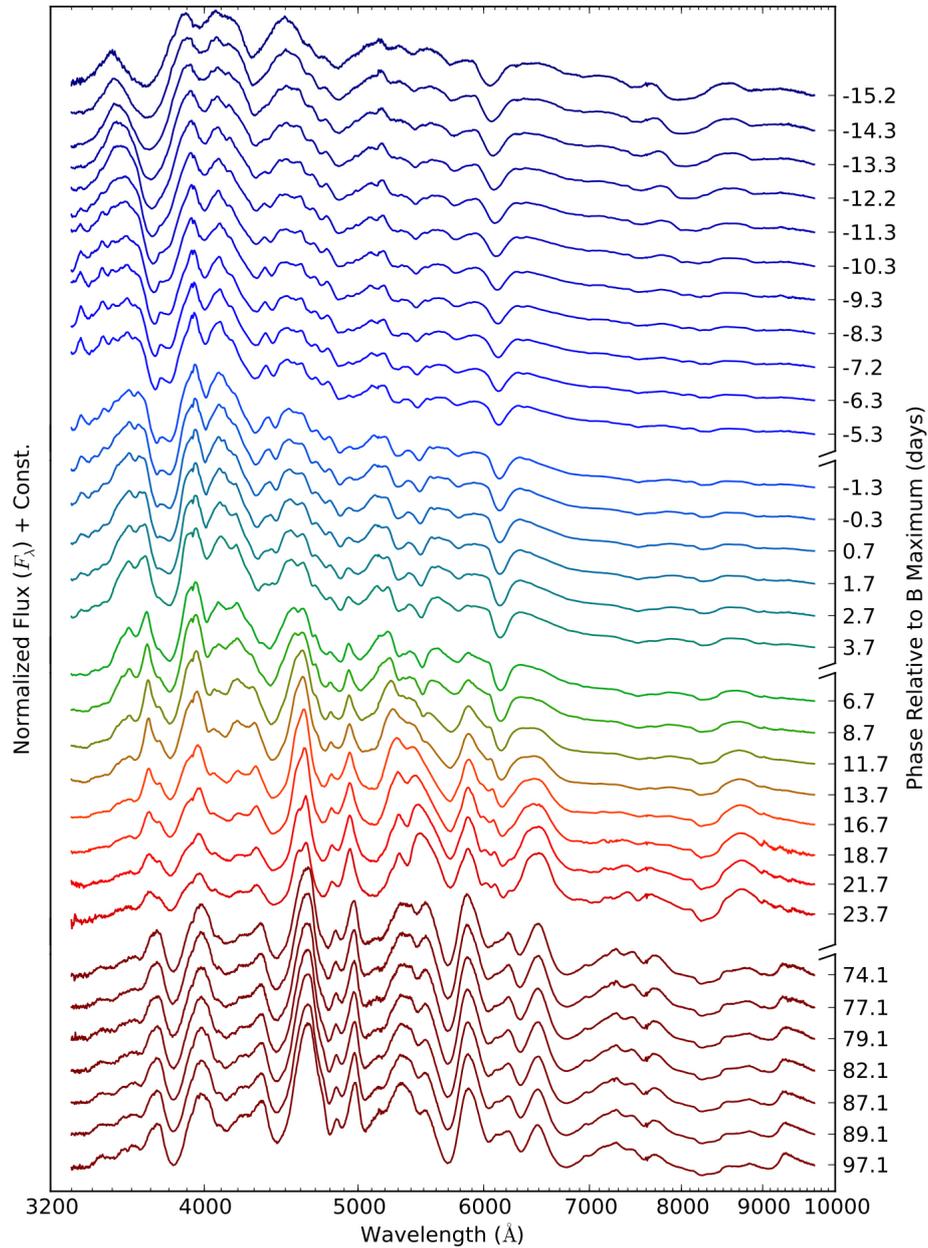


FIGURE 2.3 – Évolution temporelle du spectre de la SNIa SN2011fe entre -15 et $+100$ jours relativement à la phase 0 (pic de luminosité dans la bande B). Figure de [PEREIRA et al. \(2013\)](#), dans le cadre de la collaboration SNFactory.

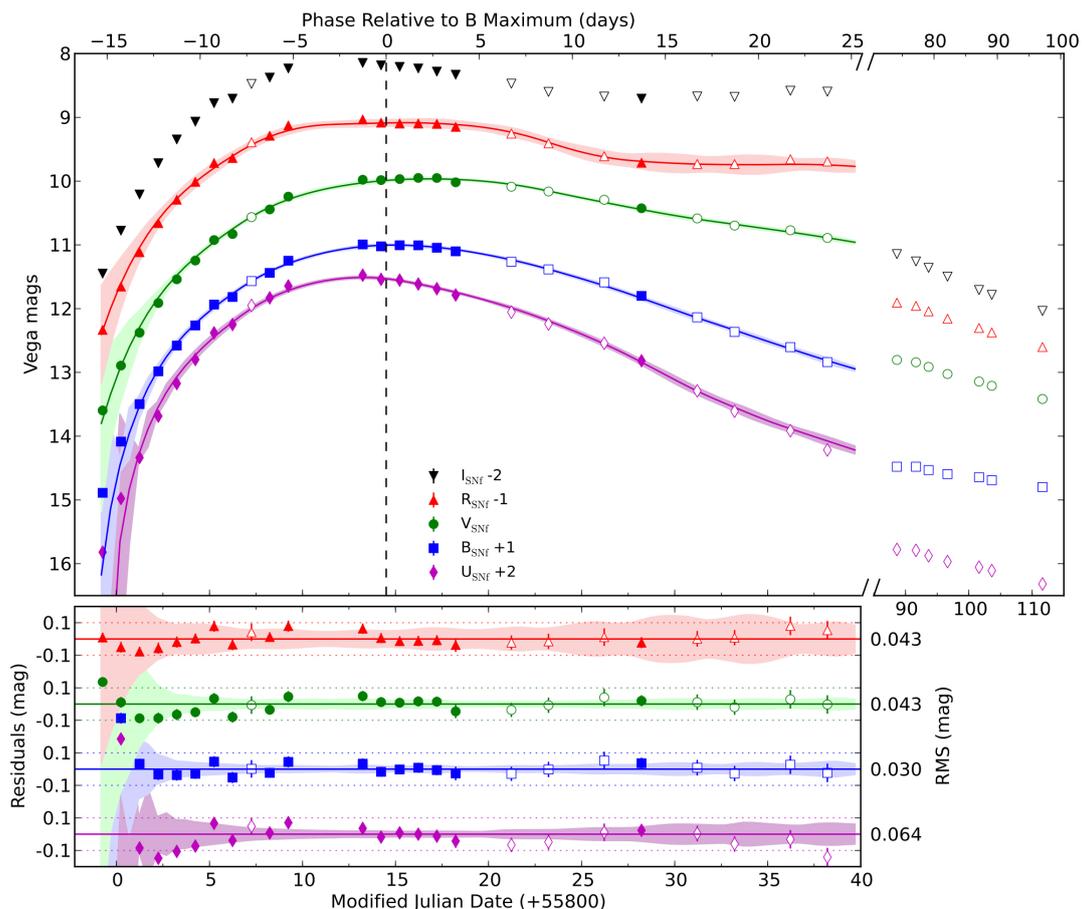


FIGURE 2.4 – Courbe de lumière de la SNIa SN2011fe entre -15 et $+100$ jours relativement à la phase 0 (pic de luminosité dans la bande B) et dans les bandes $UBVRI$. Les courbes indiquent l’ajustement effectué avec le modèle SALT2 (Sec 2.2.4). Le graphique du bas montre les résidus entre les mesures photométriques et le modèle ajusté. Les bandes de couleurs indiquent les incertitudes du modèle. Figure de PEREIRA et al. (2013), dans le cadre de la collaboration SNFactory.

2.2.3 Propriétés des courbes de lumière

La couleur

La couleur d'un objet astrophysique caractérise la pente générale de son spectre. Ce paramètre peut être obtenu en regardant la différence de magnitude entre deux bandes photométriques. Pour une SNIa par exemple, nous pouvons évaluer la quantité $(B-V)_0$, qui correspond à la différence de magnitudes dans les bandes B et V , dans son référentiel et à la phase 0 (maximum de luminosité).

Cette propriété peut varier d'un SNIa à une autre. Cette fluctuation peut être de nature extrinsèque, causée par l'extinction due à la poussière présente dans la galaxie hôte de la SN et le long de la ligne de visée, ou encore de nature intrinsèque, comme une possible variabilité du progéniteur. Pour une SNIa i , on définit l'excès de couleur, c , comme la différence entre sa couleur et celle moyenne de l'échantillon :

$$c_i = (B - V)_0^i - \langle (B - V)_0 \rangle \quad (2.2)$$

Par définition, les SNeIa ayant un excès de couleur négatif seront plus bleues que la moyenne, et celles ayant un excès de couleur positif, plus rouges.

L'étirement temporelle

Bien que la forme générale de la courbe de lumière des SNeIa soit très homogène, on peut observer (après correction de la dilatation temporelle causée par le redshift) des variations sur le temps de montée jusqu'au maximum de luminosité ainsi que sur la phase décroissante.

La première description quantitative de cette dilatation intrinsèque a été apportée par PHILLIPS (1993), introduisant la quantité $\Delta m_{15}(B)$, définit comme la différence de magnitude apparente dans la bande B entre le maximum de luminosité (phase 0) et la phase +15 jours.

L'étirement temporelle telle qu'utilisée aujourd'hui est introduit quelques années plus tard par PERLMUTTER et al. (1997). Ce nouveau paramètre, s , appelé *stretch*, correspond à un facteur correctif par lequel il faut dilater l'axe temporel de la courbe de lumière d'une SNIa pour qu'elle se superpose à la courbe de lumière moyenne de l'échantillon.

Maximum de luminosité

Enfin la luminosité au maximum est la principale propriété des SNeIa, car c'est à partir de cette mesure que la distance est extraite. Cette luminosité, exprimée par convention dans la bande B , présente cependant une dispersion intrinsèque de l'ordre de $\sim 40\%$ (HAMUY et al., 1996). Nous allons voir comment il est possible de réduire cette dispersion de par l'existence de corrélation entre ce maximum de luminosité et la couleur et le stretch.

2.2.4 Standardisation des SNeIa

2.2.4.1 Corrélations

Nous montrons sur la Figure 2.5 les courbes de lumière dans la bande B de SNeIa à bas redshifts ($z < 0.08$). Ces données photométriques ont été acquises au *Whipple Observatory of the Harvard- Smithsonian Center for Astrophysics* (CfA3, HICKEN et al., 2009) et utilisées pour l'analyse *Joint Light-curve Analysis* (JLA, BETOULE et al., 2014). On notera la dispersion en luminosité absolue de l'ordre de $\sim 40\%$, mais surtout l'évidence de la corrélation entre la forme des courbes de lumière, le stretch et la couleur.

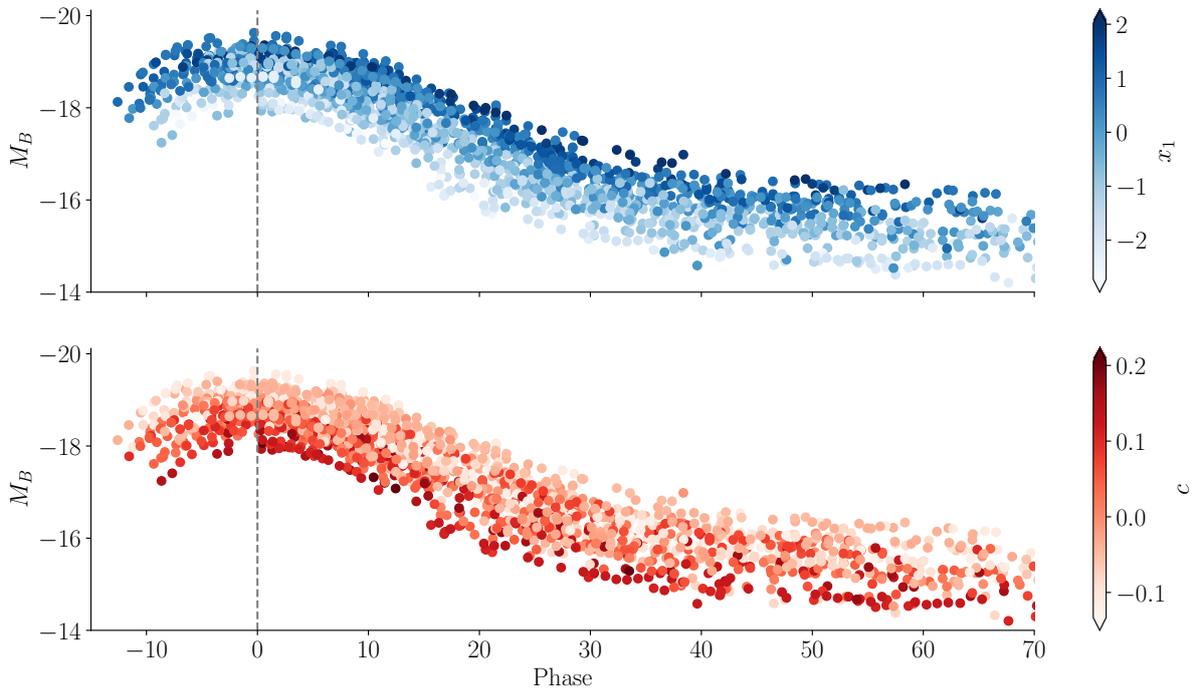


FIGURE 2.5 – Courbes de luminosité absolue de SNeIa à bas redshifts de JLA dans la bande B . La ligne verticale correspond à la phase 0, exprimée en jours sur l'axe des abscisses. L'axe des ordonnées est inversé pour que les fortes luminosité soient vers le haut. *En haut*, le code couleur indique la valeur de l'étirement temporel x_1 . *En bas*, on montre les mêmes courbes de lumière mais avec l'information de la couleur c . On notera la dispersion en luminosité de l'ordre de 0.5 mag et surtout la variabilité avec le stretch et la couleur.

La variabilité des courbes de lumière avec la couleur c des SNeIa fut initialement mis en évidence par HAMUY et al. (1996) puis par TRIPP et BRANCH (1999) sur l'échantillon de SNeIa du relevé Calan-Tololo (MAZA et al., 1993). Les SNeIa les plus bleues s'avèrent être plus lumineuses, effet appelé *bluer-brighter*. Avec la définition de l'excès de couleur, cela correspond donc à un paramètre $c < 0$.

L'autre corrélation clairement visible dans la Figure 2.3 est celle du stretch, x_1 , introduite par PHILLIPS (1993) avec la quantité Δm_{15} , puis en temps que facteur correctif de l'étirement temporelle par PERLMUTTER et al. (1997). Cette corrélation montre que les SNeIa dont la courbe de lumière évolue lentement ($x_1 > 0$) sont plus lumineuses (*slower-brighter*).

Nous montrons dans la Figure 2.6 l'évolution du maximum de luminosité dans la bande B avec la couleur et le stretch pour les mêmes SNeIa que dans la Figure 2.3. Ces deux corrélations, intuitives en visualisant les courbes de lumière, sont ici clairement explicitées.

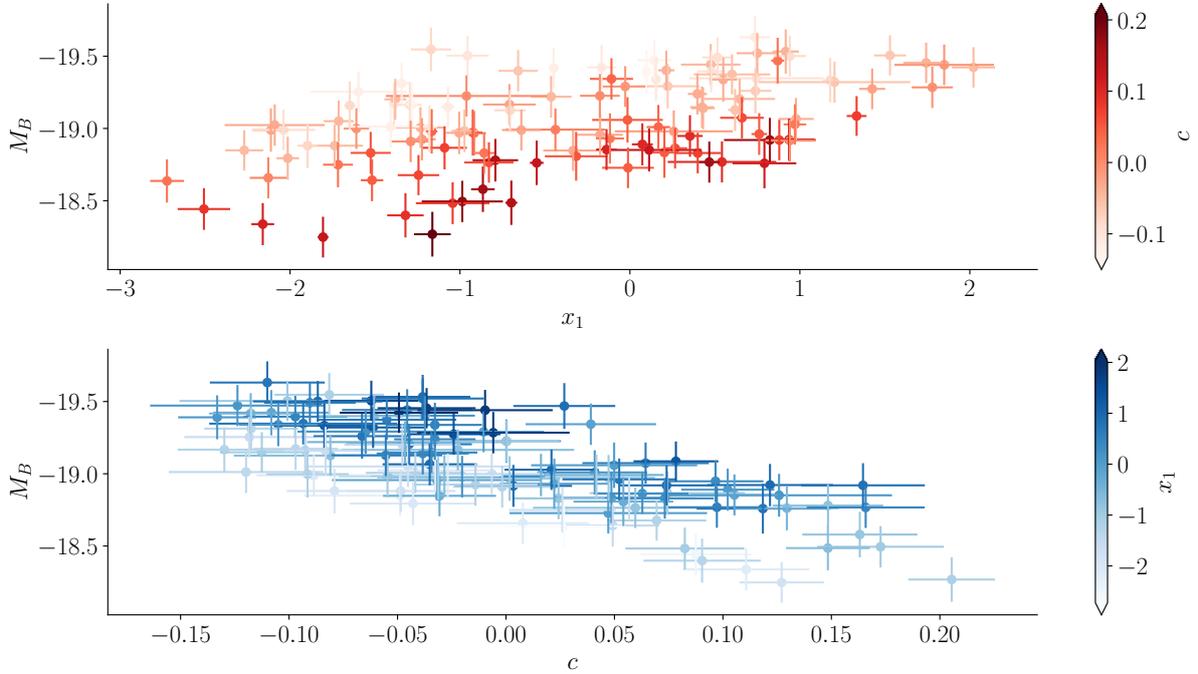


FIGURE 2.6 – Évolution du maximum de luminosité avec le stretch et la couleur pour les SNeIa à bas redshifts de JLA dans la bande B . Le graphe *en haut* montre l'évolution du pic de magnitude avec le stretch. L'échelle de couleur en rouge indique la couleur, c , associée à chaque SNIa. De même, nous montrons *en bas* les corrélations avec la couleur, c , où le stretch est indiqué avec l'échelle de couleur bleue.

2.2.4.2 Modèle *Spectral Adaptive Light-curve Template* (SALT)

La standardisation des SNeIa se fait donc en déterminant au préalable les paramètres de stretch et de couleur. Une des méthodes existantes est la modélisation des courbes de lumière avec le modèle *Spectral Adaptive Light-curve Template* (SALT, GUY et al., 2005, 2007), et notamment la dernière version (v2.4, même modèle mais avec un entraînement différent) développée par BÉTOULE et al. (2014). Cette méthode utilise un modèle empirique de densité spectrale en énergie (SED) au premier ordre des SNeIa au cours du temps et entraîné avec des données spectro-photométriques provenant de SNLS et SDSS (BÉTOULE et al., 2014). En considérant une phase, p , et une longueur d'onde, λ , le flux observé d'une SNIa est exprimée par :

$$f(p, \lambda) = x_0 [M_0(p, \lambda) + x_1 M_1(p, \lambda)] \times \exp(c \times C_L(\lambda)) \quad (2.3)$$

avec x_0 un facteur de normalisation, $M_0(p, \lambda)$ la SED moyenne, $M_1(p, \lambda)$ la variabilité au premier ordre autour de la séquence moyenne et $C_L(\lambda)$ une loi de couleur entraînée. x_1 et c sont les paramètres de stretch et de couleur. Les patrons $\{M_0, M_1, C_L\}$ sont des propriétés globales du modèle et les paramètres $\{x_0, x_1, c\}$ sont ajustés simultanément

sur les courbes de lumière dans toutes les bandes disponibles pour une SNIa donnée. La magnitude apparente au maximum dans la bande B , m_B , est ensuite déterminée par intégration de la SED du modèle dans la bande correspondante.

2.2.4.3 Standardisation

Le modèle SALT permet d'ajuster les paramètres m_B , x_1 et c pour chaque SNIa. La standardisation des SNeIa se fait finalement par la relation de [TRIPP \(1998\)](#) :

$$\mu = m_B - M_B + \alpha x_1 - \beta c \quad (2.4)$$

avec μ le module de distance, m_B la magnitude apparente au maximum dans la bande B , M_B la magnitude absolue standardisée au maximum, x_1 le stretch et c la couleur. La magnitude absolue, M_B , ainsi que les coefficients α et β sont contraints simultanément aux paramètres cosmologiques.

Ce processus permet de réduire la dispersion de la luminosité au maximum dans la bande B à seulement 15% ($\sigma_{M_B} \approx 0.15$ mag).

2.3 SNeIa et cosmologie

2.3.1 Construction d'un diagramme de Hubble

La standardisation des SNeIa permet de reconstruire ce qu'on appelle un diagramme de Hubble, qui représente la distance de luminosité en fonction du redshift. Nous avons présenté au premier chapitre (Figure 1.3) le tout premier diagramme de ce genre, réalisé avec des Céphéides par Edwin Hubble et mettant en évidence l'expansion de l'Univers.

La construction de ces diagrammes est toujours utilisée aujourd'hui, d'une part pour mesurer la constante de Hubble, H_0 , nécessitant une calibration absolue des SNeIa à partir d'observations conjointes avec des céphéides ([RIESS et al., 2016](#)), d'autre part pour mesurer l'accélération de l'expansion de l'Univers avec une calibration relative des SNeIa ([RIESS et al., 1998](#); [PERLMUTTER et al., 1999](#); [BETOULE et al., 2014](#)).

On utilise pour cela la relation de [TRIPP \(1998\)](#) du module de distance introduit plus tôt (eq. 2.4), avec la méthode de standardisation des SNeIa.

On rappelle que le module de distance est défini comme $\mu \triangleq 5 \log_{10}(d_L/10[\text{pc}])$ (eq. 1.41), et dépend donc des paramètres cosmologiques. On définit le module de distance théorique pour une SNIa i par :

$$\mu_{th,i} = \mu_{th,i}(z_i, \theta) \quad (2.5)$$

où θ représente les paramètres cosmologiques dans le cadre d'un modèle cosmologique préalablement choisi¹.

Les paramètres du module de distance observé (eq. 2.4), M_B , α et β , sont simultanément contraints avec les paramètres cosmologiques.

On peut facilement montrer qu'il est impossible de contraindre simultanément M_B et H_0 . Il suffit pour cela de développer le résidu de Hubble, c'est à dire la différence entre le

¹. Par exemple dans le cadre d'un Univers Λ CDM (plat avec une constante cosmologique), Ω_M et Ω_{DE} étant reliés par la relation de fermeture ($\Omega_M + \Omega_{DE} = 1$), Ω_M est le seul paramètre cosmologique libre.

module de distance observé et le module de distance théorique pour une SNIa donnée :

$$\mu - \mu_{th} = m_B + \alpha x_1 - \beta c - M_B - 5 \log_{10}(d_L/10[\text{pc}]) \quad (2.6)$$

$$= m_B + \alpha x_1 - \beta c - M_B - 5 \log_{10} \left(\frac{c(1+z)}{H_0 10[\text{pc}]} \int_{z=0}^{z=z_e} \frac{dz'}{E(z')} \right) \quad (2.7)$$

$$= m_B + \alpha x_1 - \beta c - M_B - 5 \log_{10}(f(z, \Omega_M, w_0, w_a)) - 5 \log_{10} \left(\frac{c}{H_0 10[\text{pc}]} \right) \quad (2.8)$$

$$= m_B + \alpha x_1 - \beta c - 5 \log_{10}(f(z, \Omega_M, w_0, w_a)) + 2.5 \log_{10} \left(\frac{LH_0^2 100[\text{pc}^2]}{c^2 L_0} \right) \quad (2.9)$$

où $E(z)$ ne dépend que des paramètres cosmologiques et du redshift (eq 1.29). La luminosité, L (et donc M_B), et la constante de Hubble, H_0 , sont des paramètres dégénérés ne pouvant être contraints simultanément.

Dans le cas d'une calibration absolue des SNe avec un autre indicateur de distance à bas redshifts comme les céphéides, il est possible de fixer M_B pour contraindre H_0 comme effectué par [RIESS et al. \(2016\)](#). Dans le cas où M_B est laissé libre et où on s'intéresse donc aux distances relatives, H_0 est marginalisé et seuls les paramètres cosmologiques (Ω_i) sont ajustés.

L'ajustement se fait habituellement par la méthode de moindre carrés avec la minimisation d'un χ^2 , en utilisant une matrice de covariance comprenant les erreurs statistiques que nous ne détaillerons pas ici ([BETOULE et al., 2014](#)).

2.3.2 Sonder l'équation d'état de l'énergie sombre avec les SNeIa

Les SNeIa sont d'excellentes sondes cosmiques pour dériver les paramètres cosmologiques, et plus particulièrement lorsqu'il s'agit de sonder l'énergie sombre. Pour contraindre l'équation d'état de cette composante, il est nécessaire d'avoir des mesures de variations relatives de distance de luminosité en fonction du redshift.

Les supernovae sont des événements tellement brillants (parfois plus que leur galaxie hôte) qu'elles peuvent être détectés jusqu'à des redshift dépassant $z = 1.7$ ([RUBIN et al., 2013](#); [JONES et al., 2013](#)). L'accélération de l'expansion de l'Univers étant un phénomène cosmologiquement récent ($z < 0.5$), les mesures simultanées de distances à bas redshifts ($z \sim 0.05$) et à hauts redshifts ($z \sim 0.8 - 1$) permettent de considérablement contraindre les paramètres d'énergie sombre.

J'illustre cela dans la Figure 2.7, où je compare différents modèles d'équation d'état de l'énergie sombre, avec ou sans variation cosmique, par rapport au modèle standard Λ CDM et mis à l'échelle de l'époque du CMB ($z \sim 1000$). Les plus grandes variations de module de distance ($|\Delta\mu| \sim 20\text{mmag}$) se situent à bas redshifts, $z < 0.03$, et à $z \sim 1.5$. Les précisions actuelles sur w sont de l'ordre de 5% et une déviation de 2% par rapport à Λ CDM ne représentent qu'une variation en module de distance de 3‰. Cet objectif est celui du *Vera Rubin Observatory* (anciennement *Legacy Survey of Space and Time*, LSST; [LSST SCIENCE COLLABORATION et al., 2009](#)), relevé astronomique grand champ qui sera initié en 2023 et qui permettra de sonder les SNeIa autour de $0.2 < z < 1$. Une ancre à bas redshift est donc nécessaire, et ce rôle sera probablement rempli par le relevé Zwicky Transient Facility (ZTF; [GRAHAM et al., 2019](#); [BELLM et al., 2019b](#)) auquel je dédie le chapitre suivant.

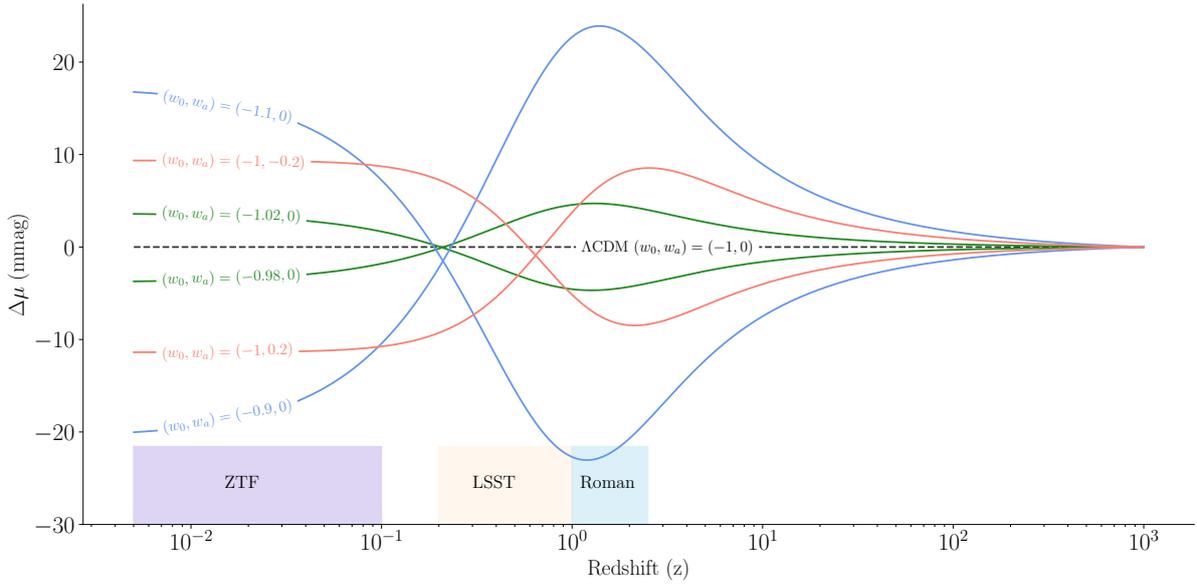


FIGURE 2.7 – Différence de module de distance en fonction du redshift pour différentes équations d'état de l'énergie sombre par rapport à Λ CDM ($w = 0$). Les modèles sont normalisés pour se rejoindre à l'époque du CMB. Nous illustrons ici l'importance des échantillons à bas redshift, et la précision nécessaire sur le module de distance pour détecter une variation de quelques pourcents de w . Les bandes de couleurs sur l'axe des abscisses indiquent la profondeur en redshifts des différents relevés. ZTF est en opération depuis 2018, LSST le sera en 2023 et tous deux sont des relevés sol. Le Nancy Grace Roman Space Telescope sera lancé dans le meilleur des cas en 2027 et sondera le ciel profond jusqu'à des redshifts de l'ordre de $z \sim 2.5$.

Nous devons souligner que pour ces objectifs de précision sur w , la contamination d'un échantillon de SNeIa par des supernovae à effondrement de coeur peut mener à des biais non négligeables. Une estimation a par exemple été menée par JONES et al. (2017, 2018) à partir de l'échantillon photométrique de SNe de Pan-STARRS (PS1, CHAMBERS et al., 2016a). En utilisant plusieurs méthodes de classification photométriques de supernovae, la mesure de w s'avère biaisée à cause des contaminations, entraînant une incertitude systématique, $\sigma_{w,sys} = 0.012$, pour un échantillon contaminé à 5% par des supernovae à effondrement de coeur (CC SNe).

Bien que cette contribution soit faible devant l'incertitude totale actuelle, cela n'est plus le cas devant l'objectif de précision de seulement 2% sur le paramètre de l'équation d'état de l'énergie sombre. La construction d'un échantillon de SNeIa non contaminé est par conséquent d'une importance cruciale et c'est pour cela que la classification par spectroscopie est fortement privilégiée.

Zwicky Transient Facility

Sommaire

3.1	Présentation générale	54
3.1.1	Histoire et collaboration	54
3.1.2	Organisation de la recherche scientifique	55
3.2	La caméra ZTF	57
3.2.1	Caractéristiques	57
3.2.2	Gestion des données	59
3.3	Observation des Supernovae Ia avec ZTF	60

J'ai présenté dans le chapitre précédent les propriétés de sonde cosmologique dont sont dotées les Supernovae de type Ia. Par ailleurs, j'ai également mis en évidence l'importance de la classification de ces objets notamment par le biais d'une acquisition spectrale. Contraindre les paramètres cosmologiques nécessite la mise en place d'une stratégie d'observation afin de détecter et suivre ces événements transitoires. Dans ce chapitre je présente la collaboration Zwicky Transient Facility (ZTF par la suite), dans laquelle la recherche et l'étude de tels objets font partie des objectifs majeurs. Je me focalise particulièrement ici sur la section photométrique de ZTF, puis sur la classification des SNe par spectroscopie dans le chapitre 4.

J'introduis dans un premier temps la collaboration et ses objectifs scientifiques, puis j'aborde les caractéristiques de la caméra principale de ZTF et ses capacités photométriques. Enfin je présente quelques statistiques et résultats de la DR1 vis à vis de la détection des SNeIa.

3.1 Présentation générale

3.1.1 Histoire et collaboration

ZTF¹ (GRAHAM et al., 2019; BELLM et al., 2019b) est un grand relevé astronomique dont la première lumière fut obtenue en Novembre 2017, et qui est réellement actif depuis mars 2018. Ayant achevé la phase 1 en novembre 2020, ZTF est actuellement à mi-chemin de sa phase 2 qui s'étend de décembre 2020 à décembre 2023.

Il succède au relevé Intermediate Palomar Transient Factory (IPTF, 2012-2017), lui-même successeur du Palomar Transient Facility (PTF, 2009-2012) (RAU et al., 2009; LAW et al., 2009). Ces trois relevés grand champ utilisent le télescope Samuel Oschin (48 pouces $\approx 1\text{m}22$) à l'Observatoire de Palomar en Californie (Fig. 3.1).

PTF utilisait une caméra avec un champ de vue de 7.9 deg^2 , alors que ZTF utilise à présent pleinement le plan focal du télescope et bénéficie d'une nouvelle caméra offrant un champ de vue de 47 deg^2 , équipée de 3 filtres g , r et i . La Figure 3.2 montre le champ de vue de la caméra ZTF, en comparaison d'autres relevés astronomiques. La collaboration est également dotée d'un spectrographe 3D basse résolution ($R \approx 100$; BLAGORODNOVA et al., 2018) monté sur le télescope de Schmidt Samuel-Oschin de 48 pouces (le P48) à Palomar, qui est notamment utilisé pour la classification des événements transitoires détectés par la caméra principale.

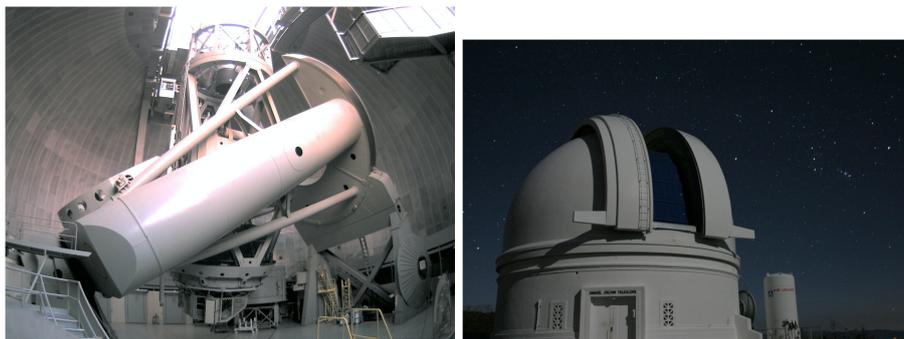


FIGURE 3.1 – Télescope Samuel Oschin P48 au Mont Palomar.

ZTF est une collaboration internationale financée par la *US National Science Foundation* (NSF) à travers le programme *Mid-scale Innovations Program* (MSIP), et un grand nombre de consortia internationaux d'Universités et institutions :

- | | |
|---|---|
| <ul style="list-style-type: none"> • IN2P3, France². • TANGO University System of Taiwan • Weizmann Institute of Science, Israel • Oskar Klein Center, University of Stockholm, Sweden • DESY/Humboldt University of Berlin, Germany • Ruhr University Bochum, Germany | <ul style="list-style-type: none"> • University of Warwick, UK • Trinity College Dublin, Ireland • University of Maryland, College Park, USA • Northwestern University, USA • University of Wisconsin, Milwaukee, USA • Lawrence Livermore National Labora- |
|---|---|

1. <https://www.ztf.caltech.edu>

2. Institut national de physique nucléaire et de physique des particules

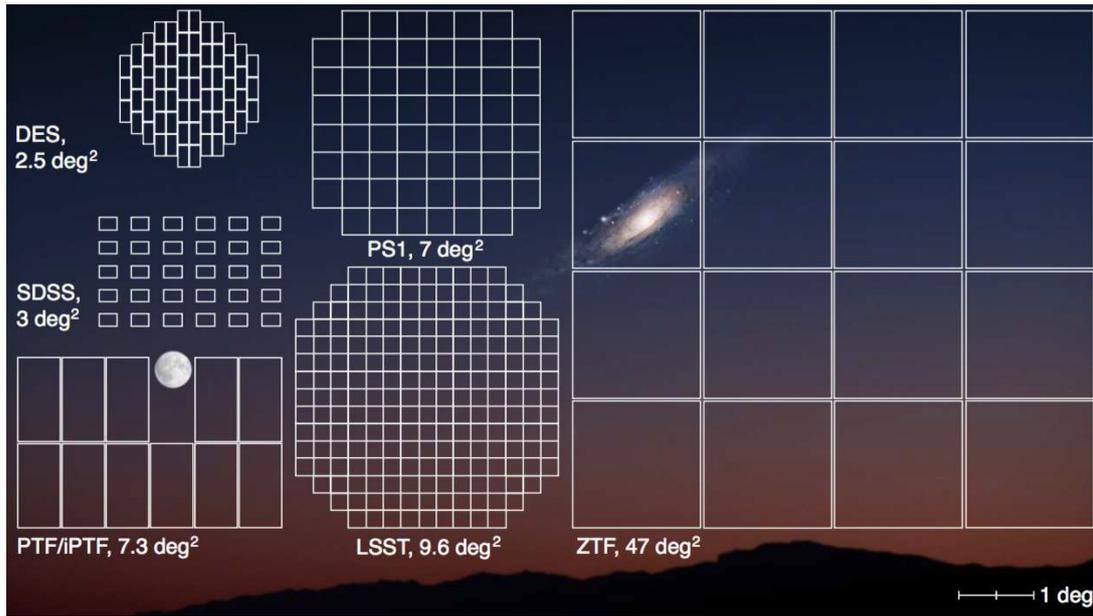


FIGURE 3.2 – Champ de vue de la caméra ZTF (à droite) comparé à ceux d’autres relevés astronomiques.

tory, USA

• Caltech/IPAC, USA, CA

ZTF est ainsi un partenariat privé-public, dont le temps d’observation est divisé pour chaque phase du projet en trois parties :

Lors de la phase 1, le temps d’allocation public (NSF) était de 40%, pour les partenariats privés de 40% également, et les 20 % restants dédiés aux programmes de Caltech qui possèdent l’Observatoire du Mont Palomar.

L’IN2P3 étant devenu un partenaire majeur de la collaboration, la phase 2 de ZTF a vu un rééquilibrage avec 50% du temps d’observation attribué au programme MSIP, et 30% aux partenaires privés. Les 20 % restants demeurent dédiés aux programmes de Caltech.

Durant le temps d’observation public, ZTF effectue deux sondages distincts : d’une part le ciel Nord à haute cadence, qui est entièrement scanné tous les trois jours dans les filtres g et r , et d’autre part le plan Galactique (latitude $|b| < 7^\circ$), qui lui est entièrement observé chaque nuit, également dans les filtres g et r .

Ces deux sondages combinés mènent à la détection et la génération d’alertes automatiques de plus d’un million d’évènements par nuit. Ces évènements sont des phénomènes astrophysiques transitoires ou variables, dont la magnitude de détection est inférieure à $r \approx 20.5$.

3.1.2 Organisation de la recherche scientifique

Les sections de recherches scientifiques au sein de ZTF sont nombreuses ([GRAHAM et al., 2019](#)) :

- L’étude des AGN & TDEs :

Les AGN (*Active Galactic Nuclei*) correspondent à une région particulièrement lumineuse au coeur de certaines galaxies où se situe un trou noir supermassif et son disque d'accrétion. Les TDEs, ou *Tidal Disruption Events*, correspondent à des phénomènes extrêmement lumineux émanants de cette région.

- L'étude des supernovae comme sonde cosmologique

C'est l'utilisation de leur caractéristique de chandelle standardisable pour effectuer des mesures précises de distance dans l'Univers proche. Avant 2018, moins de 500 de ces événements avaient été observés dans l'Univers proche à $z < 0.1$ (SCOLNIC et al., 2021). En trois ans ZTF a détecté près de 3000 de ces événements (RIGAULT et al. in prep.), et donc mesuré leurs distances.

- La physique des supernovae

Indépendamment de leur type, de nombreuses interrogations demeurent sur la physique même de l'explosion des supernovae. ZTF permet de construire un échantillon unique de plusieurs milliers de supernovae tous types confondus, permettant au groupe *Bright Transient Survey* (BTS) d'obtenir des mesures de taux de supernovae, de fonctions de luminosités, de propriétés de galaxies hôtes etc.

- La Voie Lactée et Andromède (M31)

Avec l'observation de plusieurs millions d'étoiles chaque nuit, tout un pôle d'étude s'est formé autour des objets internes à notre galaxie, mais également dans la galaxie voisine M31, plus connue sous le nom de galaxie d'Andromède. Cet échantillon gigantesque est utilisé pour étudier des naines blanches dont la luminosité varie périodiquement, d'autres avec des débris transitoires, les systèmes binaires avec émission de rayons-X, et de nombreux autres objets stellaires.

- L'astrophysique multi-messager

Cette toute nouvelle branche de la physique a vu le jour notamment grâce aux premières détections d'ondes gravitationnelles ou de neutrinos astrophysiques. De tels phénomènes sont habituellement grossièrement localisés lors de la détection de ce type de signal, rendant l'identification de la source difficile. Dans le cas où une contrepartie électromagnétique existe, ZTF est alors capable de compléter la détection primaire avec une observation photométrique aux prémices de l'évènement, notamment grâce à son champ de vue extrêmement large et sa haute cadence. Par exemple, CHEN et al. (2022) ont identifié la contrepartie électromagnétique (ZTF19abahr) de la fusion d'un système binaire de trous noirs (GW190521). L'utilisation des ondes gravitationnelles émises par cet évènement, une sirène standard, permet la dérivation de contraintes sur les paramètres cosmologiques.

- Les corps au sein du système solaire

Ce groupe se concentre sur la découverte et la caractérisation des petits corps au sein de notre système solaire, à savoir des astéroïdes, des comètes etc.

La répartition du temps d’observation pour ces différents champs de recherches est adaptée de la façon suivante (BELLM et al., 2019a) :

- ◇ L’étude des corps au sein du système solaire se fait principalement durant l’aube et l’aurore ($\sim 3.5\%$ du ciel pour chaque et principalement en bande r) ;
- ◇ L’étude de la physique des Supernovae bénéficie d’une observation haute cadence (3 jours dans g et r) de $\approx 1800 \text{ deg}^2$ correspondant à une allocation de 15% du temps d’observation ;
- ◇ $\approx 8\%$ du temps pour la Cosmologie dans le ciel extra-galactique.
- ◇ Le groupe *Galaxy Science* observe la Voie Lactée principalement en été ($\approx 5\%$, toutes bandes confondus) ;
- ◇ Le groupe Astrophysique multi-messenger peut observer et étudier de potentielles sources pour $\approx 5\%$ du temps (toutes bandes confondus).

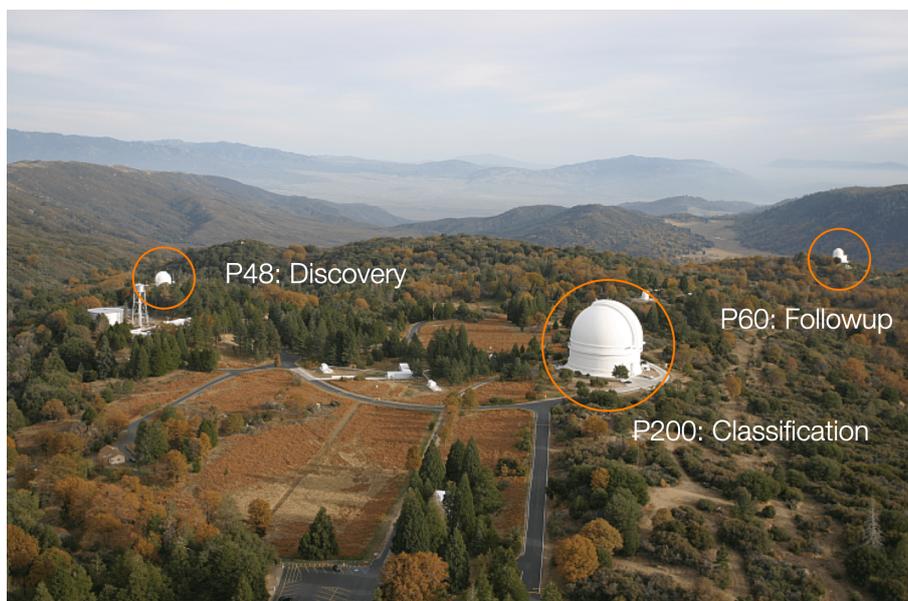


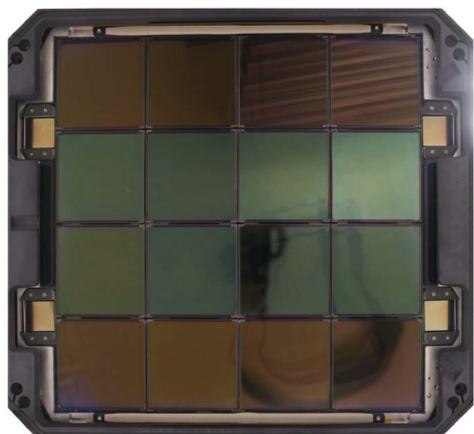
FIGURE 3.3 – Observatoire de Palomar en Californie. Sur la gauche est située le télescope P48 Samuel Oschi, auquel est attachée la caméra principale de ZTF. En haut à droite nous avons le P60, sur lequel est monté le spectrographe 3D SEDm appartenant également à la collaboration ZTF. Le P200 est quant à lui utilisé par de nombreuses collaborations, et occasionnellement par ZTF pour de la spectroscopie.

3.2 La caméra ZTF

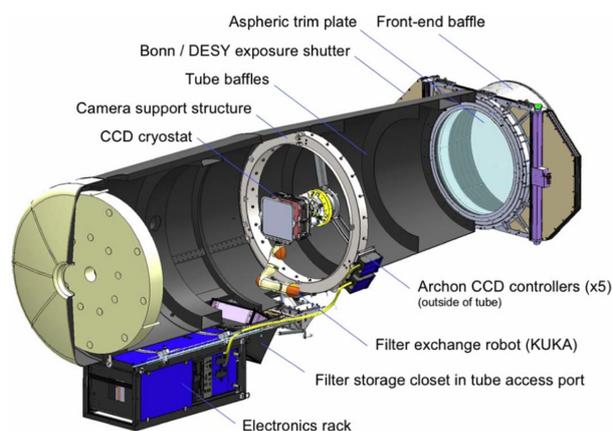
3.2.1 Caractéristiques

La nouvelle configuration de ZTF en comparaison de ses prédécesseurs PTF/iPTF, est principalement due à sa nouvelle caméra de 47deg^2 , couvrant l’intégralité du plan focal du télescope Schmidt P48.

Comme illustré dans la Figure 3.4a (BELLM et al., 2019b), la caméra est constituée d'une mosaïque de 16 CCD (Charge Coupled Device) composées de pixels carrés de $15\ \mu\text{m}$ de côté, à une échelle de $1''.01\ \text{pixel}^{-1}$. Chaque CCD est composée de $6144 \times 6160\ \text{pixels}^2$, et la caméra dans son ensemble a donc 573 Mpx.



(a) Plan focal de la caméra ZTF (BELLM et al., 2019b).



(b) Vue en coupe du télescope Samuel Oschin avec le nouveau système ZTF (DEKANY et al., 2020).

FIGURE 3.4 – Description du système d'imagerie de ZTF (à droite) et présentation du plan focal de la caméra et ses 16 CCD (à gauche).

La FWHM médiane de la fonction d'étalement du point (*point spread function*, PSF) atmosphérique résultant de cette configuration montre un seeing de $2''.1$ dans les bandes g et i , et de $2''.0$ dans la bande r . Leur transmission respective est présentée dans la Figure 3.5. En ce qui concerne la limite en magnitude, la bande g montre un seuil médian à 5σ de 20.8 mag, la bande r de 20.6 mag et la bande i de 19.9 mag. J'illustre les distributions de la largeur à mi-hauteur (full width at half maximum, FWHM) et du seuil en magnitude pour chaque filtre dans la Figure 3.6.

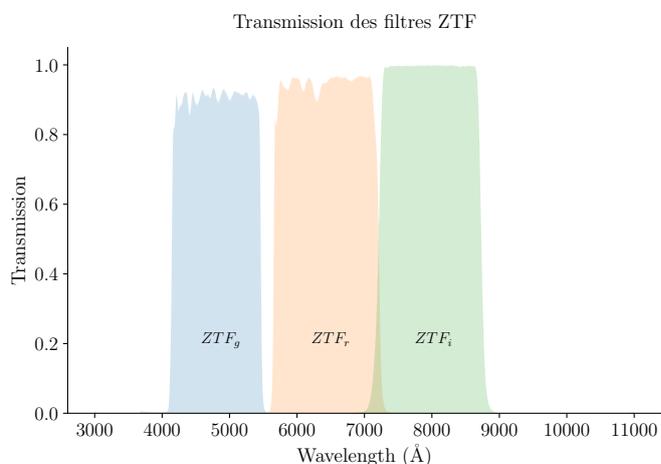


FIGURE 3.5 – Transmission des filtres g , r et i de ZTF (DEKANY et al., 2020).

Le temps de pose utilisé avec cette caméra est de 30 s et la vitesse de lecture de seulement 8 s. Entre le champ de vue de $47\ \text{deg}^2$ et cette haute cadence d'acquisition, ZTF

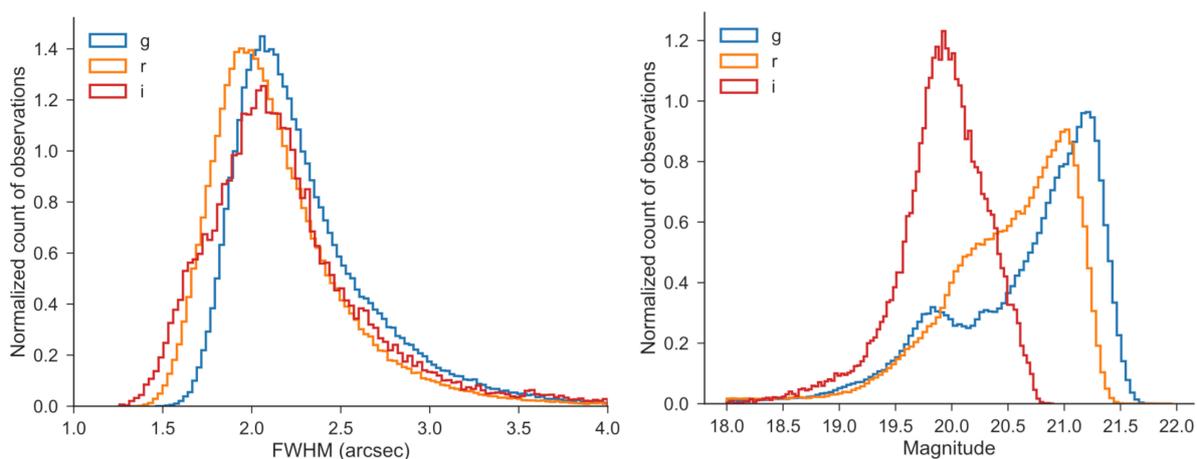


FIGURE 3.6 – À gauche, l’histogramme normalisé de la largeur à mi-hauteur (FWHM) atmosphérique de la fonction d’étalement de point (PSF) pour chaque filtre durant le mois de juin 2018. À droite est représenté l’histogramme à 5σ des magnitudes limites avec un temps de pose de 30s pour chaque filtre sur une période d’une lunaison. Figures de [BELLM et al. \(2019b\)](#).

est capable de scanner près de 3750 deg^2 par heure. Sachant que tout au long de l’année il y a en moyenne 6h de ciel noir par nuit au Mont Palomar, ZTF est ainsi capable d’observer l’intégralité du ciel visible ($\sim 23675 \text{ deg}^2$) chaque nuit. Pour donner un autre ordre d’idée, ZTF serait ainsi capable de reproduire le relevé POSS ([MINKOWSKI et ABELL, 1963](#), 3 bandes B_J , R et I avec une profondeur respective de 22.5 mag, 20.8 mag et 19.5 mag) en seulement 2 nuits.

3.2.2 Gestion des données

Bien évidemment, un tel flux de données nécessite une infrastructure de traitement adéquate. Appelée ZTF Science Data System (ZSDS), elle est hébergée à l’IPAC¹ ([MASCI et al., 2019](#)). Ce système comprend le traitement des données, l’infrastructure d’émission d’alertes, le système d’interface utilisateur pour l’accès et l’analyse des résultats. Ce pipeline (exécuté en temps réel) utilise un algorithme de différentiation d’images, optimisé pour la détection de point source variable ou transitoire. Une fois l’évènement confirmé, une alerte est générée et, en général, est émise dans le quart d’heure qui suit. La distribution de ce flux d’alertes utilise des technologies dont le code source est public et qui sont développées en industries : Apache Kafka² qui fournit un système unifié en temps réel à latence faible pour la manipulation de flux de données et Avro³ qui est un framework de sérialisation de données. Les ordres de grandeurs de la quantité de données à manipuler sont impressionnants : ce système gère avec succès un flux d’environ 1,2 millions d’alertes ($\sim 70 \text{ GB}$ de données) par nuit. La vitesse de transfert est d’environ 80,000 alertes/minute. Plus de détails sur le système de distribution d’alertes sont apportés dans [PATTERSON et al. \(2019\)](#). On notera que le framework Avro sera celui utilisé pour le *Vera Rubin Observatory*

1. Infrared Processing & Analysis Center : <https://www.ipac.caltech.edu>

2. <https://kafka.apache.org>

3. <https://avro.apache.org>

(LSST ; [LSST SCIENCE COLLABORATION et al., 2009](#)).

Seules les alertes provenant des observations liées au programme *Mid-scale Innovations Program* (MSIP) sont rendues public immédiatement. Les images en revanche (brutes, calibrées et produits de données associés) deviennent disponibles 6 à 12 mois après l’observation pour la Phase 1 de ZTF et entre 3 et 6 mois pour la Phase 2. Les données d’observation ayant pour origine les programmes privés et Caltech sont disponibles environ 12 à 18 mois après acquisition. Lors de l’écriture de ces lignes en avril 2022, la DataRelease¹ 10 est publique, ce qui correspond à toutes les observations MSIP de Mars 2018 au 5 Novembre 2021, et celles privées et de Caltech jusqu’au 5 Juillet 2020.

3.3 Observation des Supernovae Ia avec ZTF

Je vais à présent me focaliser sur l’observation des Supernovae de type Ia avec ZTF.

Les évènements transitoires nécessitant d’être filtrés parmi toutes les alertes reportées par ZTF, [NORDIN et al. \(2019\)](#) ont élaboré le système AMPEL² afin d’automatiquement filtrer les détections de ZTF et établir les courbes de luminosité associées aux évènements retenus.

Sur les $\sim 10^5$ alertes par nuit (ce qui correspond à environ 10% de ce qui est attendu pour LSST), la majorité ($\sim 90\%$) d’entre elles sont filtrées comme étant des artefacts, des étoiles variables, des satellites ou encore des objets du système solaire. *In fine*, ”seulement” $\mathcal{O}(10)$ sont de nouvelles supernovae qui doivent être identifiées et classifiées. Entre 70 et 80% d’entre elles s’avèrent être de type Ia, dont la moitié atteignent le seuil de magnitude de ZTF permettant d’établir une courbe de lumière exploitable.

La première *data release* (DR1) dédiée au sondage des supernovae de type Ia avec ZTF a été publiée et décrite par [DHAWAN et al. \(2022\)](#). Au stade de cette DR1, ce qui correspond à un peu plus de 2 ans et 6 mois d’observations (mars 2018-novembre 2020), ZTF a déjà répertorié plus de 3000 SNeIa.

La profondeur en magnitude atteint 20.8, 20.6, 20.3 mag dans les bandes g , r , et i respectivement, ce qui correspond à un redshift $z \lesssim 0.1$. L’échantillon est complet à 100% en terme de classification en deça de $m_{peak} = 16.5$ mag, à 93.6% en deça de $m_{peak} = 18.5$ mag et 88.8% pour $m_{peak} = 19.0$ mag ([FREMLING et al., 2020](#)).

Cette classification est rendue possible grâce à la combinaison de la caméra de ZTF et du spectrographe 3D monté sur le P60, la Spectral Energy Distribution machine (SEDM), qui est optimisé pour la classification des SNe jusqu’à $m \approx 19$ mag. Nous détaillerons cet instrument dans le chapitre suivant. La DR1 présente ainsi un échantillon de 761 Supernovae classifiées spectralement avec un redshift median de $z = 0.057$, incluant 547 SNeIa, 155 SNeII, 40 SNeIb/c et 19 SLSNe. La Figure 3.7 ([RIGAULT et al. in prep.](#)) met en évidence la croissance de l’échantillon de SNeIa observées durant la phase 1 de ZTF, qui constituera la deuxième *data release* de ZTF-Cosmo consacrée aux supernovae de type Ia.

Sur les ≈ 3700 SNeIa classifiées spectralement, près de 3000 entrent dans la catégorie *golden sample*, ce qui signifie qu’elles remplissent les critères dit de qualité cosmologique pour leur courbe de luminosité vis à vis de l’algorithme SALT2 qui en dérive les paramètres de couleur et de stretch. Ces critères, basés sur l’intervalle de phase $[-15, 30]$ jours où

1. <https://www.ztf.caltech.edu/ztf-public-releases.html>

2. <https://github.com/AmpelProject/Ampel-contrib-sample>

SALT2 est le mieux entraîné, sont les suivants :

- ◇ seulement les détections photométriques à 5σ sont considérées ;
- ◇ au moins 7 points avant le maximum répartis dans au moins 2 bandes ;
- ◇ au moins 7 points après le maximum répartis dans au moins 2 bandes.

Environ 40% de ces supernovae possèdent un redshift spectroscopique de leur galaxie hôte (majoritairement en provenance des relevés SDSS). Pour les 60% de SNeIa restantes, 50% ont un redshift provenant des caractéristiques de leur spectre et 10% de raies d'émissions de la galaxie hôte ayant contaminé leur spectre. Il est à noter que pour les 2 derniers points, la précision n'est que de l'ordre de 5‰, insuffisant pour la cosmologie. Cependant, plus de 95% des galaxies hôtes ont une magnitude supérieure à 20 mag, ce qui signifie que d'autres relevés (comme par exemple DESI) pourraient *a posteriori* mesurer et fournir les redshifts manquants.

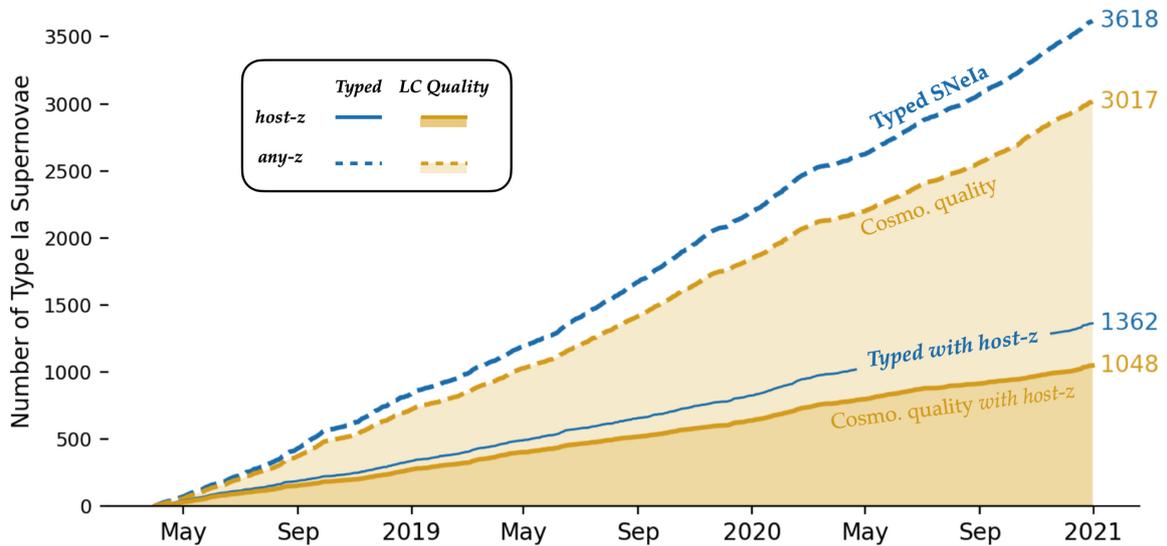


FIGURE 3.7 – Nombre cumulé de SNIa observées par ZTF (phase 1). Les contours dorés correspondent à l'échantillon passant les critères de coupure pour une qualité cosmologique. Le trait plein montre les SN avec un redshift spectroscopique de leur galaxie hôte. À titre de comparaison, le jeu de données le plus récent dans la littérature comptabilise moins de 500 SNIa à un redshift de $z < 0.1$

ZTF a donc montré sa capacité à débusquer et classifier pas moins de 1000 supernovae de type Ia par an, très loin devant l'actuelle (ancienne) plus grande compilation à bas redshift Pantheon (SCOLNIC et al., 2018) comptabilisant 1048 SNeIa sur les 20 dernières années, dont seulement 210 à un redshift $z < 0.1$. Leur plus récente publication (Pantheon+, SCOLNIC et al., 2021) fait état de 1550 SNeIa, dont 389 à $z < 0.1$.

Je parlerai dans le dernier chapitre de ce manuscrit de la nouvelle *data release* (DR2) actuellement en préparation, ainsi que des premiers résultats obtenus sur les courbes de lumière.

Rappelons que la cosmologie avec les SNeIa se base sur la capacité, certes à détecter les supernovae grâce à la caméra ZTF, mais également à leur classification. Cette étape a

été peu détaillée dans ce chapitre, mais est cruciale pour éviter toute contamination des échantillons de SNeIa, induisant des biais dans la dérivation des paramètres cosmologiques (JONES et al., 2017).

Comme je l'ai mentionné au tout début de la Section 3.1, cette classification se fait grâce à un spectrographe 3D monté sur le télescope P60. Le chapitre suivant est tout naturellement dédié à la présentation de cet instrument, l'extraction de spectre et sa classification.

Un spectrographe 3D : la Spectral Energy Distribution machine

Sommaire

4.1	Présentation de l'instrument	64
4.1.1	Principe d'un IFS	64
4.1.2	La SEDm	65
4.2	Extraction des spectres du CCD et création des cubes de données . .	66
4.2.1	Identification des traces	67
4.2.2	Solution en longueur d'onde	68
4.2.3	Identification spatiale	69
4.2.4	Construction du cube 3D	70
4.3	Méthode actuelle d'extraction de source ponctuelle	70
4.3.1	Localisation de la cible	70
4.3.2	Extraction de la source ponctuelle	71
4.3.3	Calibration en flux	72
4.4	Classification spectrale	73
4.5	Amélioration de l'extraction	74

Dans le chapitre précédent, j'ai présenté la collaboration Zwicky Transient Facility et je me suis focalisé sur la caméra principale de 47 deg^2 montée sur le P48 au Mont Palomar. Cette caméra permet à ZTF de détecter 10^5 événements transitoires ou variables, en scannant l'entièreté du ciel Nord visible chaque nuit, à la vitesse vertigineuse de $3760 \text{ deg}^2/\text{heure}$. Parmi ces événements, $\mathcal{O}(10)$ correspondent à de nouveaux événements transitoires non répertoriés : les supernovae. Comme expliqué dans le Chapitre 2, seules les supernovae de type Ia sont d'intérêt pour la cosmologie de part leur propriété de chandelle standardisable. Il faut donc les classifier. Pour cela on utilise le spectre des SNe, dont les raies d'absorption et d'émission sont caractéristiques d'un type à l'autre de SN. Pour répondre à ce besoin, ZTF possède également un spectrographe 3D monté sur le télescope P60 au Mont Palomar (Figure 3.3) spécialement conçu à cet effet. Nous présentons dans ce chapitre ce spectrographe, la *Spectral Energy Distribution machine* (SEDm).

4.1 Présentation de l'instrument

4.1.1 Principe d'un IFS

Le spectrographe SEDm est ce qu'on appelle un IFS pour *Integral Field Spectrograph*. Sans surprise, c'est un instrument qui permet de recueillir le spectre d'un champ de vue bidimensionnel. Ainsi et indépendamment de la méthode utilisée, le produit final avec cet instrument correspond à un cube de données ayant 2 dimensions spatiales ($\{x, y\}$ ou $\{RA, Dec\}$) et une dimension spectrale (longueur d'onde λ). Dans tout le manuscrit, la notion de 3D fera systématiquement référence aux dimensions « x, y, λ ».

Un IFS est composé de deux parties : le spectrographe qui va disperser la lumière incidente, et l'IFU (*Integrated Field Unit*). Le rôle de l'IFU est de diviser le plan spatial 2D du champ de vue en un réseau continu et concentré de lumière. Ce réseau est ensuite donné en entrée au spectrographe, qui va se charger de le disperser sur le détecteur.

Il existe 3 types principaux d'IFU, schématisés dans la Figure 4.1.

- **Le réseau de micro-lentilles** conceptualisé par BACON et al. (1995) (qui s'apparente aux yeux composites de certains insectes) : c'est le système utilisé par la SEDm, et également par exemple par l'IFS SAURON (BACON et al., 2001) dans le projet ATLAS3D (CAPPELLARI et al., 2011) ou encore SNIFS (LANTZ et al., 2004). Dans ce système, l'image bi-dimensionnelle est fractionnée par un réseau de micro-lentilles (le MLA, *microlens array*). Chaque élément est ensuite concentré et dispersé par le spectrographe (voir Figure 4.1). Pour éviter au maximum le chevauchement des spectres sur le détecteur, le réseau de lentilles est légèrement incliné. Le désavantage principal de cette technique est la faible utilisation du CCD. On peut noter l'inconvénient du court intervalle de longueur d'onde dispersable sans induire de chevauchement.
- **Le paquet de fibres** comme avec l'IFS du relevé MaNGA de SDSS (YAN et al., 2016) qui peut être utilisé en combinaison (BARDEN et WADE, 1988) ou non (ALLINGTON-SMITH et al., 1997) de réseau de micro-lentilles. Ici la lumière n'est pas concentrée par des lentilles mais acheminée par un paquet de fibres optiques "à la chaîne" jusqu'à la fente du spectrographe. Le premier avantage est bien évidemment la flexibilité des fibres. Mais en contrepartie l'échantillon du ciel dispersé devient non contigu, à cause de la forme circulaire des fibres. Il est possible de pallier à cet effet en ajoutant un réseau de micro-lentilles (lui contigu) entre le plan focal et le paquet de fibres.
- **Le "trancheur d'image"** qui est la méthode la plus ancienne (BOWEN, 1938; CONTENT, 1997) utilisée par exemple avec le NIFS (*Near-Infrared Integral Field Spectrograph*, MCGREGOR et al., 2003). Cette méthode utilise un miroir segmenté en fines sections horizontales. Chacune de ces sections va diriger la lumière incidente dans des directions légèrement différentes jusqu'à un second miroir segmenté. Ce dernier va réarranger les tranches incidentes non pas l'une au dessus de l'autre, mais de façon étalées, "à la chaîne", comme avec la méthode fibrée. L'agencement est ensuite dispersé par la fente du spectrographe. Cette méthode permet de conserver la contiguïté du champ de vue, mais est en contrepartie coûteuse et difficile à concevoir.

Les données brutes obtenues à partir d'un IFS sont ainsi sous la forme de multiples spectres (de plusieurs dizaines à plusieurs milliers) étalés (la trace) sur le détecteur, chacun

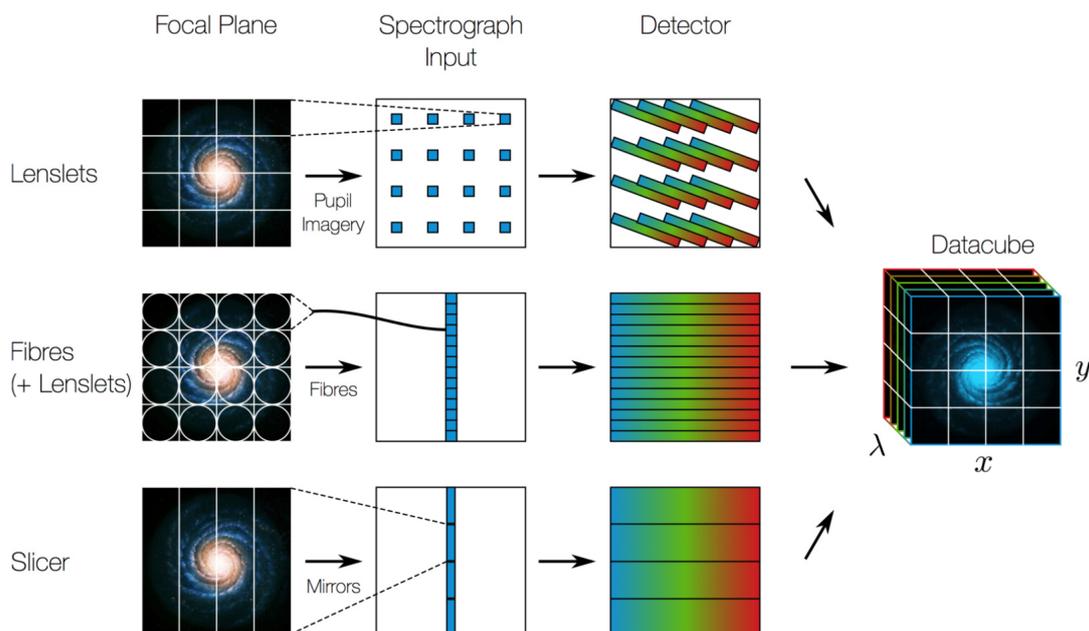


FIGURE 4.1 – Fonctionnement de différents types d’IFS. La SEDm utilise un système d’agencement de micro-lentilles (cas du *haut*) (Crédit M. Westmoquette, adaptée de ALLINGTON-SMITH *et* CONTENT (1998)).

ayant pour origine un élément individuel de l’IFU. Ces éléments sont en quelque sorte des pixels spatiaux que l’on contracte communément par le terme de spaxels. La reconstruction du cube de données se fait en extrayant chaque spectre du détecteur et en les réarrangeant dans le même espace géométrique que le plan focal du télescope (je détaille ce processus dans la section suivante).

4.1.2 La SEDm

Je me focalise maintenant sur l’instrument, la *Spectral Energy Distribution machine*, présenté par BLAGORODNOVA *et al.* (2018). Comme mentionné plusieurs fois, celui ci est monté sur le télescope P60 (Cassegrain) au Mont Palomar depuis août 2016. Une vue d’ensemble de l’instrument est présentée dans la Figure 4.2, où l’on peut voir qu’il est composé de deux composantes : l’IFU et la *Rainbow Camera* (RC), montés sur un agencement en forme de T. Cette caméra d’acquisition multi-bande est accompagnée de 4 filtres photométriques u' , g' , r' et i' .

Les 2 détecteurs de la SEDm sont des *Princeton Instruments* identiques : une PIXIS 2048B et une PIXIS 2048B_Excelon chacun avec 2048×2048 pixels de taille $13.5 \mu\text{m}$.

La Rainbow Camera est utilisée pour le guidage, la calibration, l’acquisition de cible ou encore l’imagerie scientifique. Le champ de vue de $13' \times 13'$ est divisé en 4 quadrants, un pour chacun des filtres $u'g'r'i'$.

L’IFU de la SEDm fonctionne sur la méthode du réseau de micro-lentilles, le MLA. Celui-ci couvre un champ de vue de $28'' \times 28''$, avec 45×52 lentilles hexagonales. Le faisceau de lumière projeté par ces lentilles passe dans un triple prisme avec une résolution spectrale achromatique de $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \sim 100$. Comme illustré dans la Figure 4.2, c’est la RC qui est alignée avec la lumière directe en provenance du Cassegrain. Il faut donc en dévier

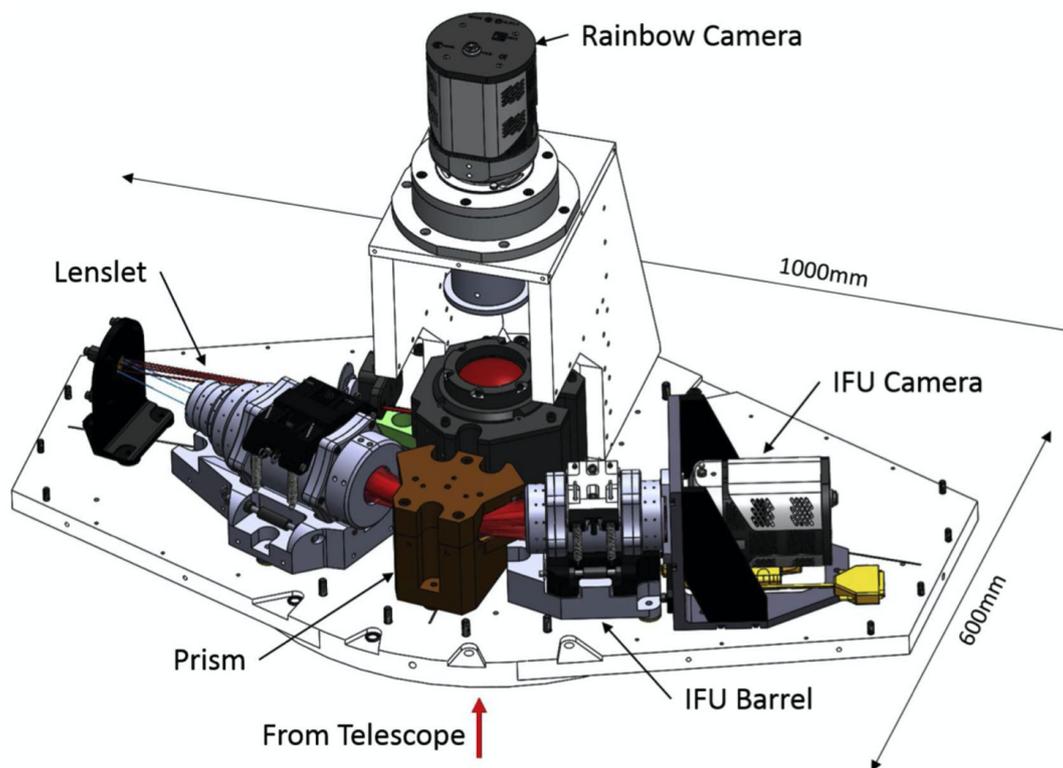


FIGURE 4.2 – Vue d’ensemble de la SEDm (BLAGORODNOVA et al., 2018). La source de lumière du Cassegrain est indiqué par la flèche rouge. L’instrument photométrique, la RC, est situé en haut au centre et récolte directement la lumière. Pour l’IFU, la lumière est redirigée jusqu’à un miroir que l’on peut voir tout à gauche de la représentation. Elle est ensuite réfléchié dans le MLA (Lenslet). La lumière de chaque micro-lentille du MLA passe ensuite dans le prisme (en marron au centre) pour y être dispersée et focalisée par l’optique (IFU Barrel) sur le détecteur (IFU Camera).

une partie qui sera transmise à l’IFU : cela est effectué avec un prisme d’interception centré sur le faisceau incident, qui va rediriger le champ de $28 \times 28''$ vers un miroir. Les images photométriques de la RC ont donc en leur centre un masque qui correspond au champ de vue de l’IFU. Ainsi pour faire l’acquisition d’une cible avec l’IFU, il faut d’abord effectuer une acquisition avec la RC sur laquelle un ajustement d’astrométrie est appliqué. Cette étape fournit une information précise sur le pointage du télescope, et permet donc d’appliquer le décalage nécessaire pour positionner la cible au centre du champ de vue de l’IFU.

La Table 4.1 présente quelques caractéristiques de la RC et de l’IFU (BLAGORODNOVA et al., 2018).

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

Dans cette section je détaille la procédure et le pipeline associé permettant de reconstruire les cubes de données à partir des images brutes 2D obtenues sur le CCD de l’IFU.

TABLE 4.1 – Spécification de la *Rainbow Camera* et de l'IFU de la SEDm (BLAGORODNOVA et al., 2018).

RC		IFU	
Caractéristique	Description	Caractéristique	Description
FOV (par filtre)	6' × 6'	FOV	28'' × 28''
Taille d'un pixel	0''394	Taille d'un pixel	0''125
$\lambda_{eff}(u')$, $\Delta\lambda(u')$	355 nm, 67 nm	Taille du MLA (spaxels)	45 × 52
$\lambda_{eff}(g')$, $\Delta\lambda(g')$	477 nm, 148 nm	Diamètre d'une micro-lentille	0''75
$\lambda_{eff}(r')$, $\Delta\lambda(r')$	623 nm, 134 nm	Résolution	~ 100
$\lambda_{eff}(i')$, $\Delta\lambda(i')$	762 nm, 170 nm	Dispersion	17.4-35Å/pix

Ce passage 2D → 3D nécessite d'identifier 3 éléments :

- ◇ la localisation de la lumière des spaxels sur le CCD : la trace spectrale ;
- ◇ la correspondance entre la localisation de la trace sur le CCD et la position du spaxel dans le plan focal ;
- ◇ la cartographie de la dispersion spectrale qui permet de convertir chaque pixel du CCD en longueur d'onde (et vice versa).

Ces trois étapes de calibration sont effectuées durant l'après-midi afin d'optimiser le temps d'observation. Durant les acquisitions scientifiques, certaines corrections que j'aborde plus loin sont effectuées en temps réel.

Toute cette démarche a été implémentée dans le pipeline public `PYSEDm`¹, présenté par RIGULT et al. (2019) et la suite de cette section résumera une grande partie de cette publication.

4.2.1 Identification des traces

Commençons par l'identification des traces sur le CCD. Pour cette étape, on effectue une exposition du dome qui sera l'équivalent d'un flat 3D pour la calibration de l'IFU (les dark et les bias sont directement corrigés sur les images du CCD).

Rappel des images de calibrations.

- **Le flat** correspond à une acquisition d'une lumière uniforme, ce qui permet de mesurer la réponse relative de chaque pixel d'un détecteur. En divisant les images de science par ce flat, on uniformise alors la réponse de chaque pixel, ce qui permet de corriger d'éventuels effets de vignétage (habituellement dominant sur les bords du détecteur). Pour le mesurer, il faut illuminer le détecteur avec une lumière uniforme.

1. <https://github.com/MickaelRigault/pysedm>

- **Le dark** lui permet de corriger le signal dû aux longues expositions. Une caméra CCD (ou un capteur CMOS comme dans les Reflex) génère un signal thermique, dont l'intensité dépend de la température, du temps de pose. Pour retirer ce signal parasite, on soustrait le dark aux images de science. On crée les dark dans les mêmes conditions que les observations (temps d'exposition, température, etc). Ces images sont prises dans le noir, avec un couvercle devant l'objectif ou un obturateur devant la caméra par exemple.
- **Le bias** va quant à lui corriger le niveau de base (piédestal) inhérent à la caméra. Tout comme le dark, il se soustrait aux images de science. Ces images se font dans le noir, avec un temps d'exposition nul.
- **Le dark-flat** est comme le dark, mais pour les images flat.

Pour chaque type d'image, on procède à l'acquisition d'un certain nombre que l'on combine pour former les Master images (Master bias, Master dark etc).

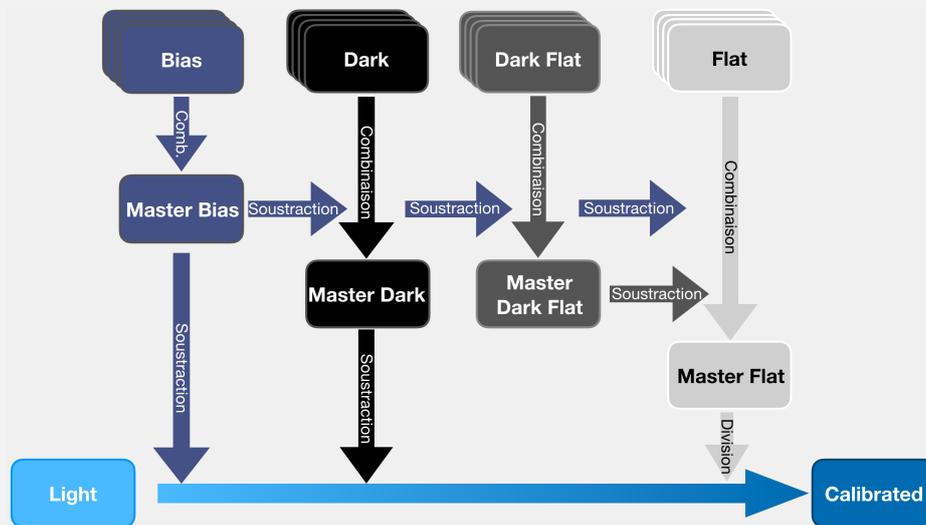


FIGURE 4.3 – Schéma d'application d'images de calibration Bias, Dark et Flat.

Une exposition CCD du dome est représentée dans la Figure 4.4a. L'isolation de la lumière dispersée par chaque spaxel se fait en définissant une ellipse via la méthode **EXTRACT** de **SEP**¹ (BARBARY, 2016), qui est une implémentation python de **SEXTRACTOR** (BERTIN et ARNOUITS, 1996). La trace des spaxels est ensuite isolée en considérant un rectangle à partir des informations de l'ellipse, de sorte que 95.5% de la lumière soit incluse. L'intervalle de longueur d'onde ainsi isolé va de 3500 à 9500 Å, respectivement de droite à gauche. Un masque 2D pondéré est ensuite créé, prenant en compte la fraction de l'aire de chaque pixel présent dans le contour défini de la trace. Un spectre pour chaque spaxel est ainsi extrait en unité de coup par pixel. L'extraction se fait par sommation du produit « image CCD × masque » le long de l'axe vertical.

4.2.2 Solution en longueur d'onde

On passe maintenant à l'étape qui va permettre d'associer pour chaque pixel une longueur d'onde et ce pour chaque spaxel indépendamment. Pour cette calibration, on

1. <http://github.com/kbarbary/sep>

utilise 3 lampes à arc qui émettent de fortes raies d'émissions à des longueurs d'onde connues :

Hg une lampe à mercure, avec 4 raies d'émission ;

Cd une lampe à cadmium, avec 4 raies d'émission ;

Xe une lampe à xenon, avec 6 raies d'émission.

La procédure est la suivante (et illustré dans la Figure 4.4b) :

- (a) Exposition du CCD pour chaque lampe à arc.
- (b) Extraction du spectre de chaque spaxel (en unité de pixel) pour chaque exposition.
- (c) Ajustement indépendant pour chaque spaxel et pour chaque lampe. Pour cela un continuum polynomial de 3^e ordre est utilisé, associé à une combinaison de Gaussiennes (autant qu'il y a de raies d'émission).
- (d) Ajustement conjoint des 14 positions des raies d'émission en fonction de leur longueur d'onde attendue. Un polynôme de degré 5 est utilisé pour cette étape.

La précision atteinte pour la solution en longueur d'onde est de l'ordre de 3 Å au centre de l'IFU, mais peut monter à ~ 10 Å sur les bords.

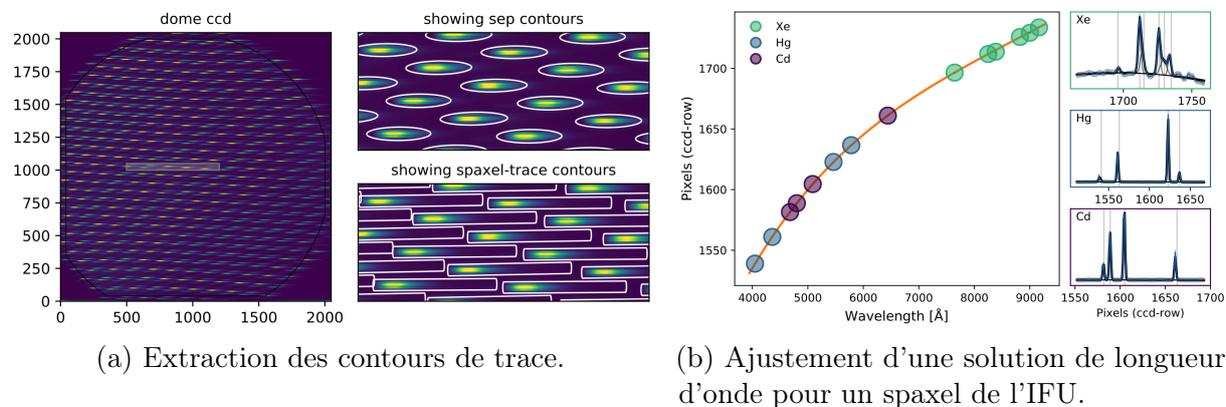


FIGURE 4.4 – Extraction de traces (à gauche) et ajustement de solution en longueur d'onde (à droite) pour la SEDm. Figures de RIGAULT et al. (2019).

4.2.3 Identification spatiale

La dernière étape avant la construction du cube est l'identification spatiale, afin de récupérer la structure hexagonale du réseau de micro lentilles. Cette procédure est purement géométrique et est détaillée en 8 étapes dans la section 2.1.3 de RIGAULT et al. (2019). Le résultat final est une grille hexagonale, avec pour chaque hexagone un identifiant associé au spaxel correspondant, ainsi que les coordonnées de chacun de ses sommets. Combinés aux spectres extraits de chaque spaxel, cela permet de cartographier la position de chaque spaxel, et ainsi reconstruire le cube.

4.2.4 Construction du cube 3D

Vient enfin la reconstruction d'un cube après une acquisition scientifique. Comme expliqué au début de ce chapitre, toutes les observations d'une nuit sont calibrées à partir des informations de calibration faites durant l'après-midi (bias, dark, flat, solution en longueur d'onde, localisation de trace, etc). Cependant, certains de ces paramètres peuvent varier au cours de la nuit, c'est pourquoi deux étapes de corrections sont appliquées à chaque nouvelle exposition : une pour la localisation des traces, l'autre pour la solution en longueur d'onde. Voici les étapes principales de reconstruction d'un cube 3D à partir d'une image 2D du CCD (je ne détaille pas ici chacune des étapes mais invite le lecteur à consulter [RIGAUULT et al. \(2019\)](#) pour plus d'informations techniques) :

- (a) optimisation de la localisation des traces en effectuant une correction verticale de l'ensemble du réseau ;
- (b) soustraction du background du CCD, construit à partir des pixels qui sont en dehors des traces ;
- (c) extraction des spectres en unité de coups par pixel, projection dans l'espace des longueur d'onde grâce à la solution en longueur d'onde, puis création du cube grâce à l'identification spatiale des spaxels ;
- (d) estimation de la déviation en longueur d'onde en mesurant les raies telluriques et du ciel (connues). Cette correction $\Delta\lambda$ est ensuite convertie en une correction horizontale Δi de pixel ;
- (e) répétition de l'étape (c) en corrigeant de la déviation Δi mesurée dans (d) lors du passage de l'espace des pixels vers l'espace des longueurs d'onde ;
- (f) application du cube Flat (exposition du dome) pour corriger la réponse relative des spaxels.

4.3 Méthode actuelle d'extraction de source ponctuelle

4.3.1 Localisation de la cible

Avant d'extraire la source ponctuelle ciblée par l'IFU, encore faut-il pouvoir la localiser dans le MLA.

Le faible champ de vue de l'IFU de la SEDm ne permet habituellement pas d'observer simultanément de nombreuses sources. En général, seule la cible et sa galaxie hôte sont visibles dans la MLA, ce qui ne permet pas d'en déterminer la solution astrométrique.

Une première option triviale est de la localiser manuellement. Mais l'automatisation de cette étape est bien entendue privilégiée. Dans le cas de l'observation d'une étoile standard isolée (pour la calibration photométrique), il est suffisant d'estimer sa position à partir des spaxels les plus brillants (ou la médiane de la position de N spaxels pour éviter un point aberrant comme un rayon cosmique).

Mais dans le cas de l'observation d'un évènement transitoire, c'est un peu plus subtil. Cet objet peut en effet être accompagné de sa galaxie hôte dans le champ de vue, et la méthode des spaxels brillants ne fonctionne en générale plus.

Nous avons mentionné dans la section 4.1.2 que la SEDm était, en plus de l'IFU, équipée d'une Rainbow Camera, un canal photométrique avec un champ de vue bien plus important de $13' \times 13'$. Le prisme d'interception pour l'IFU étant fixé, il est possible de déterminer une solution WCS (World Coordinate System) à partir des images de guidage, et de les projeter dans le MLA à une longueur d'onde de référence arbitraire. La solution WCS permet ainsi de passer de l'espace des pixels/spaxels à l'espace des coordonnées célestes *et vice versa*. Connaissant la position céleste de la cible (par détection photométrique avec la caméra ZTF), on peut ainsi déterminer sa position dans le MLA. Cette méthode est précise à environ $1 - 2''$ près (RIGAULT et al., 2019).

4.3.2 Extraction de la source ponctuelle

Une fois la position de la cible connue, on peut à présent en extraire le spectre du cube de données. La première étape est de modéliser la source ponctuelle, qui est entièrement définie à chaque longueur d'onde par sa position, sa fonction d'étalement de point (PSF), et son amplitude. Il faut à cela rajouter une composante de fond qui doit modéliser le fond de ciel (constante), mais également la galaxie hôte, une éventuelle composante structurée de lumière et diffusée dans l'instrument.

Le processus d'extraction est la scission du cube 3D en $N \times 2D$ meta-tranches indépendantes (1 meta-tranche étant un empilement de n tranches monochromatiques pour un meilleur rapport signal/bruit), l'extraction de la source ponctuelle dans chacune d'elles, et enfin l'extrapolation à tout le cube en modélisant la chromaticité. Dans un premier temps le pipeline PYSEDM considère un disque de rayon 10 spaxels autour de la position de la cible estimée avec les images de guidage (section 4.3.1). Cette position est une condition initiale, et permet de se limiter à un sous-cube (un cylindre de rayon 10 spaxels).

Raisonnons en 2D. Dans chaque meta-tranche on doit déterminer :

- **Le fond**, structuré à cause de la présence potentielle de la galaxie hôte dans le champ de vue, est modélisé par un plan incliné et a ainsi 3 paramètres libres (b_0, b_x, b_y) ;
- **L'amplitude** de la source ponctuelle, 1 paramètre libre ;
- **La position** (x, y) de la source ponctuelle, 2 paramètres libres ;
- **La PSF** de la source ponctuelle, modélisée par une combinaison linéaire Gaussienne + Moffat (BUTON, 2009; BUTON et al., 2013). Ce modèle est paramétré avec 3 paramètres libres dans RIGAULT et al. (2019) : le rayon de la Moffat, celui de la Gaussienne et le poids entre les deux distributions. Il faut également rajouter 2 paramètres libres d'ellipticité (un pour l'angle, l'autre pour l'excentricité).

Tous ces paramètres sont ajustés pour chaque meta-tranche prise indépendamment les unes des autres.

Le jeu de paramètres ainsi obtenu est utilisé pour déterminer la chromaticité de la position et de la PSF. L'amplitude et le fond sont des paramètres de nuisance à ce stade. Dans PYSEDM, la chromaticité de l'ellipticité, du rayon de la Moffat et du poids entre la Gaussienne et la Moffat sont modélisés par une constante. La chromaticité du rayon de la Gaussienne est modélisée par une loi de puissance. Quant à la position, sa chromaticité est due à la réfraction de la lumière par l'atmosphère. C'est ce qu'on appelle l'ADR (*Atmospheric Differential Refraction*). Nous détaillerons en détail cet effet et sa

modélisation dans la Partie II de ce manuscrit (Section 7.3.2). Ainsi, les paramètres des modèles de chromaticités sont à leur tour ajustés à partir du jeu de paramètres obtenu avec les $N \times 2D$ meta-tranches.

Une fois cela effectué, la PSF et la position de la cible sont fixées pour chaque longueur d'onde, et un dernier fit linéaire sur l'ensemble du cube est effectué pour les paramètres du fond et de l'amplitude de la PSF. L'extraction de cette amplitude à chaque longueur d'onde du cube de données fournit ainsi le spectre de la source ponctuelle.

4.3.3 Calibration en flux

Le spectre extrait dans la section 4.3.2 étant en unité de pseudo-ADU (*Analog to Digital Units*), il faut à présent procéder à sa calibration afin de pouvoir l'exprimer en unité de flux physique.

Le spectre d'une source astronomique observée peut être exprimé suivant le formalisme suivant (BUTON et al., 2013) :

$$S(\lambda, t, z) = S^*(\lambda, t) \times \mathcal{C}_{atm}(\lambda, t, z) \times \mathcal{C}_{inst}(\lambda, t) \times \mathcal{T}(\lambda, t, z) \quad (4.1)$$

avec $S^*(\lambda, t)$ le spectre intrinsèque de la source en unités physiques ($\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{\AA}^{-1}$), $\mathcal{C}_{atm}(\lambda, t, z)$ l'extinction atmosphérique, $\mathcal{C}_{inst}(\lambda, t)$ la réponse instrumentale et $\mathcal{T}(\lambda, t, z)$ l'absorption tellurique qui dépend de la masse d'air, z , le long de la ligne de visée. L'extinction atmosphérique utilisée pour le Mont Palomar est celle de HAYES et LATHAM (1975) et est appliquée lors de la création des cubes SEDm. Le spectre extrait en pseudo-ADU est donc déjà corrigé de cette composante et la calibration revient finalement à déterminer $\mathcal{C}_{inst}(\lambda, t)$ et $\mathcal{T}(\lambda, t, z)$ pour isoler S^* .

Le formalisme de calibration de notre spectre s'écrit :

$$\tilde{S}(\lambda, t, z) = \frac{S(\lambda, t, z)}{\mathcal{C}_{atm}(\lambda, t, z)} = S^*(\lambda, t) \times \mathcal{C}_{inst}(\lambda, t) \times \mathcal{T}(\lambda, t, z)$$

Les spectres telluriques utilisés sont ceux du Kitt Peak National Observatory¹ (HINKLE et al., 2003), scindés en deux catégories de longueur d'onde : l' O_2 et l' H_2O . L'absorption tellurique, dépendant de la masse d'air, est exprimée suivant :

$$\mathcal{T}(z) = \mathcal{T}_{\text{O}_2} \times (c_{\text{O}_2} + z^{\rho_{\text{O}_2}}) + \mathcal{T}_{\text{H}_2\text{O}} \times (c_{\text{H}_2\text{O}} + z^{\rho_{\text{H}_2\text{O}}}) \quad (4.2)$$

Où les amplitudes relatives, c_i , et les dépendances en masse d'air, ρ_i , sont des paramètres libres. Quant à la réponse instrumentale, \mathcal{C}_{inst} , elle est modélisée par un polynôme de Legendre d'ordre 20.

La détermination des composantes \mathcal{C}_{inst} et \mathcal{T} se fait selon les étapes suivantes :

- (a) on observe des étoiles standards du catalogue Calspec (BOHLIN et al., 2014) avec la SEDm ;
- (b) on en extrait le spectre en pseudo-ADU avec la méthode d'extraction de source ponctuelle (Section 4.3.2) ;

1. <http://www.noao.edu/kpno/>

- (c) on récupère dans les archives calspec¹ le spectre spectrophotométrique correspondant à l'étoile standard observée ;
- (d) les composantes de réponse instrumentale, \mathcal{C}_{inst} , et d'absorption telluriques, \mathcal{T} , sont ajustées simultanément en minimisant la quantité $(\tilde{S}/S_{calspec}) - (\mathcal{C}_{inst} \times \mathcal{T})$.

Au moins une étoile standard est observée chaque nuit avec la SEDm. La calibration d'une observation scientifique se fait en considérant la masse d'air associée (l'absorption tellurique en étant dépendante). On obtient alors le spectre calibré simplement en effectuant l'opération :

$$S^*(\lambda, t, z) = \frac{\tilde{S}(\lambda, t)}{\mathcal{C}_{inst}(\lambda, t) \times \mathcal{T}(\lambda, t, z)}$$

La précision de la calibration en flux des spectres de science acquis avec la SEDm en utilisant le pipeline PYSEDM est de l'ordre de quelques pourcents (RIGAUULT et al., 2019).

4.4 Classification spectrale

Rappelons que le rôle premier de la SEDm au sein de la collaboration ZTF est la classification des événements transitoires.

Les deux classifieurs spectraux principaux existants sont SUPERFIT (HOWELL et al., 2005) et SNID (BLONDIN et TONRY, 2007). SUPERFIT est un software écrit en IDL utilisant une méthode de minimisation de χ^2 . SNID est quant à lui écrit en FORTRAN et utilise l'algorithme de corrélation croisée de TONRY et DAVIS (1979). Nous pouvons également mentionner le plus récent classifieur de supernovae, DASH (MUTHUKRISHNA et al., 2019), utilisant une approche de *deep learning*.

Dans le pipeline de réduction de données de la SEDm, c'est le classifieur SNID qui est utilisé. Ce dernier est disponible publiquement² et régulièrement mis à jour. Pour effectuer l'analyse des corrélations entre le spectre d'entrée et la base de données, un pré-traitement est effectué (section 2.3 de BLONDIN et TONRY, 2007). Celui ci consiste à (1) rééchantillonner le spectre d'entrée en coordonnées $\ln(\lambda)$, (2) diviser par le continuum du spectre estimé à partir d'une spline d'ordre 13 et enfin (3) appliquer un filtre passe-bande pour lisser le spectre.

La fiabilité de la classification est quantifiée par 2 paramètres : le ratio "hauteur-bruit", r , qui quantifie l'importance du pic de la fonction de corrélation normalisée, et le paramètre de superposition des spectres, lap , qui est par définition compris entre $0 < lap < \ln(\lambda_1/\lambda_2)$ (où λ_1 et λ_2 sont les extrema de l'intervalle de longueur d'onde communs entre le spectre d'entrée et les spectres de la base de données).

Associés, ces deux paramètres forment un paramètre de qualité, le $r_{lap} = r \times lap$. Dans la section 6.1 de BLONDIN et TONRY (2007), il est montré qu'avec un $r_{lap} \gtrsim 5$ la confusion entre une SNIa et un autre type est quasi non-existant ($\lesssim 2\%$) sans aucune contrainte sur le redshift ou la phase de la supernova.

De ce fait, PYSEDM reporte tout spectre classifié quelque soit le type lorsque le paramètre de qualité $r_{lap} > 5$. Nous présentons dans la Figure 4.5 un exemple d'extraction de source ponctuelle avec PYSEDM et sa classification avec SNID.

1. https://archive.stsci.edu/hlsps/reference-atlases/cdbs/current_calspec/

2. <https://people.lam.fr/blondin.stephane/software/snid/>

La base de modèles utilisée comme référence pour la classification est une combinaison de plusieurs set de données :

- le jeu d’entraînement utilisé par DASH (MUTHUKRISHNA et al., 2019) : celui-ci est composé du `TEMPLATE-2.0` de SNID, de SNIb/c de LIU et MODJAZ (2014), MODJAZ et al. (2016) et LIU et al. (2016), ainsi que des spectres du programme SN Ia 7.0 de Berkeley (SILVERMAN et al., 2012) ;
- les spectres SNIIP de GUTIÉRREZ et al. (2017) ;
- les spectres SLSN-Ic de LIU et al. (2017) ;
- plusieurs SLSN-I, SLSN-IIIn et TDE ajoutés par J. D. Neill.

La base de données finale utilisée pour SNID contient 3288 spectres de 312 SNe Ia, 1055 spectres de 80 SNe Ib/c, 620 spectres de 33 SNe II, 207 spectres de 35 SLSNe, 29 spectres de 7 TDE, 15 spectres de 3 LBVs, 11 spectres de galaxies, 11 spectres de M-stars, et 1 spectre d’AGN.

4.5 Amélioration de l’extraction

Il est indéniable que le pipeline `PYSEDm` est d’une grande efficacité en ce qui concerne la réduction de données et l’extraction de sources ponctuelles.

La méthode d’extraction utilisée n’est cependant possible que lorsque la source ponctuelle est relativement isolée de sa galaxie hôte dans le champ de vue de l’IFU. Dans le cas contraire, nous entrons dans un régime de contamination qui nuit à la qualité de l’extraction, et, *a fortiori*, peut empêcher la classification spectrale de la supernova. Sachant que la FWHM d’une source ponctuelle est de l’ordre de $1''.7$ pour la SEDm (BLAGORODNOVA et al., 2018), il est raisonnable de considérer une contamination croissante par la galaxie hôte lorsque la séparation angulaire passe en deça des $3''$, jusqu’à être presque confondue dans le coeur de la galaxie hôte en deça de $1''.5$ (n’oublions pas que le coeur de la galaxie est également étendu). Or nous pouvons voir dans la Figure 4.6 (FREMLING et al., 2020), que près de 50% des SNeIa sont à une distance angulaire inférieure à $3''$ et 35% pour les supernovae à effondrement de coeur. Cette fraction passe à 45% et 25% en deça de $2''$ pour les SNeIa et CC SNe respectivement et environ 20% et 10% en deça de $1''$.

Dans le cadre d’une observation où la source ponctuelle est faiblement contaminée par son hôte, une sensible amélioration de la méthode d’extraction a été apporté par KIM et al. (2022) avec ses modules `BYEcr` et `CONTSEP` :

- `BYEcr` a pour rôle de retirer les rayons cosmiques après construction des cubes de données. Ce module va normaliser le flux de chaque voxel en le divisant par le flux moyen dans un interval de $[-10, 10]$ tranches spectrales. Une comparaison est ensuite effectuée entre le flux du voxel considéré et celui de ses 6 (structure hexagonale) voisins. Un écart supérieur à 5σ est considéré comme la présence d’un rayon cosmique, et le voxel en question est ainsi masqué lors de l’extraction spectrale de la source ponctuelle.

- **CONSTEP** Le but ici est de tenter d'ignorer automatiquement les spaxels où le flux est dominé par celui de la galaxie hôte. L'idée est de trouver le contour d'isomagnitude le moins brillant qui sépare la galaxie de la source ponctuelle. [KIM et al. \(2022\)](#) (Section 2.2 et Figure 2) utilise les images dans la bande r du relevé PANSTARRS ([CHAMBERS et al., 2016b](#)), dans lesquelles une source ponctuelle fictive est insérée à la position céleste de détection. En récupérant les contours d'isomagnitude, **CONSTEP** ne sélectionne "que" les spaxels de la source ponctuelle lors de son extraction en évitant ceux dominés par la galaxie hôte.

Seul **CONTSEP** est d'intérêt pour le problème de contamination par la galaxie hôte. Seulement, celui-ci n'apporte qu'une augmentation de l'ordre de 0.5% du nombre de spectres classifiés (Table 2 de [KIM et al. \(2022\)](#)), aucun changement notable dans la distribution des r lap obtenus avec **SNID**, et une amélioration globale de la classification de 1.5% en se basant sur celles de l'échantillon BTS (*Bright Transient Survey*) comme référence.

En effet, **CONTSEP** n'apporte (presque) aucun bénéfice dans le cas où l'astrométrie dans le MLA est peu précise et/ou quand la source ponctuelle n'est pas séparée du cœur de la galaxie hôte.

La Figure 4.7 illustre une telle situation, dans un cas extrême où la supernova (ici ZTF19acbjlnt) explose quasiment dans la ligne de visée du cœur de la galaxie ($\sim 0''.8$).

Un moyen de lever cette contamination serait d'être en mesure de modéliser la galaxie elle-même, afin de complètement isoler la source ponctuelle dans le cube de données et ainsi procéder à une extraction propre.

L'objectif de cette thèse est donc de développer dans un premier temps une méthode de modélisation hyperspectrale de la galaxie hôte, en se servant de données acquises en amont de l'explosion de la supernova. Puis, plutôt que de simplement soustraire cette modélisation pour isoler la supernova, je propose dans ce travail de recherche le développement d'un modélisateur de scène ajustant simultanément toutes les composantes présentes dans le cube de données.

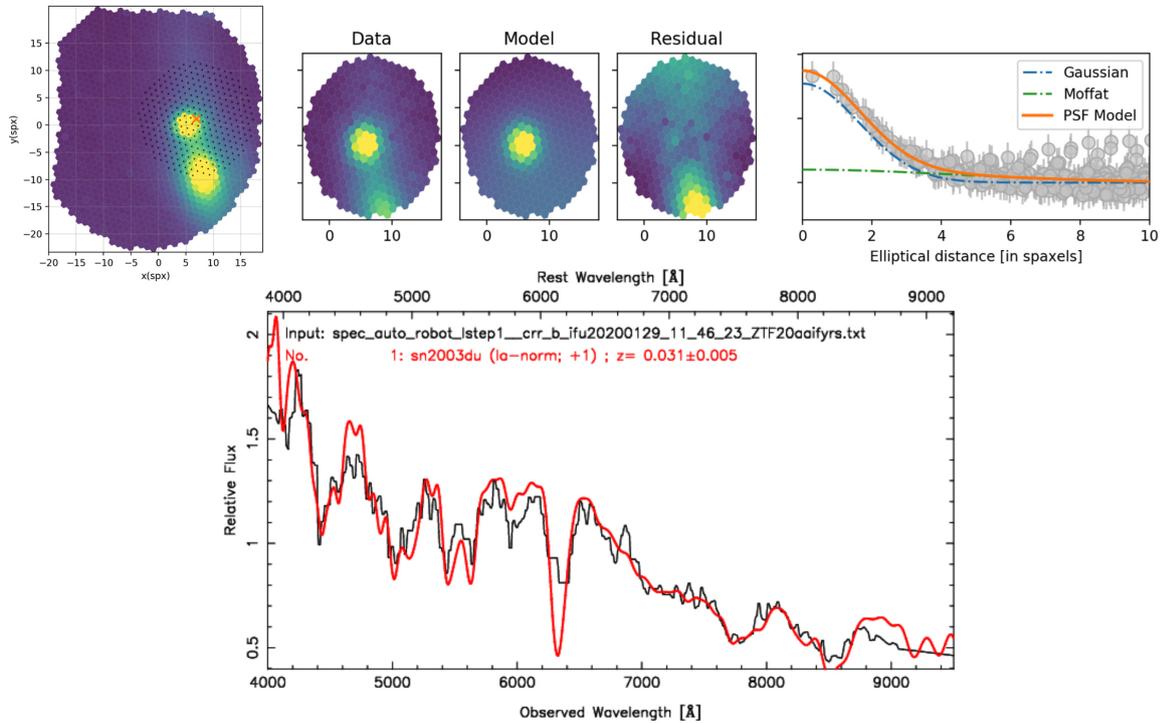


FIGURE 4.5 – Exemple d’extraction de source ponctuelle avec `PYSEDm` : ZTF20aifys. *En haut, de gauche à droite* : (a) Image 2D intégrée du cube 3D extrait suivant les étapes de la section 4.2. La croix orange indique la position estimée de la source ponctuelle à partir des images de guidages de la RC (section 4.3.1). Les marqueurs noirs correspondent aux spaxels considérés pour l’extraction de la source. (b) Meta-tranche intégrée entre $\lambda = [5750 - 6167]\text{\AA}$ centrée sur la position estimée de la source ponctuelle et de rayon 10 spaxels. (c) Modèle ajusté avec la composante de fond et la PSF (section 4.3.2). (d) Résidu données-modèle, le signal résiduel en bas correspond à un bout de la galaxie hôte. (e) Profil radial de la source ponctuelle, exprimé en pseudo-ADU (échelle linéaire) en fonction du rayon elliptique après soustraction du modèle de fond. La courbe bleue représente la composante Gaussienne, la courbe verte la Moffat et la courbe orange le profil modélisé total. Les données sont représentées par les marqueurs gris avec leur barre d’erreur. *En bas* : Spectre extrait en noir et le meilleur modèle de supernova ajusté par SNID en rouge. Ce modèle est celui d’une SNIa proche de son maximum de luminosité (phase $p = +1$ jour). On peut clairement voir ici que la source ponctuelle extraite est une supernova de type Ia.

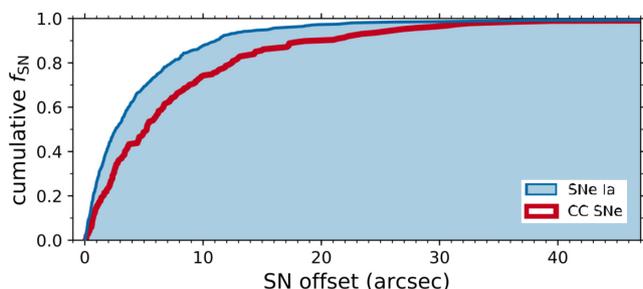


FIGURE 4.6 – Distribution cumulée du décalage angulaire, en secondes d’arc, entre les supernovae de l’échantillon BTS (*Bright Transient Survey*) et leur galaxie hôte. Figure 6 de FREMLING et al. (2020). L’acronyme “CC” fait référence au terme “Core-Collapse”. Les supernovae de type Ia ont un redshift en moyenne plus élevé, ce qui explique cette distribution de plus faible distance angulaire comparée aux autres types.

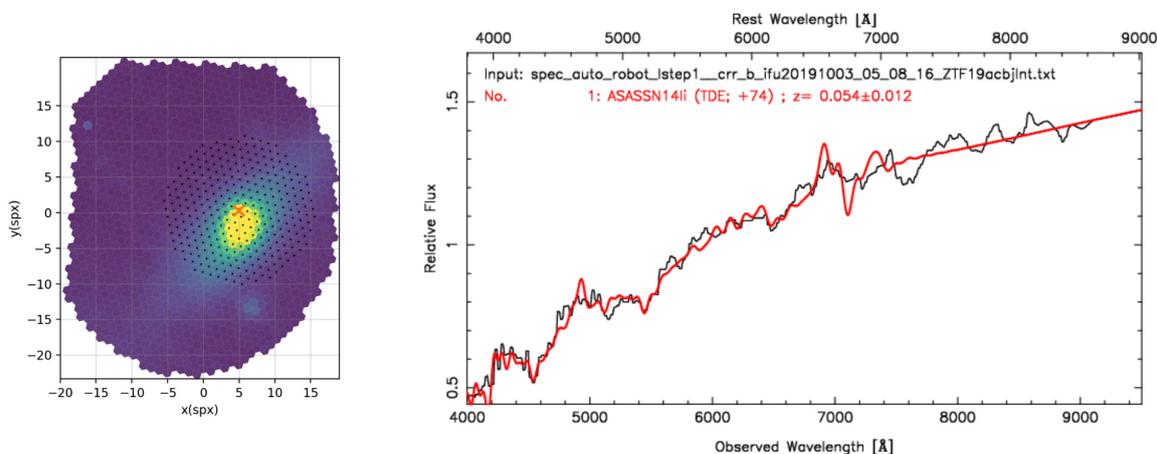


FIGURE 4.7 – Exemple de situation extrême de contamination de supernova par la galaxie hôte : ZTF19acbjlnt, située à $\sim 0''.8$ du centre. À gauche est représenté une image 2D du cube intégré entre $[5000 - 8000]\text{\AA}$. La croix orange indique la position estimée de la supernova à partir des images de guidage de la RC. Les marqueurs noirs indiquent les spaxels considérés pour l’extraction de source ponctuelle. À droite le spectre extrait en noir et la tentative de classification par SNID. On voit ici clairement que c’est à la fois le coeur de la galaxie et la supernova qui ont été extraits. L’extraction avec CONTSEP ne change pas le résultat, le module ne faisant pas de distinction entre la SN et la galaxie.

Deuxième partie

Extraction de spectre de Supernovae

HyperGal : Modéliseur de scène pour l'extraction de sources ponctuelles

Sommaire

5.1	Idée générale	82
5.1.1	Problématique	82
5.1.2	La composante galactique	82
5.2	Ajustement de la distribution spectrale en énergie	83
5.2.1	SED d'une galaxie	83
5.2.2	Ajusteur de SED	84
5.3	Présentation générale du Pipeline	85
5.3.1	Cube intrinsèque	85
5.3.2	Modélisation de scène 2D	86
5.3.3	Modélisation chromatique et projection 3D	87
5.4	Cas pédagogique de présentation	87

La première partie de ce manuscrit était dédiée à la présentation du contexte scientifique dans lequel ce travail de recherche est effectué.

J'ai dans un premier temps introduit les notions de cosmologie nécessaires pour comprendre l'environnement scientifique de ce travail, ainsi que la nature et le rôle des supernovae de type Ia en tant que sondes cosmologiques.

Dans un second temps, j'ai présenté la collaboration Zwicky Transient Facility, ses différents groupes de recherches et plus particulièrement la place qu'occupe l'étude des SNeIa dans ce relevé astronomique nouvelle génération. Après avoir introduit la nécessité d'une méthode de classification spectroscopique des évènements transitoires détectés par la caméra ZTF, j'ai présenté la Spectral Energy Distribution machine, un spectrographe 3D que possède la collaboration et conçu pour la classification.

Le pipeline de réduction de données actuel, `PYSEDm`, permet également une extraction des sources ponctuelles observées par la caméra de l'IFU de la SEDm. La méthode implémentée est toutefois rudimentaire et ne permet pas de palier aux nombreuses situations de contamination de la source ponctuelle par sa galaxie hôte.

Non seulement cela induit une perte statistique de supernovae classifiables non négligeable, mais induit de surcroît un biais environnemental dans l'échantillon des SNeIa de ZTF.

C'est pour répondre à cette problématique que j'introduis `HYPERGAL` (LEZMY et al., 2022), un modéliseur de scène pour l'extraction de sources ponctuelles.

5.1 Idée générale

5.1.1 Problématique

Le champ de vue de la SEDm étant étroit ($28'' \times 28''$), nous avons en général trois composantes qui composent la scène, à savoir le fond du ciel, la galaxie hôte et la source ponctuelle.

La difficulté majeure d'une modélisation de scène hyperspectrale (3D) provient de la chromaticité de chacune de ces composantes et plus particulièrement de la galaxie qui est une source structurée de forme et chromaticité variable.

Une première idée serait d'attendre l'atténuation de l'évènement transitoire, réobserver l'hôte et projeter cette seconde acquisition dans l'espace de la première observation afin d'isoler la source ponctuelle (BONGARD et al., 2011). Une telle approche est envisageable pour une extraction de quelques cibles, mais en aucun cas à notre époque où les relevés grands champs et à haute cadence deviennent légion et observent des milliers de supernovae par an.

Le but d'HYPERGAL est de pouvoir modéliser la scène observée par la SEDm après réduction des données, c'est à dire le cube 3D, directement après l'observation.

Il va donc non seulement falloir trouver un moyen de modéliser chacune des composantes, mais également de les projeter dans l'espace des observations de la SEDm. Cela implique une étude approfondie des caractéristiques de l'instrument et de prendre en compte les conditions d'observation comme l'atmosphère le long de la ligne de visée.

5.1.2 La composante galactique

La motivation principale de ce modéliseur de scène est le fait que nous avons des informations sur la galaxie hôte avant l'apparition de l'évènement transitoire. En effet, d'autres relevés astronomiques comme le Sloan Digital Sky Survey (SDSS; YORK et al. (2000)) ou Panstarrs (CHAMBERS et al., 2016b) ont couvert des portions de ciel communes à ZTF et permettent donc de remonter à des informations photométriques de la galaxie encore exempt de la supernova.

Souhaitant une modélisation spectrale de la galaxie, il faut donc un moyen de passer de l'espace photométrique à l'espace hyperspectral, autrement dit estimer la distribution spectrale en énergie (*Spectral Energy Distribution*, SED) de la galaxie.

L'objectif est de pouvoir recréer un cube 3D contenant uniquement la galaxie et de le projeter dans l'espace de la SEDm, en prenant en compte les propriétés de l'instrument et les conditions d'observation. La modélisation doit donc se faire localement pour que chaque spaxel du cube modèle ait son propre spectre associé.

Une approche triviale de ce problème serait de partir d'images de plusieurs bandes photométriques de la galaxie et interpoler un spectre pour chaque pixel de ces images à l'aide par exemple d'un simple polynôme. Cela permettrait de créer un cube 3D *ad hoc* avec une source spatialement structurée. Mais grâce à l'avènement de nombreux instruments terrestres et spatiaux au cours des dernières décennies, nous avons une certaine connaissance de la composition d'une galaxie et ainsi des différentes contributions qui forment sa SED.

L'idée est donc d'ajuster la distribution spectrale en énergie avec les données photométriques de la galaxie, afin de construire un cube 3D qui servira de base pour le modéliseur

de scène.

5.2 Ajustement de la distribution spectrale en énergie

5.2.1 SED d'une galaxie

La distribution spectrale en énergie est, par définition, l'évolution de l'énergie émise par un objet en fonction de la longueur d'onde, à la différence d'un spectre où on trace le flux ou la densité de flux.

Avant d'utiliser un ajusteur de SED, j'aborde quelques connaissances physiques existantes du spectre d'une galaxie.

Des rayons γ au domaine radio, la SED d'une galaxie est définie par sa composition en matière baryonique, et de ses interactions physiques complexes. En mettant de côté la matière sombre qui n'interagit pas avec le champ électromagnétique, une galaxie est principalement composée d'étoiles de tout âge, de gaz atomiques moléculaires ou ionisés et de poussières. Les étoiles qui composent la galaxies (entre 10^8 et 10^{14}) émettent la lumière qui nous permet de la détecter. Le gaz interstellaire et la poussière vont quant à eux principalement altérer la SED : le gaz en ajoutant des raies d'émission et d'absorption, la poussière en provoquant une atténuation par absorption et diffusion des radiations dans l'UV jusqu'au proche infrarouge, puis en réémettant cette énergie dans l'infrarouge moyen/lointain.

L'état de ces composantes et leurs interactions nous renseignent sur les propriétés physiques fondamentales de la galaxie : le taux de formation stellaire (SFR) et son histoire (SFH), la masse stellaire, la métallicité, les propriétés d'atténuation, la masse de poussière, les émissions nébulaires ou encore la présence possible d'un noyau actif (AGN).

La SED d'une galaxie contient ainsi l'empreinte de tous ces ingrédients et phénomènes physiques complexes, évoluant au cours du temps et traçant l'histoire de la galaxie. Deux exemples de spectres de galaxies obtenus avec le relevé SDSS dans l'optique sont présentés dans la Figure 5.1.

Modéliser une SED galactique revient donc à comprendre chacune de ces interactions et leur répercussions.

Malgré tout, certaines corrélations entre plusieurs paramètres rendent cette tâche très difficile, comme par exemple la dégénérescence entre l'âge et la métallicité (WORTHEY, 1994), ou encore l'âge et l'atténuation (PAPOVICH et al., 2001).

Ces deux dernières décennies ont été extrêmement riches en développement de modèles et observations panchromatiques, permettant une compréhension de plus en plus fine de la formation et l'évolution des galaxies.

Ont vu ainsi le jour des modèles de populations stellaires grâce à FIOC et ROCCA-VOLMERANGE (1997), BRUZUAL et CHARLOT (2003a) et MARASTON (2005). D'un autre côté, différentes lois d'atténuation par la poussière ont été développées, comme par CALZETTI et al. (1994, 2000) via l'étude de SED de galaxies proches ayant un fort taux de formation stellaire, ou encore avec une approche plus théorique de modèles de transferts radiatifs (WITT et GORDON, 2000). Comme mentionné précédemment, la poussière réémet dans l'infrarouge et l'étude et la modélisation de ce phénomène est un domaine actif de recherche (CHARY et ELBAZ, 2001; DRAINE et LI, 2007; CASEY, 2012; DALE et al., 2014; LEJA et al., 2017).

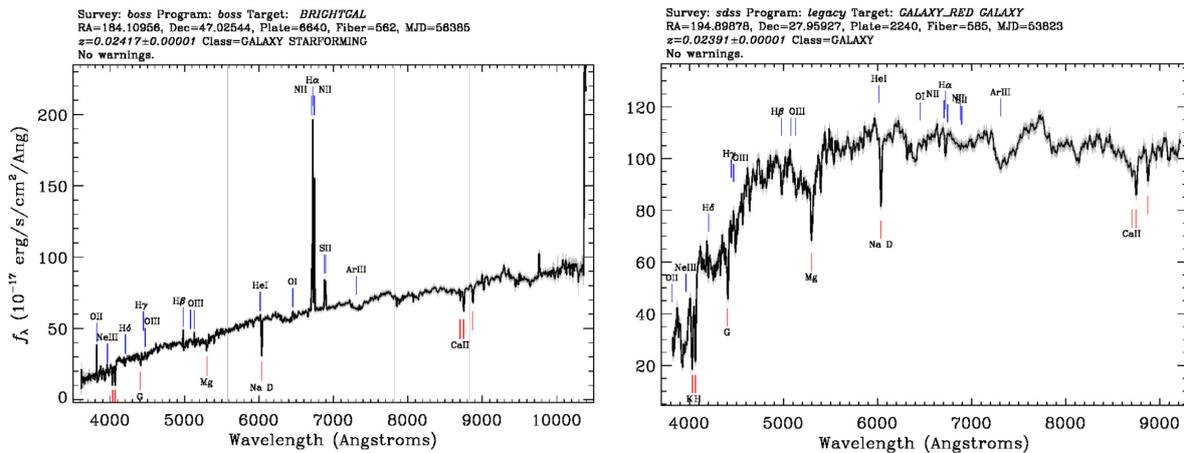


FIGURE 5.1 – Exemple de spectres de galaxies (crédit SDSS). À gauche, le spectre d’une galaxie spirale avec présence d’une forte raie d’émission $H\alpha$. Cela se traduit par une forte présence d’étoiles jeunes (bleues) et de gaz qui favorise la formation stellaire. À droite, le spectre d’une galaxie elliptique. On peut remarquer d’une part l’absence de raie d’émission $H\alpha$, d’autre part une forte perte en flux vers 4000Å. Cela trahit la très faible présence d’étoiles jeunes (bleues) dans la galaxie et un faible taux de formation stellaire.

La manipulation de ces modèles pour chaque processus physique en oeuvre dans une galaxie a permis l’émergence de nombreuses méthodes pour ajuster une SED. Ces nouvelles techniques permettent ainsi d’inférer les propriétés intrinsèques des galaxies observées (locales, globales ou les deux), de pouvoir interpoler un spectre à partir d’informations photométriques ou encore d’en estimer le redshift.

5.2.2 Ajusteur de SED

L’ajustement d’une distribution énergétique spectrale d’une galaxie est la méthode première permettant d’inférer ses propriétés physiques intrinsèques à partir d’observations photométriques. Ces propriétés peuvent ensuite être confrontées aux prédictions provenant de théories d’évolution et de formation de galaxies. De ce fait, l’utilisation d’un SED Fitter est une pratique très fréquente lorsqu’il s’agit de tester des hypothèses en astronomie extragalactique (TINSLEY, 1980; WALCHER et al., 2011; CONROY, 2013; CHEVALLARD et CHARLOT, 2016; BRIDAY et al., 2022).

Trois composantes sont nécessaires pour procéder à un ajustement de SED : un modèle physique qui décrit les différentes contributions qui la composent, des données d’observations de la galaxie (photométriques et/ou spectroscopiques) et l’ajusteur lui-même qui va inférer la combinaison adéquate entre les modèles physiques et les observations.

De nombreuses techniques de SED Fitting ont été développées, certaines basées sur la simple optimisation de vraisemblance, parfois appelée code d’inversion, comme dans ULYSS¹ (KOLEVA et al., 2009), FIREFLY² (WILKINSON et al., 2017) ou LEPHARE³ (ARNOUITS et ILBERT, 2011) plus axé sur la détermination de redshift photométrique.

1. <http://ulyss.univ-lyon1.fr>

2. <http://www.icg.port.ac.uk/firefly/>

3. <https://www.cfht.hawaii.edu/~arnouts/LEPHARE/lephare.html>

Cette technique est très populaire de par sa rapidité de calcul et une certaine simplicité d'utilisation. Néanmoins ces avantages sont bridés par certaines limites. Par exemple un léger changement dans les données d'entrées (comme un bruit dans une image photométrique de galaxie) peut conduire à de grands écarts dans les paramètres inférés (OCVIRK et al., 2006). Par ailleurs, une méthode de maximum de vraisemblance peut être difficile à adapter à des modèles hautement non-linéaires comme l'émission par la poussière.

Dans l'optique de résoudre ces problèmes, des techniques d'inférence bayésienne ont à leur tour été développées. Avec cette méthode, des grilles de paramètres sont précalculées puis comparées aux observations. Le calcul de vraisemblance est alors très rapidement déterminé, malgré le fait que le nombre de modèle à calculer au préalable croît exponentiellement à mesure que l'on rajoute des paramètres. Parmi les codes développés à partir de cette méthode, on peut citer KAUFFMANN et al. (2003), SALIM et al. (2007), le framework CIGALE¹ (BURGARELLA et al., 2005; NOLL et al., 2009; BOQUIEN et al., 2019) ou encore MAGPHYS² (DA CUNHA et al., 2008).

Cette approche, de par son succès, a rapidement été adoptée, et étendu à un couplage avec des algorithmes de Monte-Carlo par chaînes de Markov (MCMC) pour plus efficacement explorer l'espace des posteriors. Cette extension, initiée par ACQUAVIVA et al. (2011) avec GALMC (retiré du domaine public par faute de maintenance), puis rapidement suivi de codes plus récents tels que BEAGLE³ (CHEVALLARD et CHARLOT, 2016), BAGPIPES⁴ (CARNALL et al., 2018, 2019) ou encore plus récemment PROSPECTOR⁵ (JOHNSON et al., 2021) et PIXEDFIT⁶ (ABDURRO'UF et al., 2021).

Je termine la présentation des SED Fitters en mentionnant le site sedfitting.org, maintenu par Tamas Budavari, Daniel Dale, Brent Groves et Jakob Walcher qui regroupe la grande majorité des codes et bases de modèles disponibles publiquement.

5.3 Présentation générale du Pipeline

Je vais à présent introduire le modélisateur de scène HYPERGAL. Les étapes principales de ce pipeline sont présentées dans la Figure 5.2, et traceront l'organisation de cette Partie du manuscrit.

5.3.1 Cube intrinsèque

Comme abordé dans la section 5.1, le coeur d'HYPERGAL repose sur la conception d'un cube 3D contenant la galaxie hôte isolée de sa supernova : c'est la modélisation hyperspectrale de la galaxie. Le but n'est pas de remonter aux propriétés intrinsèques de la galaxie, mais de simplement être en mesure d'interpoler un spectre cohérent à l'échelle locale.

Cette étape, entièrement indépendante des observations de la SEDm, va nécessiter l'utilisation d'un SED Fitter, que j'ai introduit dans la section 5.2. Dans un premier

1. <https://cigale.lam.fr>

2. <http://www.iap.fr/magphys/>

3. <http://www.jacopochevallard.org/beagle/>

4. <https://github.com/ACCarnall/bagpipes>

5. <https://github.com/bd-j/prospector>

6. <https://github.com/aabdurrouf/piXedfit>

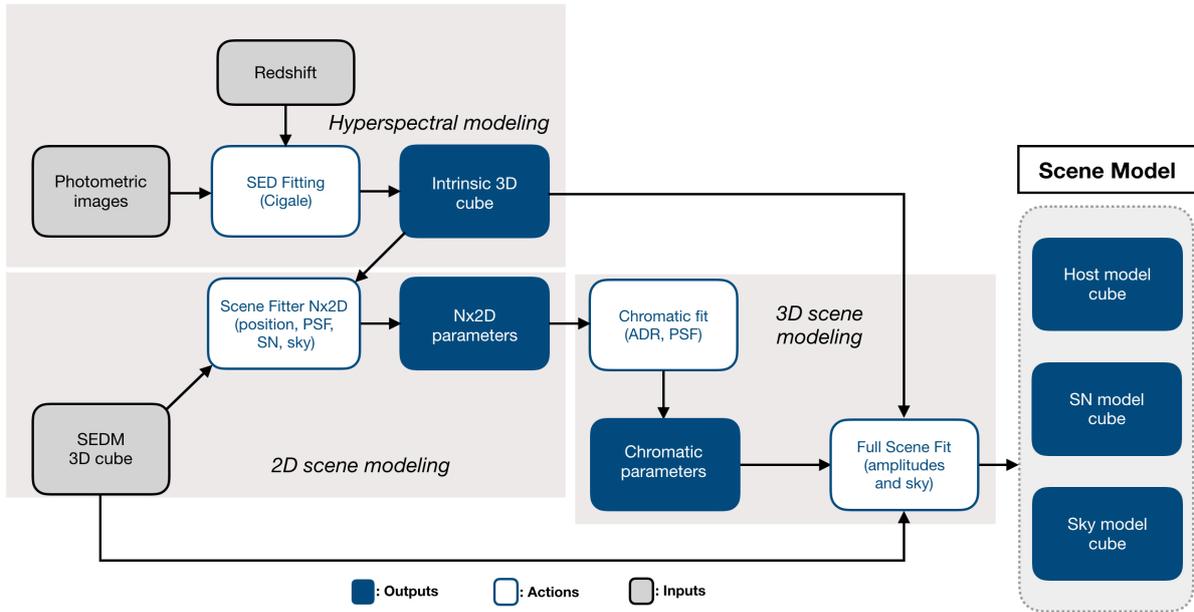


FIGURE 5.2 – Présentation du pipeline HYPERGAL.

temps, je récupère des images de différentes bandes photométriques de la galaxie hôte de la supernova détectée par ZTF. Je procède ensuite à un fitting de SEDs de portions locales de la galaxie, ce qui permet d'obtenir une multitude de spectres propre à chaque région de la galaxie. Avec un échantillonnage spectral adéquat, je suis ainsi en mesure de reconstruire un cube 3D, dont les deux dimensions spatiales (x, y) sont définies par les images photométriques, et la dimension spectrale par le SED Fitter. Le cube résultant ne contient ainsi que la galaxie hôte, et est appelé dans la suite de ce manuscrit *cube intrinsèque*. Cette étape de modélisation hyperspectrale est détaillée dans le Chapitre 6.

5.3.2 Modélisation de scène 2D

Dans cette seconde étape, les observations de la SEDm deviennent nécessaires : le but ici est de projeter le cube intrinsèque de la galaxie dans l'espace des observations. Pour faire cela, je caractérise de façon indépendante la réponse impulsionnelle spatiale et spectrale de la SEDm (Chapitre 7).

En utilisant ces informations, je projette dans l'espace de la SEDm le cube intrinsèque préalablement scindé en N méta-tranches (2D). Il faut pour cela prendre en compte la forme et la taille de l'échantillonnage spatial des deux espaces (source photométrique et MLA de la SEDm) ainsi que la différence de seeing. En plus de la composante galactique, je caractérise les composantes de supernova, de fond de ciel et de potentiels artefacts à modéliser pour compléter la scène. La projection de chaque meta-tranche dans l'espace SEDm sera ajustée aux meta-tranches correspondantes de l'observation, dont la minimisation permettra de récupérer un jeu de $N \times 2D$ paramètres.

5.3.3 Modélisation chromatique et projection 3D

Les $N \times 2D$ paramètres sont ensuite utilisés pour étudier et fixer la chromaticité des composantes de la scène, comme la réponse impulsionnelle spatiale de la SEDm (fonction d'étalement de point ; PSF) ou la variation de la position des objets dans le MLA due à la réfraction de la lumière par l'atmosphère (ADR). Les modèles de chromaticité sont déterminés *a priori* et les paramètres de ces modèles sont ajustés à partir des $N \times 2D$ paramètres obtenus de l'étape précédente.

Une fois les chromaticités fixées, l'ensemble des paramètres de projection de chaque tranche du cube intrinsèque dans l'espace SEDm devient connue, et seuls les paramètres d'amplitudes (fond de ciel, supernova...) sont ajustés pour chaque longueur d'onde. Cette étape permet ainsi d'extraire les trois composantes de la scène d'observation de la SEDm, à savoir le fond, la galaxie hôte et la source ponctuelle.

5.4 Cas pédagogique de présentation

Les chapitres suivants de cette partie du manuscrit sont consacrés à la description détaillée des différentes étapes du pipeline. Pour une illustration appropriée, j'utilise un cas pédagogique de modélisation de scène où la supernova est suffisamment éloignée de sa galaxie hôte ($\sim 4''$).

La cible choisie est ZTF18accrorf, dont le cube extrait à partir d'une observation de la SEDm est présenté dans la Figure 5.3.

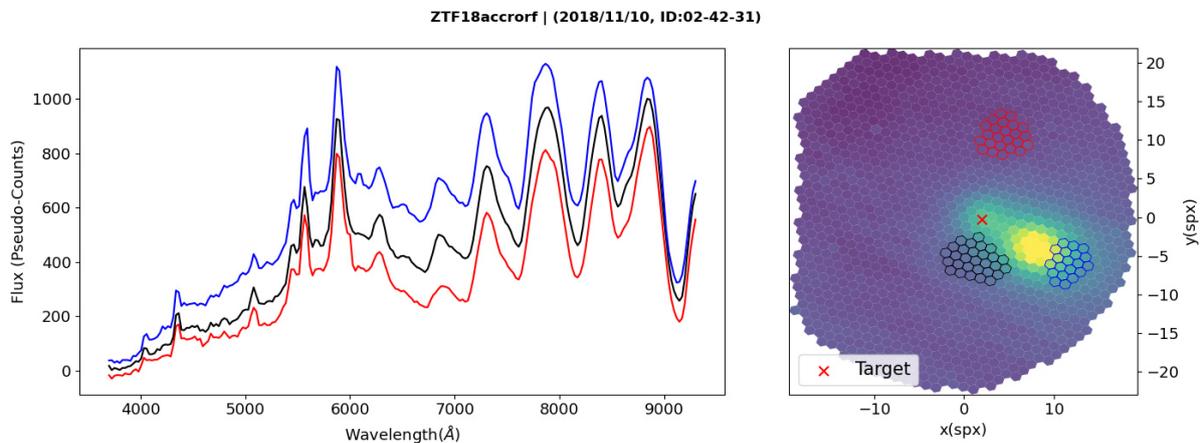


FIGURE 5.3 – Cube 3D d'une observation de ZTF18accrorf avec la SEDm. La figure de gauche montre les spectres en unité de pseudo-ADU, dont le code couleur correspond aux spaxels sélectionnés dans la figure de droite. La forme similaire des trois spectres malgré une localisation différente des spaxels sous-jacents dans le MLA est due à la présence du spectre du ciel sur l'ensemble du champ de vue. La croix rouge indique la position estimée de la supernova à partir des informations de guidage avec la Rainbow Camera. Dans ce cas ci, la supernova est assez aisément distinguable de sa galaxie hôte, avec une séparation angulaire d'environ $4''$ et un redshift $z = 0.042$.

Malgré la localisation relativement excentrée de la source ponctuelle, son faible contraste vis à vis de son hôte rend difficile son extraction automatique par le pipeline PYSEDm.

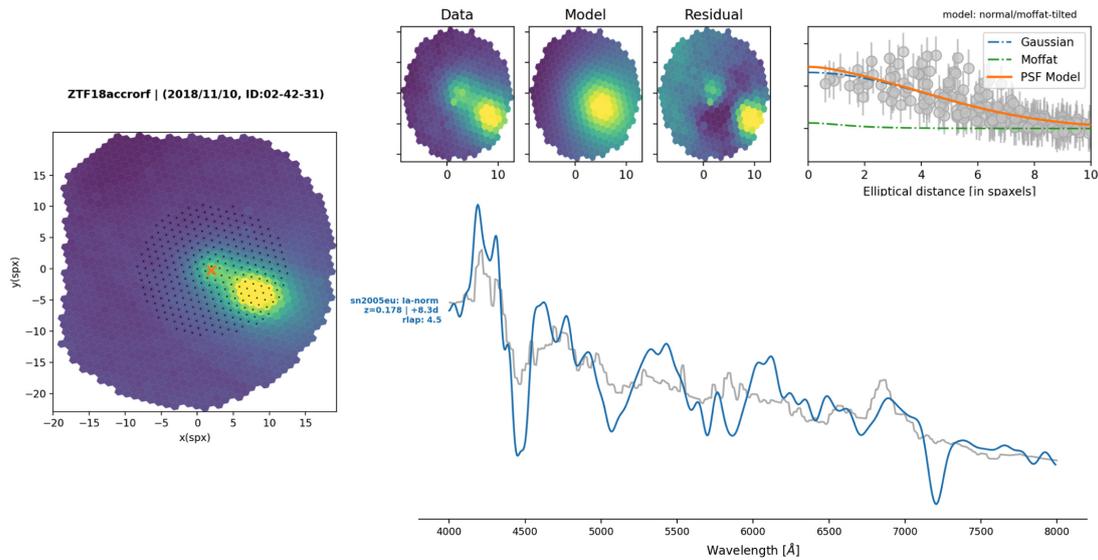


FIGURE 5.4 – Extraction de ZTF18accroff avec PYSEDm. Sur la *gauche* est représentée une image 2D du cube intégré spectralement, avec la croix rouge indiquant la position estimée de la supernova à partir des informations de guidage avec la Rainbow Camera. Les marqueurs noirs représentent les spaxels sélectionnés pour l'extraction automatique. *En haut à droite* est représentée la modélisation d'une méta-tranche et le profil radial estimé. On voit clairement la composante de la galaxie hôte qui contamine l'extraction de la supernova. *En bas* est montré, en unité de flux calibré, le spectre extrait par PYSEDm en gris et le meilleur modèle estimé par SNID. Même si certaines structures semblent rappeler le spectre d'une SNIa, comme les absorptions FeII, FeIII et MgII (entre $[4200 - 4600]\text{\AA}$, et entre $[4800 - 5200]\text{\AA}$), le niveau de confiance pour la classification reste très faible, comme l'atteste le $r1ap = 4.5$, et surtout le redshift estimé de $z = 0.178$ bien au dessus de la profondeur en magnitude atteignable par la SEDm ($z_{lim} \sim 0.1$).

J'illustre cette tentative dans la Figure 5.4.

Après la présentation d'HYPERGAL à travers ce cas pédagogique, je montrerai quelques cas d'extraction extrême où la supernova est quasiment confondue avec le coeur de sa galaxie hôte.

Modélisation hyperspectrale

Sommaire

6.1	Source photométrique	90
6.1.1	Relevé astronomique Pan-STARRS1	90
6.1.2	Utilisation des images PS1	92
6.2	CIGALE et SED Fitting	93
6.2.1	Présentation de CIGALE	94
6.2.2	Préparation des images photométriques	94
6.2.3	Configuration de CIGALE	96
6.2.4	Utilisation	99
6.3	Construction du cube intrinsèque	102
6.3.1	Échantillonnage des spectres dans l'espace SEDm	102
6.3.2	Construction du cube	102

Ce chapitre est consacré à l'étape de construction du cube intrinsèque de la galaxie hôte, que j'ai introduit dans le chapitre 5.

Je présente dans un premier temps le relevé Pan-STARRS, les images photométriques qui serviront de base d'information pour la modélisation hyperspectrale et les étapes de pré-traitement à appliquer.

J'introduis par la suite le SED Fitter **CIGALE**, qui sera utilisé pour obtenir une SED de la galaxie à l'échelle locale, la configuration implémentée et son application aux images photométriques.

Enfin, je détaille la construction du cube intrinsèque, étape finale de la modélisation hyperspectrale de la galaxie.

6.1 Source photométrique

Le cadre de recherche étant au sein de la collaboration ZTF, il est important de prévoir des alertes d'évènements transitoires dans tout le ciel Nord, couverture du sondage. Par ailleurs, le but d'HYPERGAL étant une modélisation de scène d'une observation de la SEDm, la source photométrique utilisée doit avoir a minima la même profondeur en magnitude. Enfin, la projection se faisant de l'espace photométrique vers l'espace des observables de la SEDm, il serait plus judicieux d'utiliser un relevé photométrique attestant d'un meilleur seeing, pour éviter de dégrader les données.

Le relevé Pan-STARRS1 du système Pan-STARRS (*Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System* - KAISER et al., 2002, 2010) répond à tous ces critères. C'est d'ailleurs basée sur la première Data Release de ce relevé astronomique (CHAMBERS et al., 2016b; FLEWELLING et al., 2020) que la procédure de calibration photométrique de ZTF est effectuée.

6.1.1 Relevé astronomique Pan-STARRS1

Le relevé Pan-STARRS1 (CHAMBERS et al., 2016a) est une installation innovante d'imagerie astronomique à grand champ, développé à l'Institut d'Astronomie de l'Université de Hawaï. Le relevé Pan-STARRS1 vient du nom du premier télescope du projet situé à l'Observatoire Haleakala, Pan-STARRS Telescope #1 ou encore PS1. L'optique de PS1 est décrit dans HODAPP et al. (2004a,b,c); MORGAN et KAISER (2008). Ce télescope possède un miroir primaire de 1.80 m de diamètre avec une focale de 8 m, et un miroir secondaire de 0.9 m.

La caméra montée sur le télescope PS1 est la Gigapixel Camera #1 (GPC1) de 1.4 gigapixel, conçue au laboratoire Lincoln (TONRY et al., 2006, 2008) et offrant un champ de vue d'environ 3.3° de diamètre. Le plan focal de la caméra GPC1 est divisé en 60 structures OTA CCID58 (Orthogonal Transfer Array; TONRY et al. (1997, 2008)), où chacun est composé d'un réseau de 8×8 CCDs (cellules). Un unique OTA est composé de 64 cellules de 590×598 pixels de $10 \mu\text{m}$ de côté. Une illustration du plan focal de la caméra est présentée dans la Figure 6.1.

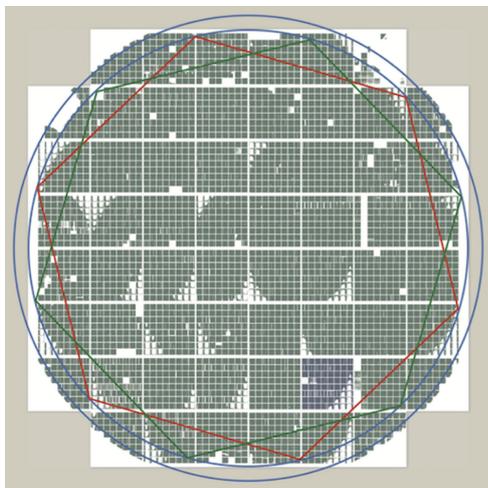


FIGURE 6.1 – Plan focal de la Gigapixel Camera (PS1) (figure de CHAMBERS et al. (2016a)). Les cellules non fonctionnelles sont masquées et représentées en blanc dans la figure ci-dessus.

Une des missions de PS1 (à plus de 56% du temps alloué) est l'observation de tout le

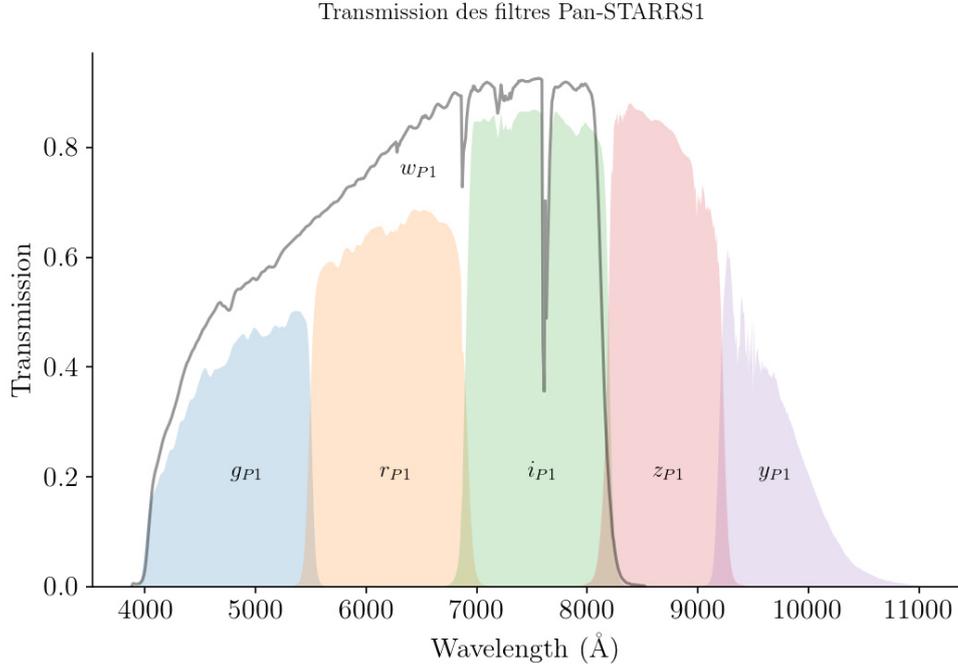


FIGURE 6.2 – Transmission des filtres *grizy* de Pan-STARRS1 (TONRY et al., 2012).

ciel Nord à une déclinaison $\delta > 30^\circ$: c'est le relevé 3π Stéradian. Les observations sont effectuées avec 5 filtres g_{P1} , r_{P1} , i_{P1} , z_{P1} et y_{P1} . On notera l'existence d'un sixième filtre, w_{P1} , qui englobe les filtres g , r , i mais qui est utilisé pour l'étude du système solaire et non le relevé 3π Stéradian. Les informations de transmission de ces 6 filtres sont présentées dans la Figure 6.2.

Pan-STARRS1 utilise le système de magnitude AB (OKE et GUNN, 1983) décrit en détail pour le relevé SDSS (YORK et al., 2000) par FUKUGITA et al. (1996).

Dans ce système, une magnitude monochromatique AB est défini comme le logarithme de la densité spectrale de flux, tel que :

$$m_{AB}(\nu) = -2.5 \log_{10}(f_\nu[\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}]) - 48.60 \quad (6.1)$$

$$m_{AB}(\nu) = -2.5 \log_{10}\left(\frac{f_\nu[\text{Jy}]}{3631 \text{Jy}}\right) \quad (6.2)$$

avec $1 \text{Jy} = 10^{-23} \text{erg. sec}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$.

La magnitude AB d'une bande passante est alors définie telle que :

$$m_{AB} = -2.5 \log_{10} \left(\frac{\int f_\nu(h\nu)^{-1} A(\nu) d\nu}{\int 3631 \text{Jy} (h\nu)^{-1} A(\nu) d\nu} \right) \quad (6.3)$$

où $A(\nu)$ est la fonction de réponse du filtre considéré. Le système photométrique de PS1 est détaillé dans TONRY et al. (2012).

La Table 6.1 présente quelques caractéristiques des filtres *grizy* de PS1, ainsi que du relevé 3π Stéradian.

TABLE 6.1 – Caractéristiques des filtres *grizy* de PAN-STARRS1 et du relevé 3π Stéradian.

Filtres	$\lambda_{pivot}(\text{\AA})$	# Expositions	mag à 5σ (exposition unique)	mag à 5σ (expositions empilées)	Seeing médian (")	Mode seeing (")
g_{P1}	4849.11	60528	22.0	23.3	1.47	1.31
r_{P1}	6201.20	70918	21.8	23.2	1.31	1.15
i_{P1}	7534.96	104414	21.5	23.1	1.19	1.05
z_{P1}	8674.20	67604	20.9	22.3	1.14	1.00
y_{P1}	9627.79	70982	19.7	21.4	1.09	0.95

Notes. La longueur d'onde pivot, λ_{pivot} , est déterminée avec la transmission $A(\lambda)$ tel que $\lambda_{pivot} = \sqrt{\frac{\int A(\lambda)d\lambda}{\int A(\lambda)d\lambda/\lambda^2}}$.

6.1.2 Utilisation des images PS1

Bien entendu, je n'utilise pas les images brutes acquises par PS1, mais celles ayant été traitées avec différentes étapes de corrections, qui constituera *in fine* la 1^{re} Data Release de PS1 (CHAMBERS et al., 2016b; FLEWELLING et al., 2020). Ces étapes de traitement d'image sont détaillées dans WATERS et al. (2020).

La section 3 de WATERS et al. (2020) décrit la partie corrective des images :

- ◇ **Soustraction du bias et du dark** pour prendre en compte le niveau de base (piédestal) de la caméra et le signal thermique en fonction du temps d'exposition.
- ◇ **Cartographie du bruit** (qui n'est pas forcément uniforme, mais peut présenter un gradient).
- ◇ **Division du flat** pour corriger les effets de vignettage. Les flats sont pris avec une exposition du ciel au crépuscule.
- ◇ **Correction d'effets de franges** dans les images. Ces structures d'interférences sont notamment visibles vers l'infrarouge, où les longueurs d'ondes sont du même ordre de grandeur que l'épaisseur du détecteur.
- ◇ **Application d'un masque statique** pour les pixels du détecteur défectueux ou ayant une réponse très faible dans toutes les expositions, et un **masque dynamique** qui va varier pour chaque observation.
- ◇ **Correction d'effet de CTI** (*Charge Transfert Inefficiency*), dû à la saturation d'un pixel. Ce phénomène crée une trainée verticale partant du centre de la source de forte luminosité.
- ◇ **Correction des non-linéarités**, les pixels de la GPC1 n'ayant pas une réponse strictement linéaire en fonction du niveau de flux. Ce phénomène est d'autant plus prononcé aux bords du détecteur et à bas flux.
- ◇ **Correction de motifs**, notamment horizontaux, dus à des effets de diaphonies entre deux lignes de pixels adjacentes.
- ◇ **Modélisation et soustraction du fond du ciel** une fois que toutes les corrections précédentes ont été appliquées.

L'étape suivante de traitement des images, décrite dans la section 5 de [WATERS et al. \(2020\)](#), est une transformation géométrique des images individuelles en un jeu d'images, créant une relation cohérente et uniforme entre les pixels et les coordonnées du ciel. Cette transformation permet alors d'effectuer des opérations de combinaison d'images superposant une partie commune du ciel. Dans ce nouveau système d'agencement, les pixels ont alors une taille de $0''.25$ de côté.

La section 6 de [WATERS et al. \(2020\)](#) traite justement de la procédure d'empilement d'images, permettant ainsi un meilleur rapport signal sur bruit (SNR) dans les zones du ciel communes à plusieurs expositions. Cet empilement est effectué de sorte que toutes les images aient un point zero de $ZP = 25.0$ mag, et une masse d'air de $z = 1$. Ce sont ces images traitées et empilées que j'utilise pour la modélisation hyperspectrale des galaxies hôtes.

On utilise pour cela le serveur libre d'accès aux images PS1¹, permettant d'effectuer une requête d'images centrées sur une position du ciel arbitraire (RA, DEC) et de côté arbitraire N pixels, sachant que chaque pixel est un carré de $0''.25$ de côté. Les images peuvent être récupérées dans chacun des 5 filtres g_{P1} , r_{P1} , i_{P1} , z_{P1} et y_{P1} , avec un flux par pixel exprimé en unité de coups. La Figure 6.3 montre une image de 140×140 pixels ($= 35'' \times 35''$) centrée sur la position de détection par ZTF de ZTF18accrorf.

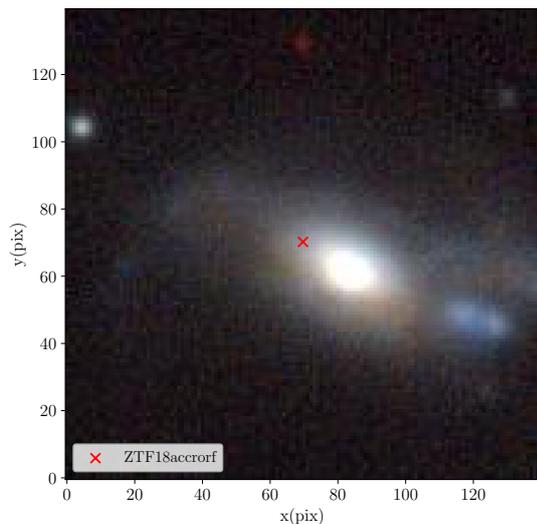


FIGURE 6.3 – Image RGB construite à partir des bandes g_{P1} , r_{P1} et z_{P1} des images PS1. L'image fait $35''$ de côté et est centrée sur la position de détection de ZTF18accrorf par ZTF, à $(RA, DEC) = (17.1692^\circ, 20.0799^\circ)$

6.2 Cigale et SED Fitting

Ayant à présent accès aux images photométriques contenant le champ de vue de l'IFU de la SEDm, je peux passer à l'étape suivante du raisonnement, à savoir la modélisation hyperspectrale. J'ai pour cela besoin d'ajuster en chaque pixel la SED de la galaxie à partir des données photométriques, processus que j'effectue avec le SED Fitter CIGALE.

1. <https://ps1images.stsci.edu/cgi-bin/ps1cutouts>

6.2.1 Présentation de Cigale

CIGALE, pour Code Investigating GALaxy Emission, est un modéliseur de SED basé sur une approche Bayésienne et écrit initialement en **FORTRAN** par [BURGARELLA et al. \(2005\)](#) et [NOLL et al. \(2009\)](#). Le code a ensuite été étendu avec de nombreux modules supplémentaires et entièrement réadapté en **PYTHON** par [BOQUIEN et al. \(2019\)](#).

L'idée générale est la construction dans un premier temps du modèle de population stellaire, puis d'ajouter les effets d'absorption par la poussière et les émissions nébulaires. Enfin, par conservation d'énergie, l'énergie absorbée par la poussière à basses longueurs d'onde est réémise dans l'infrarouge.

La méthode de modélisation est basée sur un calcul progressif via l'utilisation d'une succession de modules, chacun correspondant à une unique composante ou processus physique. Pour chaque module, un set de paramètres est fixé par l'utilisateur. Le code va ainsi explorer la totalité des combinaisons possibles entre tous les modules et leur liberté via ces paramètres, où chaque combinaison résultera en un modèle différent de SED.

La séquence de détermination d'un modèle se fait par les calculs suivants (section 3 de [BOQUIEN et al. \(2019\)](#)) :

- 1) histoire de la formation stellaire (SFH) de la galaxie ;
- 2) spectre stellaire à partir de la SFH et du modèle de population stellaire choisi par l'utilisateur ;
- 3) émission nébulaire (continuum et raies d'émission) ;
- 4) atténuation des émissions stellaires et nébulaires suivant la loi d'atténuation utilisée (également fixée par l'utilisateur), puis calcul de la luminosité absorbée par la poussière ;
- 5) en se basant sur le principe d'équilibre énergétique, calcul de l'émission par la poussière dans l'infrarouge moyen et lointain (énergie réémise à partir de celle absorbée aux courtes longueurs d'onde - étape précédente) ;
- 6) émission d'un noyau actif ;
- 7) décalage vers le rouge des modèles suivant le redshift et calcul de l'absorption du milieu inter-galactique. Le redshift peut être soit arbitrairement fixé par l'utilisateur, soit 0 (la distance est alors fixée à 10pc), ou -1 et **CIGALE** tente alors de le fitter photométriquement.

Je ne détaillerai pas ici la technicité de la méthode Bayésienne ni la description de chacun des modules que propose **CIGALE** tant ils sont nombreux. Je me focalise donc sur l'utilisation que je fais de ce modéliseur de SED et son application sur les images photométriques de PS1.

6.2.2 Préparation des images photométriques

Avant de se lancer, quelques étapes de traitement sur les images PS1 sont nécessaires, **CIGALE** ayant besoin de données d'entrées sous un format spécifique.

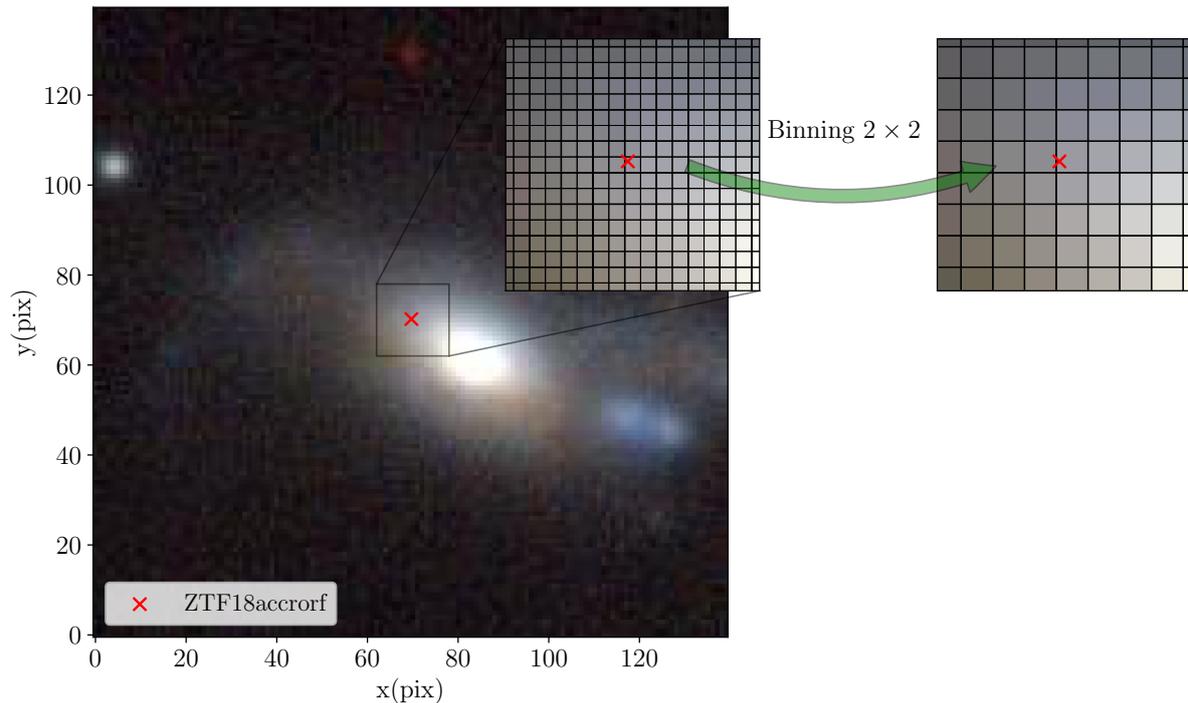


FIGURE 6.4 – Illustration du binning 2×2 sur l'image de la Figure 6.3

La première étape a été de vérifier que je n'utilise pas des données sur-échantillonnées spatialement. En effet, je rappelle qu'à la fin de ce processus de modélisation hyperspectrale je serai en possession d'un cube avec une SED propre à chaque spaxel, et ce dans le même échantillonnage spatial que les images photométriques utilisées. Le but étant par la suite de projeter ce cube dans l'espace de la SEDm, j'ai tout intérêt à m'assurer que je ne perde pas d'information lors de la projection (sous-échantillonnage), mais également à l'inverse que CIGALE ne soit pas appliqué sur des données relativement sur-échantillonnées.

La description de la SEDm dans [BLAGORODNOVA et al. \(2018\)](#) indique que le diamètre projeté des micro-lentilles dans le MLA est de l'ordre de $0''.75$. Les pixels des images PS1 étant carrés, et les spaxels du MLA étant hexagonaux, il s'agit surtout d'estimer leur taille effective si nous avons un agencement de spaxels de même forme. Les spécificités de l'IFU dans [BLAGORODNOVA et al. \(2018\)](#) indiquent un agencement du MLA de 45×52 spaxels couvrant un champ de vue total de $28'' \times 28''$. Ces informations montrent que si le MLA était constitué de spaxels carrés, ceux-ci auraient un côté de l'ordre de $0''.57$. On verra ultérieurement qu'en comparant quelques acquisitions de la SEDm ayant plusieurs sources dans le champ de vue avec les images photométriques de PS1 sur la même localisation du ciel, on obtient une valeur de $0''.56$.

Les pixels des images PS1 étant de $0''.25$ de côté, j'ai procédé à un regroupement 2×2 des pixels des images, comme illustré dans la Figure 6.4. Le flux du nouveau pixel est ainsi simplement la somme des flux des 4 pixels dont il est issu, tout comme la variance associée.

Par ailleurs, le flux (et l'erreur associée) des images étant en unité de coups, il faut les convertir en unité physique. Nous savons de [TONRY et al. \(2012\)](#) que le point zéro de toutes les bandes est de 25 mag dans le système de magnitude AB. En utilisant la définition

de ce système de magnitude (Eq 6.1), je convertis les unités de flux en mJy, unité physique dans laquelle les flux doivent être données en entrée de **CIGALE**. Les transmissions des bandes photométriques sont également fournies au SED Fitter, qui les utilise pour intégrer les modèles construits dans les filtres correspondants et pouvoir ensuite les comparer aux données d’entrée.

Puis, afin d’éviter d’appliquer le SED Fitter sur une zone sans galaxie (aka fond du ciel), j’effectue une coupure dans les pixels où la SED sera modélisée en ne considérant que ceux où le rapport signal sur bruit (SNR) est supérieur à 3 dans les 5 bandes. Une illustration de cette coupure est montrée dans la Figure 6.5.

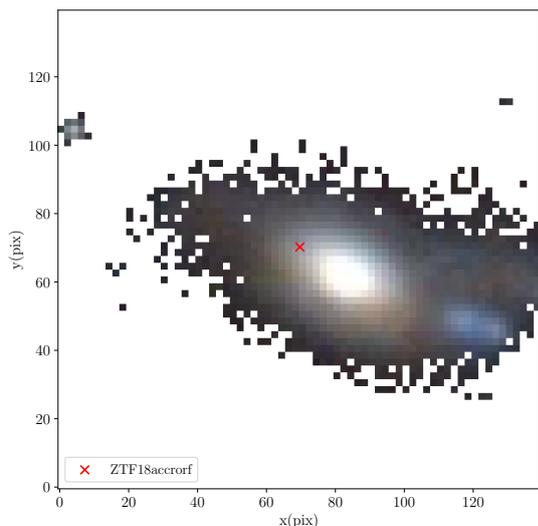


FIGURE 6.5 – Illustration de la coupure $\text{SNR} > 3$ dans toutes les bandes PS1 avec l’image de la Figure 6.3, après binning 2×2 .

Enfin, à partir des informations de chaque image (flux et erreurs), je crée un tableau que **CIGALE** pourra lire. Ce dernier contient une colonne *ID*, une colonne *redshift* (identique pour tous les pixels car nous considérons qu’ils appartiennent au même objet), et une colonne pour chaque filtre et erreur associée (par exemple *ps1_g* et *ps1_g_err* pour le flux d’un pixel dans la bande g_{P1} et l’erreur associée). Le redshift que nous utilisons pour les galaxies hôtes dans ZTF est habituellement obtenue à partir de la base de données spectrales de SDSS. Si aucun redshift spectroscopique n’est disponible, nous utilisons un redshift photométrique, ou un redshift spectrale obtenu à partir d’une première extraction de spectre de la supernova étudiée (voir section 3.3).

La géométrie et la position spatiale de chaque pixel sont alors mis en mémoire vis à vis de leur identifiant, et les pixels non sélectionnés par la coupure en SNR se voient attribuer un spectre nul lors de la construction du cube intrinsèque.

6.2.3 Configuration de CIGALE

J’utilise dans le pipeline **HYPERGAL** la version 2020 de **CIGALE**. Trois étapes sont nécessaires pour faire tourner le code : l’initialisation, la génération du fichier de configuration et enfin le lancement de l’ajustement. Ces étapes nécessitant la modification manuelle de fichiers *.ini*, j’ai donc créé dans **HYPERGAL** une méthode d’automatisation de ces processus.

L’initialisation a pour but de fixer le fichier de données à utiliser, le nombre de coeur sur la machine à utiliser et surtout les modules à partir desquels la grille de modèles sera

calculée. Détaillons à présent les différentes composantes qui constitueront les ingrédients de notre modéliseur de SED.

6.2.3.1 Histoire de formation stellaire

Le premier module va définir le modèle d’histoire de formation stellaire (SFH) et ainsi le taux de formation stellaire (SFR) au cours du temps. La SFH décrit le processus de formation des étoiles au sein de la galaxie, qui va dépendre du temps et de l’espace, et peut se produire de façon brutale (*burst*), progressive, voire les deux combinés. Nous avons choisi d’utiliser le module `sfhdelayed` proposé par CIGALE, où la modélisation est de la forme suivante :

$$SFR_{delayed}(t) \propto \frac{t}{\tau^2} \times \exp(-t/\tau) \text{ pour } 0 \leq t \leq t_0 \quad (6.4)$$

avec t_0 , l’âge de commencement de la formation stellaire et τ , le temps caractéristique. Cette forme permet une évolution lisse dans le temps, avec une croissance quasi-linéaire de la SFR jusqu’à un pic de taux de formation, suivi d’une lente décroissance quand $t > \tau$. Pour plus de flexibilité et la prise en compte d’un possible épisode de formation stellaire tardif, ce module permet également de rajouter une seconde composante exponentielle (MALEK et al., 2018). Ainsi, la forme fonctionnelle de la SFR est :

$$SFR(t) = SFR_{delayed}(t) + SFR_{late}(t) \quad (6.5)$$

où $SFR_{delayed}(t)$ est la composante de l’équation 6.4 et $SFR_{late}(t) \propto e^{-(t-t_{late})/\tau_{late}}$ quand $t > t_{late}$, 0 sinon. L’amplitude de cet épisode tardif est fixée par le paramètre f_{late} , défini comme le ratio entre la masse d’étoiles formées durant cet évènement et la masse totale d’étoiles. Les paramètres utilisés (τ , τ_{late} , t_0 , t_{late} et f_{late}) sont présentés dans la Table 6.2.

6.2.3.2 Population stellaire

Le second module décrit la population stellaire à laquelle la SFH va être appliquée, ce qui va permettre le calcul de la composante stellaire du spectre de la SED. Nous utilisons dans HYPERGAL la librairie de populations stellaires simple `bco3` (ou `GALAXEV`) de BRUZUAL et CHARLOT (2003b), avec la fonction initiale de masse de CHABRIER (2003). Cette librairie de population est disponible avec un large intervalle de paramètres de métallicité Z^1 , allant de 0.0001 à 0.05 et fournit une résolution de l’ordre de 3\AA sur l’intervalle de longueur d’onde $[3200 - 9500]\text{\AA}$ (et une plus faible résolution au delà).

6.2.3.3 Émission nébulaire

Une part importante de lumière émise par les étoiles les plus massives (dans le continuum Lyman) a pour effet de ioniser le gaz présent au sein de la galaxie. Ce phénomène engendre à son tour une émission énergétique non négligeable, sous la forme de continuum et de raies. La librairie utilisée par CIGALE pour modéliser l’émission nébulaire est basée sur INOUE (2011), et générée avec CLOUDY 13.01 (FERLAND et al., 2013). La modélisation qui en découle fixe les intensités relatives de 124 raies d’émissions dans la région *HII*,

¹. Définie comme la fraction massique des éléments plus lourd que l’hélium, vérifiant la relation $X + Y + Z = 1$ où X et Y représentent les fractions massiques de l’hydrogène et l’hélium respectivement.

et est paramétrisée par la métallicité Z (identique à celle utilisée pour la population stellaire) et un paramètre d’ionisation U sans dimension. Ce paramètre est défini tel que $\log(U) \equiv \log(n_\gamma/n_H)$ où n_γ est la densité numérique de photons responsables de l’ionisation d’hydrogène et n_H la densité numérique d’hydrogène.

L’émission nébulaire ayant une forte contribution dans l’optique, j’explore une large gamme de paramètres de métallicités Z et de paramètres d’ionisation U , décrite dans la Table 6.2.

6.2.3.4 Loi d’atténuation

La poussière contenue dans la galaxie absorbe fortement les radiations aux courtes longueurs d’onde, notamment de l’ultraviolet au proche infrarouge, et cette énergie est ensuite ré-émise dans l’infrarouge moyen et lointain. Considérant le fait que **HYPERGAL** est conçu pour des objets jusqu’à un redshift de $z \approx 0.1 - 0.15$, et que des images photométriques entre environ 4000 et 10000Å sont utilisées, l’effet de l’atténuation par la poussière ne doit surtout pas être négligé.

J’adopte le modèle développé par **CHARLOT et FALL (2000)**, à travers le module `dustatt_modified_CF00` (CF00) de **CIGALE**. L’idée de ce modèle est de considérer deux populations d’étoiles : les jeunes étoiles ($< 10^7$ années) qui résident encore dans le nuage qui leur a donné naissance (*birth cloud*; BC), et les vieilles étoiles ($> 10^7$ années) qui elles sont considérées comme appartenant au milieu interstellaire (ISM). L’atténuation est donc traitée différemment. Dans le premier cas, les contributions du nuage et du milieu interstellaire sont prises en compte, dans le second cas, seul le milieu interstellaire. Une loi de puissance est utilisée dans les 2 cas, normalisée par l’atténuation dans la bande V ($\lambda_V = 0.5 \mu\text{m}$) :

$$A_\lambda^{BC} = A_V^{BC} \left(\frac{\lambda}{\lambda_V} \right)^{n_{BC}}$$

$$A_\lambda^{ISM} = A_V^{ISM} \left(\frac{\lambda}{\lambda_V} \right)^{n_{ISM}}$$

et le rapport entre l’atténuation dans la bande V des jeunes étoiles et des vieilles étoiles est paramétré par :

$$\mu = \frac{A_V^{ISM}}{A_V^{ISM} + A_V^{BC}}$$

où μ est un paramètre libre pour plus de flexibilité et une meilleure estimation des raies d’émission H_α (**BATTISTI et al., 2016**; **BUAT et al., 2018**; **MALEK et al., 2018**; **CHEVALLARD et al., 2019**). On choisit de fixer la pente de la loi de puissance pour l’atténuation du milieu interstellaire à $n_{ISM} = -0.7$ en suivant **CHARLOT et FALL (2000)**. Cependant l’autre pente (contribution du nuage) est fixée à $n_{BC} = -1.3$ pour prendre en compte les effets d’absorption des grains dans l’optique similairement à ceux présents dans la Voie Lactée et les nuages de Magellan (**LO FARO et al., 2017**; **WILD et al., 2007**; **DA CUNHA et al., 2008**; **BATTISTI et al., 2019**).

6.2.3.5 Émission de la poussière

La poussière rémet l'énergie absorbée entre l'UV et le proche IR dans le moyen et lointain IR. Étant donné que l'on étudie des galaxies proches ($z < 0.15$) avec des bandes photométriques définies sur un interval de longueur d'onde $\lambda \lesssim 10000 \text{ \AA}$, cette contribution n'a pas d'impact dans le cas présenté ici. En testant plusieurs modèles et différentes libertés, aucun changement n'est observé dans le modèle ajusté. Le module le plus simple décrivant cette contribution, `dale2014` (DALE et al., 2014), est utilisé par défaut. La paramétrisation est de la forme $dM_d(U) \propto U^{-\alpha} dU$, entièrement définie par l'exposant α , avec M_d la masse de poussière chauffée par le champ radiatif et U l'intensité énergétique d'exposition.

TABLE 6.2 – Paramètres d'entrées pour chaque module de CIGALE utilisé.

Paramètre	Symbole	Valeurs de liberté
Histoire de formation stellaire (SFH)		
<i>e-folding time</i> population stellaire principale	τ_{main} (Myr)	1000, 3000, 5000
<i>e-folding time</i> population stellaire tardive	τ_{late} (Myr)	10000
Âge population stellaire principale	age_{main} (Myr)	1000, 2000, 4000, 8000, 10000, 12000
Âge population stellaire tardive	age_{late} (Myr)	10, 40, 70
Fraction massique de la population tardive	f_{late}	0, 0.001, 0.01, 0.1, 0.2
Population stellaire		
Modèles de population stellaire BRUZUAL et CHARLOT (2003b)		
Fonction initiale de masse	IMF	CHABRIER (2003)
Metallicité	Z	0.0001, 0.0004, 0.004, 0.008, 0.02, 0.05
Émission nébulaire		
Paramètre d'ionisation	$\log(U)$	-4, -3, -2, -1
Atténuation de la poussière		
Basé sur CHARLOT et FALL (2000) et BUAT et al. (2018)		
Atténuation milieu interstellaire dans la bande V	A_V^{ISM}	0, 0.3, 0.7, 1, 1.3, 1.7, 2
$\frac{A_V^{ISM}}{A_V^{ISM} + A_V^{BC}}$	μ	0.1, 0.3, 0.7, 1
Pente loi de puissance BC	n_{BC}	-1.3
Pente loi de puissance ISM	n_{ISM}	-0.7
Émission de la poussière		
Librairie de DALE et al. (2014)		
Exposant α	α	1

Notes. Chaque *e-folding time* correspond au temps caractéristique des 2 exponentielles décroissantes de l'équation 6.5.

6.2.4 Utilisation

La configuration que je propose dans la Table 6.2 nécessite le calcul d'une grille de 181440 modèles. Sachant que le but n'est pas de dériver de paramètres physiques (voir BOQUIEN et al. (2019) pour la liste exhaustive), mais de seulement modéliser le SED pour chaque pixel spectral, un temps de calcul non négligeable est gagné. Avec une machine de 20 coeurs, l'ajustement des SED de chaque pixel prend environ 3 minutes.

Avant de construire le cube intrinsèque, je récupère l'information spatiale propre à chaque pixel, devenu les nouveaux spaxels du cube intrinsèque, afin de réarranger le même

agencement que l'image dans la Figure 6.5.

La Figure 6.6 montre deux exemples de SED ajustées par CIGALE, l'une à l'intérieur du bulbe galactique, l'autre à l'extérieur.

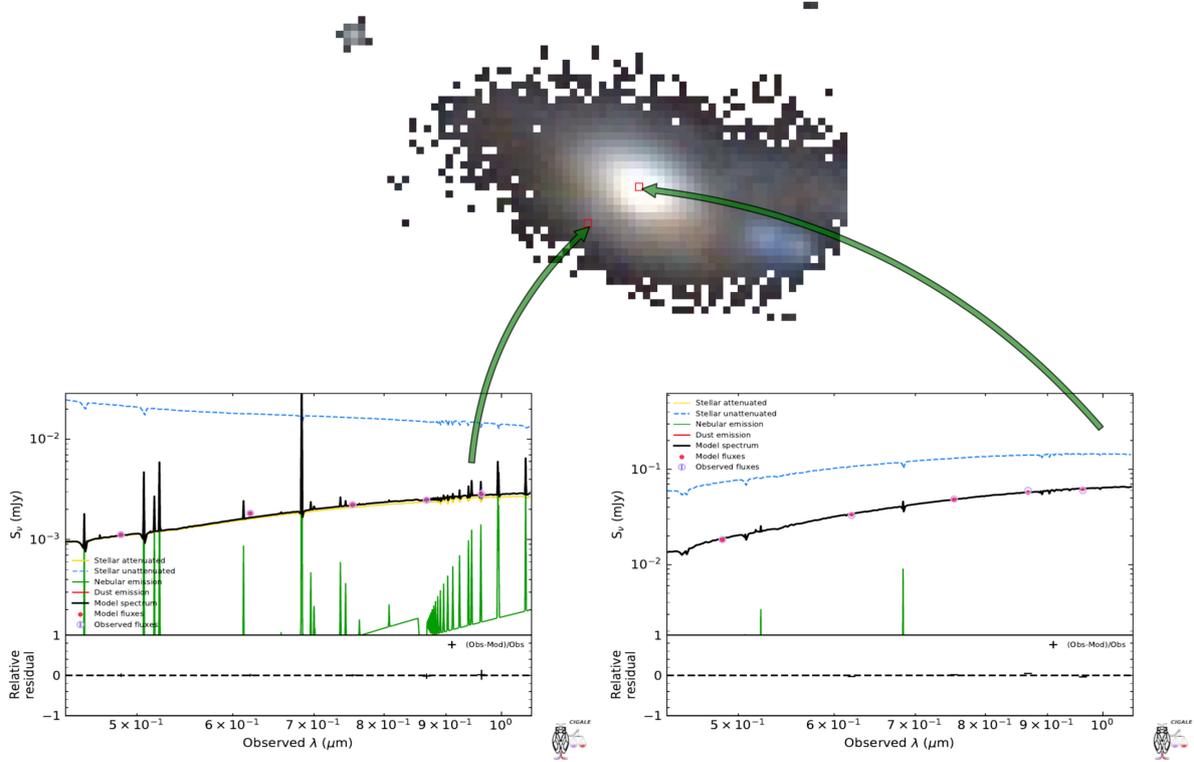


FIGURE 6.6 – Exemples de SED ajustées pour deux pixels. À *gauche*, un pixel à l'extérieur du coeur de la galaxie, à *droite*, un pixel à l'intérieur. Les différentes composantes de la SED totale sont indiquées dans les figures de sortie de CIGALE.

L'obtention de la SED permet également de déterminer le flux intégré spectralement sur les bandes photométriques d'entrée et ainsi d'estimer la qualité de la modélisation et la présence éventuelle de structures dans les résidus. La Figure 6.7 montre par exemple la distribution du *pull* vis à vis de chaque bande de PS1, ainsi que la RMSE spectrale en les considérant toutes.

Le *pull* est défini comme la déviation entre le modèle et les données, pondérée par l'erreur sur ces dernières, tel que :

$$p = \frac{y - \tilde{y}}{\sigma} \quad (6.6)$$

avec \tilde{y} la prédiction du modèle, y , la donnée et σ , l'erreur sur y . La RMSE (ou erreur quadratique moyenne), est définie telle que :

$$RMSE = \sqrt{\left(\frac{1}{N_\lambda} \sum_\lambda \left(\frac{y_\lambda - \tilde{y}_\lambda}{y_\lambda} \right)^2 \right)} \quad (6.7)$$

avec la même définition des paramètres que pour le *pull*, N_λ étant le nombre de données spectrales (5 dans notre cas). On notera la normalisation par y_λ , afin d'avoir une quantité plus facilement interprétable.

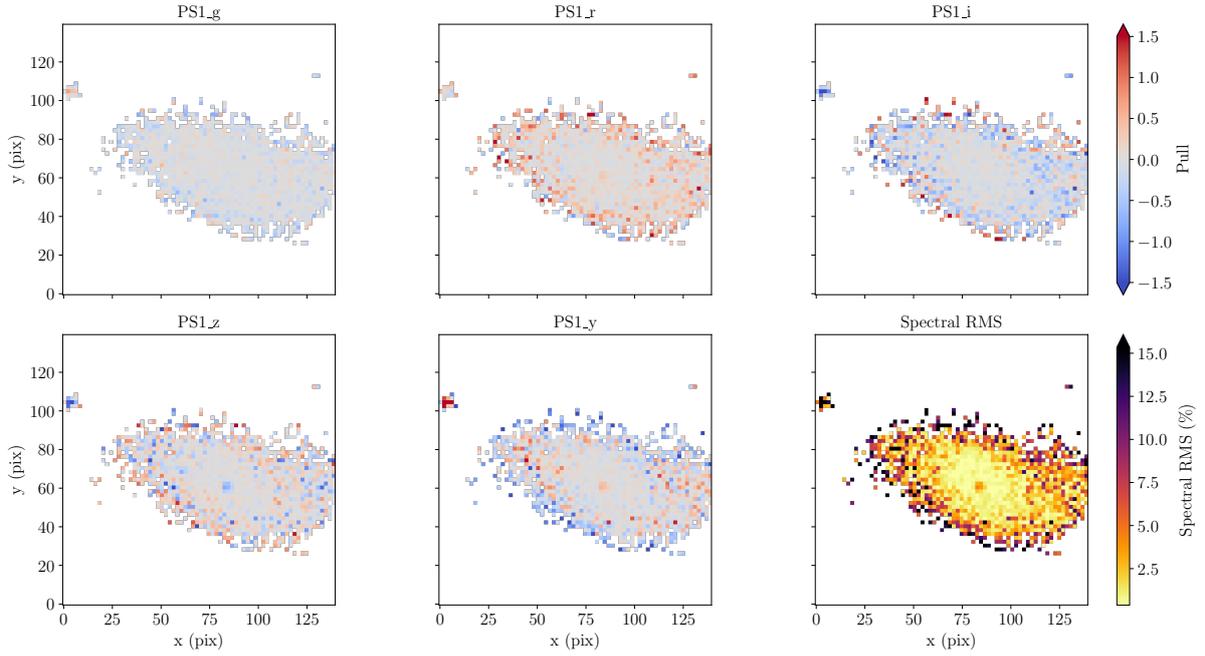


FIGURE 6.7 – Cartographie du pull pour chaque bande PS1 et de la RMS spectrale en sortie de CIGALE

On obtient dans ce cas de figure une distribution sans structure apparente du pull et de la RMS, avec une précision de l'ordre de 2 – 3% dans une majorité de la galaxie. On notera une déviation non négligeable sur les bords de la galaxie où la coupure $\text{SNR} > 3$ n'est peut-être pas assez stricte et laisse passer quelques zones du ciel non modélisables par le SED Fitter.

La RMS spatiale globale peut être estimée à partir de la RMS spectrale de chaque pixel, telle que :

$$\text{RMS}_{\text{spatiale}} = \sqrt{\left(\frac{1}{N_p} \sum_p (\text{RMS}_p^2) \right)} \quad (6.8)$$

En considérant les 90 premiers percentiles en RMS des pixels, on obtient avec les résultats montrés dans la Figure 6.7 une $\text{RMS}_{\text{spatiale}} = 2.9\%$.

6.3 Construction du cube intrinsèque

6.3.1 Échantillonnage des spectres dans l'espace SEDm

Chaque pixel étant traité indépendamment par **CIGALE**, leur échantillonnage spectral de sortie n'est pas homogène et nécessite donc d'être uniformisé au cas d'utilisation, à savoir l'échantillonnage spectral de la SEDm.

Les cubes de la SEDm sont construits numériquement avec les modules **PYIFU**¹ et **PYSEDm**, écrits en **PYTHON**, et sont composés de 220 tranches spectrales étendues de 3700Å à 9300Å soit un échantillonnage spectral d'environ 25.57Å.

La Figure 6.8 illustre l'échantillonnage spectral d'une SED obtenue avec **CIGALE**, et sa projection dans l'espace spectral de la SEDm. Initialement, l'échantillonnage est inférieur à 5 Å, mais n'est pas uniforme. Pour effectuer le ré-échantillonnage correspondant à l'espace spectral de la SEDm, j'interpole par une spline cubique la SED obtenue avec **CIGALE**, avec un échantillonnage 10 fois plus fin (2200 pixels). Je prends en compte de cette façon le fait que chaque valeur de flux correspond à un flux intégré, et non discret. J'applique ensuite une convolution par une fonction porte (de taille 10 pixels également) pour obtenir le spectre échantillonné dans l'espace spectral de la SEDm (220 pixels spectraux entre 3700Å et 9300Å).

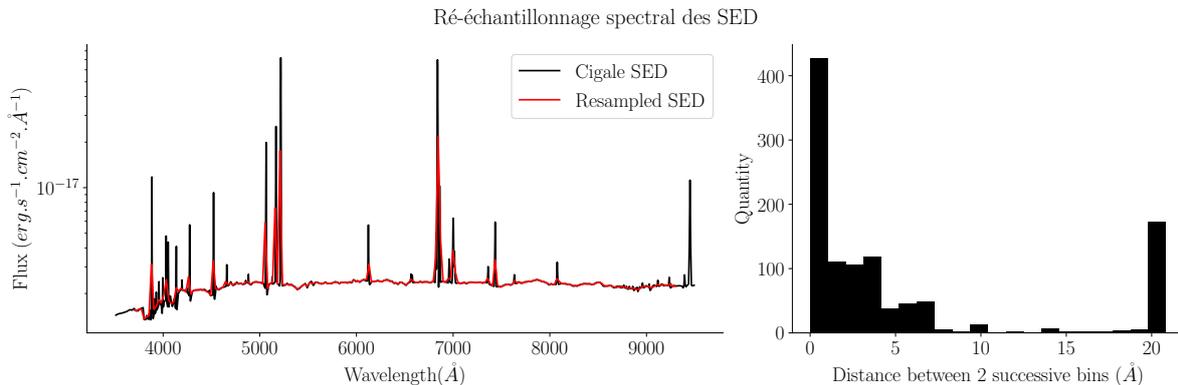


FIGURE 6.8 – Échantillonnage spectral d'une SED obtenue avec **CIGALE**. À gauche, la SED de sortie de **CIGALE** entre 3500 et 9500Å (courbe noire) et le ré-échantillonnage dans l'espace spectral de la SEDm (courbe rouge). À droite, l'historgramme de la taille d'échantillonnage de cette SED à la sortie de **CIGALE**.

6.3.2 Construction du cube

Ayant projeté toutes les SED dans l'espace spectral de la SEDm, je suis à présent en mesure de reconstruire le cube intrinsèque de la galaxie hôte.

Je rappelle que ai effectué une coupure $\text{SNR} > 3$ (section 6.2.2) dans toutes les bandes PS1 pour isoler les zones des images photométriques n'appartenant pas à une source astronomique. Pour ces zones je fixe une SED nulle, le fond ayant déjà été soustrait dans les images PS1 (section 6.1.2).

1. <https://github.com/MickaelRigault/pyifu>

J'utilise alors la mise en mémoire de la géométrie et localisation spatiale de chaque pixel avant l'utilisation de CIGALE pour procéder à l'agencement des spaxels. La Figure 6.9 montre le cube intrinsèque ainsi reconstruit.

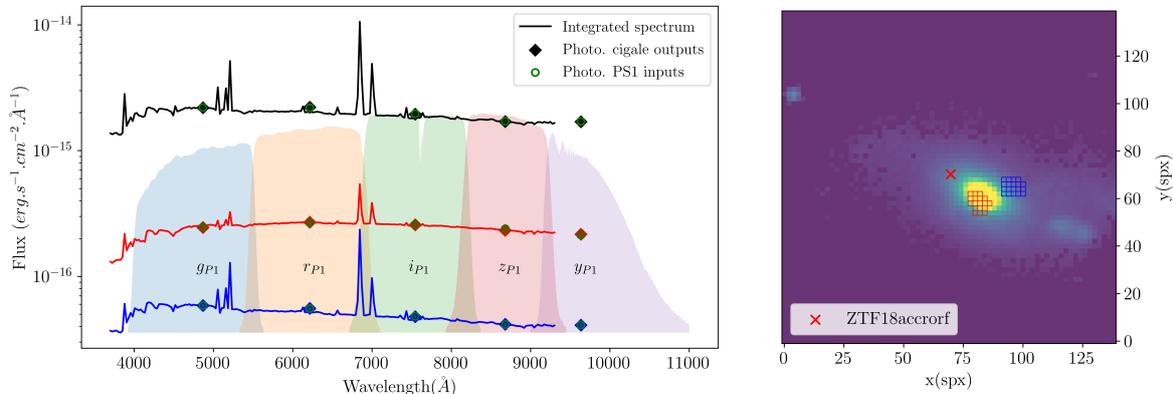


FIGURE 6.9 – Cube intrinsèque de la galaxie hôte de ZTF18accroff. À droite, l'image 2D du cube 3D intégré spectralement. La croix rouge indique la position prédite de ZTF18accroff. Les spaxels sélectionnés en rouge et bleu servent à illustrer l'aspect 3D du cube en montrant la SED correspondante. À gauche sont représentés les spectres intégrés de 3 différentes zones spatiales du cube. Les spectres bleu et rouge correspondent aux spaxels de même couleur, et le spectre noir à l'intégration total. La couverture spectrale des filtres de PS1 est également représentée, avec pour chaque spectre les données photométriques d'entrée (cercles verts) et le résultat obtenu avec CIGALE (losanges) à la longueur d'onde pivot du filtre.

L'obtention du cube intrinsèque clôture l'étape de la modélisation hyperspectrale d'HYPERGAL. Le code dédié à la requête des images photométriques PS1 et leur traitement pour le SED fitting sont contenus dans le module `HYPERGAL.PHOTOMETRY`. L'utilisation de CIGALE est entièrement automatisée dans le module `HYPERGAL.SPECTROSCOPY.SEDFITTING`, avec la liberté laissée à l'utilisateur d'utiliser une configuration différente de celle implémentée par défaut (Table 6.2) dans un fichier `.json`. Ce module traite également la reconstruction du cube.

La projection dans l'espace des observations de la SEDm n'est pas encore possible à ce stade, car la réponse impulsionnelle de l'instrument n'est pas encore prise en compte. En effet, les réponses impulsionnelles spectrales (fonction d'étalement de raie; LSF) et spatiales (fonction d'étalement de point; PSF) de la SEDm ne sont pas les mêmes que celles présentes dans notre cube.

Les SED obtenues avec CIGALE sont à la résolution spectrale des modèles de population stellaire. La librairie `bc03` utilisée est basée sur des spectres ayant une résolution de 3\AA sur l'intervalle $[3200-9500]\text{\AA}$ (correspondant à une résolution de $R = \lambda/d\lambda \approx 2000$; BRUZUAL et CHARLOT (2003b)). Cette résolution, $20\times$ supérieure à celle de la SEDm, rend primordiale l'étude de la LSF.

La PSF du cube provient quant à elle des images photométriques PS1, qui est chromatique et qui est détaillée dans la Table 6.1 (un seeing typiquement de l'ordre de $\sim 1''.1$ contre $\sim 1''.7$ pour la SEDm).

Le chapitre suivant de ce manuscrit a pour but de caractériser ces différentes réponses instrumentales.

Réponse impulsionnelle de la SEDm et extraction de source ponctuelle

Sommaire

7.1	Réponse impulsionnelle spectrale	106
7.1.1	Lampes à arc	106
7.1.2	Détermination de la LSF	106
7.2	Réponse impulsionnelle spatiale	112
7.2.1	Modèle de profil radial monochromatique	112
7.2.2	Entraînement du modèle polychromatique	114
7.3	Extraction de la source ponctuelle	118
7.3.1	Méthode d'extraction	118
7.3.2	Réfraction atmosphérique différentielle	119
7.3.3	Ajustement chromatique	121
7.4	Calibration en flux	122
7.4.1	Méthode	122
7.4.2	Précision de la calibration	125

Le chapitre précédent était consacré à la modélisation hyperspectrale de la galaxie hôte en utilisant localement le SED fitter *CIGALE* sur des images photométriques de PS1. Cette étape d'*HYPERGAL* fournit le cube intrinsèque de la galaxie, composé de spaxels ayant chacun un spectre qui lui est propre.

Les résolutions spectrales et spatiales ne sont cependant pas encore adaptées à l'espace des observations dans lequel je souhaite projeter le cube, à savoir celui de la SEDm. Je dois pour cela considérer la réponse impulsionnelle spectro-spatiale de l'instrument.

Par ailleurs, l'objectif d'*HYPERGAL* étant d'être un modéliseur de scène, je serai forcément amené à modéliser la supernova. Cet objet étant une source ponctuelle, elle est entièrement définie par le profil de PSF, qui est la réponse impulsionnelle spatiale de la SEDm.

Dans ce chapitre, je commence par présenter la méthode de détermination de la réponse impulsionnelle spectrale (*Line Spread Function*, LSF) de la SEDm, et son application au cube intrinsèque. Puis j'introduis un modèle pour la réponse impulsionnelle spatiale, que j'entraînerai grâce à l'observation d'étoiles standards (sources ponctuelles). Enfin, je procéderai à la validation de ce modèle de PSF par une analyse de la calibration spectrophotométrique à partir de ces étoiles standards.

7.1 Réponse impulsionnelle spectrale

7.1.1 Lampes à arc

Afin de caractériser la réponse impulsionnelle spectrale de la SEDm, on utilise les lampes à arc introduites au chapitre 4.2.2.

Ces sources de lumière émettent un spectre avec d'intenses raies d'émissions caractéristiques des éléments présents dans la lampe.

Je les utilise initialement afin de déterminer la solution en longueur d'onde de chaque trace spectrale sur le CCD, ce qui permet d'associer une longueur d'onde à une localisation spatiale sur le détecteur. Ce processus, détaillé dans RIGAULT et al. (2019) et le chapitre 4 de ce manuscrit, est effectué à l'aide de 3 lampes à arc : au Xenon (Xe), au Mercure (Hg) et au Cadmium (Cd). La combinaison de ces 3 lampes permet de couvrir tout le domaine spectral de la SEDm. La Table 7.1 détaille la position des raies pour chacune des lampes.

TABLE 7.1 – Raies d'émission des lampes à arc

Lampe	Raie 1	Raie 2	Raie 3	Raie 4	Raie 5	Raie 6
Hg	4047.7	4359.6	5462.3	5781.7*
Cd	4679.3	4801.3	5087.2	6440.2
Xe	7644.1	8250.1*	8386.2*	8821.8	9001.3*	9165.1

Notes. La notation * correspond aux raies d'émissions qui résultent d'un mélange de plusieurs raies très rapprochées spectralement et non discernables par la SEDm.

La réponse impulsionnelle spectrale de la SEDm pouvant très bien être chromatique, nous allons pouvoir tirer parti de la répartition de ces raies sur toute la plage spectrale. La Figure 7.1 montre le spectre (moyenné sur tout le MLA) des 3 lampes à arc utilisées, en unité de flux par longueur d'onde. La distribution des raies sur l'espace spectral permet une excellente contrainte entre 4000 et 6500Å grâce aux lampes Hg et Cd. La lampe à Xenon permet, quant à elle, de contraindre la solution en longueur d'onde (et a fortiori la LSF dans cette étude) au delà de 7500Å.

7.1.2 Détermination de la LSF

À l'instar du pipeline PYSEDm, la fonction d'étalement spectrale est modélisée par une gaussienne. En toute rigueur, chaque spaxel possède *a priori* sa propre réponse impulsionnelle, et il faudrait déterminer la LSF pour chacun d'entre eux. En pratique, on suppose que la LSF moyenne sur tout le MLA est suffisamment représentative de la réponse impulsionnelle spectrale de la SEDm à l'échelle locale. Cette approximation est motivée par une distribution spatiale homogène et avec peu de variation de la LSF. La Figure 7.2 illustre cela pour une lampe à cadmium et sa raie à 6440 Å, où le nMAD¹ de

1. Médiane de la déviation absolue. Pour un jeu de données X , de médiane \tilde{X} , le MAD est défini comme $MAD = median(|X_i - \tilde{X}|)$. Pour utiliser le MAD comme un estimateur d'écart type, on définit

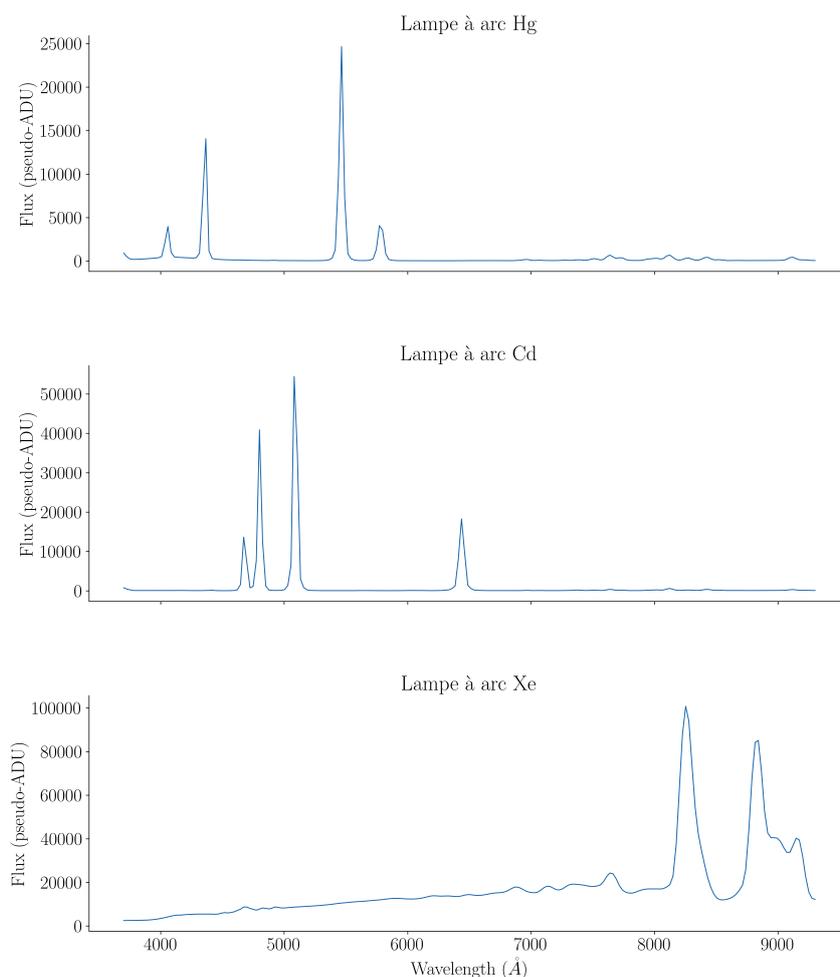


FIGURE 7.1 – Spectres en pseudo-ADU des lampes à arc utilisées pour la SEDm pour la nuit du 3 Juillet 2020. De haut en bas, lampe à mercure (Hg), à cadmium (Cd) et à Xenon (Xe). Ces spectres sont en unité de flux (pseudo-ADU) et sont reconstruits à partir de la solution en longueur d’onde correspondante. Chaque spectre correspond au spectre moyen sur tout le MLA.

cette distribution spatiale est de seulement 0.51 \AA .

La variation temporelle de la LSF ne présentant pas de tendance particulière, la LSF est également supposée stationnaire. La Figure 7.3 illustre cela en présentant l’évolution au cours du temps (65 nuits entre 2018 et 2022) de la médiane de l’écart type de la LSF (modélisée par une gaussienne) pour la raie à 6440 \AA de la lampe à Cd.

L’analyse de la réponse impulsionnelle spectrale est effectuée à partir de la solution en longueur d’onde de 65 nuits étalées entre 2018 et 2022. Je récupère ainsi les positions et écarts types des gaussiennes ajustés pour chaque raie d’émission pour chaque spaxel de chaque nuit. La solution en longueur d’onde permet également de passer de l’espace des pixels du CCD à l’espace des longueurs d’onde.

La médiane de la localisation ajustée de chaque raie parmi tous les spaxels est utilisée. De même pour la largeur des gaussiennes, la médiane de leur distribution spatiale pour

$nMAD = k \times MAD$ avec $k \approx 1.4826$ pour un jeu de données gaussienement distribué.

Carte du σ de la modélisation gaussienne de la LSF
pour la raie à $\lambda = 6440 \text{ \AA}$ d'une lampe Cd

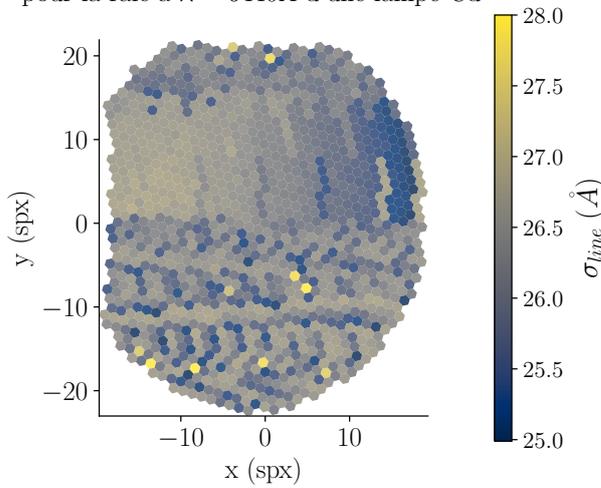


FIGURE 7.2 – Distribution spatiale du σ de la modélisation gaussienne pour une raie ($\lambda = 6440 \text{ \AA}$) d'une lampe à arc (Cd). Le nMAD de cette distribution spatiale est de 0.51 \AA .

Time evolution of the median σ for the 6440 \AA line of the Cd arc lamp.

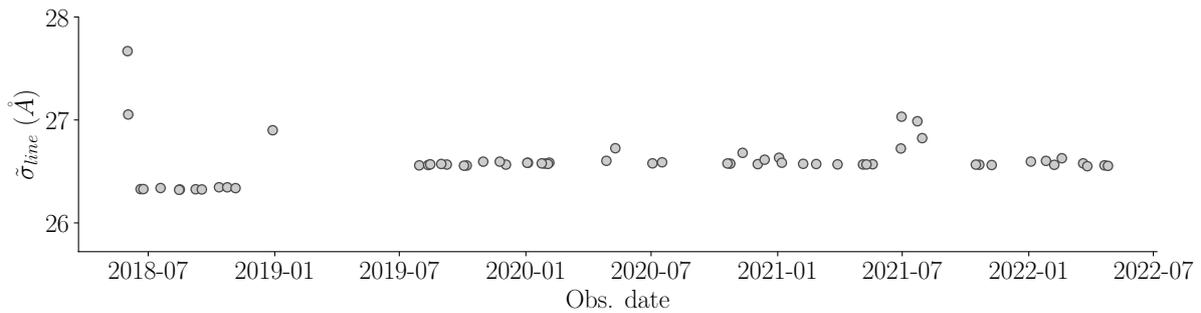


FIGURE 7.3 – Évolution temporelle de la LSF pour une raie ($\lambda = 6440 \text{ \AA}$) de la lampe à CD entre 2018 et 2022.

une lampe et une raie donnée est utilisée, afin d'éviter les potentielles valeurs aberrantes notamment sur les bords du MLA (RIGAUULT et al. (2019)). La Figure 7.4 montre la distribution des largeurs médianes des gaussiennes ajustées pour les 65 nuits et pour chaque raie d'émission.

La distribution des largeurs propres à chaque raie indique bien une évolution chromatique, avec une résolution spectrale plus fine dans le bleu que dans le rouge. La dispersion sur les nuits sélectionnées est de l'ordre de quelques Å .

Sachant que les raies d'émission de la lampe à Xenon sont faiblement contraintes, on choisit de modéliser la chromaticité de la LSF en utilisant un polynôme de Legendre de degré 2 afin d'éviter un effet d'over-fitting aux extrémités.

Pour des raisons de clareté visuelle, la Figure 7.5 montre la distribution des écarts types sous forme de violon, la dispersion de la position de la raie étant trop faible pour être discernable sur la figure. La LSF, σ_λ , est présentée en unité de longueur d'onde mais également en unité de pixel spectral pour la SEDm, connaissant l'échantillonnage du domaine spectral (220 tranches entre 3700 et 9300 \AA , soit un échantillonnage de $\sim 25.6 \text{ \AA}$).

Sachant que la largeur à mi-hauteur (FWHM) pour une distribution gaussienne est

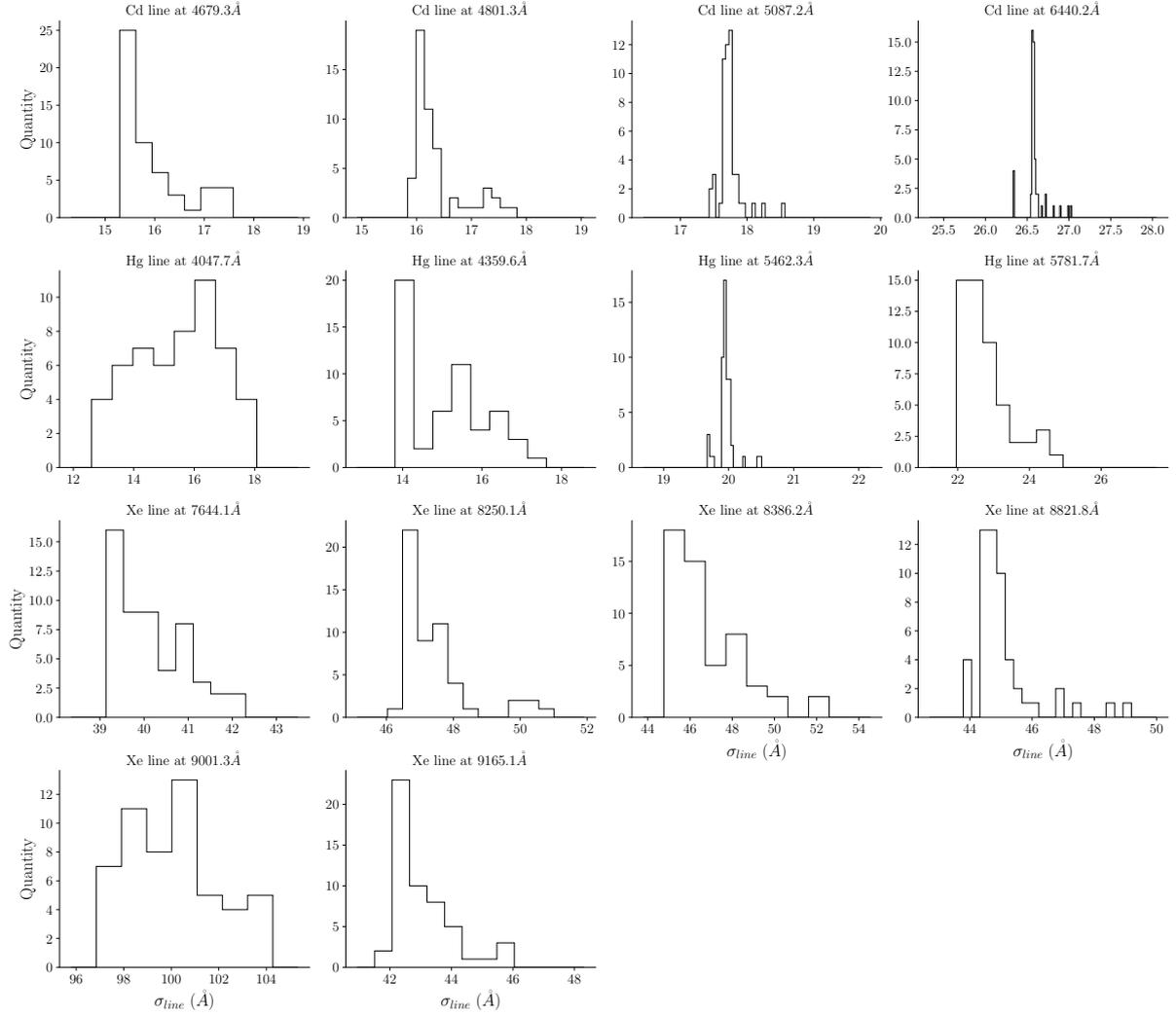


FIGURE 7.4 – Distribution de l'écart type σ_{line} des raies des lampes à arc, en considérant l'écart type médian sur tous les spaxels du MLA pour la solution en longueur d'onde de 65 nuits entre 2018 et 2022.

$FWHM = 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma \approx 2.355\sigma$, on peut également caractériser le pouvoir de résolution de la SEDm, illustré dans la Figure 7.6. Comme introduit dans [BLAGORODNOVA et al. \(2018\)](#), la résolution spectrale $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ est de l'ordre de 100 sur tout le domaine spectral. Néanmoins, cette résolution spectrale décroît vers le rouge, avec $R_{\lambda=4000\text{\AA}} \sim 135$, $R_{\lambda=6500\text{\AA}} \sim 100$ et $R_{\lambda=8500\text{\AA}} \sim 80$.

Nous fixons ainsi le modèle chromatique de LSF de la SEDm. Sachant que la résolution des spectres obtenus avec **CIGALE** est de l'ordre de 3\AA sur l'intervalle $[3200-9500]\text{\AA}$ (correspondant à une résolution de $R = \lambda/d\lambda \approx 2000$; [BRUZUAL et CHARLOT \(2003b\)](#)), nous choisissons de convoluer directement les spectres du cube intrinsèque par la LSF chromatique de la SEDm.

La Figure 7.7 montre par exemple l'application du modèle de LSF sur le spectre d'un spaxel du cube intrinsèque (le spectre rouge de la Figure 6.8 après ré-échantillonnage). Le lissage progressif et croissant avec la longueur d'onde dû à la chromaticité de la LSF est

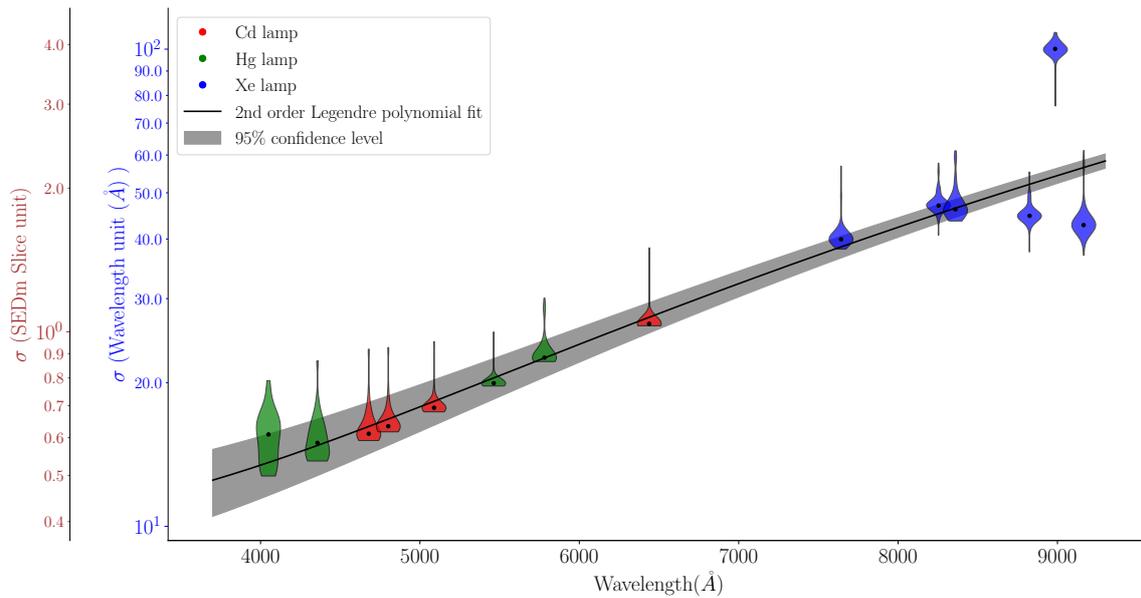


FIGURE 7.5 – Chromaticité de la LSF. On montre ici l'évolution de l'écart type σ de la modélisation gaussienne des différentes raies d'émission pour les lampes à arc Cd, Hg et Xe en fonction de la longueur d'onde. L'écart type σ est présenté en unité de longueur d'onde ($\lambda[\text{\AA}]$) et en unité d'épaisseur de tranche dans les cubes 3D de la SEDm. Cette étude est réalisée à partir des solutions en longueurs d'onde de 65 nuits étalées entre 2018 et 2022. Le code couleur indique la lampe à arc dont est issue la raie d'émission et le modèle quadratique ajusté est présenté en courbe noire.

clairement visible.

Cette convolution est appliquée pour tous les spaxels du cube intrinsèque, ce qui permet de porter le cube de la galaxie hôte dans l'espace spectral de la SEDm.

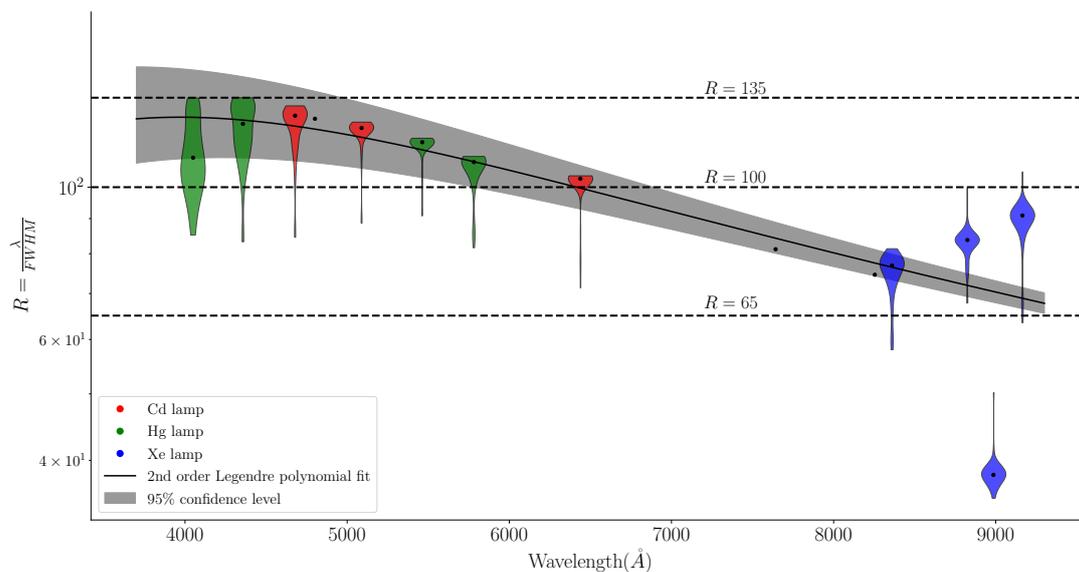


FIGURE 7.6 – Résolution de la SEDm, où $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$, avec λ , la longueur d’onde de la raie d’émission et $\Delta\lambda$, leur largeur à mi hauteur. Un violon correspond à la distribution en résolution à la position d’une raie d’émission (code couleur pour l’origine de la lampe) dans le même esprit que dans la Figure 7.5. Les lignes horizontales en pointillées indiquent les résolutions $R = 135$, 100 et 65. La description de la SEDm (BLAGORODNOVA et al., 2018) indique une résolution $R \sim 100$, l’ordre de grandeur retrouvé ici.

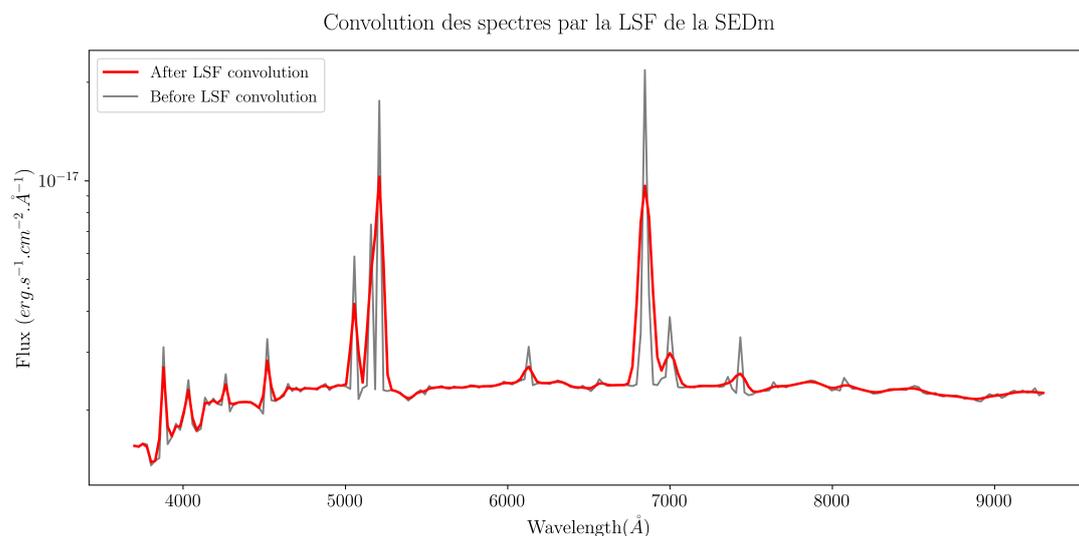


FIGURE 7.7 – Application de la LSF aux spectres du cube intrinsèque obtenue dans le Chapitre 6.3 (Figure 6.9). On montre ici un exemple de la convolution sur le spectre après ré-échantillonnage de la Figure 6.8 (ici en *noir*). Le lissage progressif et croissant avec la longueur d’onde dû à la chromaticité de la LSF est clairement visible. Le résultat de la convolution par le kernel variable est représenté par le spectre *rouge*.

7.2 Réponse impulsionnelle spatiale

La section précédente était consacrée à la caractérisation de la réponse impulsionnelle spectrale de la SEDm. Je présente ici celle de la réponse impulsionnelle spatiale, faite à partir d’observations d’étoiles standards (STDs) qui sont des sources ponctuelles dans le champ de vue de l’IFS.

En associant l’imperfection du système optique et la présence des turbulences atmosphériques (KOLMOGOROV, 1941) dont l’hétérogénéité est dynamique, la structure d’une image varie aléatoirement au cours du temps dans le champ de vue du télescope. Une exposition de quelques secondes est habituellement suffisante pour moyenniser ces fluctuations et fixer l’image. On peut alors relier le flux d’une source, $O(\vec{\alpha}, \lambda)$, dans une direction du ciel, $\vec{\alpha}$, à la longueur d’onde, λ , et $\langle I(\vec{\alpha}, \lambda) \rangle$, la moyenne temporelle du flux observé décrivant l’image obtenue dans le plan focal par la transformation :

$$\langle I(\vec{\alpha}, \lambda) \rangle = O(\vec{\alpha}, \lambda) \otimes \langle S(\vec{\alpha}, \lambda) \rangle \quad (7.1)$$

avec $\langle S(\vec{\alpha}, \lambda) \rangle$, l’image moyenne dans le plan focal d’une source ponctuelle observée à l’infini, qui n’est autre que notre fonction d’étalement de point (PSF). Sa transformée de Fourier, notée $\langle \tilde{S}(f) \rangle$, est la fonction de transfert du système optique dans son ensemble, qui n’est autre que le produit entre la fonction de transfert du télescope, $T(f)$, et la fonction de transfert de l’atmosphère, $B(\lambda, f)$.

La caractérisation de la PSF est donc cruciale pour une modélisation de scène robuste avec HYPERGAL, étant donnée qu’une supernova, qui fera partie des composantes de la scène, est elle même une source ponctuelle à l’instar des STDs.

Cette section est divisée en trois parties. Dans un premier temps je présente le modèle de profil radial utilisé pour la PSF, puis je détaille l’entraînement de ce modèle destiné à le contraindre. Enfin, j’aborde l’aspect chromatique de cette réponse impulsionnelle ainsi que les effets atmosphériques sur la localisation de la source ponctuelle dans le MLA.

7.2.1 Modèle de profil radial monochromatique

Bien qu’il existe des modèles de PSF dérivés de la théorie des perturbations atmosphériques (KOLMOGOROV, 1941; FRIED, 1966; TOKOVININ, 2002), leur capacité à décrire correctement les données n’est en général pas suffisant. BUTON (2009) montre par exemple dans le cadre de SNfactory que de tels modèles ne permettent pas de bien représenter le “coude” séparant le coeur des ailes du profil radial.

Une simple gaussienne est parfois utilisée comme par KING (1971), mais une telle représentation, quoiqu’efficace pour la représentation du coeur d’une source ponctuelle, ne permet pas d’ajuster les ailes du profil radial.

Cette partie de la PSF peut cependant être modélisée par une loi de puissance qui décroît moins vite que la gaussienne, comme introduit par MOFFAT (1969). Des modèles de PSF basés sur cette fonction homonyme (Moffat) ont par exemple été proposés par RACINE (1996) et TRUJILLO et al. (2001).

Je choisis d’adopter la modélisation proposée dans la thèse de BUTON (2009), qui est également celle utilisée par RIGAULT et al. (2019) pour la description de la PSF de la SEDm. Ce modèle empirique et analytique a pour but d’introduire une composante pour

chaque partie du profil radial, à savoir une Gaussienne pour la description du coeur, et une Moffat pour la description des ailes. Le modèle total est ainsi une simple combinaison linéaire entre ces deux distributions :

$$PSF(r) = N \left[\eta \times \exp\left(-\frac{r}{2\sigma^2}\right) + \left(1 + \left(\frac{r}{\alpha}\right)^2\right)^{-\beta} \right] \quad (7.2)$$

où les paramètres η , σ , α et β sont les paramètres de forme du profil radial, et N un coefficient de normalisation explicité quelques lignes plus loin.

Il faut cependant prendre également en compte l'éventualité de défaut de focalisation et/ou d'erreur de guidage du télescope, dont la conséquence sera d'induire une ellipticité à notre source ponctuelle dans le plan focal, et ne sera, ainsi, plus une image circulaire.

Le rayon r de l'équation 7.2 est ainsi un rayon elliptique, tel que :

$$r^2 = r_{ell}^2 = (x - x_0)^2 + \mathcal{A}(y - y_0)^2 + 2\mathcal{B}(x - x_0) \times (y - y_0) \quad (7.3)$$

avec x_0 et y_0 les coordonnées du centre de la source ponctuelle.

Les paramètres \mathcal{A} et \mathcal{B} décrivent simultanément le rapport, q , des deux axes et l'orientation, ϕ , de l'ellipticité tels que :

$$q = 1 + \frac{\left(\sqrt{(1 - \mathcal{A})^2 + 4\mathcal{B}^2} - (1 + \mathcal{A})\right)}{\left(\sqrt{(1 - \mathcal{A})^2 + 4\mathcal{B}^2} + (1 + \mathcal{A})\right)} \quad (7.4)$$

$$\phi = \begin{cases} \frac{1}{2} \cot^{-1}\left(\frac{1-\mathcal{A}}{2\mathcal{B}}\right) & \text{si } \mathcal{A} > 1 \\ \frac{\pi}{2} + \frac{1}{2} \cot^{-1}\left(\frac{1-\mathcal{A}}{2\mathcal{B}}\right) & \text{si } \mathcal{A} < 1 \end{cases} \quad (7.5)$$

Avec une ellipticité quelconque, le coefficient de normalisation, N , est défini par :

$$N = \left(\frac{\pi}{\sqrt{\mathcal{A} - \mathcal{B}^2}} \times \left(2\eta\sigma^2 + \frac{\alpha^2}{\beta - 1} \right) \right)^{-1} \quad (7.6)$$

Ce formalisme décrit ainsi entièrement la source ponctuelle à l'amplitude près.

L'entraînement de notre modèle se faisant sur l'observation d'étoiles standards, j'ajoute également une composante pour modéliser le fond du ciel. En temps normal, cette composante est censée être uniforme et une constante devrait suffir à la modéliser. Dans ce cas, les cubes extraits avec PYSEDm (RIGAULT et al., 2019) présentent régulièrement des artefacts indésirables, notamment sur les bords du cube, et sont d'autant plus intenses aux extrémités de l'espace spectral couvert par la SEDm. Afin de palier à ces effets, j'introduis un fond polynomial d'ordre 2, de sorte que :

$$\text{Bkgd}(x, y) = b_0 + (b_x \times x) + (b_y \times y) + (b_{xx} \times x^2) + (b_{yy} \times y^2) + (b_{xy} \times xy) \quad (7.7)$$

avec x et y les coordonnées en spaxel de notre cube, et b_0 une constante qui n'est autre que la composante qui décrit le fond de ciel.

La Figure 7.8 montre un exemple de profil radial fitté sur une meta-tranche à 6244Å pour la STD 25d4655, avec les différentes contributions de la fonction d'étalement de point.

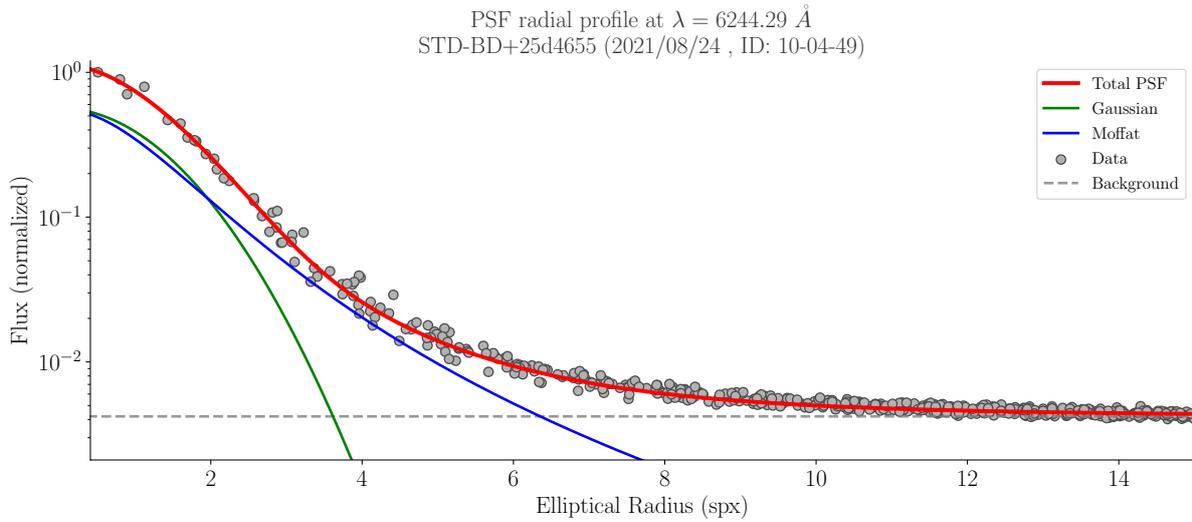


FIGURE 7.8 – Profil radial pour la méta-tranche à 6244\AA de l'étoile standard 25d4655.

7.2.2 Entraînement du modèle polychromatique

Le modèle de PSF contient ainsi 4 paramètres de forme (η , α , β , σ) et 2 paramètres de focalisation décrivant l'ellipticité et l'orientation. Ces six paramètres sont cependant *a priori* chromatiques, et le nombre de degrés de liberté pour décrire une simple source ponctuelle devient trop important.

Je me suis ainsi penché sur l'étude des corrélations entre ces paramètres et leur chromaticité, afin de contraindre le modèle de PSF couvrant différentes conditions d'observation (masse d'air, seeing, etc). Pour faire cela, j'ai utilisé environ 150 cubes de données d'étoiles standards, observées avec la SEDm en 2021.

Dans un premier temps, je procède à un ajustement avec la fonction d'étalement de point entièrement libre, pour 9 méta-tranches indépendantes entre 4500 et 9000 \AA . J'ai choisi de ne pas considérer les longueurs d'ondes au delà de ces extrémités à cause des artefacts trop intenses générés lors de l'extraction des spectres du CCD, pouvant aller jusqu'à masquer la source astronomique dans le champ de vue du MLA.

J'ai commencé par chercher quels paramètres présentaient la plus forte corrélation. La Figure 7.9 met ainsi en évidence, d'une part, une très forte corrélation entre α et β , mais également le fait que α semble montrer le plus de corrélations avec les autres paramètres de forme. α est ainsi choisi comme paramètre principal du modèle de PSF.

L'idée est alors de fixer adéquatement les corrélations entre les paramètres, puis de réentraîner le modèle de PSF avec ses nouvelles contraintes. On vérifie alors à nouveau la présence ou non d'autres fortes corrélations, et on les fixe successivement.

Cet entraînement est également réalisé chromatiquement. En effet, même si 2 paramètres sont fortement corrélés sur l'ensemble de l'intervalle spectral étudié, nous ne savons pas *a priori* si la forme de ces corrélations est, ou non, chromatique. J'analyse ainsi l'évolution de ces corrélations en fonction de la longueur d'onde.

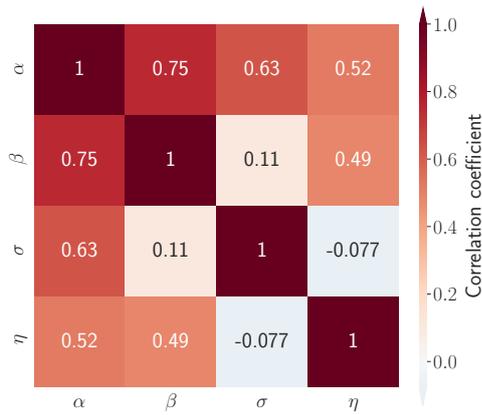


FIGURE 7.9 – Matrice de corrélation des paramètres de PSF toutes méta-tranches confondues, avec tous les paramètres libres.

7.2.2.1 Première corrélation : α vs β

Le rayon (α) et l'exposant (β) de la Moffat sont les deux paramètres qui présentent la plus forte corrélation et de façon significative, elle est par conséquent fixée en premier. La Figure 7.10 présente les ajustements linéaires pour chaque méta-tranche. Cet ajustement est effectué par minimisation de χ^2 , en pondérant donc par les erreurs.

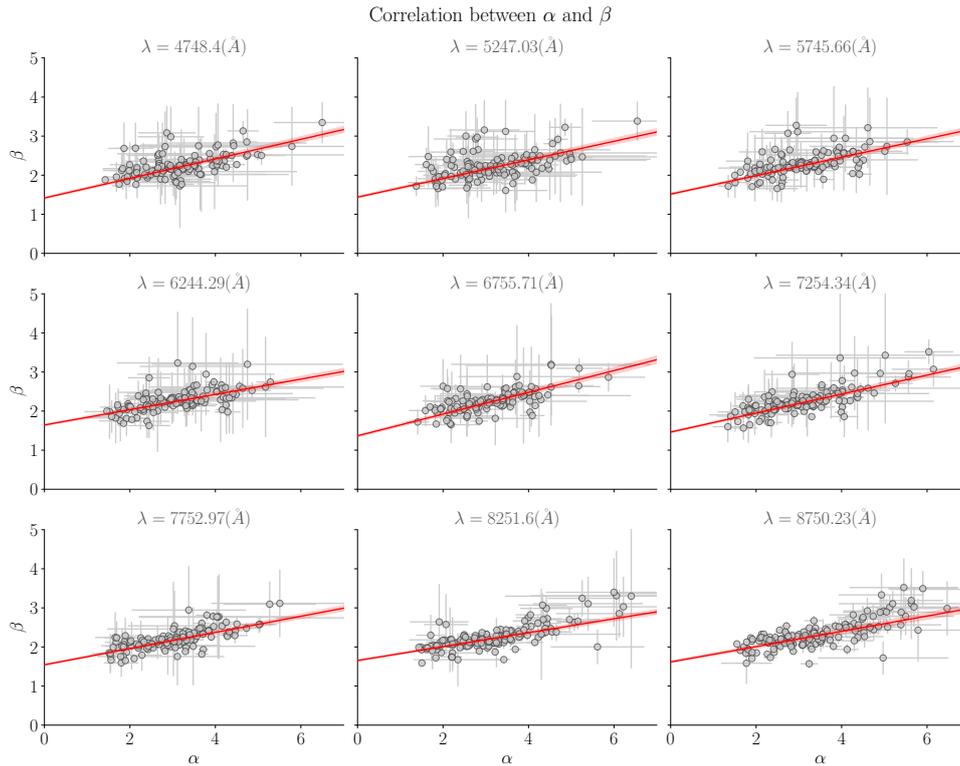


FIGURE 7.10 – Chromaticité des corrélations entre α et β .

La chromaticité de ces ajustements est représentée dans la Figure 7.11, où l'évolution du point zéro (ordonnée à l'origine) et de la pente en fonction de la longueur d'onde de la meta-tranche considéré sont montrées. On observe des fluctuations chromatiques de l'ordre de 12% pour la pente, et de 6% pour le point zéro. On choisit d'ignorer ces effets chromatiques, et de fixer $\beta(\alpha)$ indépendamment de la longueur d'onde comme une

combinaison linéaire tel que :

$$\beta(\alpha) = \beta_1 \times \alpha + \beta_0 \tag{7.8}$$

avec β_1 et β_0 fixés.

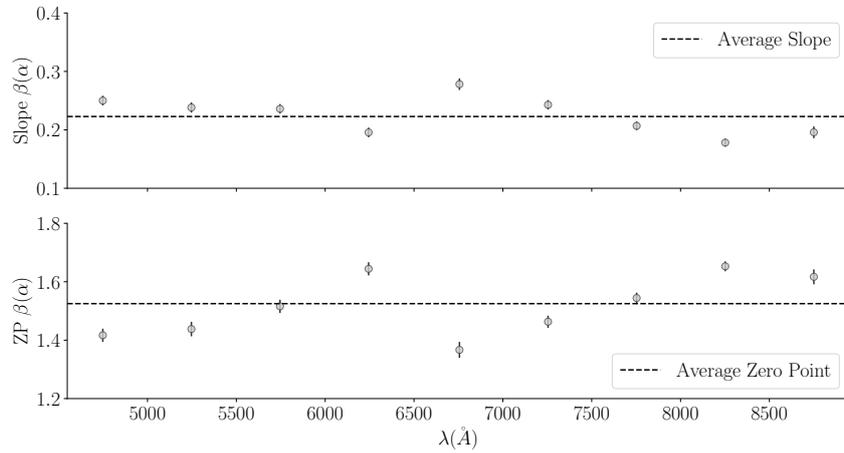


FIGURE 7.11 – Chromaticité de la pente et du point zéro entre α et β .

7.2.2.2 Seconde corrélation : α vs σ

Après avoir fixé la corrélation entre α et β , on effectue une nouvelle fois l’ajustement du modèle de PSF pour les mêmes étoiles standards utilisées précédemment. La Figure 7.12 montre la nouvelle matrice de corrélation entre les paramètres de forme en négligeant la chromaticité, le but étant juste d’avoir une estimation des paramètres présentant les plus fortes corrélations.

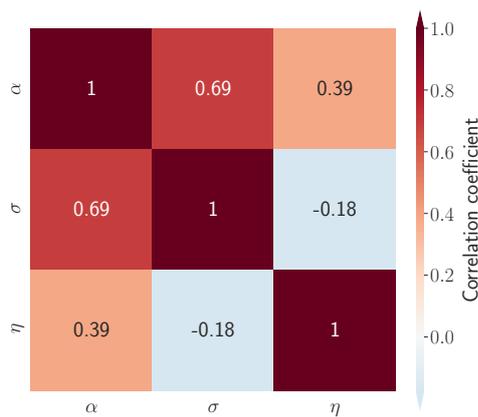
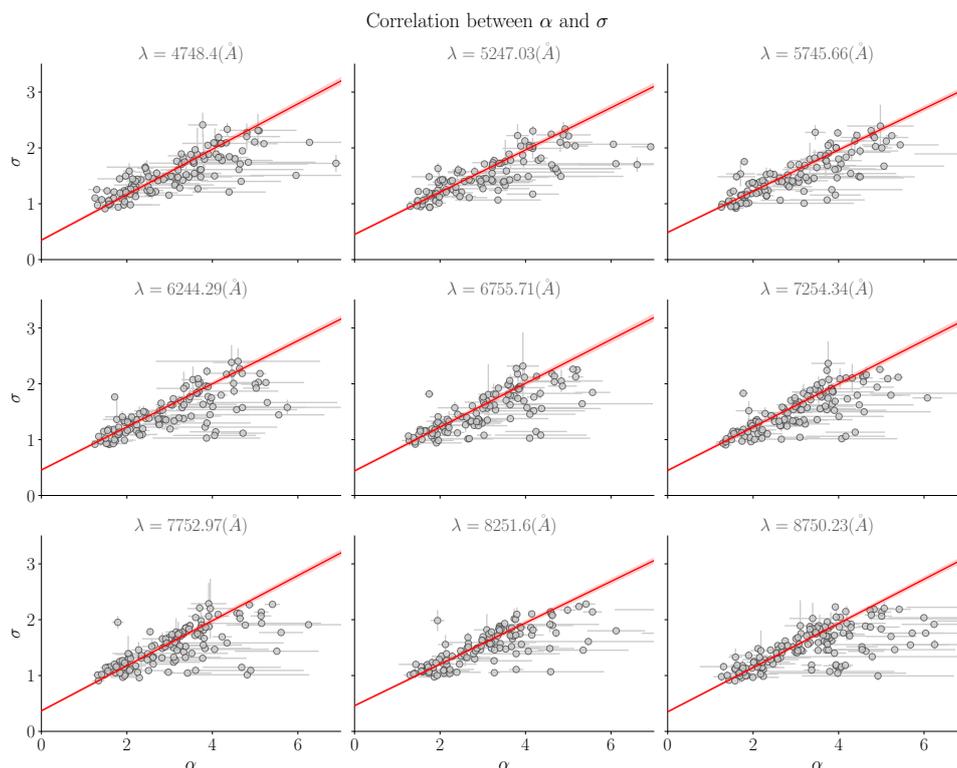


FIGURE 7.12 – Matrice de corrélation des paramètres de PSF toutes méta-tranches confondues, après fixation de $\beta(\alpha)$.

On s’intéresse donc à présent à la relation entre α (le rayon de la Moffat) et σ , le rayon de la gaussienne.

De la même manière que précédemment, la Figure 7.13 présente les ajustements linéaires entre ces deux paramètres pour chaque méta-tranche. Il est à noter que cette corrélation est presque aussi significative que celle entre α et β , ce qui montre à quel point ces trois paramètres sont corrélés entre eux.

FIGURE 7.13 – Chromaticité des corrélations entre α et σ .

Tout comme précédemment, la chromaticité de ces ajustements est représentée dans la Figure 7.14, où l'évolution du point zéro et de la pente en fonction de la longueur d'onde de la meta-tranche considérée sont montrées. On observe cette fois-ci des effets chromatiques de l'ordre de seulement 3% pour la pente, et 8% pour le point zéro. On choisit à nouveau d'ignorer ces effets chromatiques, et de fixer $\sigma(\alpha)$ indépendamment de la longueur d'onde comme une combinaison linéaire tel que :

$$\sigma(\alpha) = \sigma_1 \times \alpha + \sigma_0 \quad (7.9)$$

avec σ_1 et σ_0 fixés.

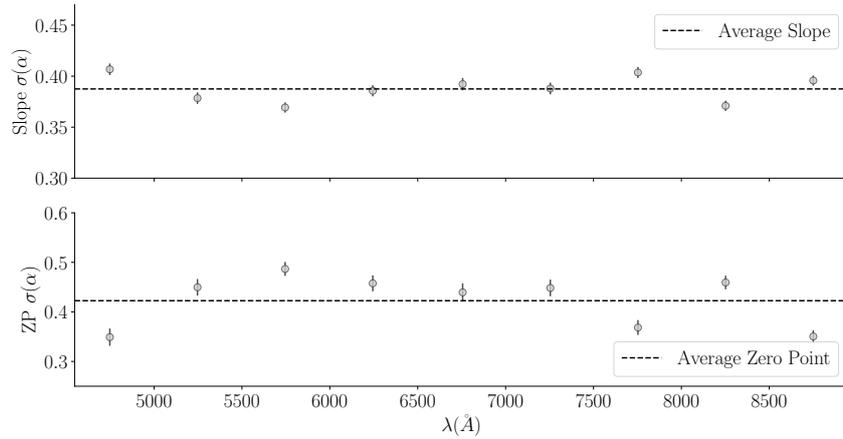
7.2.2.3 Poids relatif des distributions gaussienne/Moffat : η

Le dernier paramètre de forme libre du modèle de PSF est le poids relatif entre la gaussienne et la Moffat, η . En refaisant le même travail que précédemment, à savoir relancer l'ajustement du modèle de PSF avec β et σ fixés en fonction de α , on se rend compte d'une absence totale de corrélation entre α et η , comme l'atteste la Figure 7.15.

Afin d'éviter un scénario similaire à celui rencontré par BUTON (2009) avec le modèle de Kolmogorov, où le coude dans les données n'est pas bien représenté par le modèle de PSF, on choisit de laisser η libre dans notre fonction d'étalement de point.

7.2.2.4 Profil radial contraint

La Table 7.2 présente les valeurs obtenues pour la pointe et l'ordonnée à l'origine des ajustements linéaires pour $\beta(\alpha)$ et $\sigma(\alpha)$.

FIGURE 7.14 – Chromaticité de la pente et du point zéro entre α et σ .TABLE 7.2 – Valeurs des paramètres des ajustements linéaires pour $\beta(\alpha)$ et $\sigma(\alpha)$.

Paramètre	β	σ
Pente	0.22	0.39
Point Zéro	1.53	0.42

Avec les contraintes ainsi ajoutées, le profil radial de l'équation 7.2 s'écrit à présent :

$$PSF(r; \alpha, \eta) = N(\alpha, \eta) \left[\eta \times \exp\left(-\frac{r}{2\sigma(\alpha)^2}\right) + \left(1 + \left(\frac{r}{\alpha}\right)^2\right)^{-\beta(\alpha)} \right] \quad (7.10)$$

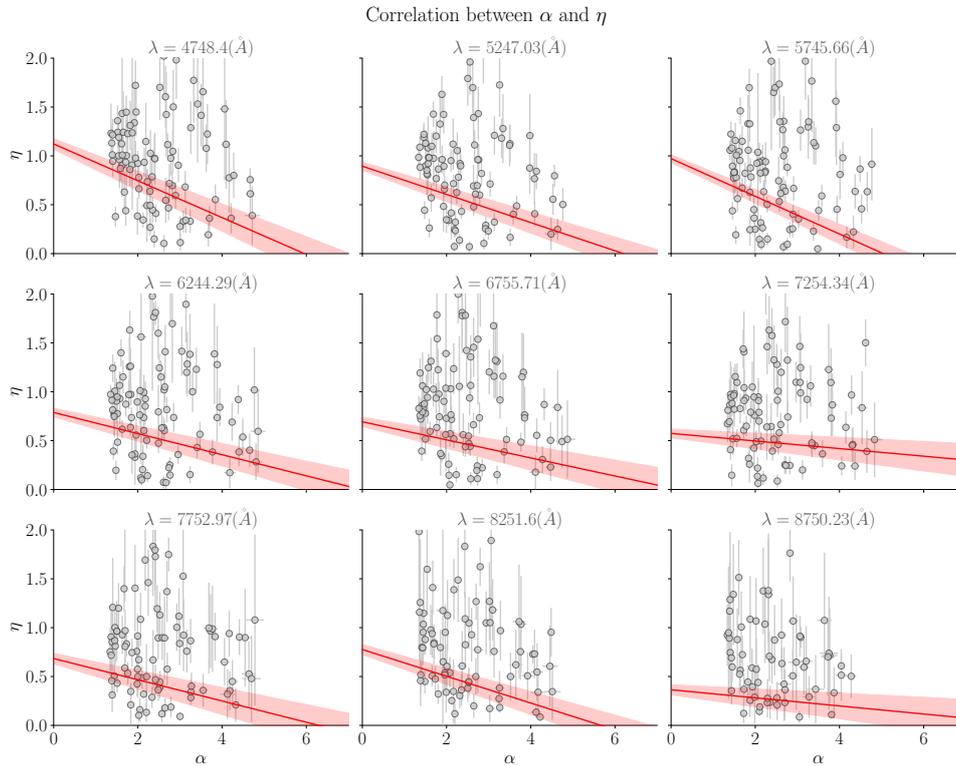
Ce nouveau profil radial de la fonction d'étalement de point est ainsi utilisable pour une extraction 2D d'une source ponctuelle, à une longueur d'onde, λ , donnée donc. Cependant le but est d'extraire le spectre de la source ponctuelle. Intuitivement, on pourrait appliquer cette extraction 2D à toutes les tranches de notre cube de donnée. Mais ce processus, en plus de demander énormément de ressources numériques, supposerait d'une part que les tranches ne sont pas corrélées entre elles, et d'autre part que le ratio signal sur bruit soit suffisant à l'échelle d'un pixel spectral. Or cela est généralement faux dans les deux cas.

Je présente ainsi une méthode d'extraction adéquate dans la section suivante.

7.3 Extraction de la source ponctuelle

7.3.1 Méthode d'extraction

Puisqu'il n'est pas question d'ajuster à la fois la PSF et l'amplitude à chaque tranche monochromatique du cube de donnée, l'idée est plutôt d'effectuer un ajustement de la PSF sur N méta-tranches, où le signal sur bruit est suffisamment élevé. Je récupère par conséquent un jeu de $N \times 2D$ paramètres décrivant la PSF de la source et sa position dans le MLA.

FIGURE 7.15 – Chromaticité des corrélations entre α et η .

En modélisant adéquatement la chromaticité de ces paramètres, je fixe alors tous les paramètres d’ajustement sur l’ensemble du domaine spectral. In fine, j’extraits le spectre de la source ponctuelle en ne laissant libre que les paramètres d’amplitude et de background pour chaque tranche du cube de donnée.

On doit ainsi modéliser la chromaticité de 5 paramètres : les paramètres de forme α et η , les paramètres d’ellipticité et d’orientation \mathcal{A} et \mathcal{B} , et l’évolution de la position (x_0, y_0) de la source ponctuelle dans le MLA causée par la réfraction atmosphérique différentielle.

Commençons par aborder cet effet, présent indépendamment de l’étalement du point.

7.3.2 Réfraction atmosphérique différentielle

L’atmosphère ayant un indice de réfraction différent de celui du vide spatial, la lumière d’une source astronomique nous parvenant sur Terre est ainsi réfractée (3^e loi de Snell-Descartes). Cet indice étant dépendant de la longueur d’onde, la réfraction induite par le passage de la lumière dans l’atmosphère va elle aussi être chromatique : chaque longueur d’onde est ainsi déviée avec un angle de réfraction différent, à la manière d’un prisme. C’est cet effet que l’on appelle réfraction atmosphérique différentielle (*Atmospheric Differential Refraction* ; ADR).

On observe ainsi (en spectroscopie comme en photométrie) un déplacement du centroïde des sources astronomiques du champ de vue le long des tranches spectrales.

Le phénomène d’ADR dépend des conditions d’observations, en prenant en compte d’une part, la position de l’objet dans le ciel par rapport au détecteur, et d’autre part, l’indice de réfraction de l’atmosphère.

Cet indice de réfraction varie avec la longueur d'onde de la lumière incidente, mais également avec différents paramètres de l'atmosphère. Il est donc nécessaire de bien connaître les différentes dépendances entre l'indice de réfraction et les conditions atmosphériques lors de l'observation pour modéliser correctement les effets de l'ADR.

J'utilise pour cela les équations de EDLÉN (1966) modifiées par BIRCH et DOWNS (1993, 1994) et référencées par STONE et ZIMMERMAN (2001)¹, présentées ci-dessous.

On notera t pour la température (Celsius), p , p_v et p_{sv} pour les pressions (Pascal) atmosphérique, partielle et saturante de vapeur d'eau, et enfin RH l'humidité relative.

On commence par déterminer p_v . En définissant les constantes et quantités :

$$\begin{aligned} A_1 &= -13.928169 & A_2 &= 34.7078238 \\ T &= t + 273.15 & t_h &= \frac{T}{273.16} \\ Y &= A_1 \times (1 - t_h^{-1.5}) + A_2 \times (1 - t_h^{-1.25}) \end{aligned}$$

On définit la pression saturante de vapeur d'eau par :

$$p_{sv}(t) = 611.657 \times e^Y \quad (7.11)$$

et la pression partielle de vapeur d'eau p_v , qui est déterminée à partir de l'humidité relative RH (en pourcentage) :

$$p_v(RH, t) = \frac{RH}{100} \times p_{sv}(t) \quad (7.12)$$

Pour la détermination de l'indice de réfraction $n(\lambda, RH, t, p)$, on définit dans un premier temps les 7 constantes ci dessous :

$$\begin{aligned} A &= 8342.54 & B &= 2406147 \\ C &= 15998 & D &= 96095.43 & G &= 0.003661 \\ E &= 0.601 & F &= 0.00972 \end{aligned}$$

puis les quantités intermédiaires suivantes, avec la longueur d'onde λ en μm :

$$\begin{aligned} S &= \lambda^{-2} \\ n_s &= 10^{-8} \left(\frac{A + B}{130 - S} + \frac{C}{38.9 - S} \right) \\ X &= \frac{(1 + 10^{-8} \times (E - F \times t) \times p)}{(1 + G \times t)} \\ n(\lambda, t, p) &= 1 + p \times n_s \times \frac{X}{D} \end{aligned}$$

avec $n(\lambda, t, p)$ l'indice de réfraction, en négligeant la contribution de l'humidité relative. L'indice de réfraction avec toutes les dépendances s'écrit finalement sous la forme suivante :

$$n(\lambda, RH, t, p) = n(\lambda, t, p) - 10^{-10} \times \left(\frac{292.75}{t + 273.15} \right) \times (3.7345 - 0.0401 \times S) \times p_v(RH, p, t) \quad (7.13)$$

1. <https://emtoolbox.nist.gov/Wavelength/Documentation.asp>

On peut maintenant déterminer la déviation du centroïde de nos objets dans le MLA à partir des indices de réfraction à une longueur d'onde donnée, et une longueur d'onde de référence. En notant (x_{ref}, y_{ref}) les coordonnées spatiales à la longueur d'onde de référence λ_{ref} , les nouvelles coordonnées (x_λ, y_λ) à la longueur d'onde observée dues aux effets de l'ADR sont déterminées par la transformation :

$$\begin{cases} x(\lambda) = x_{ref} - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n^2(\lambda)} - \frac{1}{n^2(\lambda_{ref})} \right) \times \tan(d_z) \sin(\theta) \\ y(\lambda) = y_{ref} - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n^2(\lambda)} - \frac{1}{n^2(\lambda_{ref})} \right) \times \tan(d_z) \cos(\theta) \end{cases}$$

avec θ , l'angle parallactique, $d_z = \arccos(\chi^{-1})$, la distance zénithale dans l'approximation d'une atmosphère plan-parallèle, et χ , la masse d'air le long de la ligne de visée ($\chi = 1$ correspondant à un objet parfaitement au zénith).

7.3.3 Ajustement chromatique

L'ADR et le modèle de profil radial ayant été rigoureusement définis, je peux à présent procéder à l'ajustement chromatique de la source ponctuelle afin d'effectuer l'extraction 3D de son spectre.

Dans un premier temps, je procède à l'ajustement de la PSF en incluant le ciel pour 9 méta-tranches comprises entre 4500 et 9000Å. L'épaisseur ainsi obtenue ($\sim 500\text{Å}$) permet d'avoir un signal sur bruit suffisamment élevé sans que l'ADR ne produise d'impact significatif.

Pour chacune de ces méta-tranches, les paramètres d'amplitudes de la PSF et les 6 coefficients du background polynomial (équation 7.7) sont des paramètres de nuisance.

La Figure 7.16 illustre l'ajustement de la fonction d'étalement de point (profil radial + contours) de chacune des méta-tranches pour l'étoile standard 25d4655.

La déviation chromatique du centroïde de la source ponctuelle due à l'ADR est présentée dans la Figure 7.17. L'estimation des positions de références (x_{ref}, y_{ref}) associées aux paramètres de masse d'air et d'angle parallactique permet ainsi de dériver la position de l'étoile dans le MLA à n'importe quelle longueur d'onde.

Il ne manque ainsi plus qu'à fixer la chromaticité de la fonction d'étalement de point. La Figure 7.18 présente l'évolution chromatique des paramètres de forme de la PSF. Les paramètres d'ellipticité et d'orientation \mathcal{A} et \mathcal{B} sont ajustés par une constante, leur évolution étant relativement faible avec la longueur d'onde.

Le poids entre la gaussienne et la Moffat, η , est également ajusté par une constante. Bien que des variations de l'ordre de 5 à 10% autour de la moyenne pondérée apparaissent, on n'observe pas de tendance chromatique dans son évolution.

En ce qui concerne le paramètre de forme principal α , une loi de puissance de la forme suivante est utilisée pour l'ajustement :

$$\alpha(\lambda) = \alpha_{ref} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{ref}} \right)^\rho \quad (7.14)$$

avec α_{ref} et ρ , les paramètres d'ajustement de la chromaticité, et λ_{ref} , une longueur d'onde arbitraire fixée à 6500 Å.

La Figure 7.19 montre finalement le spectre extrait de l'étoile standard 25d4655 en pseudo-ADU, qui est utilisé pour la calibration en flux.

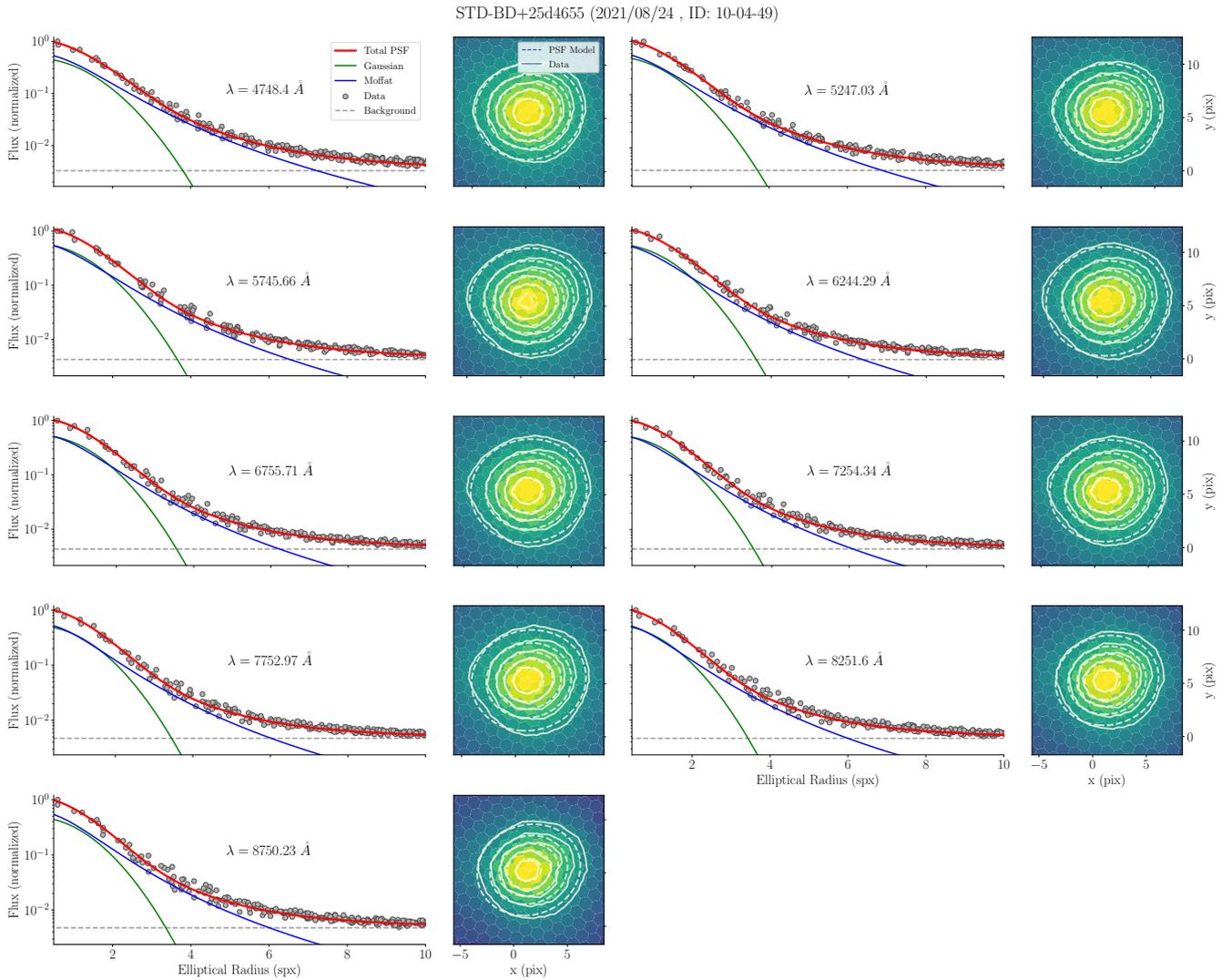


FIGURE 7.16 – Profil radial (à gauche) et contours d’intensité (à droite) des 9 metaslices de la STD 25d4655. Les traits pleins du contour représentent les données et les pointillées l’ajustement du modèle.

7.4 Calibration en flux

7.4.1 Méthode

Afin d’avoir une estimation de la précision de la calibration en flux avec ce modèle de PSF, la méthode de calibration implémentée dans `PYSEDm` (RIGULT et al., 2019) décrite dans le chapitre 4.3.3 est utilisée.

On rappelle que, pour la SEDm, le formalisme utilisé pour décrire le spectre observé $S(\lambda, t, z)$ d’une source astronomique est tel que :

$$S(\lambda, t, z) = S^*(\lambda, t) \times \mathcal{C}_{atm}(\lambda, t, z) \times \mathcal{C}_{inst}(\lambda, t) \times \mathcal{T}(\lambda, t, z)$$

avec $S^*(\lambda, t)$, le spectre intrinsèque de la source en unités physiques ($\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{\AA}^{-1}$), $\mathcal{C}_{atm}(\lambda, t, z)$, l’extinction atmosphérique, $\mathcal{C}_{inst}(\lambda, t)$, la réponse instrumentale et $\mathcal{T}(\lambda, t, z)$,

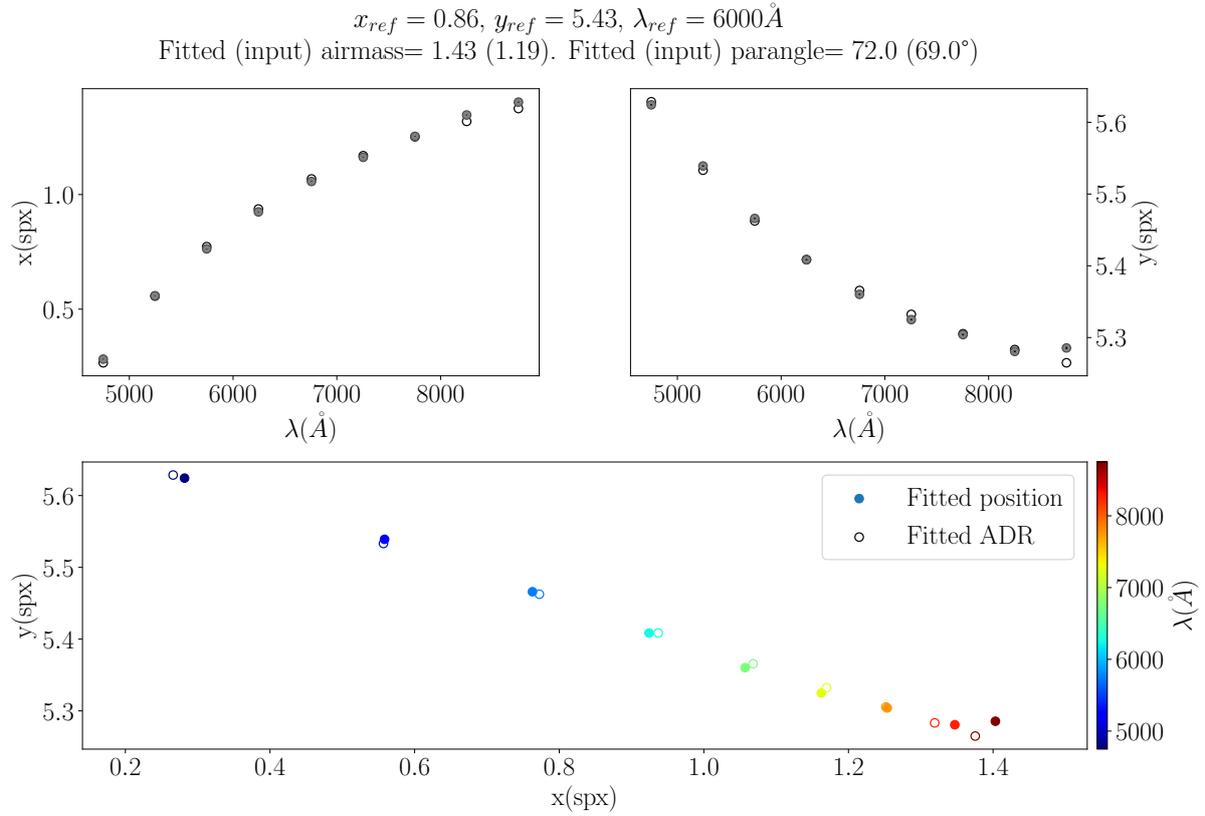


FIGURE 7.17 – Modélisation de la réfraction atmosphérique différentielle pour l'étoile standard 25d4655. Je montre ici l'ajustement du centroïde (x,y) de la PSF par le modèle d'ADR. Les deux graphes du haut représentent l'ajustement des deux coordonnées en fonction de la longueur d'onde. Le graphe du bas illustre l'effet de la réfraction atmosphérique dans le plan du MLA.

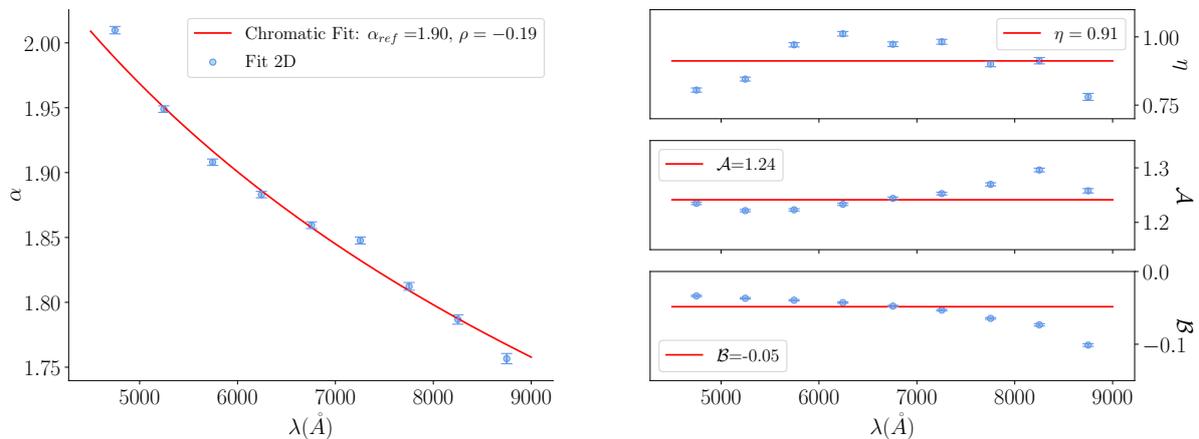


FIGURE 7.18 – Ajustement de la chromaticité des paramètres de forme de la PSF pour l'étoile standard 25d4655. À gauche, l'ajustement du paramètre α avec une loi de puissance. À droite, de haut en bas, l'ajustement par une constante de η (poids entre la gaussienne et la Moffat) et des paramètres \mathcal{A} et \mathcal{B} .

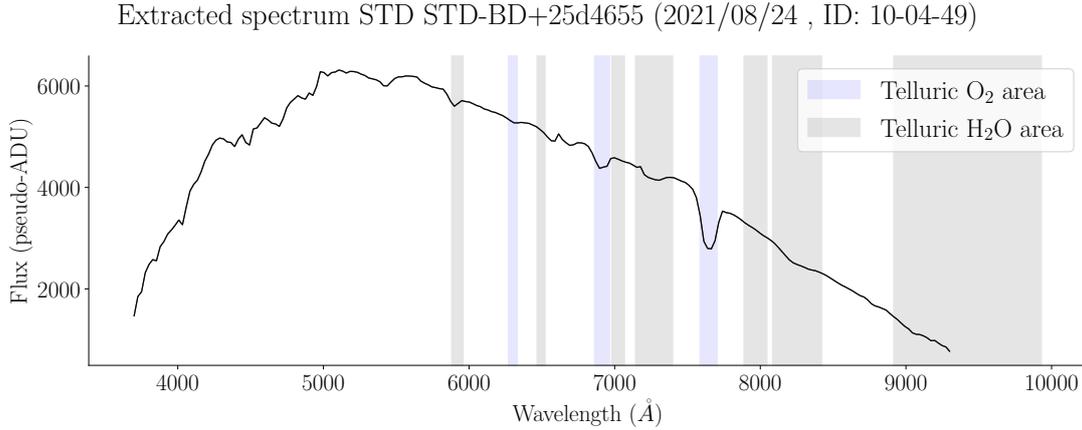


FIGURE 7.19 – Spectre extrait de l'étoile standard 25d4655 en pseudo-ADU avec **HYPERGAL**, corrigé de l'extinction atmosphérique (voir section 7.4.1). Les bandes correspondent aux zones d'absorption tellurique d'O₂ et d'H₂O (BUTON et al., 2013).

l'absorption tellurique. L'extinction atmosphérique utilisée pour le Mont Palomar est celle de HAYES et LATHAM (1975) et est directement corrigée lors de la création des cubes SEDm. Le spectre extrait en pseudo-ADU de la Figure 7.19 est donc déjà corrigé de cette composante.

Le formalisme de description du spectre observé est finalement :

$$\tilde{S}(\lambda, t, z) = \frac{S(\lambda, t, z)}{\mathcal{C}_{atm}(\lambda, t, z)} = S^*(\lambda, t) \times \mathcal{C}_{inst}(\lambda, t) \times \mathcal{T}(\lambda, t, z)$$

On utilise comme référence le spectre spectrophotométrique correspondant à l'étoile standard observée, obtenu dans les archives calspec¹.

Les spectres telluriques utilisés sont ceux du Kitt Peak National Observatory² (HINKLE et al., 2003), scindés en deux catégories de longueur d'onde : l'O₂ et l'H₂O. La Figure 7.20 montre les raies d'absorption telluriques utilisées.

La dépendance en masse d'air de l'absorption tellurique est exprimée suivant :

$$\mathcal{T}(z) = \mathcal{T}_{O_2} \times (c_{O_2} + z^{\rho_{O_2}}) + \mathcal{T}_{H_2O} \times (c_{H_2O} + z^{\rho_{H_2O}})$$

où les amplitudes relatives, c_i , et les coefficients, ρ_i , sont des paramètres libres. La réponse instrumentale, \mathcal{C}_{inst} , est quant à elle modélisée par une série de polynômes de Legendre d'ordre 20.

Les composantes de réponse instrumentale, \mathcal{C}_{inst} , et d'absorption telluriques, \mathcal{T} , sont alors simultanément ajustées en minimisant la quantité $(\tilde{S}/S_{calspec}) - \mathcal{C}_{inst} \times \mathcal{T}$.

Ce procédé d'ajustement, en distinguant les composantes telluriques de la réponse instrumentale, est nécessaire de par la dépendance en masse d'air de l'absorption tellurique. Lorsque l'on applique la calibration en flux ainsi obtenue sur une observation scientifique, on peut ajuster la contribution tellurique en considérant la masse d'air présente lors de l'observation.

1. https://archive.stsci.edu/hlsps/reference-atlases/cdbs/current_calspec/

2. <http://www.noao.edu/kpno/>

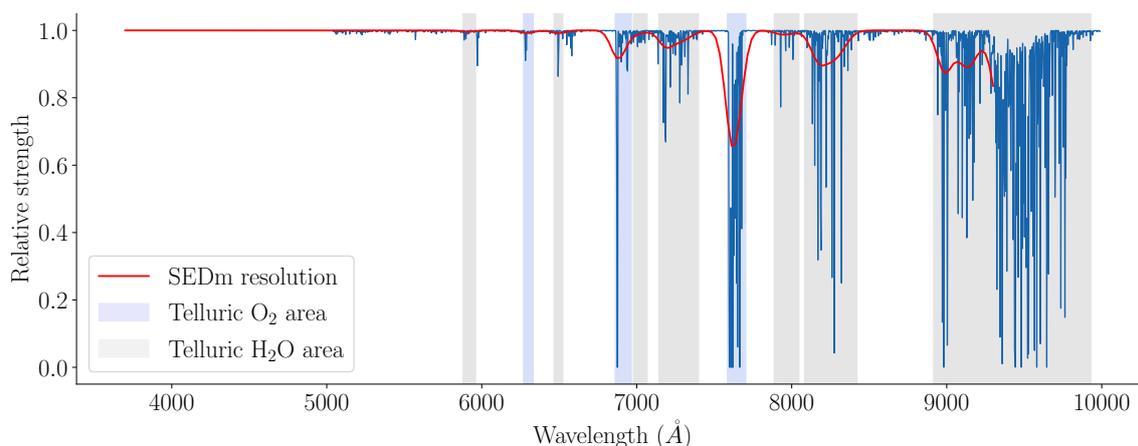


FIGURE 7.20 – Raies d’absorption telluriques du Kitt Peak National Observatory ([HINKLE et al., 2003](#)), avec les composantes d’O₂ et d’H₂O. La projection dans l’espace spectral de la SEDm est montrée en rouge.

La Figure 7.21 illustre ainsi l’ajustement de ces deux contributions pour l’étoile standard 25d4655, après ré-échantillonnage des raies telluriques et du spectre spectrophotométrique Calspec dans l’espace spectral de la SEDm.

Dans ce cas particulier, on observe une légère déviation en longueur d’onde lors de l’ajustement des absorptions telluriques. Ce phénomène est assez rare et résulte d’un mauvais alignement en longueur d’onde à partir des pixels du CCD qui a été mal/non corrigé lors de l’extraction du cube 3D (voir Chapitre 4.2.4, étape (d)). [RIGAULT et al. \(2019\)](#) fait également part d’un biais systématique de ~ 3 Å dans la calibration en longueur d’onde en cours d’investigation. L’effet est d’autant plus exacerbé par l’intensité de la raie d’O₂ à ~ 7600 Å.

7.4.2 Précision de la calibration

L’ajustement du modèle de sensibilité $\mathcal{C}_{inst} \times \mathcal{T}^1$ présenté dans la section précédente permet ainsi de calibrer en flux les observations scientifiques. Afin d’estimer la précision de cette calibration, une étoile standard est observée à nouveau (dans la même nuit ou la suivante). On procède à l’extraction de son spectre en pseudo-ADU, puis la calibration obtenue avec la précédente étoile est appliquée. Cela nous permet alors de comparer cette étoile calibrée à partir d’une observation antérieure avec son spectre de référence spectrophotométrique.

J’ai exploité tout au long de ce chapitre l’étoile standard 25d4655, observée le 24/08/2021 à 10h 04m. La même étoile a été ré-observée la même nuit une demi-heure plus tard, à 10h 38m.

Je peux ainsi extraire le spectre de cette seconde observation tel que détaillé dans la première section de ce chapitre, lui appliquer la calibration en flux déterminée à partir de la première observation, et ainsi vérifier la précision obtenue en comparant le spectre calibré avec celui de référence Calspec. Je montre ce résultat dans la Figure 7.22. La RMS

1. En réalité la courbe de sensibilité devrait contenir l’extinction atmosphérique, qui est déjà corrigée dans notre cas.

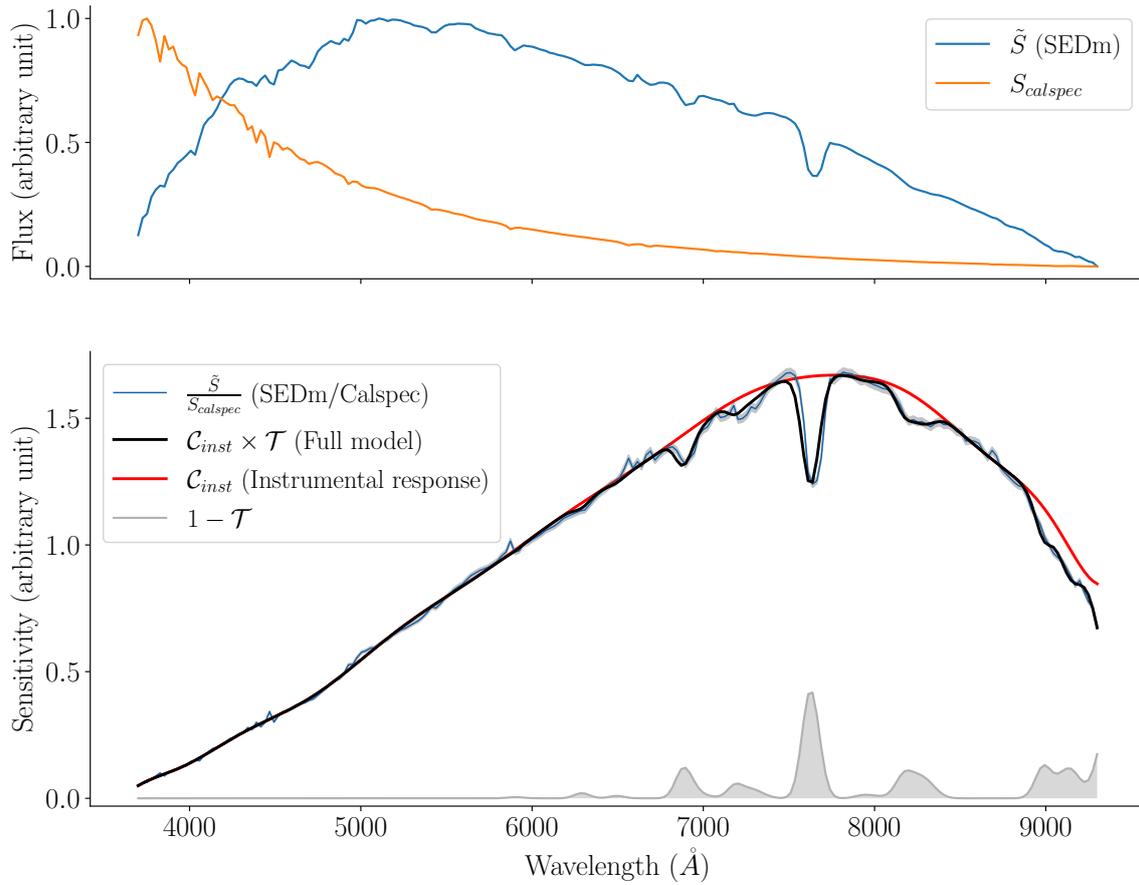


FIGURE 7.21 – Procédure d’ajustement de la calibration en flux pour l’étoile standard 25d4655. *En haut* est illustré le spectre extrait de l’étoile standard en bleu, et le spectre de référence en orange. *En bas* nous montrons le résultat de l’ajustement du modèle composé de la réponse instrumentale (en rouge) et de l’absorption tellurique (en gris). Les données sur lesquelles l’ajustement est effectuée, le rapport $\tilde{S}/S_{calspec}$, est en bleu. Le décalage visible au niveau de la raie tellurique d’O₂ à $\sim 7600 \text{ \AA}$ est dû à un biais dans la solution en longueur d’onde lors de l’extraction du cube des images CCD (explication en corps de texte).

sur tout l’espace spectral est de 1.87%, avec une distribution du rapport entre les deux spectres n’excédant pas les 5%. Cette déviation apparaît notamment à la position des raies telluriques les plus intenses (O₂ à $\sim 7600 \text{ \AA}$), due à une extraction du cube de la première observation de l’image CCD mal corrigée.

Dans ce cas de figure, les deux observations ayant eu lieu sur la même étoile à seulement une demi-heure d’intervalle, j’ai supposé que l’extinction atmosphérique était constante avec le temps (faible délai entre les observations) et uniforme (faible déviation de la ligne de visée dans le ciel).

J’ai ainsi extrait le spectre de plus de 2000 étoiles standards observées avec la SEDm entre juin 2018 et février 2022, et procédé à la méthode de calibration expliquée précédemment pour chaque paire d’étoiles observée successivement dans le temps. Afin de corriger une éventuelle variation d’extinction atmosphérique entre deux observations, j’ai incorporé un terme gris (achromatique), normalisant ainsi le spectre extrait et celui de référence.

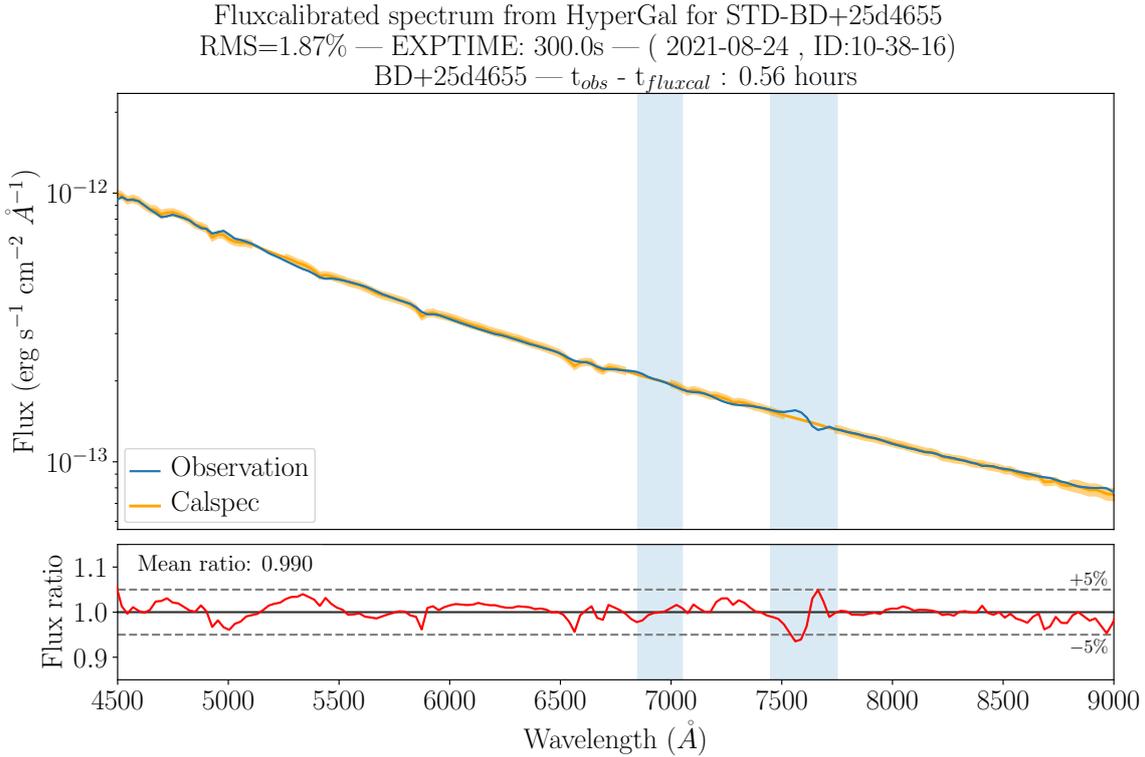


FIGURE 7.22 – Précision de la calibration en flux pour l'étoile standard 25d4655 (ID :10-38-16) à partir de l'observation de la même étoile standard observée ~ 33 min plus tôt. *En haut* sont présentés le spectre extrait calibré (bleu) et celui de référence (orange) en unités physiques. Les bandes bleues indiquent les zones d'absorptions telluriques les plus intenses, dues à l' O_2 . *En bas* est représenté le ratio entre les flux. La RMS spectrale pour cette calibration est de 1.87%.

La Figure 7.23 présente ainsi le rapport (normalisé par un terme gris) entre les spectres extraits et calibrés en flux avec **HYPERGAL** de 2202 étoiles standards et leurs spectres de référence Calspec ré-échantillonnés dans l'espace spectral de la SEDm. On y présente le rapport moyen, dont la distribution oscille autour de 1-2%. En considérant également les enveloppes à 1σ et 2σ , ces résultats indiquent une calibration en couleur de l'ordre de quelques pourcents, majoritairement en dessous des 5%. On remarque également que les raies telluriques à $\sim 7600 \text{ \AA}$ sont fortement présentes dès que l'on considère l'enveloppe à 1σ , ce qui conforte l'hypothèse d'une erreur systématique dans les solutions en longueur d'onde. On remarque également la dégradation importante aux extrémités du domaine spectral de la SEDm, notamment en deçà de 4000 \AA et au dessus de 8500 \AA .

L'intervalle spectral $[4000, 8000] \text{ \AA}$, délimité par les pointillés verticaux rouges, est celui utilisé par ZTF pour la classification de spectre. Les modèles du classifieur **SNID** sont en effet définis dans ce domaine spectral (dans le référentiel propre de la source observée), correspondant également au domaine spectral où les structures caractéristiques des spectres de supernova sont présentes.

La Figure 7.24 présente la distribution de la RMS spectrale des 2202 calibrations pour différents intervalles de longueur d'onde. Les caractéristiques de ces distributions sont présentées dans la Table 7.3. En considérant le domaine spectral de la SEDm dans son

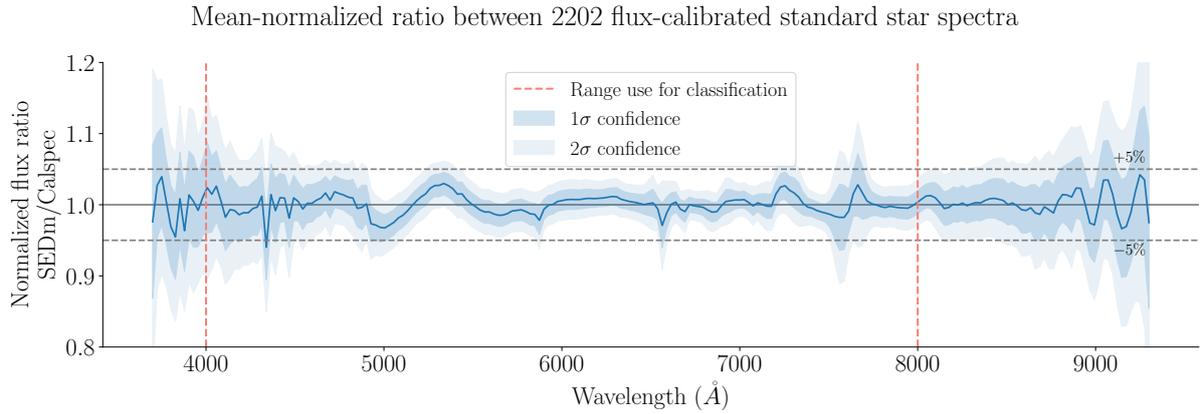


FIGURE 7.23 – Moyenne du rapport entre le flux de 2202 étoiles standards calibrées avec **HYPERGAL** et leur spectre de référence Calspec. Les enveloppes bleues représentent les déviations standard à 1σ et 2σ . Les traits horizontaux représentent les limites $\pm 5\%$ et l’unité.

ensemble, la calibration en flux obtenue avec **HYPERGAL** est de l’ordre de 3.3%. En limitant le domaine spectral à $\lambda \in [4000-8000] \text{ \AA}$, j’atteinds une calibration en couleur de l’ordre de 2.5%, sans excéder les 5%.

TABLE 7.3 – Description des distributions de la RMS spectrale de la Figure 7.24 pour chaque intervalle de longueur d’onde.

RMS spectrale (%)	$\lambda \in [3700-9300] \text{ \AA}$	$\lambda \in [4000-8000] \text{ \AA}$
Moyenne	3.35	2.44
Minimum	1.19	1.09
1 ^{er} quartile (25%)	2.25	1.80
Médiane (50%)	3.07	2.27
3 ^{ème} quartile (75%)	4.30	2.94
Maximum	6.62	4.79

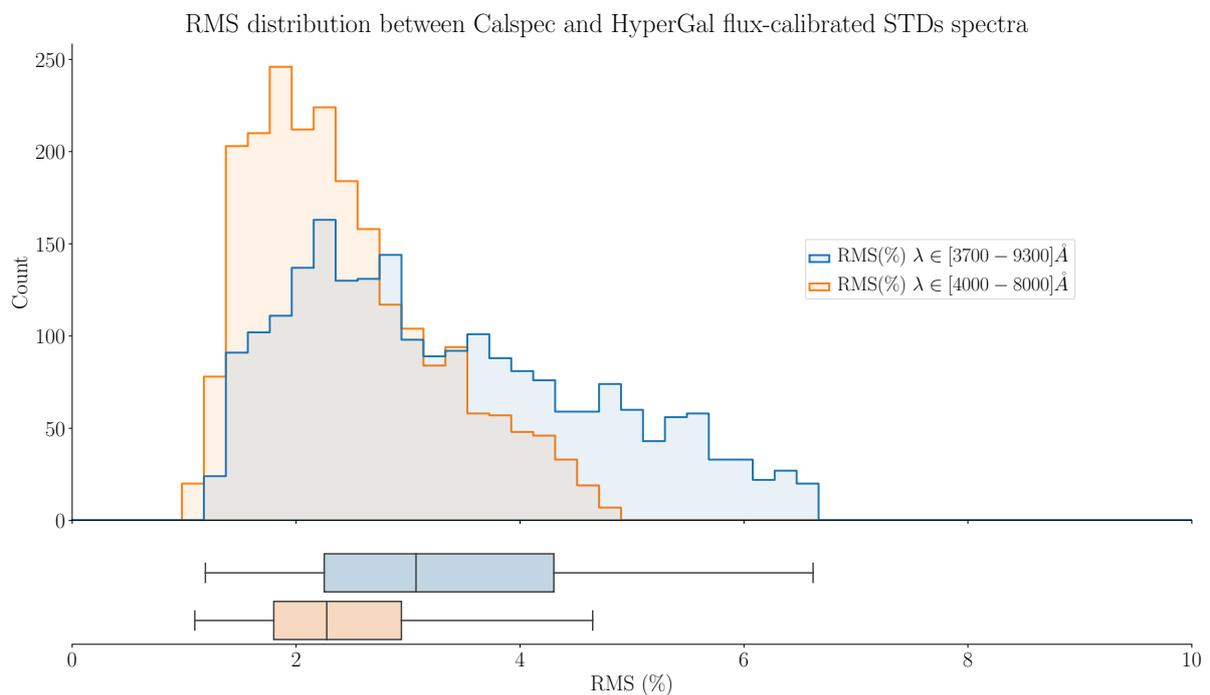


FIGURE 7.24 – Distributions de la RMS spectrale des calibrations en flux de 2202 étoiles standards pour différents intervalles spectraux. *En haut* sont représentés les histogrammes des distributions et *en bas* le box plot correspondant. La distribution *bleue* correspond au domaine spectral entier de la SEDm et celle en *orange* à l'intervalle $\lambda \in [4000-8000] \text{ \AA}$, utilisé pour la classification spectrale des supernovae avec la SEDm. Les boxes de la figure du bas montrent pour chaque distribution le minimum, le 1^{er} quartile (25% des valeurs), la médiane, le 3^{ème} quartile (75% des valeurs) et le maximum.

Conclusion

Ce chapitre avait pour but de détailler la caractérisation de la réponse impulsionnelle de la SEDm. Dans un premier temps, j'ai étudié la réponse impulsionnelle spectrale, en utilisant l'observation de lampes à arc entre 2018 et aujourd'hui. J'ai ainsi déterminé un modèle de LSF, considéré stationnaire, spatialement uniforme et chromatique. Sa modélisation, par un polynôme quadratique, permet de projeter le cube intrinsèque de la galaxie hôte dans l'espace spectral de la SEDM.

J'ai modélisé dans un second temps la réponse impulsionnelle spatiale de l'instrument, en utilisant un profil radial asymétrique et chromatique. Ce profil, sous la forme d'une combinaison linéaire d'une gaussienne et d'une Moffat, a été entraîné sur plus d'une centaine d'étoiles standards observées en 2021, permettant de fixer certaines corrélations entre les paramètres et ainsi réduire le degré de liberté de notre modèle.

Sa robustesse a été évaluée en calibrant en flux plus de 2000 étoiles standards, en utilisant les spectres spectrophotométriques de référence de calspec. La modélisation chromatique de la PSF (associée à une modélisation de l'ADR) permet d'obtenir une calibration en couleur de l'ordre de quelques pourcents. La précision est de l'ordre de 3% lorsque l'on considère le domaine spectral $\lambda \in [4000-8000] \text{ \AA}$, utilisé pour la classification spectrale des supernovae avec la SEDm. Le rôle de la SEDm et d'HYPERGAL étant prioritairement la classification spectrale des supernovae, ces résultats semblent suffisamment satisfaisants pour conserver ce modèle de PSF, et l'utiliser pour l'extraction des supernovae.

Dans le chapitre suivant, je décris les dernières étapes du pipeline HYPERGAL, à savoir la modélisation de scène et l'extraction des sources qui y sont incluses.

Modélisation de scène et extraction de source

Sommaire

8.1	Modélisation de scène	132
8.1.1	Présentation de la méthode	132
8.1.2	Projection spatiale du cube intrinsèque	132
8.1.3	Composantes non galactiques de la scène	133
8.1.4	Ajustement de la scene 2D	134
8.1.5	Ajustement chromatique	138
8.2	Extraction des sources	141
8.2.1	Cube de la galaxie hôte	143
8.2.2	Extraction de la Supernova	143
8.3	Classification : SNID	150
8.4	Cas complexes	150
8.4.1	ZTF19acbjnt	151
8.4.2	ZTF19abormno et ZTF20ablhlio	151

Ce chapitre est consacré à la description de la dernière étape du pipeline `HYPERGAL`, la modélisation de scène. Les chapitres précédents ont permis dans un premier temps la construction du cube intrinsèque de la galaxie hôte, puis à sa projection dans l'espace spectral de la SEDm à partir de la réponse impulsionnelle spectrale de l'instrument. Enfin, j'ai présenté la construction d'un modèle de PSF robuste permettant la modélisation de sources ponctuelles.

Dans ce chapitre, je vais tout d'abord détailler le processus de modélisation de scène, puis je présenterai les résultats d'extraction des différentes composantes qui la composent. Après avoir illustré ces résultats dans un cas simple, je montrerai quelques extractions de cas plus complexes obtenues avec `HYPERGAL`.

8.1 Modélisation de scène

8.1.1 Présentation de la méthode

La modélisation de scène implémentée dans `HYPERGAL` va globalement suivre la méthode utilisée pour l'extraction de source ponctuelle, présentée dans le chapitre précédent. Les cubes de données (observations) utilisés sont préalablement calibrés en flux, en utilisant la courbe de sensibilité obtenue à partir de l'étoile standard observée la plus récente. Les rayons cosmiques sont également masqués à l'aide du module `BYECR` (KIM et al., 2022).

L'idée est de modéliser la scène pour N méta-tranches couvrant un domaine spectral pertinent de la SEDm. En effectuant un ajustement de la scène pour chaque méta-tranche, nous obtiendrons un jeu de $N \times m$ paramètres. Puis, à l'instar de la méthode d'extraction de source ponctuelle, je procède à un ajustement de la chromaticité des différentes composantes de la scène. Cela permet de fixer tous les paramètres de forme et de position. Enfin je termine par un ajustement linéaire des amplitudes des différentes composantes pour toutes les tranches du cube de données.

Cette procédure nécessite dans un premier temps de projeter le cube intrinsèque dans l'espace de la SEDm. Je rappelle qu'à l'issue de la détermination de la réponse impulsionnelle spectrale (LSF), le cube intrinsèque a déjà été projeté dans l'espace spectral de la SEDm. Il ne manque donc que la projection dans l'espace spatial.

8.1.2 Projection spatiale du cube intrinsèque

La projection du cube ne se fait pas en une opération, mais en projetant successivement chaque tranche qui le compose.

Il faut pour cela prendre en compte la géométrie des spaxels des 2 cubes. Pour les traitements géométriques, on utilise le module `SHAPELY`¹ (GILLIES et al., 2007), qui permet de reconstruire la grille avec les spaxels carrés du cube intrinsèque, et celle avec les spaxels hexagonaux du cube de données SEDm.

Avant de projeter le flux, j'adapte l'échelle des pixels entre les deux espaces. On sait que les pixels des images PS1 ont une taille de $0''.25$ de côté. Afin de connaître précisément le facteur d'échelle à appliquer, j'ai effectué une analyse spatiale sur des observations de la SEDm avec plusieurs sources (> 3) dans le champ de vue. Par comparaison géométrique avec les images PS1 de la même zone du ciel, analogue à une triangulation, j'ai déterminé un rapport d'échelle de 2.230 ± 0.003 entre la taille des spaxels de la SEDm et des images PS1. On en déduit une taille effective des spaxels hexagonaux de $0''.558/\text{spaxel}$. Il est important de comprendre que cette adaptation d'échelle est purement numérique et ne correspond pas à un ré-échantillonnage. Avant de projeter le flux du cube intrinsèque, j'inclus un modèle d'adaptation de PSF. En effet, les images PS1 ayant un seeing plus petit ($\sim 1''.1$) que celui de la SEDm ($\sim 1''.7$), on doit prendre en compte cette différence avant le ré-échantillonnage spatial, et inclure une PSF différentielle.

En toute rigueur, il faudrait entraîner un modèle de PSF relatif entre PS1 et la SEDm. Dans ce travail, on a supposé que la correction du seeing relatif pouvait être modélisée par une gaussienne 2D asymétrique (présentant une potentielle ellipticité). Le seeing des

1. <https://github.com/shapely/shapely>

images PS1 et de la SEDm n'étant pas fixe, les paramètres $\{\sigma, \mathcal{A}_G, \mathcal{B}_G\}$ de ce modèle seront libres dans la modélisation de scène.

Après la convolution de la tranche considérée du cube intrinsèque par ce kernel gaussien, une position d'ancrage entre la grille hexagonale et la tranche du cube à projeter doit être déterminée.

Cette ancre de projection doit être une position du ciel dont on connaît la localisation à la fois dans les images PS1, et dans le MLA de la SEDm. Par défaut dans `HYPERGAL`, la position de l'évènement transitoire détectée par la caméra ZTF à partir de laquelle nous avons récupéré les images PS1 est utilisée. Cette position est localisée au centre des images PS1, et donc au centre des tranches du cube intrinsèque. La caméra de guidage de la SEDm (la *Rainbow Camera*) fournit également une position approximative de l'objet détecté dans le MLA. Cette position du MLA est ainsi alignée avec le centre de la tranche du cube considérée avant d'effectuer la projection du flux.

Pour procéder à la projection spatiale du flux dans l'espace spatial de la SEDm, le module `GEOPANDAS`¹ (JORDAHL et al., 2020) est utilisé. Cet outil permet de superposer les deux grilles de polygones décrivant les géométries du cube intrinsèque et du MLA, puis de déterminer les aires de chevauchement entre tous les pixels.

On récupère ainsi pour chaque spaxel du MLA l'intégrale des flux du cube qui le chevauchent, en pondérant par l'aire de superposition. Cette aire de superposition est égale à 1 lorsque qu'un spaxel carré du cube est entièrement contenu dans un spaxel hexagonal du MLA.

La Figure 8.1 présente la projection d'une méta-tranche du cube intrinsèque dans l'espace de la SEDm, convoluée par une gaussienne 2D sans ellipticité d'écart type 1 spaxel (= 0".5 dans l'espace PS1). L'ancrage est effectué à partir de la position de la supernova ZTF18accrof dans le MLA, estimée par la caméra de guidage.

Cette projection se fait pour chaque méta-tranche du cube spectral. Tout comme avec les étoiles standards, les cubes de données SEDm sont affectés par les effets d'ADR, et ainsi la position d'ancrage varie en fonction de la longueur d'onde.

Ces paramètres (x_0, y_0) sont donc également des paramètres libres de la modélisation de scène, et la position renseignée par la *Rainbow Camera* fait office de condition initiale.

À ce stade de la modélisation, toutes les contributions relatives entre PS1 et la SEDm ont été prises en compte. On peut donc à présent compléter la scène avec les composantes de fond et de source ponctuelle.

8.1.3 Composantes non galactiques de la scène

8.1.3.1 Composante du fond : ciel et artefacts

Le fond du ciel ayant été retiré dans les images PS1 (WATERS et al., 2020), il nous faut modéliser cette composante dans le cube SEDm. Pour les mêmes raisons que celles évoquées dans le Chapitre 7 avec l'extraction des étoiles standards, je choisis de modéliser le fond par un polynôme de second degré tel que :

$$\text{Bkgd}(x, y) = b_0 + (b_x \times x) + (b_y \times y) + (b_{xx} \times x^2) + (b_{yy} \times y^2) + (b_{xy} \times xy) \quad (8.1)$$

1. <https://geopandas.org/>

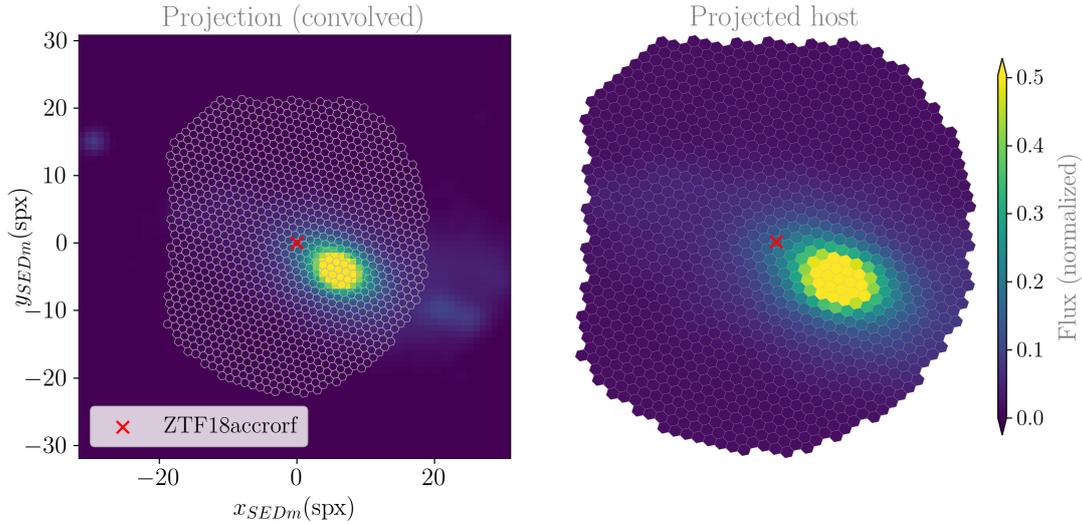


FIGURE 8.1 – Projection de la galaxie hôte dans le MLA pour une méta-tranche du cube intrinsèque. Pour cet exemple, la tranche est convoluée par une gaussienne 2D sans ellipticité d’écart type 1 spaxel. La croix rouge indique la position de la supernova ZTF18accrorf estimée par la *Rainbow Camera* dans le MLA, qui sert d’ancrage à la projection d’un espace spatial à l’autre.

avec x et y les coordonnées dans le MLA. La constante b_0 est donc utilisée pour modéliser le fond constant du ciel, tandis que les autres paramètres sont là pour corriger les artefacts présents dans le cube de données.

8.1.3.2 Composante de la supernova

L’autre composante de la scène n’est autre que la supernova, une source ponctuelle entièrement caractérisée par la PSF de la SEDm. J’utilise donc le profil radial contraint établi au Chapitre 7, et défini par l’équation 7.10.

La position de la supernova à modéliser dans le MLA est supposée confondue avec la position d’ancrage utilisée lors de la projection du cube intrinsèque. Cette approximation signifie que l’on considère la position de détection dans le ciel par la caméra ZTF suffisamment précise et ne nécessitant pas de donner de liberté à la position relative entre la galaxie et l’objet détecté.

8.1.4 Ajustement de la scène 2D

Toutes les composantes de la scène ayant été décrites, nous pouvons passer à l’ajustement de la scène 2D, en considérant les méta-tranches indépendamment les unes des autres.

J’ai choisi par défaut dans *HYPERGAL* de considérer 6 méta-tranches dans l’intervalle spectral $\lambda \in [5000, 8500]$ Å, où le signal sur bruit est le plus élevé (BLAGORODNOVA et al., 2018). Ce choix d’intervalle est également motivé par la précision spectrale de la calibration en flux de la Figure 7.23 du Chapitre précédent, optimale sur ce domaine spectral. Bien que le modèle de fond ait été conçu pour prévenir de potentiels artefacts structurés, ceux-ci deviennent parfois trop intenses en dehors de ce domaine spectral. En se restreignant à cet intervalle, on réduit le risque de valeurs d’ajustement aberrantes pouvant compliquer

par la suite l’ajustement chromatique. De plus, la majorité des supernovae observées par la SEDm sont des SNIa ($\sim 75\%$), dont la magnitude diminue fortement vers le rouge, notamment au delà de $8000\text{-}8500\text{\AA}$ dans leur référentiel propre¹. Le contraste entre une SNIa et sa galaxie hôte dans une méta-tranche au delà de ces valeurs est donc fortement réduit, ce qui permet difficilement de contraindre les paramètres de forme de la PSF. La Figure 8.2 illustre bien le type d’artefacts auxquels nous faisons référence, notamment sur les bords des cubes dans le bleu (fond structuré non physique et intense), et des franges dans le rouge, possiblement de Moiré (phénomène d’échantillonnage lors de l’extraction du cube des images CCD).

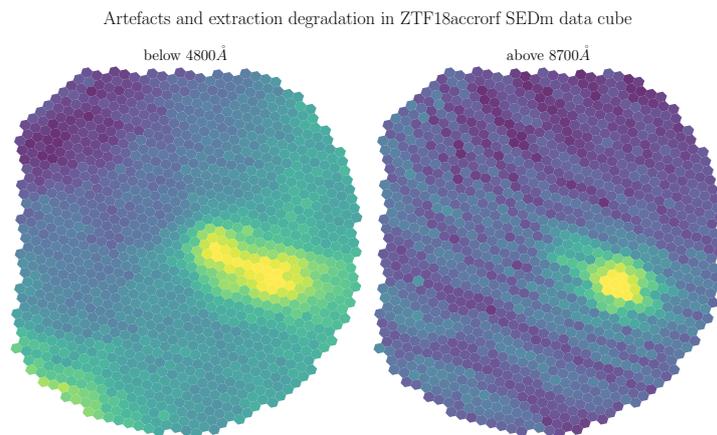


FIGURE 8.2 – Exemples d’artefacts dans les cubes de données SEDm pour ZTF18accrorf. À gauche, toutes les tranches en dessous de 4800\AA du cube de données empilées. À droite, toutes celles au dessus de 8700\AA . On peut clairement voir dans le bleu la présence d’un signal de fond structuré et intense, distordant complètement les objets dans le champ de vue et causant la présence d’artefacts sur les bords du cube. Dans le rouge, la forme des sources est également altérée, mais on voit surtout un phénomène de franges dans les données.

La Table 8.1 présente la liste des paramètres libres de la modélisation de scène pour une méta-tranche.

L’ajustement se fait par minimisation de χ^2 , défini comme :

$$\chi^2 = \sum_{sp} \left(\frac{y_{sp} - \tilde{y}_{sp}}{\sigma_{sp}} \right)^2 \quad (8.2)$$

où y_{sp} et σ_{sp} sont respectivement le flux et la racine de la variance dans un spaxel sp de la méta-tranche du cube SEDm et \tilde{y}_{sp} , le flux modélisé dans ce même pixel. La minimisation est effectuée avec le module `IMINUIT`² (JAMES et ROOS, 1975; DEMBINSKI et al., 2020).

La procédure de construction de la scène pour une méta-tranche et pour chaque pas de minimisation du χ^2 se fait de la façon suivante :

1. L’impact dans le référentiel d’observation est minimum étant donné que la profondeur en redshift de la SEDm se limite à $z \leq 0.1$.

2. <https://iminuit.readthedocs.io/en/stable/>

TABLE 8.1 – Paramètres de modélisation de scène incluant toutes les composantes pour une méta-tranche dans HYPERGAL.

Paramètre	Symbole
Géométrie	
Position d’ancrage	x_0, y_0
Galaxie hôte	
PSF relative SEDm/PS1	σ
Ellipticité (PSF relative)	$\mathcal{A}_G, \mathcal{B}_G$
Amplitude	G
Fond	
Artefacts	$b_{xx}, b_{yy}, b_{xy}, b_x, b_y$
Ciel	b_0
Source ponctuelle (SN)	
PSF SEDm	α, η
Ellipticité (PSF)	\mathcal{A}, \mathcal{B}
Amplitude	I

Note. Les paramètres d’amplitudes et de fond sont des paramètres de nuisance dans la modélisation des méta-tranches.

- (a) Convolution de la méta-tranche du cube intrinsèque par la PSF différentielle : kernel gaussien 2D asymétrique décrit par les paramètres de forme $\{\sigma, \mathcal{A}_G, \mathcal{B}_G\}$, avec un paramètre d’amplitude G ;
- (b) Projection dans l’espace spatial de la SEDm suivant à partir de la position d’ancrage, décrit par les coordonnées $\{x_0, y_0\}$;
- (c) Ajout du fond structuré (ciel + artefacts), dont les paramètres sont les b_i du modèle quadratique de l’équation 8.1 ;
- (d) Ajout de la source ponctuelle (PSF + amplitude), décrite par les paramètres de forme $\{\alpha, \eta, \mathcal{A}, \mathcal{B}\}$ et l’amplitude I ;
- (e) Détermination du χ^2 , puis réitération des étapes précédentes ;

La Figure 8.3 présente l’ajustement des 6 méta-tranches par HYPERGAL pour ZTF18accroff. Pour chaque longueur d’onde, je montre la scène observée, la scène ajustée, et le résidu avec la RMS spatiale relative associée. Dans le cas de cette observation, la RMS spatiale varie de 1.8% à 3.9%. On remarque également l’augmentation de RMS pour la méta-tranche la plus *bleue* centrée sur 5285Å, probablement à cause d’un fond de plus en plus structuré comme illustré dans la Figure 8.2. La méta-tranche la plus *rouge* à 8200Å commence également à présenter des artefacts structurés, vraisemblablement des franges de Moiré (phénomène d’interférences).

La Figure 8.4 quant à elle présente la matrice de corrélation entre les paramètres libres de la scène pour la méta-tranche à $\lambda = 6461\text{Å}$. L’idéal serait bien entendu que tous les paramètres soient indépendants. Il s’avère que c’est le cas pour la majorité d’entre eux, mais nous relevons cependant quelques corrélations significatives. La première provient des paramètres du fond structuré, et notamment entre les composantes b_{xx} et b_0 , et b_{yy} et b_0 . Pour réduire ces corrélations, on pourrait par exemple entraîner ce modèle de fond sur

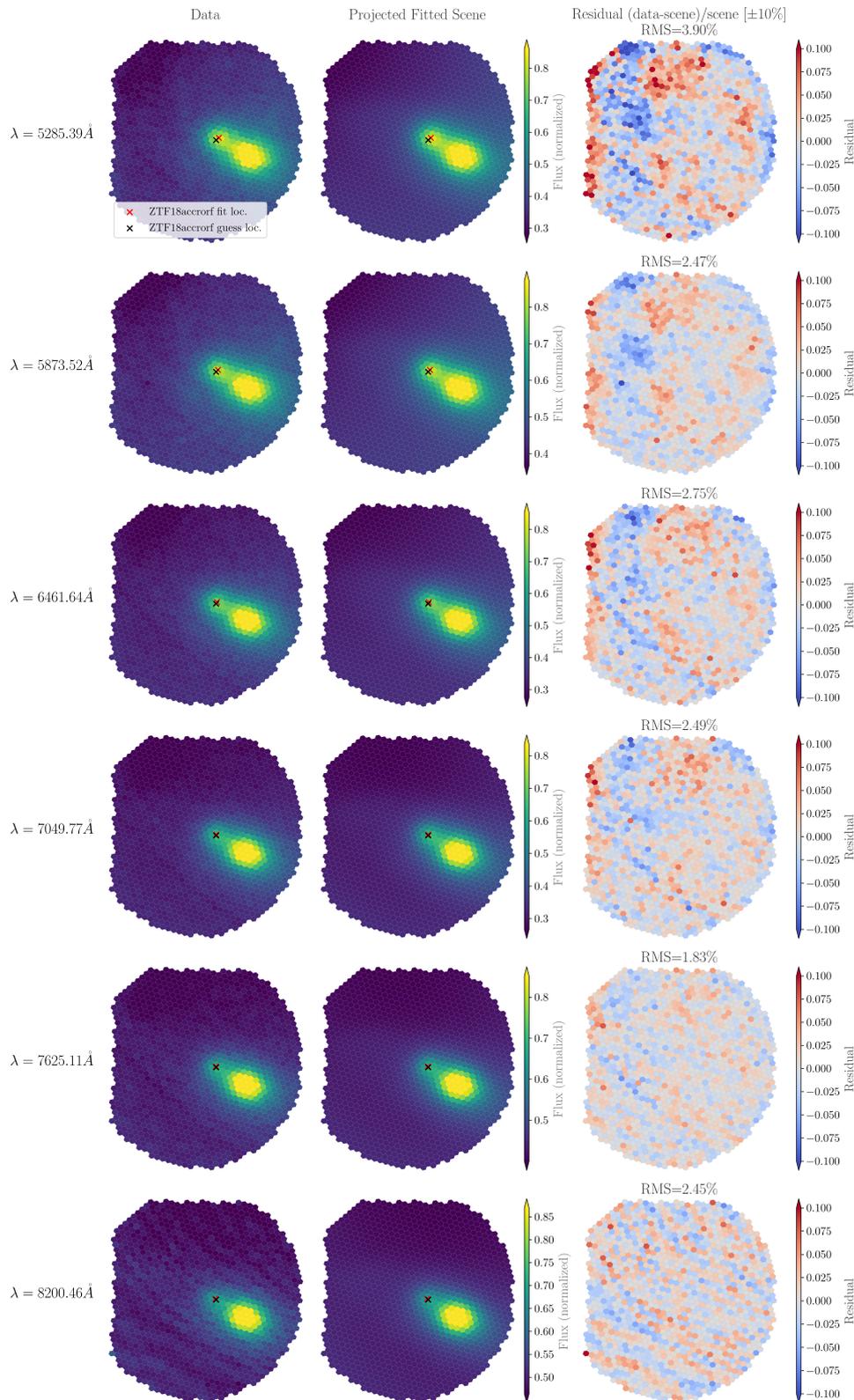


FIGURE 8.3 – Ajustement des méta-tranches pour la modélisation de scène de ZTF18accroff. *De haut en bas* sont représentées les méta-tranches modélisées du bleu vers le rouge. Pour chaque ligne *de gauche à droite* : la méta-tranche modélisée par HYPERGAL, la méta-tranche du cube de données SEDm, et le résidu pondéré par le modèle. J'indique pour chaque longueur d'onde la RMS spatiale de l'ajustement, allant de 1.8% à 3.9%. Les croix noires et rouges indiquent respectivement la position d'ancrage initiale (caméra de guidage), et la position ajustée par HYPERGAL.

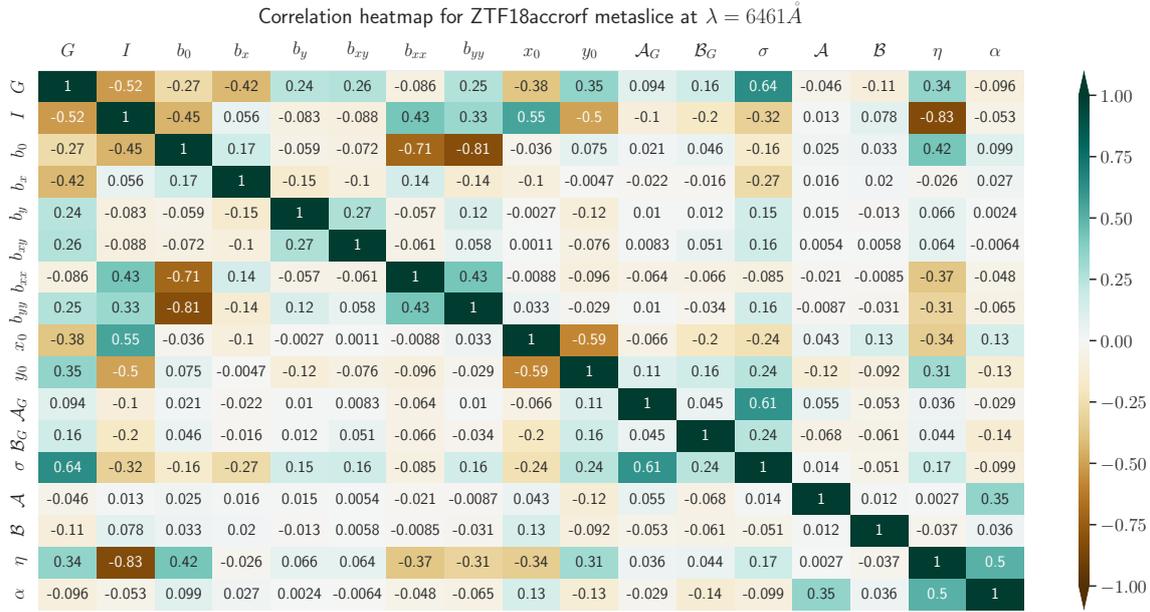


FIGURE 8.4 – Matrice de corrélation des paramètres d’ajustement de scène de ZTF18accrorf pour la méta-tranche à $\lambda = 6461\text{\AA}$.

de nombreuses observations et procéder à une analyse en composantes principales (PCA), et donc modéliser ce fond structuré dans une autre base.

L’autre corrélation importante survient entre η (poids entre la gaussienne et la Moffat du profil de PSF de la source ponctuelle) et l’amplitude I de la source ponctuelle. Lorsque les ailes du profil radial sont peu intenses devant le signal de fond, le paramètre η pourrait posséder trop de liberté satisfaisant le profil du coeur de la source ponctuelle. Le coefficient de normalisation du profil de PSF dépendant de η , cela pourrait expliquer cette dégénérescence avec l’amplitude. Ce phénomène est en cours d’investigation, et il est en effet possible que fixer ce paramètre soit nécessaire pour lever la dégénérescence entre le coeur du profil (la gaussienne) et ses ailes (la Moffat).

8.1.5 Ajustement chromatique

L’ajustement de chaque méta-tranche donne ainsi un jeu de $N \times m$ paramètres sur le domaine spectral $[5000, 8500]\text{\AA}$. La chromaticité de la PSF de la source ponctuelle est modélisée de la même manière qu’avec les étoiles standards : une loi de puissance pour α (rayon de la Moffat), et une constante pour η (poids gaussienne/Moffat), \mathcal{A} et \mathcal{B} (décrivant simultanément l’ellipticité et l’orientation).

La Figure 8.5 montre la modélisation chromatique de ces 4 paramètres.

J’utilise également pour l’ellipticité et l’orientation de la PSF différentielle (SEDm/PS1) une modélisation achromatique (par une constante).

La chromaticité du rayon de la gaussienne de cette PSF différentielle est modélisée par une loi de puissance, de la même façon que le paramètre de forme principal de la source ponctuelle :

$$\sigma(\lambda) = \sigma_{ref} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{ref}} \right)^{\rho_g} \quad (8.3)$$

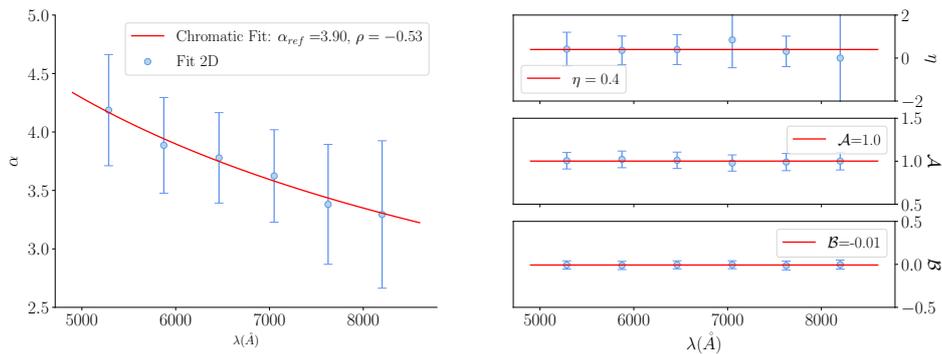


FIGURE 8.5 – Ajustement de la chromaticité des paramètres de forme de la PSF pour la supernova ZTF18accrorf, à partir des 6 méta-tranches. À gauche, l’ajustement du paramètre α avec une loi de puissance. À droite, de haut en bas, l’ajustement par une constante de η (poids entre la gaussienne et la Moffat) et des paramètres \mathcal{A} et \mathcal{B} .

De la même façon que pour la source ponctuelle, la Figure 8.6 montre la modélisation chromatique des paramètres décrivant la PSF relative par laquelle nous avons convolué les méta-tranches du cube intrinsèque.

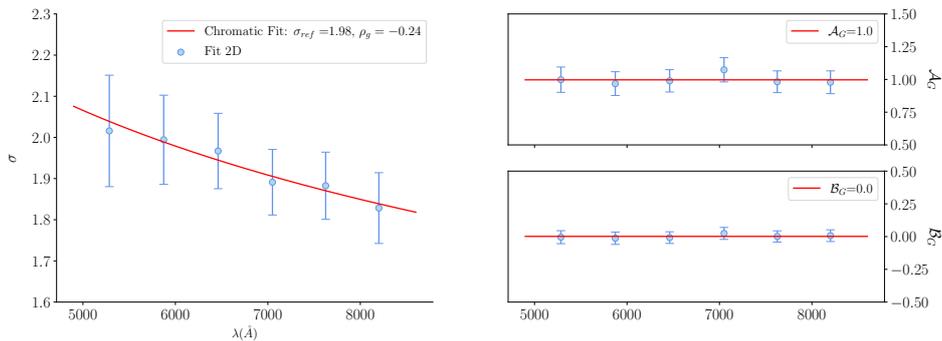


FIGURE 8.6 – Ajustement de la chromaticité des paramètres de forme de la PSF différentielle SEDm/PS1 pour la galaxie hôte de la supernova ZTF18accrorf, à partir des 6 méta-tranches. À gauche, l’ajustement du paramètre σ avec une loi de puissance. À droite, de haut en bas, les paramètres \mathcal{A}_G et \mathcal{B}_G .

Enfin, à partir de l’ajustement des positions d’ancrage $\{x_0, y_0\}(\lambda)$ lors de la projection pour chaque méta-tranche, les paramètres de la réfraction atmosphérique différentielle sont modélisés pour cette observation. Cet ajustement est illustré dans la Figure 8.7.

Si, pour une raison quelconque, l’ajustement d’une méta-tranche n’a pas convergé, celle-ci est ignorée lors de l’ajustement chromatique. D’autre part, l’impact de potentielles valeurs aberrantes pour l’ajustement chromatique est limité en utilisant une fonction de perte de Huber (HUBER, 1964). Plus exactement, j’utilise la fonction de perte *pseudo-Huber* d’ordre 1 (appelée *soft-l1*), qui est une approximation lisse de la fonction originale, définie elle par morceau.

La fonction de perte standard pour un χ^2 est quadratique, c’est à dire que la perte évolue quadratiquement pour un résidu a ($L(a) = a^2$). C’est ce qui la rend très sensible aux valeurs aberrantes, pouvant rapidement dominer la perte totale. La fonction pseudo-Huber

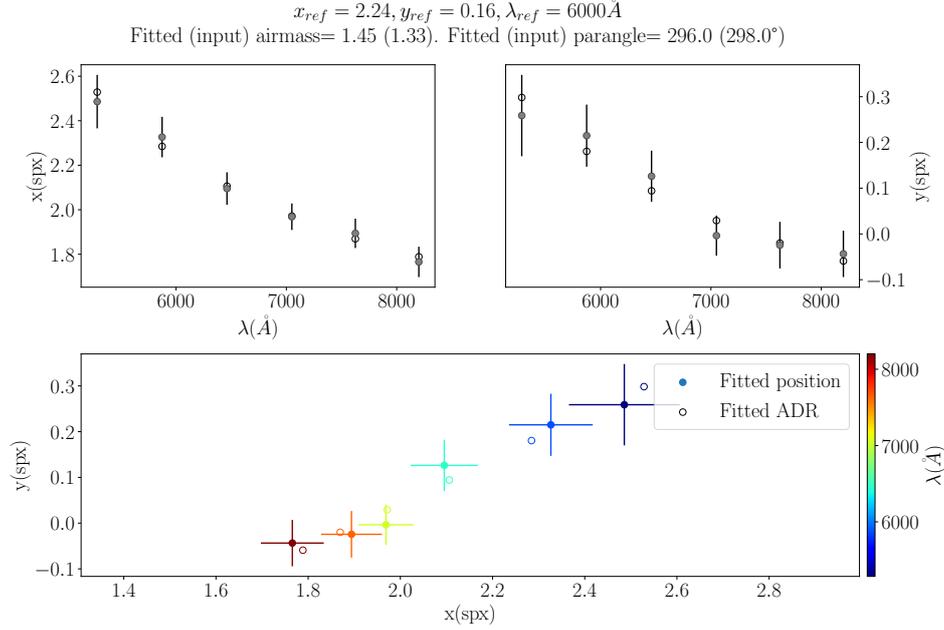


FIGURE 8.7 – Modélisation de la réfraction atmosphérique différentielle pour ZTF18accrorf. Je montre ici l’ajustement de la position d’ancrage (x_0, y_0) qui représente le centroïde de la supernova par le modèle d’ADR présenté dans le chapitre 7. Les deux graphes du haut représentent l’ajustement des deux coordonnées en fonction de la longueur d’onde. Le graphe du bas illustre l’effet de la réfraction atmosphérique.

à l’ordre 1 est définie comme :

$$H_1(a) = 2 \left(\sqrt{1 + a^2} - 1 \right) \quad (8.4)$$

pour un résidu a . Lorsque le résidu est faible, cette fonction de perte évolue quadratiquement en a^2 , puis évolue linéairement avec une pente de 1 aux grands résidus. Pour un jeu de données, x_i , associés aux erreurs, σ_i , et les points de modélisation, m_i , le χ^2 se réécrit alors :

$$\chi_{H_1}^2 = \sum_i H_1 \left(\frac{x_i - m_i}{\sigma_i} \right) \quad (8.5)$$

La Figure 8.8 montre la forme d’un potentiel standard (fonction de perte quadratique), en comparaison avec une fonction de perte pseudo-Huber d’ordre 1. On voit que l’utilisation de ce potentiel permet d’affaiblir le poids des valeurs aberrantes, ce qui permet de ne pas faire dévier excessivement l’ajustement du modèle.

Estimation des valeurs initiales pour la modélisation de scène des méta-tranches.

Toute la procédure expliquée précédemment, de l’ajustement 2D des méta-tranches à l’ajustement chromatique, est également réalisée directement entre les images PS1 et les méta-tranches à transmission équivalentes du cube SEDm. Cette étape préliminaire est effectuée simultanément avec la construction du cube intrinsèque afin d’optimiser le temps de calcul et les ressources numériques utilisées. Ces ajustements permettent d’obtenir un jeu de paramètres initial pour l’ajustement de scène principal.

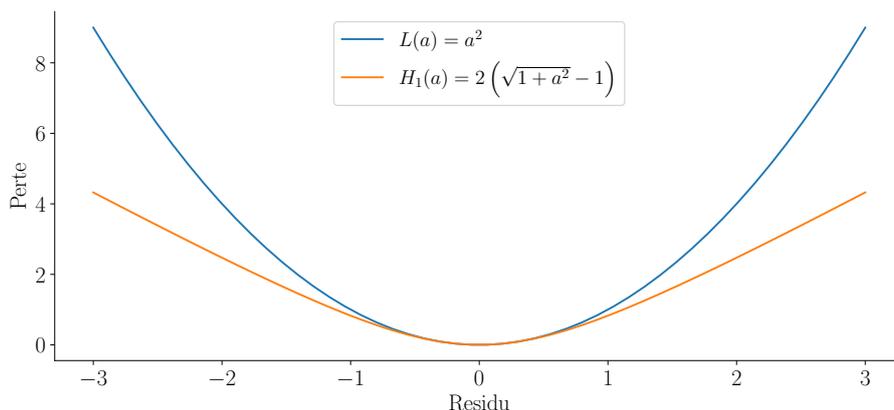


FIGURE 8.8 – Mise en évidence du poids plus faible accordé aux valeurs aberrantes avec la fonction de perte *pseudo-Huber* d'ordre 1.

Une fois l'ajustement de la chromaticité des paramètres de la scène effectué, tous les paramètres sont fixés et on procède à l'ajustement de toutes les tranches du cube, en laissant libre les paramètres d'amplitude uniquement. Le coefficient d'amplitude correctif de la galaxie G est également laissé libre pour toutes les tranches. On remarque que cela permet de prévenir les potentiels sur/sous-estimations de l'intensité des raies modélisées dans le cube intrinsèque, d'éventuels fluctuations causées par une calibration en flux de mauvaise qualité ou encore des résidus telluriques dans le cube SEDm. Je reviendrai sur ce point à la fin de cette section lors de l'extraction des sources pour illustrer mes propos.

La Figure 8.9 montre le résultat final de la modélisation de scène effectuée avec **HYPERGAL** pour la supernova ZTF18accrorf : l'image 2D du cube de données SEDm et du cube modélisé intégré entre 5000Å et 8500Å. Afin de contrôler la qualité de l'ajustement, je montre également le pull spectral et la RMS spectrale pour chaque spaxel.

La RMS spectrale est calculée comme dans l'équation 6.7. Le pull spectral est quant à lui calculé après intégration du spectre pour un spaxel donné de la façon suivante :

$$p_{spx} = \frac{\sum_{\lambda} (y_{\lambda} - \tilde{y}_{\lambda})}{\sqrt{\sum_{\lambda} \sigma_{\lambda}^2}} \quad (8.6)$$

avec \tilde{y}_{λ} la prédiction du modèle, y_{λ} , la donnée dans le cube SEDm et σ_{λ} , l'erreur sur y_{λ} à la tranche de longueur d'onde, λ .

8.2 Extraction des sources

Une fois la modélisation de scène complétée, résultant en un cube 3D dans l'espace des observations de la SEDm, je suis en mesure de séparer chacune des composantes : le fond, la galaxie hôte et la source ponctuelle.

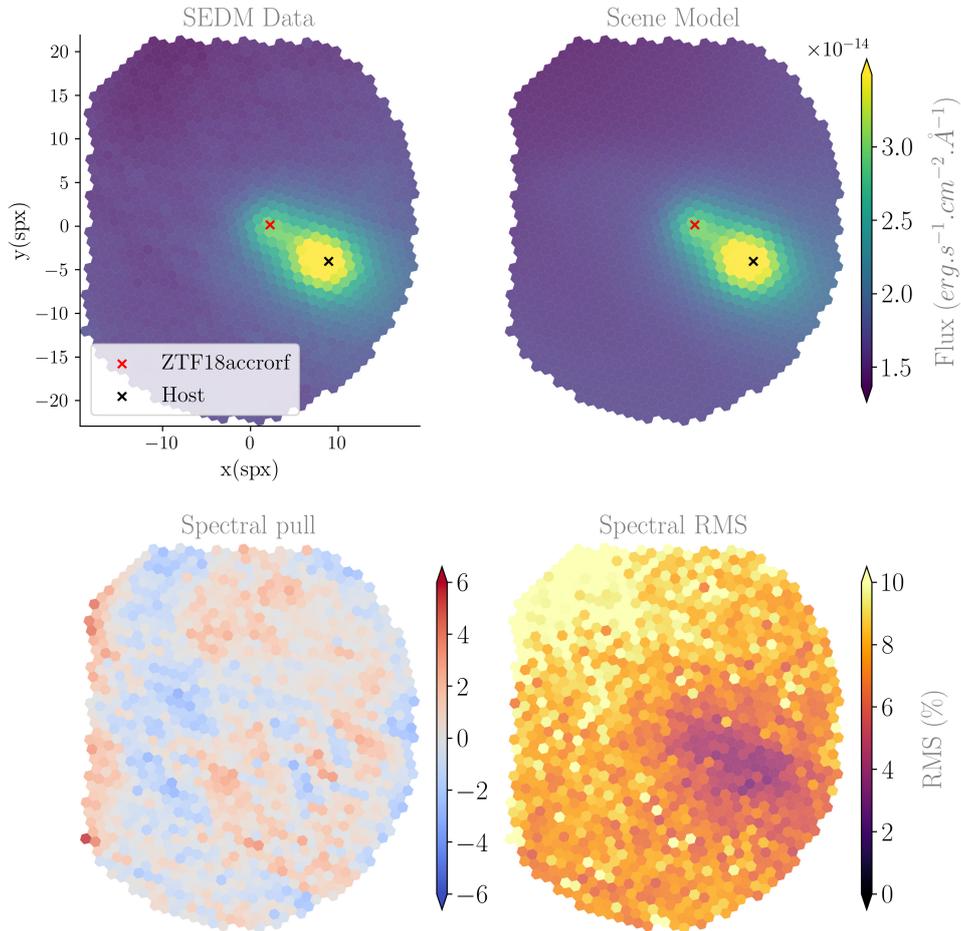


FIGURE 8.9 – Modélisation de scène complète pour ZTF18accrorf. *En haut* : le cube de données SEDM intégré entre 5000 et 8500 Å, puis le cube modélisé par HYPERGAL intégré également sur le même domaine spectral. La croix rouge indique la position ajustée de ZTF18accrorf à 7000Å et la croix noire la localisation de la galaxie hôte. *En bas* : le pull spectral tel que défini dans l'équation 8.6, et la RMS spectrale en %. Le pull permet de contrôler la présence éventuelle de structures dans le résidu, ce qui n'est pas le cas ici. La RMS quant à elle nous indique une précision de l'ordre de 4% sur le domaine spectral considéré au niveau des sources présentes dans le champ de vue de la SEDM. Les fluctuations du fond induisent une RMS spectrale de l'ordre de 6-7%, et on peut clairement voir les conséquences de l'artefact en haut à gauche du cube de données.

8.2.1 Cube de la galaxie hôte

Afin d'extraire la galaxie hôte du cube de données, je l'isole en soustrayant les modèles de fond et de la source ponctuelle au cube SEDm.

Une galaxie n'étant pas une source ponctuelle, on doit définir une ouverture afin d'en extraire le spectre intégré.

J'utilise pour cela l'outil `SEP`¹ (BARBARY, 2016) (implémentation python de `SEXTRACTOR` BERTIN et ARNOUITS (1996)), en définissant une ellipse d'ouverture dans les images PS1 que je projette ensuite dans le MLA de la SEDm à l'aide des solutions WCS des deux espaces. Je néglige les effets d'ADR dans cette procédure, étant donné qu'ils induisent rarement un déplacement de plus d'un spaxel dans le champ de vue. La Figure 8.10 illustre l'extraction du spectre intégré de la galaxie hôte de ZTF18accrorf, en considérant les spaxels mis en évidence sur l'image du cube intégré. Ce que je montre ici n'est pas le spectre de la galaxie modélisée, mais bien celui de la galaxie dans le cube de données de la SEDm, auquel j'ai retiré les modèles de fond et de la source ponctuelle.

De la même façon que la modélisation hyperspectrale de la galaxie (et du fond) me permet de lever la contamination de la supernova, la modélisation de la supernova me permet également de réduire la contamination de la galaxie et de l'isoler dans les cubes d'observation.

Connaissant également *a priori* le redshift utilisé pour la modélisation de la galaxie, j'indique la position déduite de quelques raies d'absorption et d'émission^{2,3} dans l'air (MORTON, 1991), afin de visualiser la cohérence entre le spectre isolé dans les données et le redshift utilisé. Dans le cas de cette galaxie, on peut par exemple voir la concordance entre le redshift $z = 0.042$ et la position de la raie $H\alpha$.

8.2.2 Extraction de la Supernova

De la même façon qu'avec la galaxie hôte, on peut vérifier la séparation de la supernova dans le cube de données en y soustrayant les modèles de fond et de la galaxie. La Figure 8.11 illustre ainsi le cube SEDm de l'observation auquel nous avons retiré les deux autres composantes. On peut voir à quel point la supernova est bien définie sans structure résiduelle apparente. Une ouverture arbitraire peut être par exemple définie (ici circulaire de 8 spaxels $\sim 4''5$ de rayon), centrée sur la position de la source ponctuelle et on peut alors porter un regard sur le pull et la RMS spectrale dans cette ouverture. Pour cette observation, on obtient une RMS spectrale de l'ordre de 3-4% au niveau de la position de la supernova dans le cube, et aucune structure résiduelle apparente (en provenance d'une mauvaise modélisation galactique par exemple).

La robustesse du modèle de PSF défini et contraint dans le chapitre précédent peut également être vérifiée en superposant le modèle ajusté de profil radial aux données. Afin de permettre un contrôle de la qualité de l'ajustement du fond de ciel et la présence éventuelle de structure résiduelle, je visualise ce profil radial après soustraction du fond ajusté et du modèle hyperspectral de la galaxie hôte. La Figure 8.12 montre le profil radial ajusté pour une des méta-tranches. Le profil radial tend bien vers 0, ce qui indique une

1. <http://github.com/kbarbary/sep>

2. <http://astronomy.nmsu.edu/drewski/tableofemissionlines.html>

3. <http://classic.sdss.org/dr6/algorithms/linestable.html>

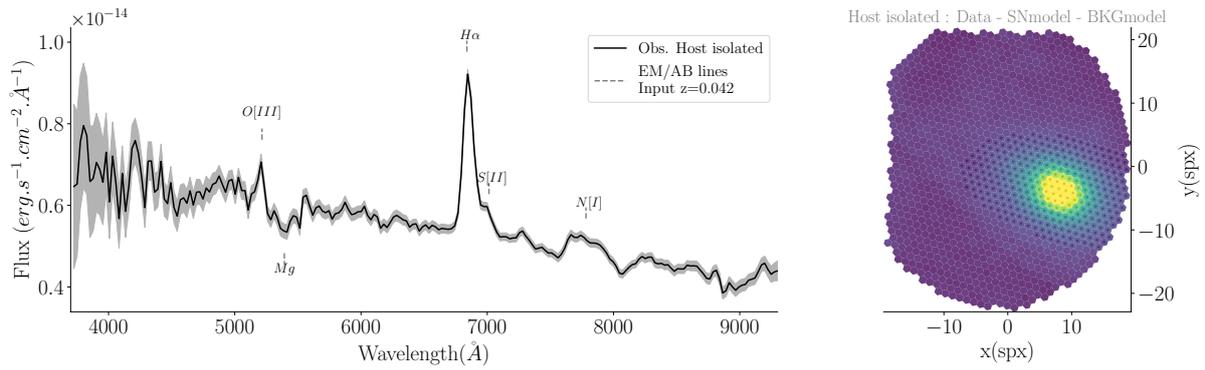


FIGURE 8.10 – Extraction du spectre intégré de la galaxie hôte de ZTF18accrorf. À droite, le cube de données de la SEDm, auquel j’ai soustrait les modèles de fond et de la source ponctuelle afin d’isoler la galaxie hôte. Les spaxels sélectionnés par les losanges noirs indiquent ceux appartenant à l’ouverture utilisée pour l’extraction du spectre intégré. À gauche, le spectre extrait et l’erreur associée contenus dans cette ouverture. Tout le domaine spectral de la SEDm est affiché, bien que nous avons déjà discuté de la faible fiabilité de l’extraction aux extrémités du domaine couvert par la SEDm due aux artefacts présents dans les cubes. Je montre également la position théorique de quelques raies d’émission et d’absorption sachant le redshift utilisé ($z = 0.042$). On voit ici la bonne cohérence avec le spectre intégré extrait.

bonne estimation de cette composante. Par ailleurs, il n’y a pas de valeur aberrante dans la supernova isolée, ce qui à son tour traduit une soustraction galactique sans résidu notable.

L’ajustement de l’amplitude de la PSF de la supernova à chaque tranche me permet ainsi d’en extraire le spectre, de la même façon qu’avec les étoiles standards. La Figure 8.13 montre le spectre extrait de ZTF18accrorf.

La Figure 8.14 montre la superposition du spectre des 3 composantes (fond, galaxie, supernova), ainsi que l’ajustement du coefficient de correction G du cube intrinsèque. L’objectif principal de cette visualisation est de vérifier une potentielle contamination entre les spectres, par exemple des raies d’émission de la galaxie, ce qui ne semble pas être le cas ici. Par ailleurs, l’évolution chromatique du coefficient G est visible, et semble corriger dans le cube intrinsèque un excédant d’intensité de la raie d’émission O[III] vers 5200Å ainsi qu’un déficit d’intensité de la raie H α . Bien que l’analyse de cet effet n’ait pas été poussée, j’ai choisi pour le moment de laisser ce coefficient G libre lors de l’ajustement linéaire des amplitudes par tranche spectrale, afin d’avoir cette liberté de correction. Le modèle de ciel présent dans cette figure correspond au coefficient de degré 0 du modèle de fond b_0 (équation 8.1).

Je présente finalement le schéma complet de toute la procédure de modélisation de scène avec HYPERGAL. Un script d’automatisation de tout ce processus est également disponible dans le code du pipeline, prenant en entrée le nom d’une cible observée avec ZTF (par exemple ZTF18accrorf), et/ou le chemin d’accès au cube de données. Les informations relatives à l’évènement transitoire étudié (redshift, RA/DEC) sont automatiquement récupérées sur le serveur Fritz¹ (VAN DER WALT et al., 2019; DUEV et al., 2019; KASLIWAL et al., 2019; DUEV et VAN DER WALT, 2021), mais peuvent également être imposées en

1. <https://fritz.science/>

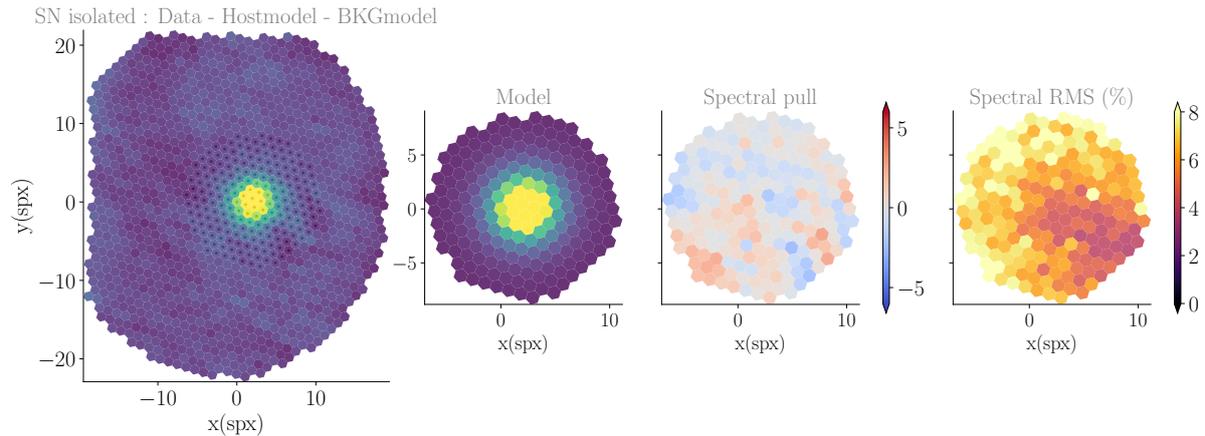


FIGURE 8.11 – Séparation de la supernova ZTF18accrorf dans le cube SEDm. Chaque image de cube 3D correspond à une intégration entre 5000 et 8500Å. De gauche à droite : (a) le cube de données SEDm auquel j’ai soustrait le modèle de la galaxie et celui du fond, ce qui met en évidence la qualité d’isolation de la supernova et, *a fortiori*, la qualité de modélisation des deux autres composantes. (b) Le cube modèle de la source ponctuelle limité à une ouverture circulaire de 8 spaxels ($\sim 4''5$) de rayon, définie par les spaxels mis en évidence dans (a) par les losanges noirs. (c) Le pull spectral et (d) la RMS spectrale dans cette ouverture, tout deux définis comme dans la Figure 8.9. On notera ici l’absence de structure résiduelle, et une RMS spectrale de l’ordre de 3-4% au niveau de la position de ZTF18accrorf.

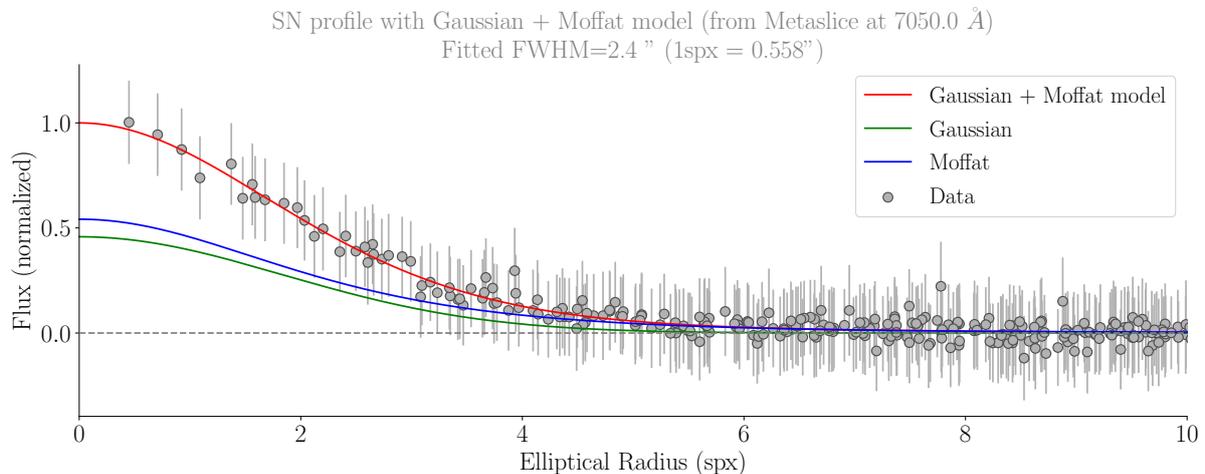


FIGURE 8.12 – Profil radial et modèle de PSF pour la méta-tranche à 7050Å de ZTF18accrorf. Le pic du flux est ici normalisé à 1. Les points noirs indiquent les données de la méta-tranche du cube d’observation de la SEDm après soustraction du modèle de la galaxie et du fond. Les courbes verte, bleue et rouge montrent respectivement l’ajustement de la composante gaussienne, Moffat et profil radial total du modèle de PSF pour cette méta-tranche. Le trait horizontal en pointillés indique un fond de ciel à 0 si cette composante a été parfaitement soustraite. Les ailes du profil tendant clairement vers cette valeur, cela nous conforte quant à la qualité d’ajustement de cette composante. Connaissant la taille d’un spaxel, on peut également déterminer la largeur à mi-hauteur à cette longueur d’onde, ici $2''4$.

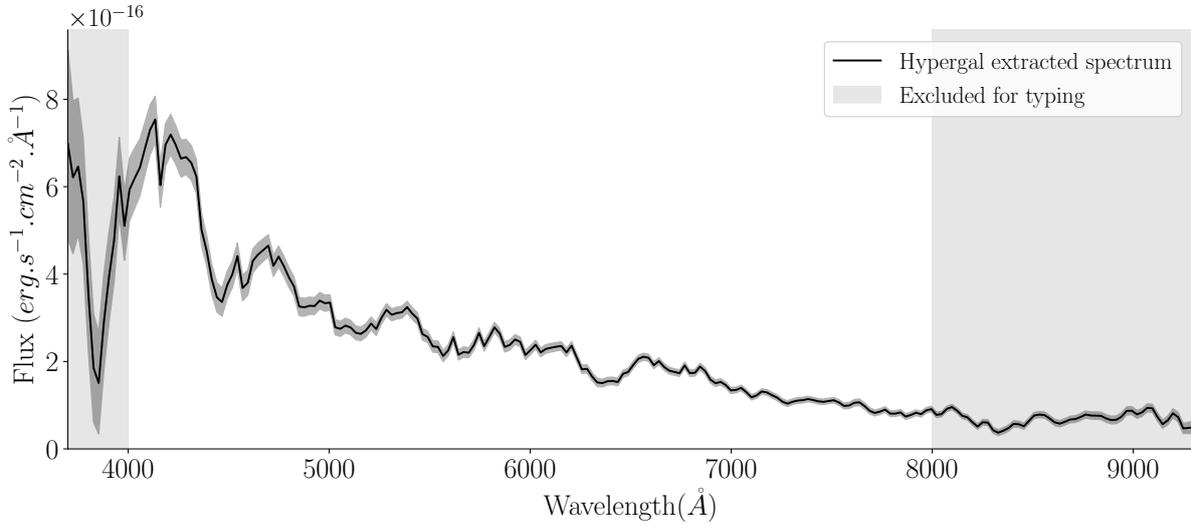


FIGURE 8.13 – Spectre extrait de ZTF18accrorf avec HYPERGAL. Tout le domaine spectral de la SEDm est affiché et les bandes grises indiquent les zones qui ne sont pas utilisées pour la classification de la SN avec SNID.

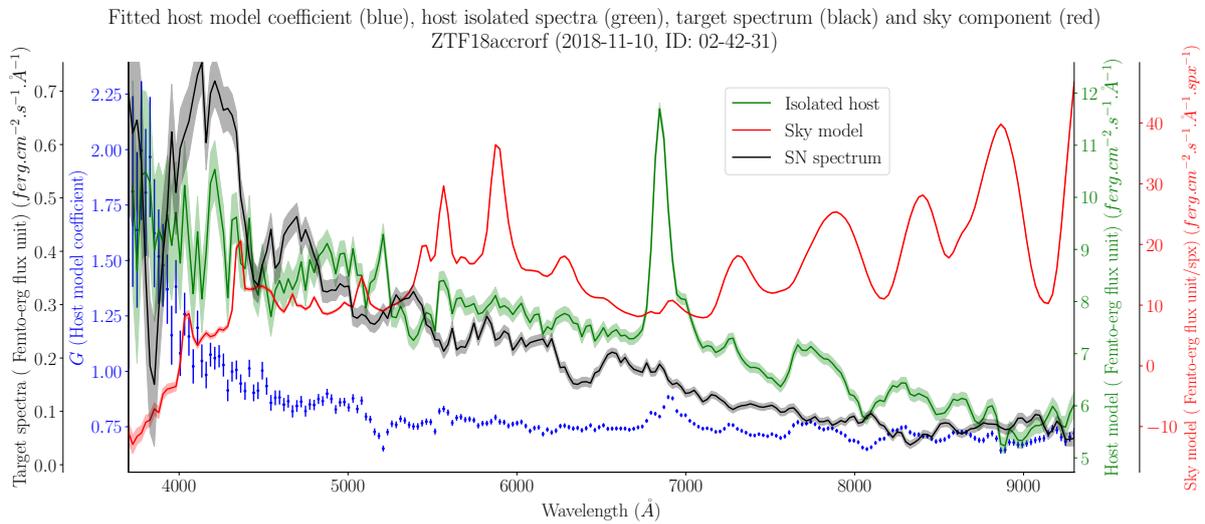


FIGURE 8.14 – Superposition du spectre des 3 composantes de la scène d'observation de ZTF18accrorf : fond de ciel en rouge, galaxie en vert, supernova en noir. Je montre également l'évolution chromatique de l'ajustement du coefficient de correction G du cube intrinsèque. Le but de cette superposition est de mettre en évidence l'absence de contamination évidente entre les spectres, notamment par les raies d'émission de la galaxie. L'évolution du paramètre G montre l'adaptation partielle de l'intensité des raies O[III] et H α aux observations.

argument. `HYPERGAL` est conçu pour être suffisamment flexible et adaptable à n'importe quel IFU.

Par défaut, le pipeline est optimisé avec la librairie de calculs parallèles `DASK`¹ ([DASK DEVELOPMENT TEAM, 2016](#)). Cet outil permet de sonder, avant de lancer les calculs, l'agencement des tâches et leur interdépendances et, de ce fait, son utilisation optimise la parallélisation de code. Un autre avantage de `DASK` implémenté avec `HYPERGAL` est sa capacité à déployer le pipeline vers un cluster distribué en plusieurs *workers*. J'ai configuré `HYPERGAL` pour être utilisable localement mais également dans de tels clusters avec un simple argument. Les deux solutions d'ordonnancement de tâches disponibles sont `SLURM` (*Simple Linux Utility for Resource Management*) et `SGE` (*Sun Grid Engine*), permettant ainsi à `HYPERGAL` d'être déployé au Centre de Calcul de l'IN2P3 (CC-IN2P3). La Figure 8.16 illustre une partie de l'agencement des tâches du pipeline `HYPERGAL`, allant de la requête des données SEDm et PS1 jusqu'à l'ajustement des méta-tranches. Chaque bulle sur le schéma correspond à une tâche du pipeline (les sorties ne sont pas affichées), et les flèches illustrent les interdépendances. L'axe horizontal indique l'ordre de calcul et l'axe vertical la parallélisation des tâches. Quelques étapes majeurs d'`HYPERGAL` sont indiquées par les boîtes grises. La parallélisation de certains calculs indépendants est clairement illustrée, comme la requête simultanée des données PS1 et SEDm, la construction du cube intrinsèque et l'ajustement des conditions initiales sur les images photométriques, et enfin l'ajustement de toutes les méta-tranches. Les étapes suivantes (l'ajustement chromatique, l'ajustement linéaire des amplitudes qui parallélise les 220 tranches en longueur d'onde du cube de données, la reconstruction de la scène) ne sont pas montrées pour une question évidente de clareté. Toutes les sorties intermédiaires comme les figures de contrôle, les spectres extraits, les paramètres ajustés etc sont sauvegardées au format *.hdf* (*Hierarchical Data Format*). L'utilisation de `DASK` permet de réduire drastiquement le temps de calcul, passant de plusieurs heures sur un coeur (calcul linéaire) à ~ 20 min en utilisant seulement 10 coeurs. Plutôt que d'optimiser encore plus la rapidité de calcul pour une seule observation, j'ai concentré mes efforts sur l'optimisation du calcul simultané de nombreuses modélisations. La taille des clusters utilisables au CC-IN2P3 me permet ainsi de faire tourner `HYPERGAL` sur une centaine de cubes en environ 1h. Lorsque la modélisation hyperspectrale n'est pas nécessaire, comme pour les étoiles standards, l'optimisation est encore plus impressionnante : les ~ 2000 étoiles standards dont j'ai extrait le spectre dans le Chapitre 7 ont été traitées en seulement quelques minutes.

1. <https://www.dask.org>

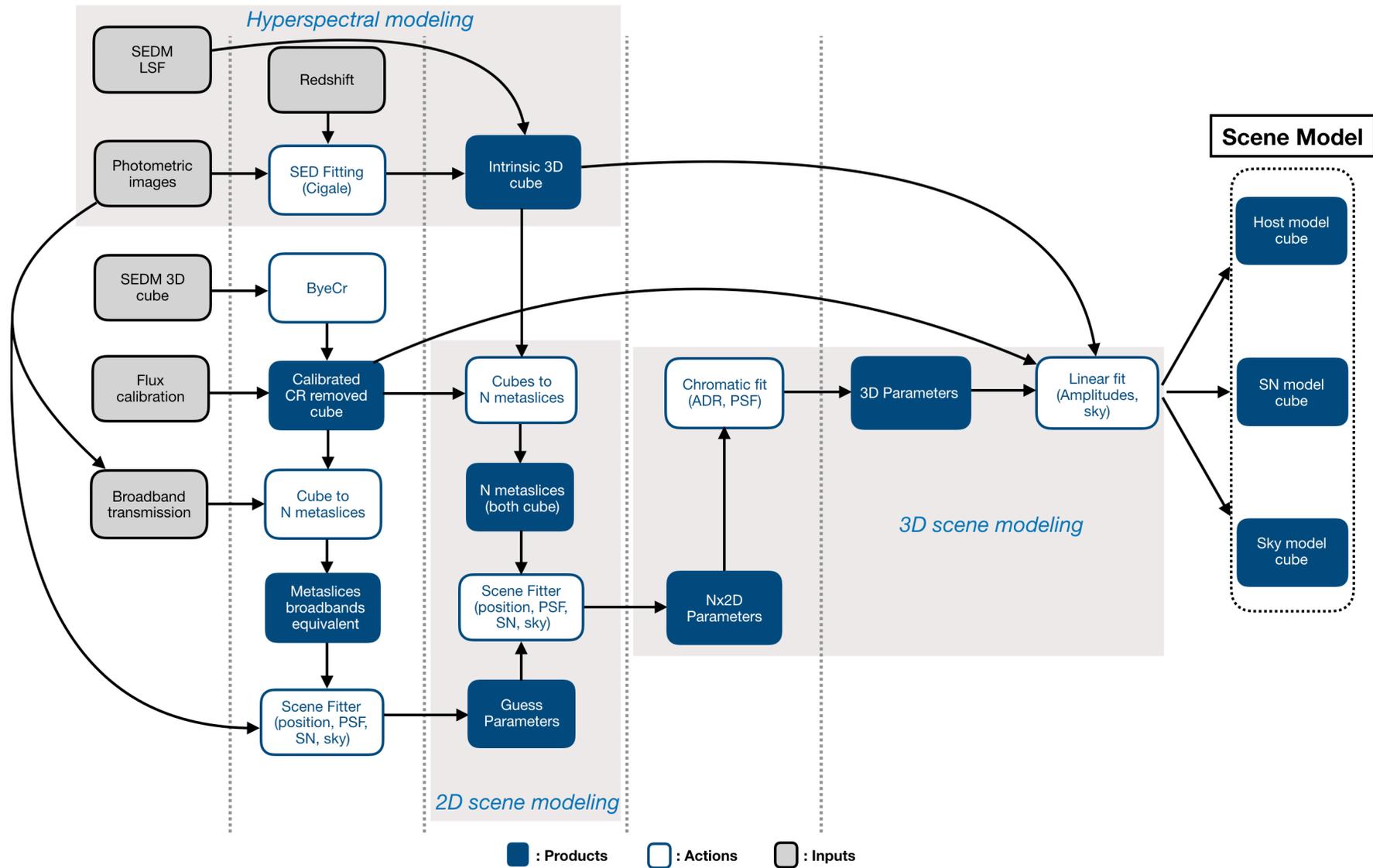


FIGURE 8.15 – Schéma complet du fonctionnement d'HYPERGAL. Les étapes sur la même verticale sont effectuées simultanément.

8.3 Classification : SNID

Le but principal du pipeline **HYPERGAL** étant de permettre la classification spectrale des objets transitoires observés, j'ai intégré une méthode de classification automatique à l'image de celle utilisée initialement dans **PYSEDM**. J'utilise pour cela le software **SNID**, présenté dans le chapitre 4.4. Le domaine spectral utilisé par défaut pour la classification s'étend entre 4000 et 8000Å, les modèles utilisés n'étant généralement pas définis en dehors de ce domaine sachant la profondeur en redshift d'observation de ZTF ($z \leq 0.1$). Afin de faciliter l'utilisation de **SNID** initialement écrit en **FORTRAN**, j'utilise un *wrapper* **PYTHON** : **PYSNID**¹.

La Figure 8.17 montre la classification obtenue du spectre extrait de ZTF18accrorf avec **HYPERGAL**, à comparer avec celle obtenue par extraction sans modélisation de la galaxie hôte par **PYSEDM**, présentée dans la Figure 5.4. Initialement, la classification était incertaine, avec un paramètre de qualité *rlap* de 4.5 (le seuil minimal de "bonne qualité" étant 5) et un redshift estimé de $z = 0.178$ (au delà de la profondeur en magnitude de la SEDm). La classification avec le spectre extrait par **HYPERGAL** montre pour le meilleur modèle un *rlap* de 14.7 pour une supernova de type Ia, à un redshift proche de celui utilisé pour la modélisation hyperspectrale de la galaxie hôte ($z_{snid} = 0.040$ contre $z_{in} = 0.042$). L'erreur sur le redshift pour un modèle avec **SNID** est de l'ordre de $\Delta z \approx 3.10^{-3}$.

Je présente également la distribution des 30 meilleurs modèles avec un *rlap* > 6, ainsi que le meilleur pour chaque sous-type de supernovae pouvant correspondre au spectre extrait de ZTF18accrorf. Seuls 2 sous-types semblent compatibles : une Ia-normal, ou une Ia-91T. Bien que la classification du sous-type soit plus subtile, la classification de ZTF18accrorf ne présente aucun doute comme étant une Ia. La phase de ce spectre est peu contrainte, les 30 meilleurs modèles étant ajustés avec une phase allant de -11 à +3 jours. Le redshift montre également une forte dispersion. Pour avoir une estimation approximative du redshift de la supernova à partir de la classification SNID des 30 meilleurs modèles, on peut par exemple calculer le redshift moyen pondéré par le *rlap* (avec la condition que le *rlap* > 6). La déviation standard peut être estimée avec le nMAD. En faisant cela, je trouve $\bar{z}_{snid} = 0.045$ et $nMAD(z_{snid}) = 0.005$.

8.4 Cas complexes

Bien que le cas utilisé pour présenter le pipeline **HYPERGAL** (ZTF18accrorf) pouvait donner du fil à retordre à la méthode d'extraction directe (**PYSEDM**), je considère ce type d'observations comme idéal, avec une séparation assez nette de sa galaxie hôte.

Je présente dans cette section quelques cas d'extraction plus complexes de spectre avec **HYPERGAL**, pour des observations où la supernova explose bien plus proche du centre galactique.

Pour toutes les observations présentées ici, l'extraction avec le pipeline **PYSEDM** ne permet pas de classifier le spectre de la supernova, le coeur de la galaxie hôte étant extrait en même temps que la source ponctuelle (voir Figure 4.7).

Je présente successivement pour chaque observation : une visualisation globale de la modélisation de scène avec la RMS et le pull spectral à l'instar de la Figure 8.9 ; l'isolation

1. <https://github.com/MickaelRigault/pysnid>

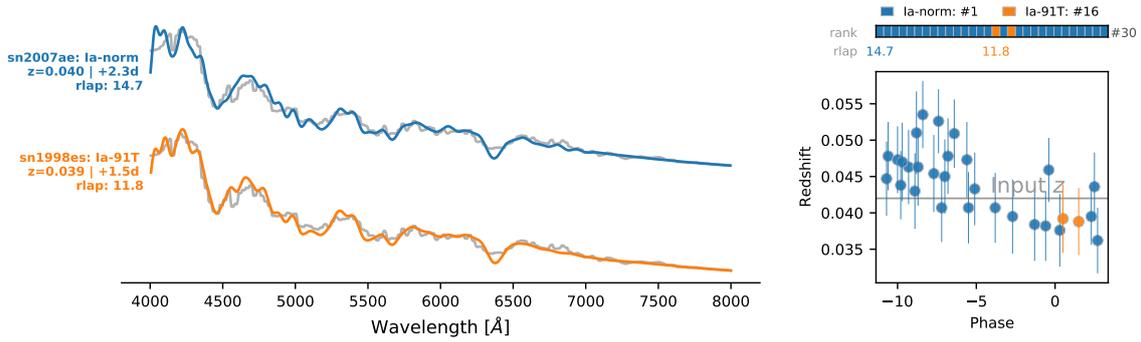


FIGURE 8.17 – Classification de ZTF18accrof avec SNID. À gauche, les modèles ayant le plus haut $rlap$ pour chaque sous-type présent dans les 30 meilleurs modèles. Pour chacun je montre le spectre extrait par HYPERGAL en gris, le modèle en couleur, le type et sous-type, le redshift, la phase et le $rlap$. À droite, la distribution redshift/phase des 30 meilleurs modèles, avec pour le sous-type le même code couleur que pour les spectres de gauche.

de la galaxie hôte dans le cube de données SEDm et le spectre extrait dans l’ouverture définie dans la section 8.2.1 ; l’isolation de la supernova dans le cube de données SEDm et le spectre extrait (section 8.2.2) ; la classification avec SNID (section 8.3).

8.4.1 ZTF19acbjlnt

Cette supernova est celle présentée à la fin du Chapitre 4 afin, justement, d’illustrer le phénomène de contamination par la galaxie hôte lors d’un quasi-alignement avec le centre galactique dans la ligne de visée. La distance apparente entre cette supernova et le centre de la galaxie est d’environ $0''8$, c’est à dire moins de la moitié de la largeur à mi-hauteur typique de la SEDm, et à un peu plus d’un spaxel de distance du centre du coeur de la galaxie hôte. Ce coeur étant étendu spatialement, la SN et la galaxie sont difficilement distinguables à l’oeil dans le MLA. La Figure 8.18 illustre une séparation assez remarquable de la SN et son hôte. La RMS spectrale de la modélisation de scène est de l’ordre de 5% dans la zone du MLA où les sources sont présentes. Cette supernova est classifiée par SNID comme une Ia avec un $rlap$ de 17.6. La phase de ce spectre est peu contrainte mais semble indiquer une supernova proche de son pic de luminosité, allant pour les 30 meilleurs modèles de -8 à $+2$ jours. Le redshift d’entrée utilisé pour la modélisation hyperspectrale de la galaxie est $z_{in} = 0.059$, et, en pondérant par le $rlap$, je trouve un redshift moyen de $\bar{z}_{snid} = 0.060$ et $nMAD(z_{snid}) = 0.002$.

8.4.2 ZTF19abormno et ZTF20ablhlio

Les Figures 8.19 et 8.20 montrent deux autres extractions de supernovae (ZTF19abormno et ZTF20ablhlio) proches du centre de leur galaxie hôte, avec une séparation angulaire de $1''5$ et $1''2$ respectivement. La RMS spectrale de la scène à la localisation des sources dans le MLA est à nouveau d’environ 5%. La séparation des composantes de la scène est également bien visible pour ces deux observations, et les deux objets sont classifiés par SNID comme des Ia avec un $rlap$ pour le meilleur modèle de 21.9 et 13.2 respectivement.

ZTF20abllhio a la particularité d’avoir été observée très tardivement, présentant une phase de plusieurs dizaines de jours (entre +25 et +40 après le pic de luminosité).

Conclusion

L’association du cube intrinsèque de la galaxie hôte (chapitre 6) et de la réponse instrumentale de la SEDm (chapitre 7) a permis la conception d’HYPERGAL, un nouveau pipeline de modélisation de scène pour la SEDm.

HYPERGAL a été conçu pour répondre à la problématique de la contamination des supernovae par leur galaxie hôte, en ajustement simultanément toute les composantes de la scène observée. Avec cette méthode, chaque composante (fond de ciel, supernova et galaxie hôte) peut être extraite séparément, permettant son étude individuel. HYPERGAL effectue également une classification automatique du spectre extrait de l’évènement transitoire étudié en utilisant le classifieur SNID.

Pour répondre également à un besoin d’efficacité et de simplification d’utilisation, cet outil est entièrement automatisé, optimisé par une méthode de parallélisation implémentée avec DASK et utilisable aussi bien localement que via un système d’ordonnancement de tâches comme SLURM ou SGE dans un cluster distribué.

L’application de ce modélisateur de scène sur des supernovae très fortement contaminées par leur galaxie hôte montre un fort potentiel pour la classification d’objets inutilisables auparavant.

Afin d’avoir une idée des limites d’HYPERGAL, je présente dans le prochain chapitre une méthode de validation par le biais de simulations d’observations. Ce processus permettra de quantifier la précision spectrale d’extraction des SNe ainsi que l’efficacité des classifications, sachant, *a priori*, le type de l’objet simulé. J’en profiterai pour appliquer l’ancienne méthode d’extraction (sans modélisation hyperspectrale de la galaxie hôte) sur ces modélisations, afin d’avoir une connaissance de l’amélioration qu’apporte HYPERGAL.

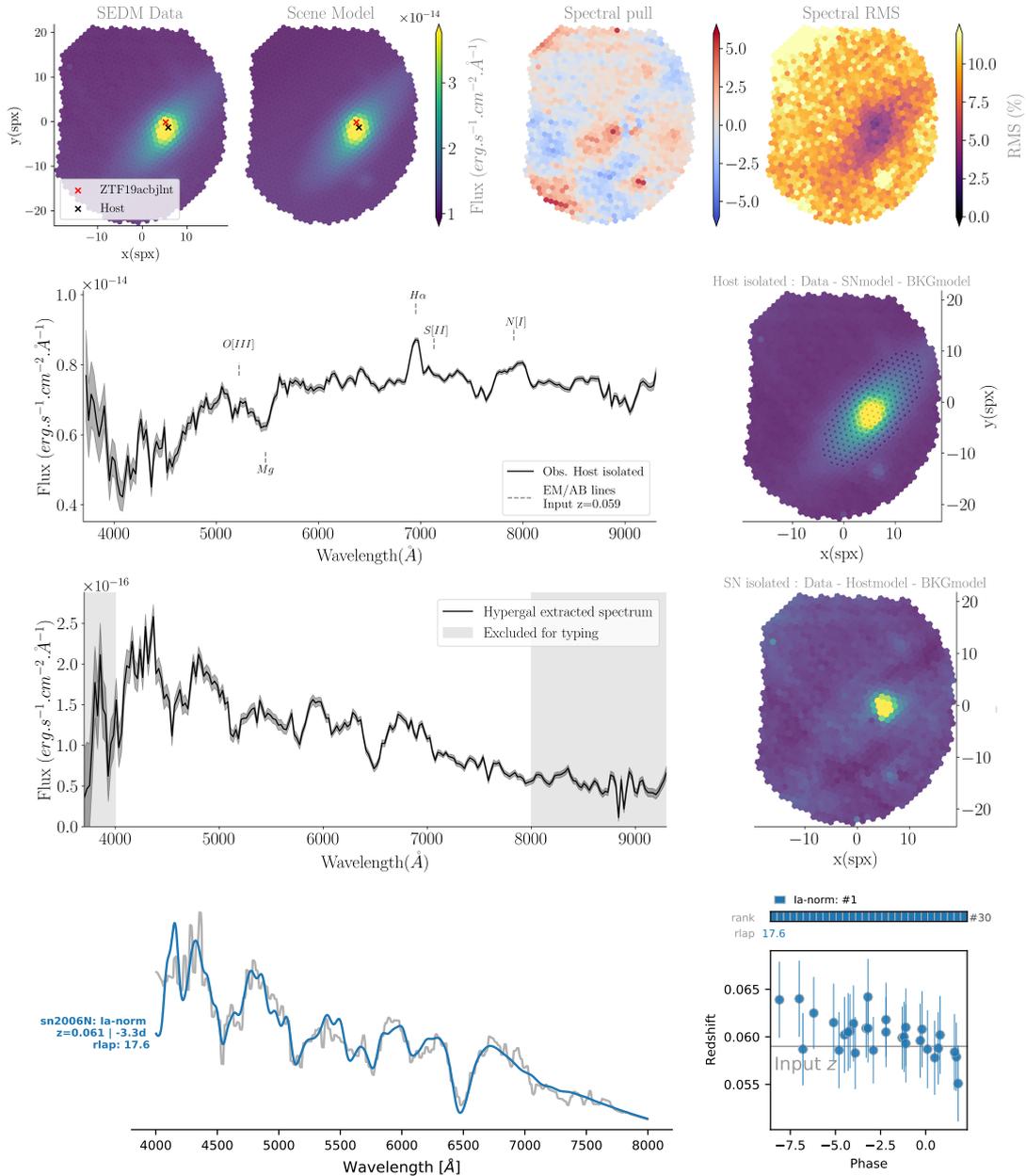


FIGURE 8.18 – Extraction de sources pour ZTF19acbjlnt avec HYPERGAL. *De haut en bas* : (a) visualisation globale de la modélisation de scène, pull et RMS spectraux, (b) l’isolation de la galaxie hôte, (c) l’isolation de ZTF19acbjlnt, (d) la classification SNID de ZTF19acbjlnt. La distance apparente entre la supernova et la galaxie est d’environ 0''8 avec un redshift d’entrée pour la modélisation hyperspectrale de la galaxie de $z_{in} = 0.059$. Cette supernova est classifiée comme une Ia-norm avec un redshift moyen pondéré par le *rlap* de $z_{snid} = 0.060$ et $nMAD(z_{snid}) = 0.002$.

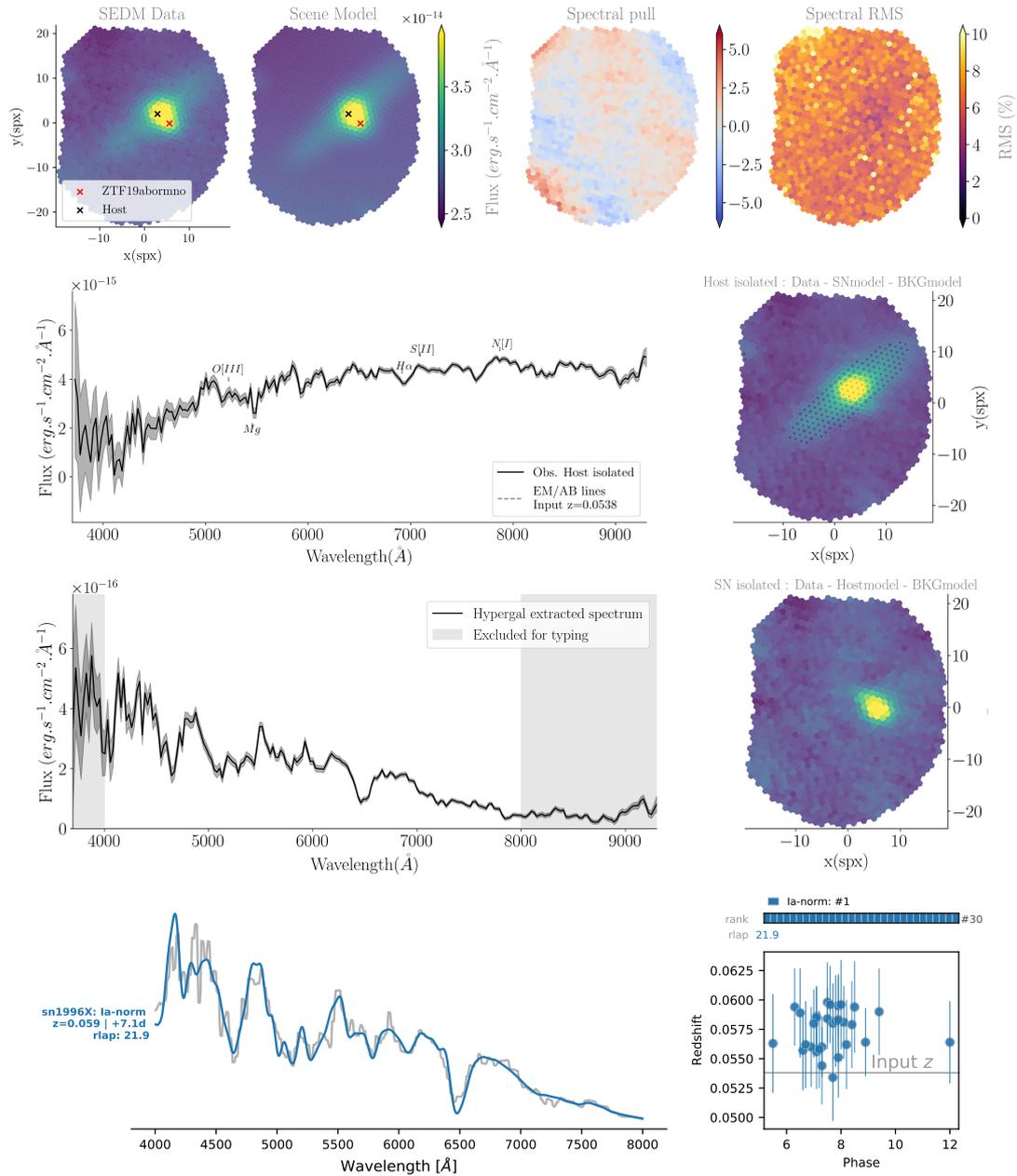


FIGURE 8.19 – Même chose que la Figure 8.18 pour la SN ZTF19abormno. La distance apparente entre la supernova et la galaxie est d'environ 1''5 avec un redshift d'entrée de $z_{in} = 0.0538$. Cette supernova est classifiée comme une Ia-norm avec un redshift moyen pondéré par le $rlap$ de $\bar{z}_{snid} = 0.058$ et $nMAD(z_{snid}) = 0.002$.

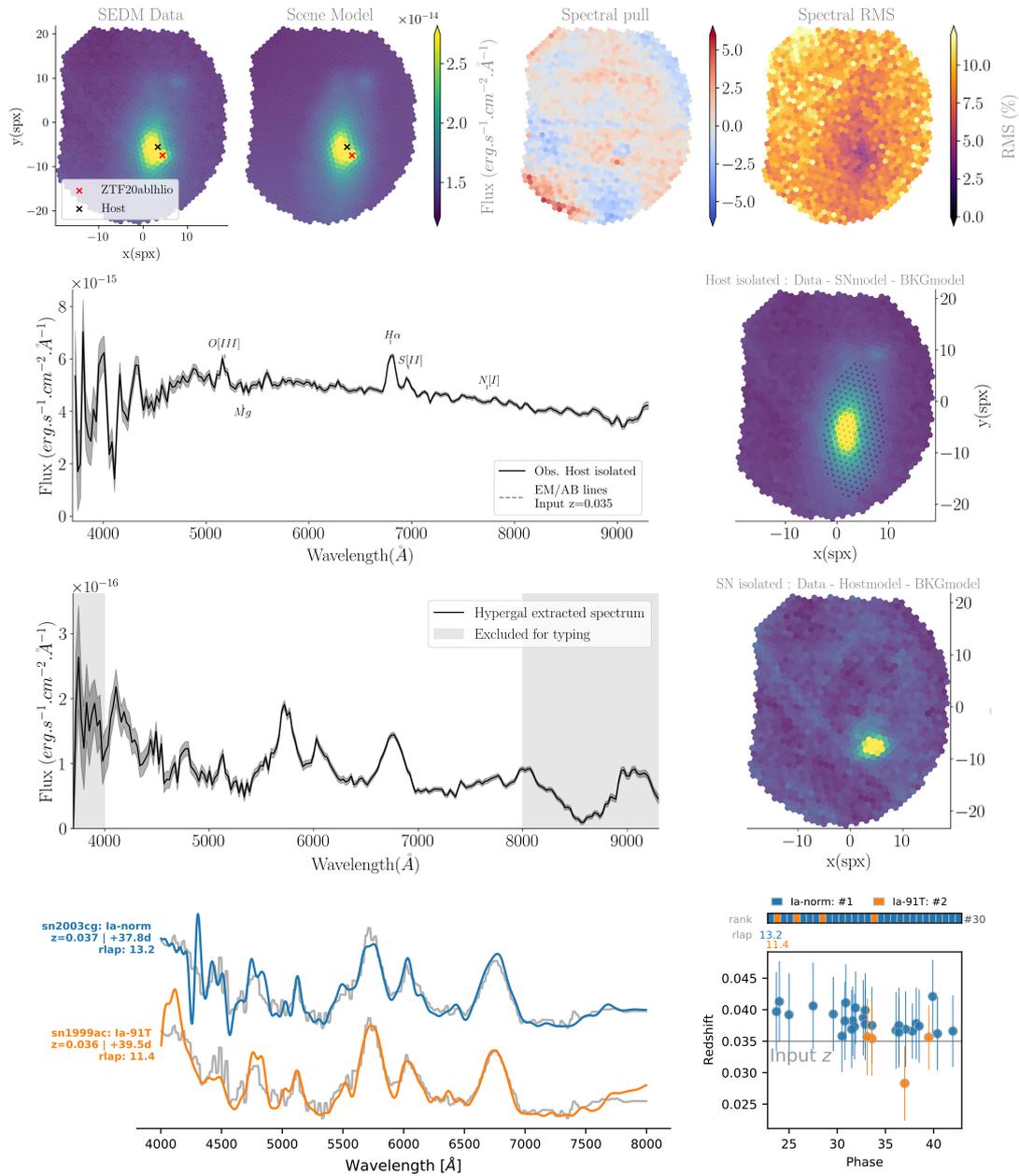


FIGURE 8.20 – Môme chose que la Figure 8.18 pour la SN ZTF20ablhlio. La distance apparente entre la supernova et la galaxie est d'environ $1''2$ avec un redshift d'entrée de $z_{in} = 0.035$. Cette supernova est classifiée comme une Ia-norm avec un redshift moyen pondéré par le $rlap$ de $\bar{z}_{snid} = 0.036$ et $nMAD(z_{snid}) = 0.001$.

Troisième partie
Validation et résultats

Validation du pipeline HyperGal

Sommaire

9.1	Génération des simulations	160
9.1.1	Méthode	160
9.1.2	Cube de galaxies isolées	160
9.1.3	Spectres de supernovae	160
9.1.4	Échantillon d'étude	163
9.1.5	Création des cubes de simulation	166
9.2	Résultats et précision	167
9.2.1	Précision spectrophotométrique	168
9.2.2	Précision avec correction de continuum	170
9.2.3	Distribution de contraste dans les observations	173
9.2.4	Efficacité de classification	174

J'ai présenté et détaillé dans le chapitre précédent le fonctionnement du pipeline **HYPERGAL**. Après m'être assuré de sa robustesse opérationnelle, j'ai cherché une méthode de validation de son efficacité. L'objectif est ainsi de quantifier la précision d'extraction des spectres de supernovae en fonction des conditions d'observation et la capacité d'**HYPERGAL** à les classifier correctement. J'ai pour cela choisi de procéder à des simulations de cubes d'observation avec la SEDm.

Dans ce chapitre, je présente dans un premier temps la procédure de génération des simulations, puis les résultats obtenus de l'utilisation d'**HYPERGAL** sur ces cubes simulés. Je fais également pour toutes les analyses une confrontation entre **HYPERGAL** et la méthode d'extraction simple, sans modélisation hyperspectrale de la galaxie hôte. J'obtiens ainsi une estimation de la robustesse absolue du pipeline, mais également de la robustesse relative à celui préalablement utilisé par la collaboration ZTF pour la classification des supernovae.

9.1 Génération des simulations

9.1.1 Méthode

Afin de se rapprocher au plus près des conditions d’observation, j’ai profité de quelques périodes de mise hors service de la caméra principale ZTF (entre fin novembre 2021 et fin janvier 2022) afin d’utiliser occasionnellement la SEDm pour observer des galaxies hôtes isolées, dans lesquelles une supernova a été observée dans le passé.

Les simulations sont basées sur une dizaine de ces cubes, issus de l’instrument pour lequel nous souhaitons tester `HYPERGAL` et contenant, dans le champ de vue, une galaxie et un fond réels.

Le but est de rajouter une composante de supernova dans ces cubes en marginalisant sur les conditions d’observations habituelles comme le seeing, ou la proportion de chaque type de supernovae, tout en explorant les conditions impactant la robustesse d’`HYPERGAL` comme la distance entre la source ponctuelle et le centre galactique et le rapport signal sur bruit.

Pour cette étude, j’ai créé un jeu de 5000 cubes de simulation, et je détaille dans cette section leur conception.

9.1.2 Cube de galaxies isolées

La base de ces simulations proviennent donc d’observations réelles avec la SEDm, de galaxies ayant accueilli une supernova il y a au moins un an. Ce délai permet de s’assurer de l’absence de résidu visible de l’explosion. Ces cubes sont donc naturellement dans l’espace de l’instrument, pour lequel `HYPERGAL` a été conçu.

Les effets d’ADR sont également présents et il faut, par conséquent, les caractériser avant d’inclure une composante de supernova pour que celle-ci soit soumise aux mêmes effets chromatiques. Bien que la masse d’air et l’angle parallactique soient *a priori* connus au début de l’observation, ces paramètres effectifs ne le sont pas car ils varient au cours de l’exposition (de l’ordre d’une demi-heure de temps de pose).

J’ai pour cela inclu dans `HYPERGAL` la possibilité de prendre en compte ou non n’importe laquelle des composantes de scène, et j’ai procédé à l’ajustement de scène avec uniquement la galaxie hôte dans le MLA. Tout comme détaillé au chapitre précédent, l’ajustement du centroïde à chaque méta-tranche permet d’ajuster les paramètres effectifs d’ADR. Les cubes présentent dans la simulation une masse d’air allant de 1.01 à 2.04, ce qui permet de couvrir toutes les conditions d’observations, du cas idéal au cas le plus dégradé.

La Figure 9.1 montre les cubes intégrés des galaxies hôtes utilisés pour les simulations, illustrant leur diversité de morphologie et de position dans le MLA.

9.1.3 Spectres de supernovae

Afin de tester la précision d’extraction de spectre avec `HYPERGAL`, il faut inclure dans les cubes une source ponctuelle dont le spectre est connu a priori. L’étude seule de la précision d’extraction (par exemple avec une RMS spectrale) est essentiellement indépendante de la forme du spectre, et donc du type de la supernova. Cependant je souhaite également avoir une estimation de l’efficacité d’`HYPERGAL` à classer les supernovae. Pour analyser ces

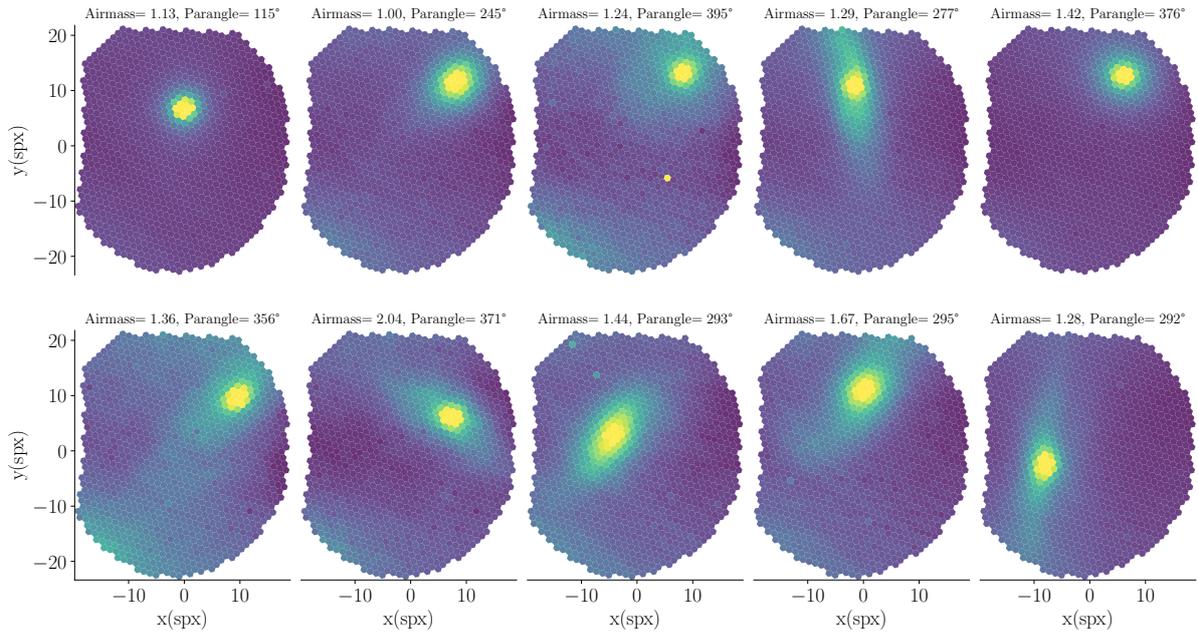


FIGURE 9.1 – Cubes intégrés (sur l’ensemble du domaine spectral de la SEDm) des galaxies hôtes utilisés pour les simulations. Bien que nous n’ayons pas eu l’opportunité d’avoir un grand nombre d’observations de galaxies isolées avec la SEDm, nous avons fait l’hypothèse que les morphologies et localisations variées de ces galaxies étaient suffisamment représentatives des observations pour constituer une base suffisante pour les simulations.

deux aspects (précision et classification), il faut donc que le spectre de la source ponctuelle simulée soit connu *a priori* et que je connaisse sa classification.

Afin de se rapprocher le plus possible des spectres observés par la SEDm, j’ai choisi d’utiliser des spectres de supernovae déjà obtenus avec cet instrument et classifiés avec succès par SNID.

Afin de s’assurer de la classification, je n’ai sélectionné que des spectres avec un très haut *rlap* (paramètre de qualité/confiance de SNID considéré comme satisfaisant si $rlap > 5$, voir section 6.1 de [BLONDIN et TONRY \(2007\)](#)). Pour les spectres de supernovae de type Ia (les plus nombreuses à être observées), j’ai sélectionné 70 spectres avec un $rlap > 25$ pour le meilleur modèle et un $rlap > 15$ pour les 30 premiers modèles.

Sur un raisonnement similaire, j’ai sélectionné 7 spectres de supernova de type II avec un $rlap > 12$. Pour les types Ic et Ib, plus rarement observés ($\approx 5\%$ des observations), j’utilise seulement 1 spectre de chaque mais avec une forte confiance de classification ($rlap \approx 22$ pour la Ib et $rlap \approx 13$ pour la Ic). Chacun de ces spectre est ensuite lissé par application d’un filtre de Savitzky-Golay ([SAVITZKY et GOLAY, 1964](#)). Afin de ne pas casser les structures des spectres, j’applique un lissage léger avec un polynôme d’ordre 3 sur une fenêtre de 5 pixels spectraux.

La Figure 9.2 montre quelques exemples de spectre après lissage pour chaque type de supernova, ainsi que le meilleur modèle de classification SNID et le *rlap* associé.

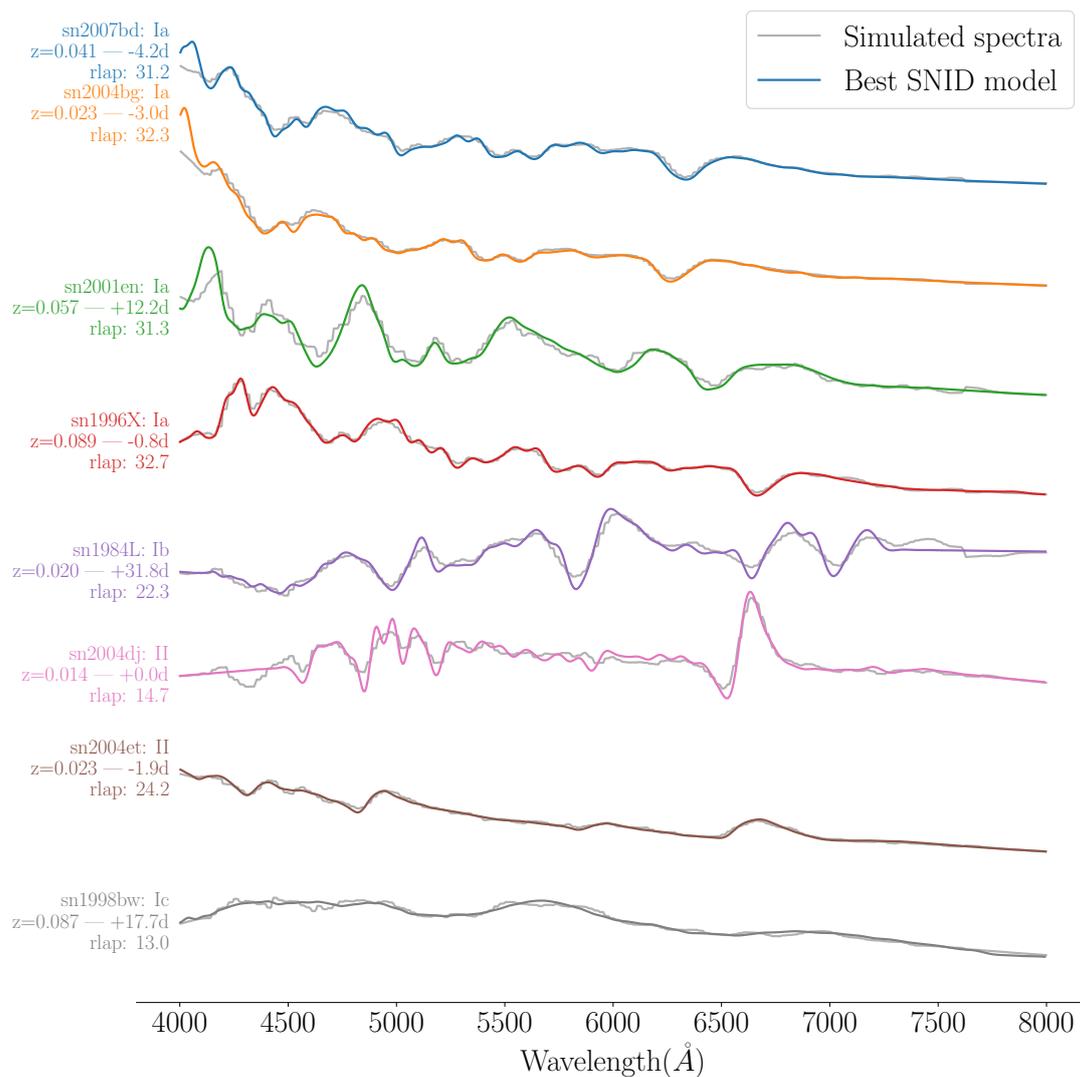


FIGURE 9.2 – Exemple de quelques spectres pour chaque type de supernova pour les simulations : en gris le spectre utilisé pour les simulations qui provient d’une observation de la SEDm et en couleur, le meilleur modèle de classification SNID avec le $rlap$, le redshift et la phase associés.

9.1.4 Échantillon d'étude

9.1.4.1 Types et phases

Dans le but de représenter dans les simulations les proportions observées de chaque type de supernovae, j'utilise les statistiques de la Data Release 1 du groupe Bright Transient Survey de ZTF (BTS; FREMLING et al., 2020). Je choisis ainsi de répartir dans les simulations 80% de SNeIa, 15% de SNeII, 2.5% de SNeIb et 2.5% de SNeIc. Ces deux derniers types sont habituellement regroupés, je considère donc par la suite un groupe de 5% de SNeIbc.

Je choisis également de procéder à une marginalisation des phases des spectres de SNeIa, en me basant sur les statistiques de la DR1 du groupe SNeIa de ZTF (DHAWAN et al., 2022). Pour les 70 spectres utilisés, j'en déduis la phase en comparant le jour d'observation de la supernova avec le pic de luminosité ajusté par ZTF avec SALT2 (GUY et al., 2005, 2007, 2010; BETOULE et al., 2014) sur la courbe de lumière.

La distribution de phase de l'échantillon s'étend de -15 à +15 jours, avec une médiane à -2 jours. Je peux ainsi sélectionner aléatoirement les spectres de SNIa, sachant leur phase et suivant une distribution équivalente à celle relevée dans DHAWAN et al. (2022). Les simulations sont ainsi marginalisées suivant une distribution de phase gaussienne, centrée sur -3 jours et d'écart type 4 jours.

9.1.4.2 Seeing

Les supernovae étant des sources ponctuelles à ajouter dans nos cubes de simulations, elles sont entièrement caractérisées par leur profil de PSF.

J'utilise le profil radial développé au Chapitre 7 avec l'étude des étoiles standards. Afin de représenter une distribution en seeing similaire à celle observée par la SEDM, je marginalise les simulations sur le seeing en utilisant les distributions conjointes des paramètres de forme de PSF ajustés des 2202 étoiles standards extraites pour l'étude de la calibration en flux (section 7.4). Le profil de PSF chromatique est entièrement défini par 3 paramètres de forme : α_{ref} , η et ρ , où α_{ref} correspond à la largeur de la Moffat à une longueur d'onde de référence, λ_{ref} , arbitraire, fixée à 6000 Å.

Je fais donc la supposition que la distribution en seeing des étoiles standards est représentative de celle des supernovae. Bien que la contribution de l'optique du télescope soit indépendante de l'objet observé, il faut noter que les étoiles standards le sont habituellement avec une masse d'air comprise entre 1 et 1.2. Les simulations ayant une masse d'air comprise entre 1 et 2, cela implique potentiellement une sous-estimation de la distribution en seeing utilisée pour les simulations que je n'ai pas caractérisé. La Figure 9.3 montre les distributions conjointes des paramètres de forme de PSF utilisés pour les simulations.

La Figure 9.4 correspond à la distribution en seeing sous-jacente, avec une médiane de 1''67, très proche de la valeur indiquée dans BLAGORODNOVA et al. (2018), de 1''68.

9.1.4.3 Distance supernova/centre galactique

HYPERGAL a été conçu pour répondre à la problématique de la contamination de la source ponctuelle par la galaxie hôte. Je souhaite donc explorer la précision d'extraction de spectre des SNe et l'efficacité de classification suivant la distance séparant la source ponctuelle du centre galactique. Dans ces simulations, je ne m'intéresse pas aux cas où la

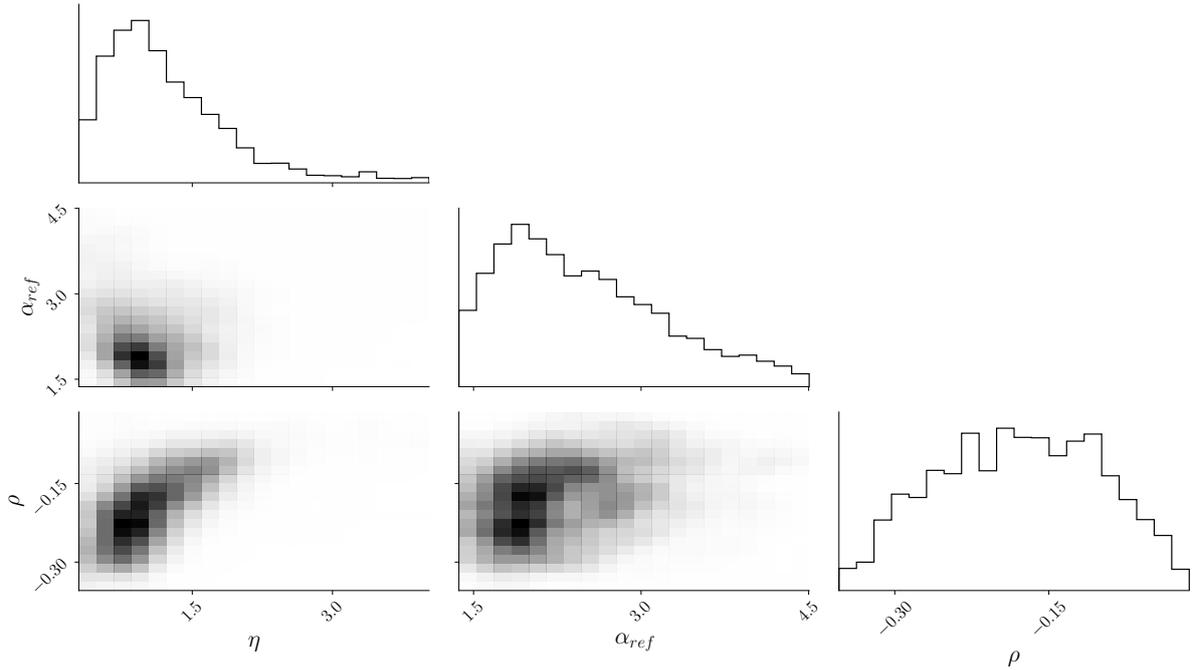


FIGURE 9.3 – Distribution conjointe des paramètres de PSF utilisés pour les simulations. Le niveau de gris indique la densité de simulations dans un intervalle donné.

supernova est complètement isolée dans le champ de vue, puisque la contribution de la galaxie est alors marginale et la méthode d'extraction devient identique à celle des étoiles standards.

J'utilise une distribution uniforme comprise entre 0 et 10 spaxels de distance, ce qui correspond à un écart maximal de $\approx 5''6$. Cette distance seuil représente environ 2 à 3 largeur à mi-hauteur suivant le profil radial des sources ponctuelles, ce qui apparaît suffisant pour explorer un large intervalle de séparation angulaire jusqu'à la limite d'un fond non structuré.

Je prends également en compte que lors des observations réelles, les supernovae sont habituellement localisées vers le centre du MLA. Ainsi afin d'éviter de simuler une cible dans un des coins du cube, je restreins la localisation possible de la source ponctuelle dans un cylindre de 12 spaxels de rayon au centre du MLA. Pour les cas où la galaxie est très excentrée et que je simule une source ponctuelle proche du centre galactique, je privilégie de la positionner dans le quart de cercle en direction du centre du MLA.

9.1.4.4 Contraste

Le dernier paramètre que j'utilise pour explorer la robustesse d'HYPERGAL correspond à l'intensité du flux de la supernova par rapport au signal de fond : j'introduis ainsi le contraste, c_r , défini dans la bande photométrique équivalente r_{ZTF} afin de pouvoir plus aisément comparer les résultats des simulations avec un cas réel d'observation. Ce paramètre s'exprime de la façon suivante :

$$c_r = \frac{S_r}{S_r + B_r} \quad (9.1)$$

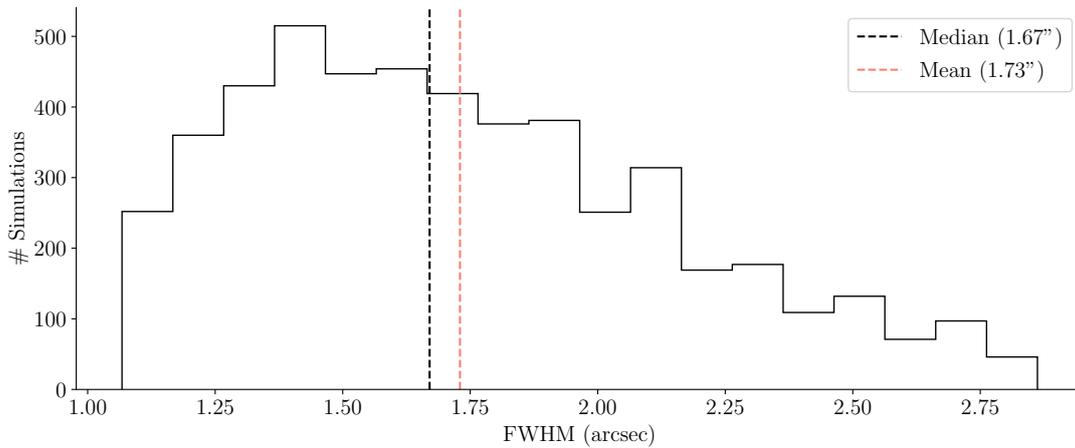


FIGURE 9.4 – Distribution du seeing pour les simulations en arcsec.

avec S_r , le signal de la supernova et B_r , le signal de tout ce qui se situe en fond (ciel + galaxie), tous deux intégrés dans la bande équivalente r .

Afin de déterminer la quantité B_r qui contamine le signal de la supernova, je prends en compte le profil de PSF utilisé pour simuler la source ponctuelle. Plutôt que de considérer une ouverture fixe autour de la localisation de la SN simulée pour définir B_r , je multiplie le cube de simulation sans la SN par un cube ne contenant que le profil de PSF (normalisé avec un pic à 1) à la localisation de simulation de la SN. En faisant cela, je pondère spatialement le signal de contamination, B_r , par le profil de PSF simulé de la SN.

Le contraste est défini dans l'intervalle $[0, 1]$, 0 impliquant que la supernova n'existe pas, et 1 qu'elle est infiniment plus intense que le fond (ou que le fond est à zéro ce qui n'est pas notre cas ici).

La Figure 9.5 illustre l'uniformité de la distribution en contraste et de la distribution en distance SN-centre galactique.

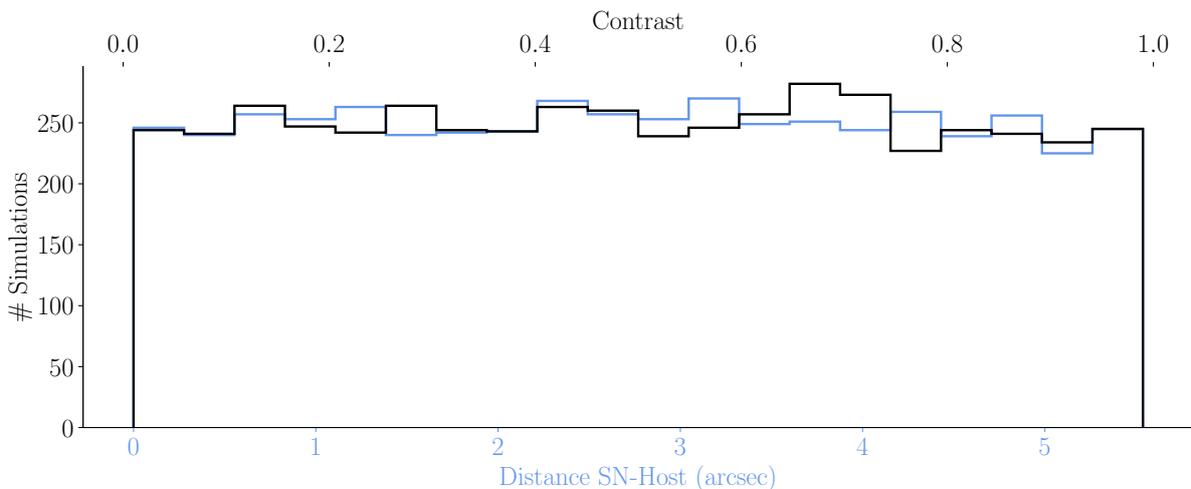


FIGURE 9.5 – Distribution du contraste et de la distance SN-centre de la galaxie des simulations.

9.1.5 Création des cubes de simulation

Après avoir procédé à la marginalisation des proportions de chaque type de supernovae, de la phase des Ia et du seeing, je génère un jeu de $N \times m$ paramètres avec N , le nombre de simulations (5000), et m , les paramètres de la simulation :

- ◇ Cube de la galaxie hôte ($i = 1, 2, \dots, n$) ;
- ◇ Spectre de supernova (type, phase) ;
- ◇ Paramètres de PSF décrivant la SN (α, η, ρ) ;
- ◇ Distance entre la SN et le centre galactique (d) ;
- ◇ Contraste (c_r).

Connaissant *a priori* la calibration en flux utilisée pour chacun des cubes, j'applique une calibration inverse sur le spectre de la SN à simuler, qui est initialement en unité de flux physique. Cela permet de travailler en ADU et ainsi d'ajouter le signal de la supernova simulée et le bruit associé.

La création d'un cube de simulation sachant les m paramètres se fait ensuite en plusieurs étapes :

- (a) **Détermination de la localisation** (x_{ref}, y_{ref}) **de la supernova** dans le cube à une longueur d'onde de référence ($\lambda_{ref} = 6000\text{\AA}$) : je tire aléatoirement une position sur le cercle centré sur la galaxie, avec un rayon égal à la distance choisie SN-galaxie. Je prends en compte les contraintes pour éviter les bords du cube, expliquées dans la section 9.1.4.3 ;
- (b) **Détermination du signal de fond** B_r : je construis un cube vide dans lequel je place le profil de PSF à la localisation et longueur d'onde fixée à l'étape précédente. Le pic du profil est normalisé à 1. J'applique les effets d'ADR (déviations chromatiques du centroïde), sachant les paramètres de masse d'air et d'angle parallactique effectif de la galaxie. Je multiplie alors le cube de la galaxie par ce cube ne contenant que le profil de PSF simulé dont le pic est normalisé à 1, le résultat étant un nouveau cube contenant uniquement le signal de fond B contaminant la SN. Connaissant la transmission du filtre r de ZTF, je détermine B_r .
- (c) **Détermination du coefficient multiplicatif à appliquer sur le spectre de la supernova**. Connaissant le spectre de la supernova en ADU, j'en déduis son signal, \tilde{S}_r , dans la bande R avant adaptation au contraste souhaité. Sachant B_r , \tilde{S}_r et le contraste c_r , j'applique le coefficient multiplicatif nécessaire sur l'ensemble du spectre de la SN (et donc sur \tilde{S}_r) pour obtenir le contraste souhaité. Le spectre final est noté S et l'intégration dans la bande équivalente r correspond à S_r .
- (d) **Ajout du bruit associé à la supernova**. Je suppose que le flux ajouté de la supernova simulée génère un bruit entièrement caractérisé par une loi de Poisson. J'ajoute donc au cube SEDm pour chaque spaxel de chaque tranche une variance telle que $\sigma_S^2 = S$.

- (e) **Détermination du SNR.** Le SNR n'est pas un paramètre des simulations, mais on peut l'estimer connaissant S_r , σ_{B_r} et σ_{S_r} . Le SNR est défini dans la bande r comme $\text{SNR}_r = \frac{S_r}{\sqrt{\sigma_{B_r}^2 + \sigma_{S_r}^2}}$, où σ_{B_r} est naturellement présent dans le cube de la galaxie et contient les contributions de la galaxie, du ciel et du bruit de lecture. σ_{S_r} est déterminé à l'étape précédente.
- (f) **Construction du cube de simulation.** Tous les ingrédients sont réunis pour la construction du cube : le spectre de la supernova, sa position chromatique, son profil de PSF chromatique et le coefficient multiplicatif pour avoir le contraste désiré.

Je procède ainsi à la générations des 5000 cubes de simulations. La Figure 9.6 illustre quelques exemples de ces cubes pour différentes valeurs de contraste, distances, types de SN et SNR.

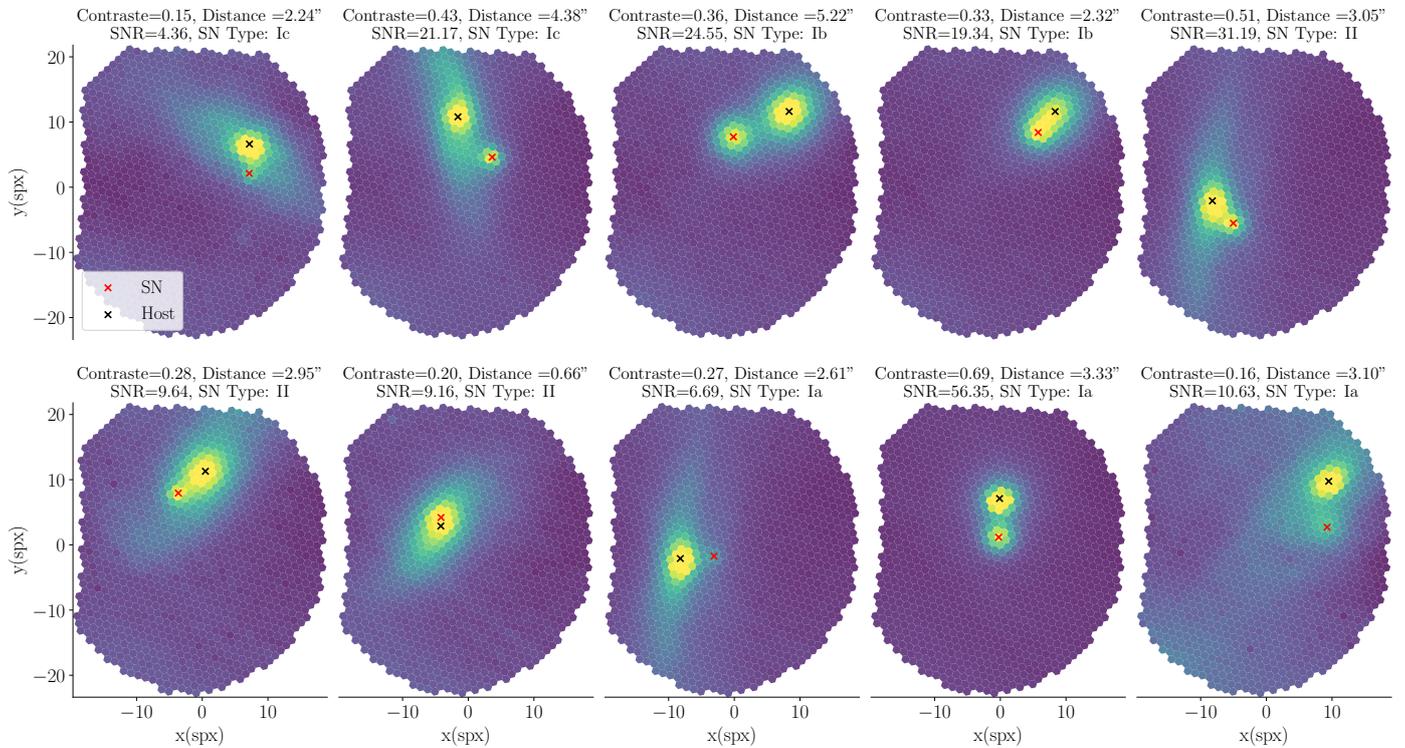


FIGURE 9.6 – Exemples de cubes de simulation pour différentes valeurs de contraste, distance, type de SN et SNR.

9.2 Résultats et précision

Après avoir généré les cubes de simulation, j'ai fait tourner **HYPERGAL** suivant deux méthodes : (1) avec une modélisation de scène complète comprenant toutes les composantes comme détaillée au chapitre précédent, et (2) avec la méthode d'extraction similaire au pipeline d'origine **PYSED**M, sans modélisation de la galaxie hôte, utilisé comme référence.

Je n'ai pas utilisé directement le pipeline **PYSED**M car les modèles de PSF et de fond sont différents de celui d'**HYPERGAL**, ce qui n'aurait pas permis une comparaison juste. La

méthode d'extraction est cela dit identique, suivant le procédé détaillé dans RIGAULT et al. (2019) et la section 4.3.2. Les seules différences avec la modélisation de scène complète sont l'absence de modèle de galaxie et le fait que l'on ne considère qu'un disque de 10 spaxels de rayon autour de la position de la supernova pour son extraction.

En plus d'une étude de la robustesse absolue d'HYPERGAL, cette confrontation permet d'avoir également une idée de l'amélioration apportée avec ce nouvel outil d'extraction de spectre.

Je dénommerai dans la suite du manuscrit l'indice $_{HG}$ pour la méthode de modélisation de scène HYPERGAL, et $_{PS}$ pour la méthode d'extraction de source ponctuelle basique.

Dans cette section je vais étudier trois informations pour chacune des deux méthodes :

- ◇ **La précision spectrophotométrique**, c'est à dire une comparaison directe du spectre d'entrée de simulation et du spectre extrait ;
- ◇ **La précision après correction du continuum**, à l'instar de la méthode de pré-traitement utilisé par le classifieur SNID (section 4.4). La SEDm ayant été conçue pour la classification de spectres, ce qui importe est la capacité d'HYPERGAL à extraire les informations spectrales permettant cette classification, c'est à dire les structures spectrales traduisant les caractéristiques de tel ou tel type. Je m'affranchis ainsi d'éventuels problèmes de calibrations absolues et relatives au flux.
- ◇ **L'efficacité de classification**. Pour cela, j'utilise le même classifieur que ZTF, SNID, et je comparerai la classification du spectre extrait avec celui connu a priori.

9.2.1 Précision spectrophotométrique

Commençons par étudier la capacité d'extraction spectrophotométrique d'HYPERGAL et de la méthode d'extraction simple. Pour ce faire, je calcule pour chaque simulation la RMS spectrale, dans l'intervalle de longueur d'onde utile à la classification, c'est à dire [4000,8000] Å. Je regarde ensuite l'évolution de cette RMS en fonction du contraste et de la distance angulaire entre la SN et le centre de la galaxie.

Dans un premier temps, j'ai vérifié les corrélations entre la distribution des RMS calculées des deux méthodes et les différents paramètres de la simulation (Figure 9.7). On remarque sans surprise que la précision d'extraction est fortement corrélée ($\rho = -0.83$) avec le contraste, mais très peu ($\rho = -0.16$) avec la distance séparant la SN de la galaxie. Cette contribution est cependant plus élevée ($\rho = -0.33$) pour la méthode classique d'extraction, attestant qu'à proximité de la galaxie l'approximation de fond non structuré n'est plus correcte, et dégrade l'extraction.

Passons maintenant à l'analyse de la distribution de la RMS spectrale. La Figure 9.8 illustre l'évolution de la RMS spectrale en fonction du contraste, en considérant des intervalles linéaires contenant la même quantité de simulations. La première information ressortant clairement de ces résultats est l'amélioration indiscutable obtenue avec la modélisation hyperspectrale de la galaxie, et ce quelque soit le contraste. Par ailleurs, la méthode d'extraction basique semble clairement inutilisable spectrophotométriquement sur l'ensemble de la simulation, ne descendant sous les 10% de RMS qu'à partir d'un contraste $c \approx 0.8$.

La modélisation de scène quant à elle approche une $RMS \approx 10\%$ à partir d'un contraste $c \approx 0.5$, et descend sous les 5% vers un $c \approx 0.7$.

Correlation between main simulation parameters for both extraction methods (spectrophotometric)

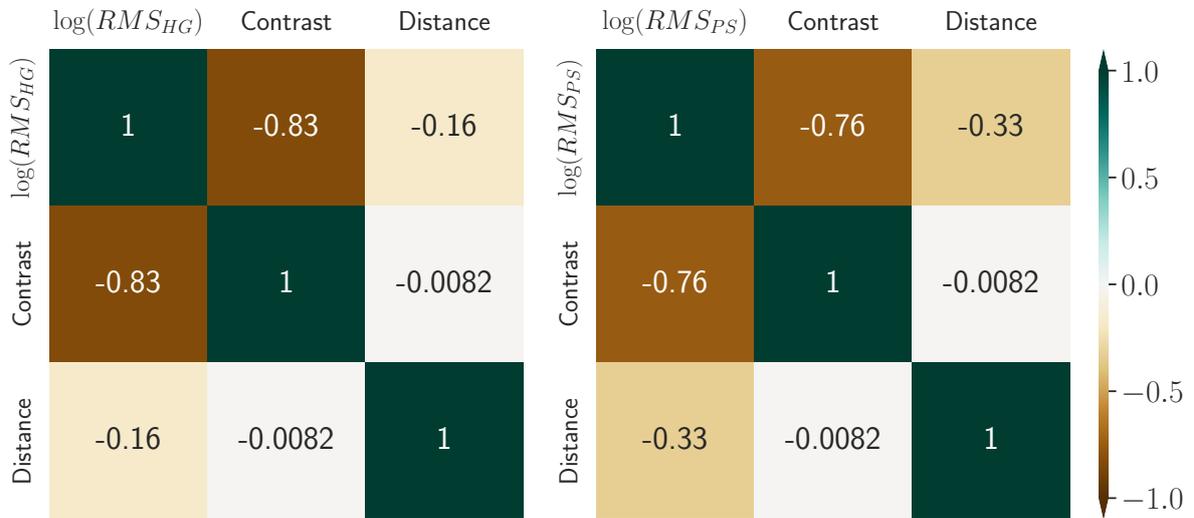


FIGURE 9.7 – Carte des coefficients de corrélation de Pearson des paramètres principaux de la simulation dans l’étude spectrophotométrique. À *gauche*, les corrélations pour la modélisation de scène complète. La corrélation entre la distance SN-centre de la galaxie et la RMS spectre d’entrée-spectre de sortie est quasiment inexistante pour la méthode **HYPERGAL**. À *droite*, les mêmes corrélations pour la méthode d’extraction de référence, sans modélisation hyperspectrale de la galaxie. Bien que modérée, la distance montre une plus forte corrélation avec la RMS pour cette méthode.

Je montre également la distribution des trois premiers quartiles du rapport $\frac{RMS_{HG}}{RMS_{PS}}$, et on peut visualiser une amélioration significative (d’un facteur 2 minimum pour 75% des simulations) entre les deux méthodes, quelque soit l’intervalle de contraste considéré.

Cette différence de précision entre les deux méthodes, quelque soit le contraste, s’explique par l’influence de la distance pour l’extraction de référence. Contrairement à **HYPERGAL**, le spectre extrait sera systématiquement plus dégradé si la SN ne se distingue pas suffisamment de la galaxie, où l’approximation d’un fond linéaire est justifiée. La Figure 9.9 illustre cela, et présente la même analyse, mais en fonction d’intervalles de distance apparente entre la galaxie hôte et la supernova. Aucune corrélation avec la distance n’est visible pour la modélisation de scène complète comme explicité par la matrice de corrélation. La méthode d’extraction simple en revanche montre une forte dégradation lorsque la distance est inférieure à 4". Ce sont les contributions des extractions sous ce seuil qui traduisent la surperformance d’**HYPERGAL** lorsque l’on ne considère que le contraste et que l’on marginalise sur la distance.

Quelque soit l’angle d’étude de la précision d’extraction spectrophotométrique, la méthode incluant la modélisation hyperspectrale de la galaxie hôte démontre une nette amélioration en comparaison d’une extraction basique comme celle proposée par **PYSEDm**.

On note cependant que même la RMS spectrale obtenu avec **HYPERGAL** ne permet pas d’étude scientifique spectrophotométrique avec la SEDm, à moins que le contraste soit suffisamment élevé. Cet instrument, tout comme ce pipeline, ne sont heureusement pas conçus à cet effet, mais à la classification des supernovae observées.

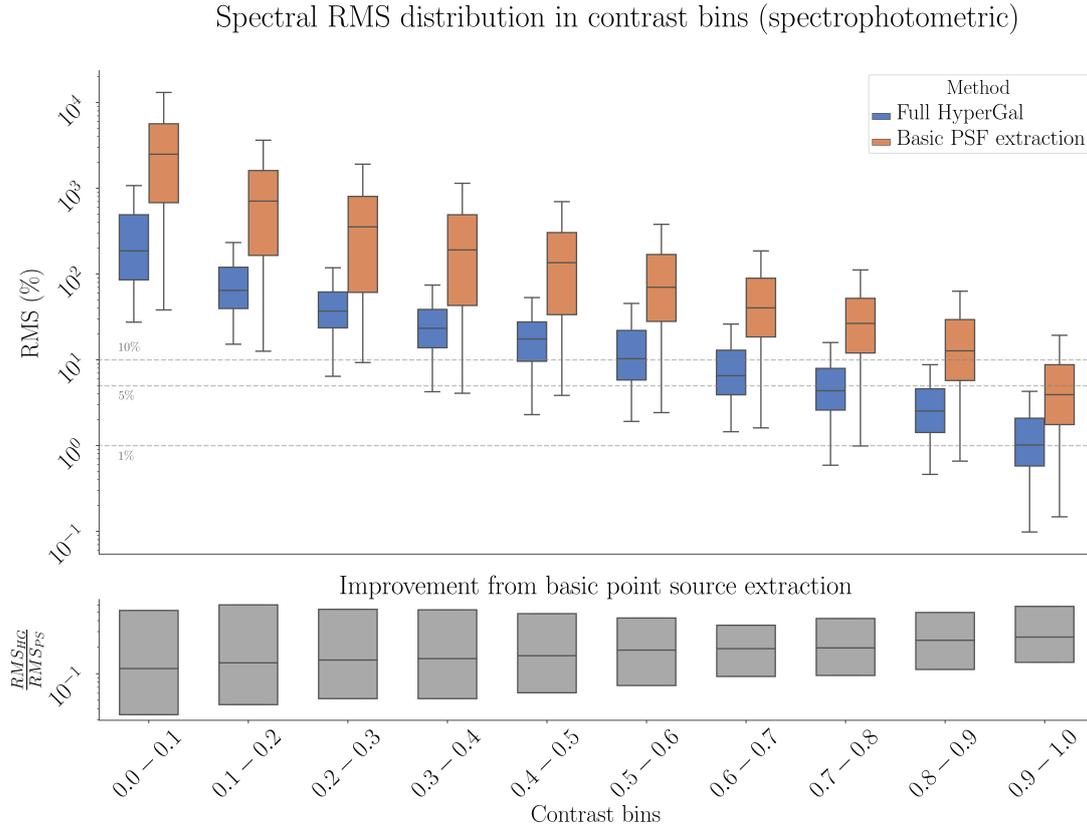


FIGURE 9.8 – Distribution de la RMS spectrale entre le spectre d’entrée de la simulation et le spectre extrait en fonction du contraste sur l’intervalle $[4000,8000]\text{\AA}$. Les distributions sont présentées en boîtes, dont les 3 barres centrales représentent les 3 quartiles (25%, médiane et 50%). J’illustre ici une distribution de RMS spectrale pour chacune des deux méthodes d’extraction et pour différents intervalles de contraste, chacun comptabilisant le même nombre de simulations. *En haut*, la RMS spectrale (en %) obtenue avec les deux méthodes en fonction du contraste. Les traits en pointillés indiquent les niveaux à 1%, 5% et 10%. *En bas*, le rapport $\frac{RMS_{HG}}{RMS_{PS}}$ pour illustrer l’amélioration apportée par **HYPERGAL**. Seule la boîte représentant les 3 quartiles de chaque distribution est affichée pour plus de clareté visuelle.

La classification utilise la structure du spectre au travers des raies d’absorptions/émissions caractéristiques de l’objet observé. La classification va donc se baser sur les corrélations entre le spectre extrait et une base de modèle dont la classification est a priori connue. En ce sens, ai choisi d’analyser la RMS spectrale en retirant le continuum des spectres extraits, à l’instar de ce qui est effectué par **SNID** ([BLONDIN et TONRY, 2007](#)).

9.2.2 Précision avec correction de continuum

Afin de faire en sorte que la RMS spectrale sonde les structures spectrales plutôt que le flux total ou la couleur, je divise les deux spectres par leur continuum respectif. Bien que **SNID** utilise un polynôme d’ordre 13 pour déterminer ce continuum, je préfère procéder à cet ajustement avec un polynôme d’ordre 5 afin d’éviter un potentiel sur-ajustement de certaines caractéristiques des spectres.

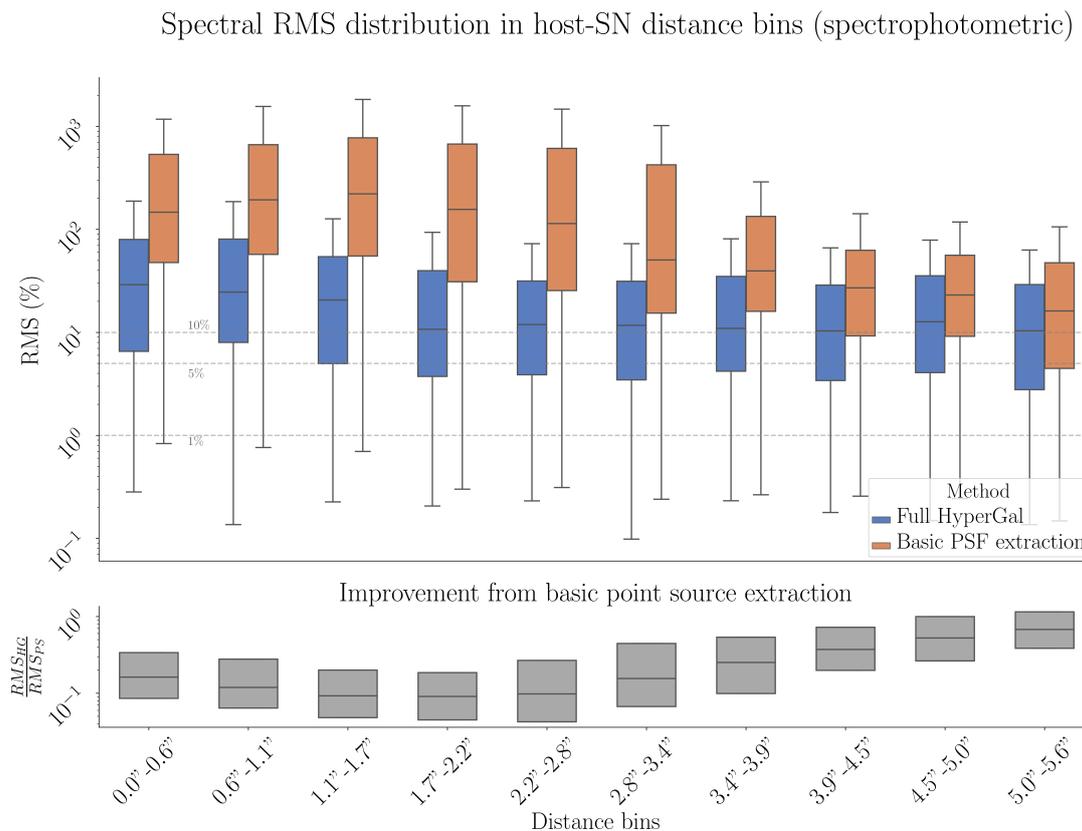


FIGURE 9.9 – Même chose que pour la Figure 9.8 mais en fonction de la distance.

Cette correction est illustrée dans la Figure 9.10, où je montre la comparaison entre un spectre extrait et celui simulé, avant et après division du continuum. On peut visualiser dans cet exemple un effet de couleur lors de l'extraction menant à une RMS spectrale spectrophotométrique de plus de 33%. La distance entre la SN et le centre de la galaxie, dans cet exemple, est de seulement $0''.86$, soit moins de deux spaxels. En corrigeant par le continuum, on remarque que toutes les structures du spectre sont nettement extraites par **HYPERGAL**, et la RMS spectrale tombe à 6%.

Ayant déjà montré l'influence de la distance pour la méthode d'extraction de référence, et l'absence d'impacte pour la modélisation de scène complète, il n'est pas vraiment intéressant d'étudier l'évolution de la RMS en fonction de la distance après division du continuum. Je me focalise donc sur les résultats en fonction du contraste. La Figure 9.11 présente la distribution en RMS spectrale obtenue après division par le continuum, en fonction de différents intervalles de contrastes pour les deux méthodes d'extraction.

Indépendamment de leur précision relative, on s'aperçoit que les deux méthodes obtiennent une RMS spectrale $> 20\%$ pour un contraste $c < 0.2$, ce qui laisse penser que la classification de spectres dans ce domaine risque d'être difficile. Cette hypothèse sera vérifiée dans la section suivante (9.2.4).

La méthode de référence semble montrer une meilleure précision que la modélisation de scène complète aux très faibles contrastes ($c < 0.1$). Cela vient en réalité du fait que les spectres sont divisés par le continuum : à très faible contraste, les deux méthodes ne « voient » plus la SN et extraient le signal de fond. Or, avec la modélisation de la galaxie et

Simulation 4576 from HyperGal extraction :
 SNR = 12.63 - Contrast = 0.27 - Host distance = 0.86''

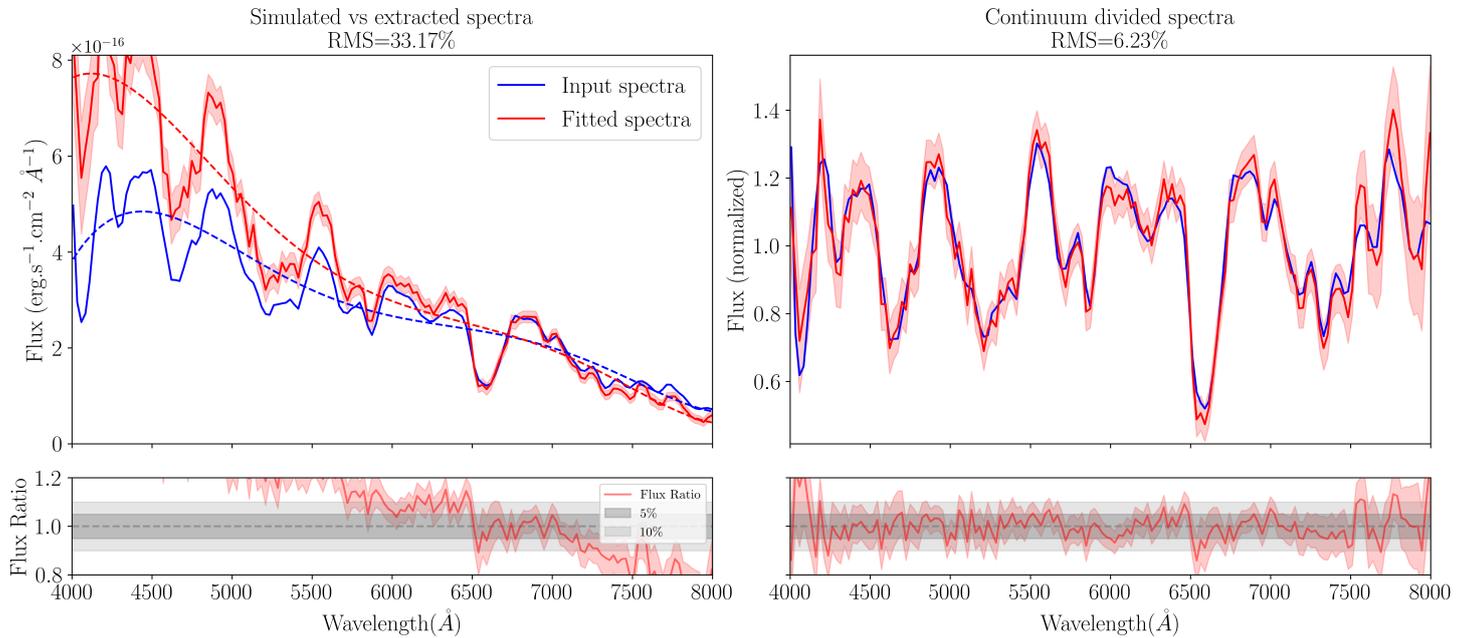


FIGURE 9.10 – Exemple de RMS spectrale après correction du continuum (contraste de 0.27 et une distance hôte/SN de 0.86). À gauche, la comparaison du spectre simulé (en bleu) et du spectre extrait par **HYPERGAL** (en rouge), ainsi que le rapport entre les flux. On observe un effet de couleur dégradant fortement le RMS spectrophotométrique sur l'intervalle [4000,8000]Å, atteignant plus de 33%. Les courbes en pointillés représentent le continuum ajusté avec un polynôme d'ordre 5. À droite sont présentés les mêmes spectres après division par le continuum. La structure du spectre simulé est très bien retrouvée et cette correction ramène le RMS spectral à $\approx 6\%$.

le modèle de fond, **HYPERGAL** extrait donc un spectre oscillant autour de 0. La division par le continuum de ce spectre fait donc exploser la RMS spectrale. La méthode de référence quant à elle tente tout simplement d'extraire la galaxie et ne rencontre pas ce type de divergence après division du continuum.

Entre $0.2 < c < 0.3$, **HYPERGAL** commence à se démarquer avec une RMS oscillant autour de 10%, situation similaire atteinte à $c \sim 0.4$ pour la méthode de référence. La RMS spectrale passe significativement sous les 10% pour $c > 0.3$, puis 5% pour $c > 0.5$ et 1-2% pour $c > 0.8$.

Par rapport à la méthode d'extraction de référence, **HYPERGAL** présente une amélioration médiane de l'ordre 50% pour $0.2 < c < 0.6$ et revient progressivement à une amélioration médiane de l'ordre de 20% jusqu'aux derniers intervalles de contraste étudiés. La division par le continuum retirant les effets de l'amplitude et de la couleur sur le calcul de la RMS spectrale, cette différence provient exclusivement des contaminations de la SN par la galaxie hôte, ce qui démontre l'efficacité d'**HYPERGAL** à diminuer drastiquement cet effet.

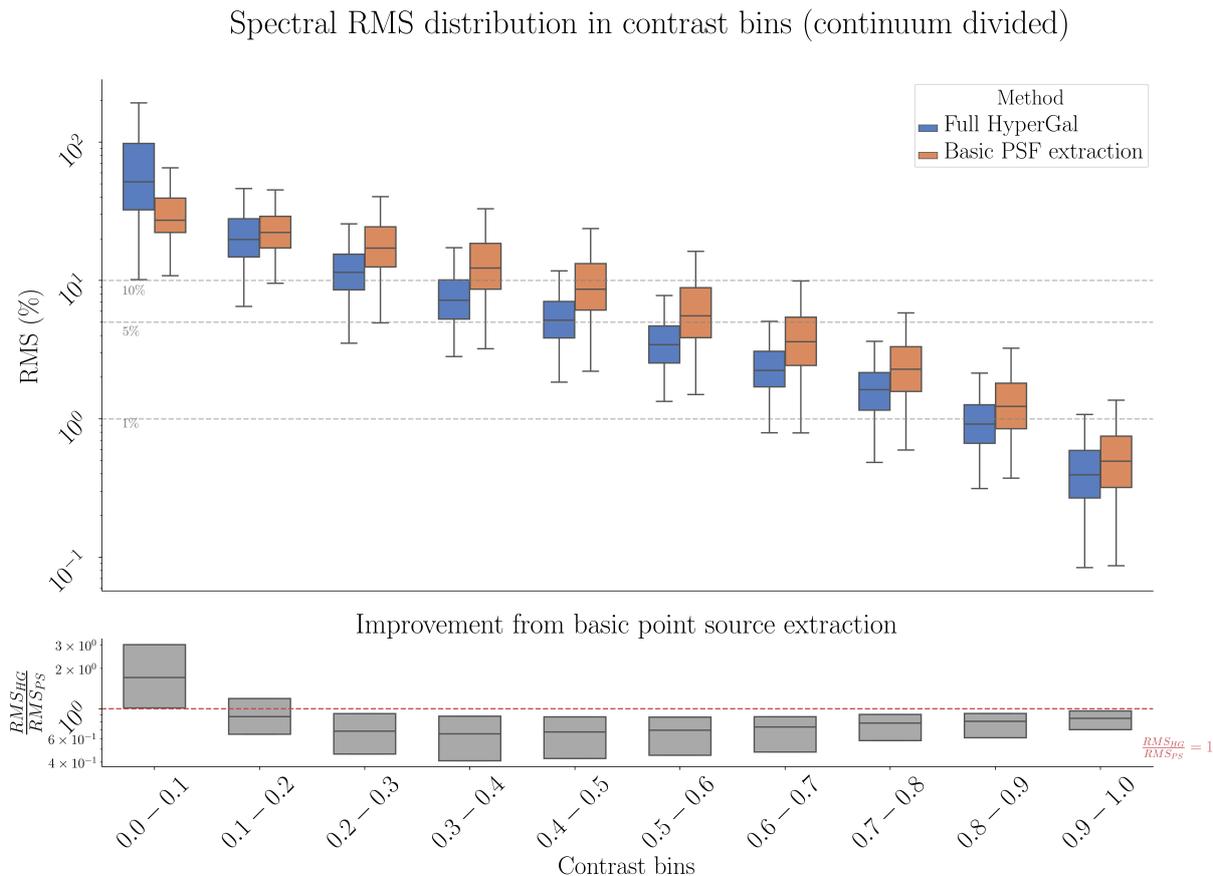


FIGURE 9.11 – Même chose que pour la Figure 9.8 mais après division des spectres par leur continuum.

9.2.3 Distribution de contraste dans les observations

Avant d’analyser l’efficacité de classification d’HYPERGAL, j’ai souhaité sonder la distribution de contraste des observations effectuées avec la SEDm. Cette information permet de confronter les résultats à la réalité des observations et, par conséquent, avoir une estimation de l’amélioration statistique apportée par HYPERGAL dans un échantillon de SNe.

Plutôt que d’utiliser HYPERGAL sur de nombreuses observations faites avec la SEDm, ce qui reviendrait à évaluer un pipeline avec lui-même, j’estime le contraste à partir d’images photométriques.

L’échantillon utilisé est celui de la *data release 2* de ZTF-Cosmo, constitué uniquement de SNeIa et que je présenterai dans le chapitre suivant. Cet échantillon contenant un agglomérat de spectres issus de plusieurs spectrographes, je n’ai sélectionné que les spectres provenant d’une observation de la SEDm, soit environ 3000 observations (certaines SNeIa peuvent avoir été observées plusieurs fois).

Je rappelle que le contraste est défini dans les simulations tel que $c = S_r / (S_r + B_r)$ dans la bande r de ZTF, où le signal de fond B_r tient compte de la galaxie mais également du fond de ciel.

En utilisant l’ajustement SALT2 de la courbe de lumière d’une SN donnée, et connaissant sa date d’observation avec la SEDm, on peut en déduire la magnitude apparente dans une bande arbitraire. J’ai choisi d’utiliser la bande r de PS1, qui est très similaire à

la bande r de ZTF, car seules les images de ce relevé étaient disponibles au moment de l'étude pour estimer le signal de fond. Cette étape me permet de remonter à S_r .

Pour le signal de fond, j'ai utilisé le résultat d'une analyse externe, effectuée par un membre de la collaboration sur les images PS1, évaluant le flux présent dans un rayon de $2''$ autour de la position de détection de la SN. Ces images étant pré-corrigées du fond de ciel, cette information ne donne que la composante de la galaxie hôte $B_{gal,r}$ du signal de fond total $B_r = B_{gal,r} + B_{sky,r}$. J'ai, par conséquent, rajouté une composante effective pour avoir une comparaison juste du contraste des observations et de celui de nos simulations. J'ai choisi d'utiliser 2 valeurs différentes pour simuler le fond de ciel des observations de la SEDm : une, fiducielle, correspondant à la profondeur en magnitude de la SEDm avec une magnitude $m_{sky} = 20$ mag, et une, conservatrice, avec $m_{sky} = 21$ mag.

La Figure 9.12 montre la distribution de contraste déduite pour ~ 3000 observations de SNeIa faites avec la SEDm et pour les deux valeurs de fond de ciel effectif utilisées. Le fond de ciel étant largement négligeable devant une composante galactique, sa modification altère la distribution essentiellement à haut contraste. En effet, pour une supernova isolée de sa galaxie hôte, le contraste tendrait systématiquement vers $c = 1$ si le fond de ciel est fixé à 0.

La médiane de la distribution est de $Me(c) = 0.58$, en considérant un fond de ciel à $m_{sky} = 20$ mag et de $Me(c) = 0.64$, pour $m_{sky} = 21$ mag.

La Figure 9.12 montre la version cumulative de la distribution en contraste. On voit que moins de 1% des observations présentent un contraste $c < 0.1$ et seulement 7%, avec un contraste $c < 0.2$. Pour les contrastes élevés, un ciel à $m_{sky} = 20$ mag implique que $\sim 2\%$ des observations possèdent un $c > 0.9$ et 5%, pour un ciel à $m_{sky} = 21$ mag. Près de 95% des observations semblent avoir un contraste entre $0.1 < c < 0.9$ et un peu moins de 90%, entre $0.2 < c < 0.9$.

Sachant les résultats montrés avec l'étude de la RMS spectrale, **HYPERGAL** pourrait permettre une mesure spectrophotométrique avec une précision de l'ordre de 10% (respectivement 5%) pour près de 50% (respectivement 20%) de l'échantillon. Après division par le continuum, la précision serait de 10%, 5% et 2% pour 80%, 60% et 20% de l'échantillon respectivement.

9.2.4 Efficacité de classification

La dernière analyse des simulations, et la plus importante dans le cadre de la SEDm, est celle de l'efficacité d'**HYPERGAL** à classifier les supernovae simulées.

J'ai pour cela utilisé le même classifieur que ZTF, c'est à dire **SNID**. Les critères de confiance que j'accorde pour la classification sont cependant légèrement plus stricts, ayant régulièrement observé des faux positifs dans les figures de contrôle du pipeline **PYSEDm**. Je choisis de fixer le $rlap$ minimal à $rlap_{min} = 6$ pour le modèle ajustant le mieux le spectre extrait. Par ailleurs, pour valider une classification, au moins 50% des 10 meilleurs modèles doivent être du même type que le meilleur. Si un seul des critères ci-dessus n'est pas respecté, alors le spectre est classifié comme étant incertain.

La Figure 9.14 montre les résultats de la classification obtenue avec **HYPERGAL** pour les 5000 simulations, ainsi que l'amélioration par rapport à la méthode d'extraction simple. Comme attendu avec l'étude de la RMS spectrale, il semble illusoire d'espérer une

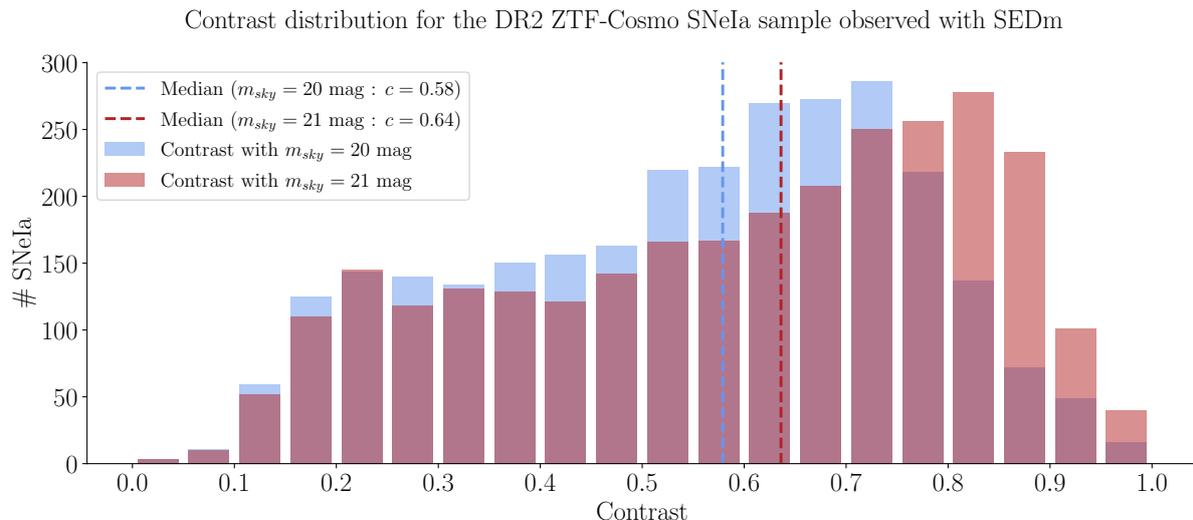


FIGURE 9.12 – Distribution du contraste d’environ 3000 SNeIa de la DR2 de ZTF-Cosmo. Le contraste est calculé à partir d’une ouverture de $2''$ dans les images PS1 autour de la SNIa pour la mesure du signal de fond et de la magnitude dans la bande r_{PS1} de la SNIa à partir de l’ajustement SALT2 de la courbe de lumière. Le signal de fond étant mesuré sans la contribution du ciel, je rajoute cette composante à deux valeurs effectives : $m_{sky} = 20$ pour une valeur réaliste (BLAGORODNOVA et al., 2018), et $m_{sky} = 21$ pour une valeur conservative.

classification de confiance lorsque le contraste est inférieur à 0.1. Une amélioration notable est visible dans l’intervalle de $0.1 < c < 0.2$ pour les supernovae de type Ia, **HYPERGAL** classifiant correctement 71% d’entre elles (correspondant à 7% des observations réelles, voir Figure 9.13). Cela s’explique par le grand nombre de caractéristiques du spectre de ce type de supernovae, facilitant la classification. En revanche, les types Ibc et II ne sont retrouvés qu’à 22.5% et 35% respectivement, certainement parce que ces spectres sont pauvrement structurés.

Le succès de classification monte ensuite, entre $0.2 < c < 0.3$, à plus de 96% pour les Ia, 77% pour les types Ibc et 51% pour les types II.

Plus de 99% des types Ia sont correctement classifiées à partir d’un contraste de 0.3, et plus de 95% de toutes les supernovae, tous types confondus, sont correctement classifiées pour un contraste supérieur à 0.4.

Sachant que $\sim 84\%$ des observations présentent un contraste $c > 0.3$, $\sim 9\%$ entre $0.2 < c < 0.3$ et $\sim 7\%$ entre $0.1 < c < 0.2$, **HYPERGAL** semble donc être en mesure de classifier près de 95% de toutes les SNeIa observées par la SEDm. Au delà d’un contraste $c \sim 0.2$ (ce qui représente plus de 90% des observations), ce sont près de 99% des SNeIa qui sont correctement classifiées

L’amélioration vis à vis de la méthode d’extraction simple est clairement identifiée, avec 30% de Ia en plus entre $0.1 < c < 0.3$, 15% entre $0.3 < c < 0.4$, 10% entre $0.4 < c < 0.5$ et 5% entre $0.5 < c < 0.6$. Au delà, l’amélioration devient marginale quelque soit le type de supernovae.

En prenant en compte la distribution en contraste des observations montrée dans les Figures 9.12 et 9.13, je montre qu’**HYPERGAL** améliore la classification des SNeIa dans près de

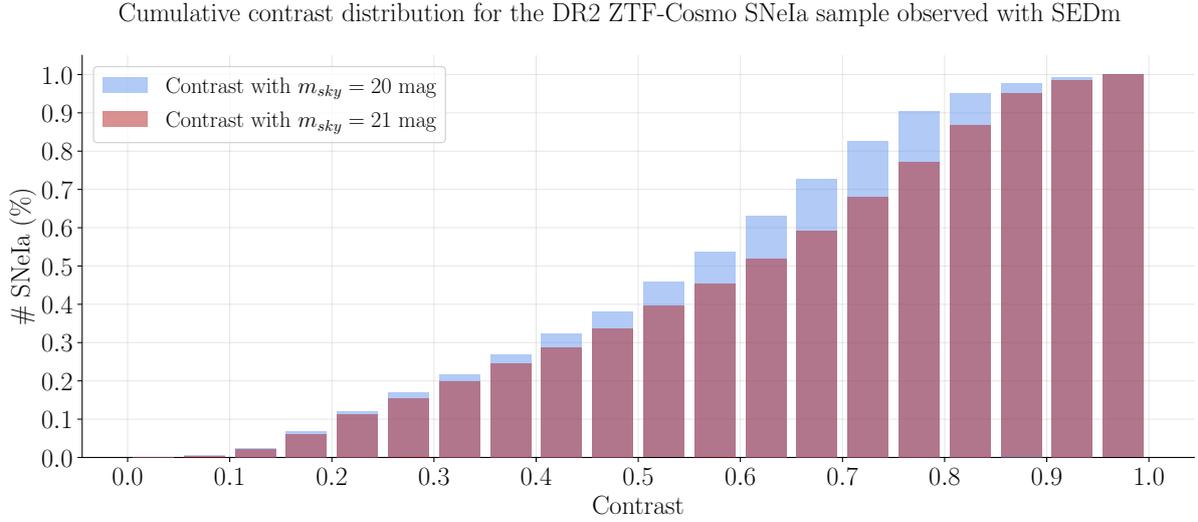


FIGURE 9.13 – Même chose que pour la Figure 9.12 mais avec la distribution cumulative des contrastes

50% des observations (les 50% restant étant aussi bien classifiés par la méthode d’extraction de référence). Sachant que $\sim 50\%$ des observations ont un contraste entre $0.1 < c < 0.6$, **HYPERGAL** permettrait la classification de presque 20% de SNeIa supplémentaires dans cet intervalle, soit 10% sur l’échantillon total de SNeIa classifiable avec la SEDm.

Bien que je n’ai pas de statistique sur la distribution en contrastes des autres types de SNe, on peut faire l’hypothèse d’une distribution semblable aux SNeIa et appliquer le même raisonnement. De cette façon, on peut déduire un équivalent de 14% de SNeII supplémentaires et 11% de SNeIbc.

J’examine par ailleurs le taux de faux positifs pour les supernovae de type Ia, pouvant mener à une contamination des analyses cosmologiques, si non considéré. La Figure 9.15 montre que les SNeIa classifiées par **HYPERGAL** sont plus rarement des faux positifs qu’avec la méthode de référence. Si on exclut le premier intervalle de contraste ($c < 0.1$) où quasiment aucune n’observation n’a lieu (et où aucune des deux méthodes n’est efficace pour classifier une quelconque SN), alors on observe pour **HYPERGAL** une décroissance progressive de 7.8% à 1% de faux positifs pour un contraste allant de 0.1 à 0.6 (aucun faux positif au delà). La méthode de référence, quant à elle, oscille entre 6% et 9% de faux positifs dans cet intervalle.

Le taux de faux positifs pour **HYPERGAL** serait donc inférieur à 5% pour les contrastes compris entre 0.1 et 0.6 ($\sim 50\%$ des observations), et inférieur à 2% sur tout l’intervalle $c > 0.1$ (99%+ des observations).

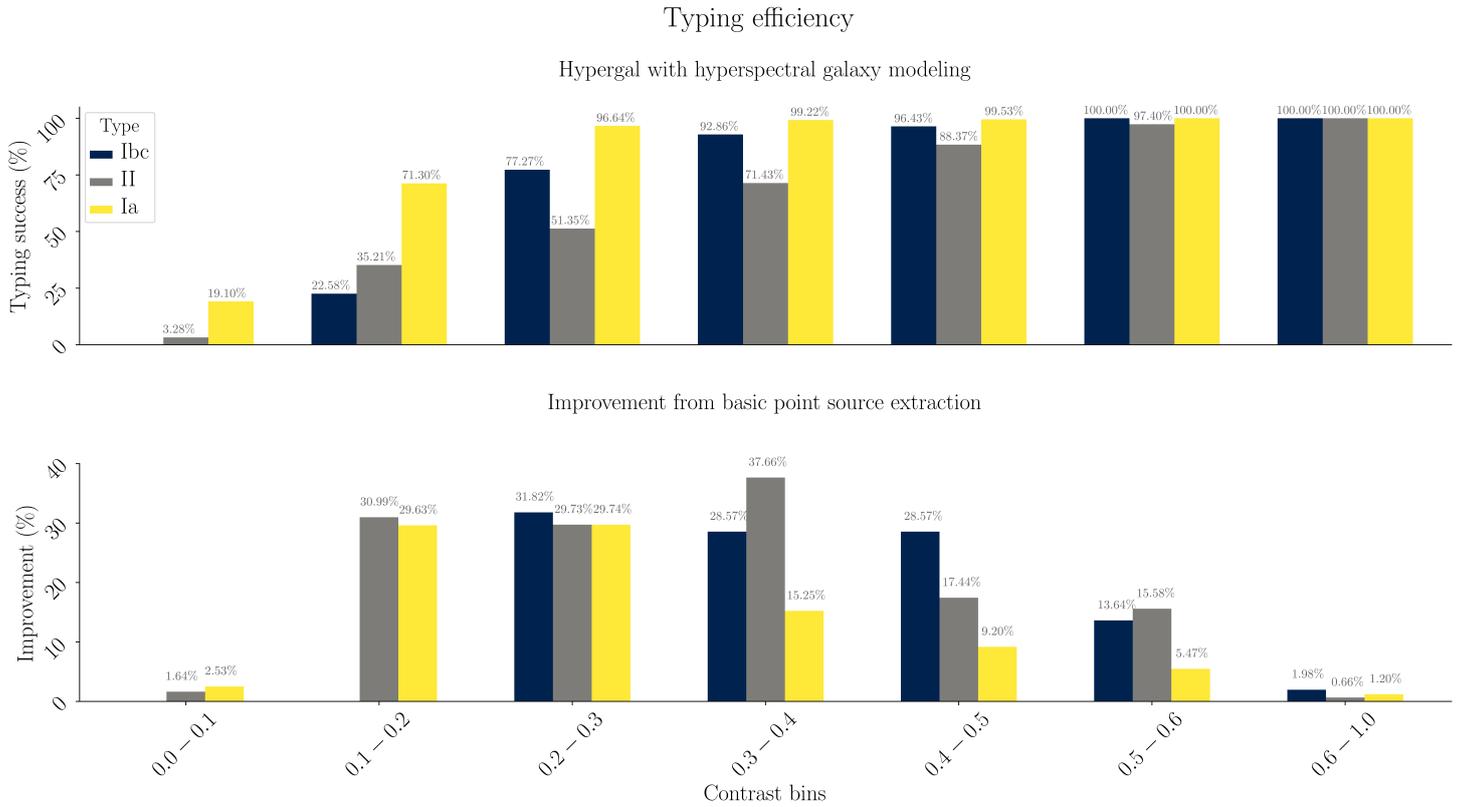


FIGURE 9.14 – Efficacité de classification des simulations. *En haut*, le pourcentage de classification réussie avec **HYPERGAL** pour chaque type de supernova et différents intervalles de contraste. Les 4 derniers intervalles sont concaténés car les résultats ne varient plus ou très peu au delà d'un contraste $c > 0.6$. *En bas*, l'amélioration de classification par rapport à la méthode d'extraction simple.

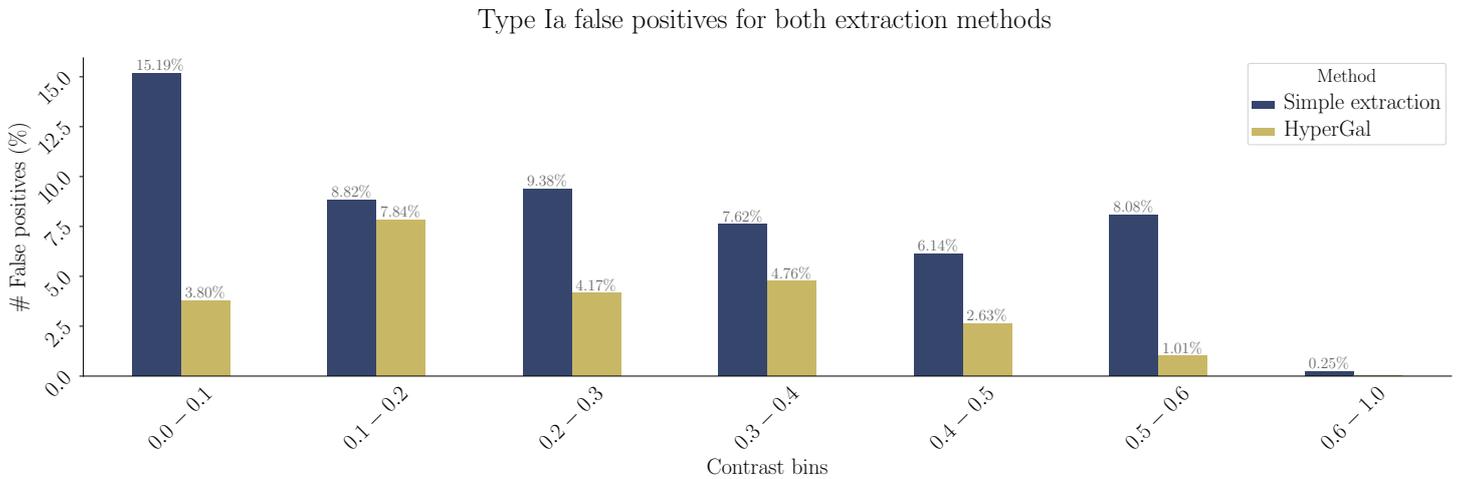


FIGURE 9.15 – Taux de faux positifs dans la classification des SNeIa pour les deux méthodes d'extraction en fonction du contraste.

Conclusion

Les simulations que j'ai conçues et détaillées dans ce chapitre ont permis d'explorer les capacités du pipeline **HYPERGAL**. J'ai étudié différentes conditions d'observations pouvant impacter la qualité de l'extraction d'un spectre de supernova, comme la distance SN-galaxie et le contraste de la SN devant le signal de fond. Les extractions effectuées sur ces simulations ont également été effectuées avec une méthode de référence, préalablement utilisée par la collaboration, qui ne propose pas de modélisation hyperspectrale de la galaxie hôte.

Afin de comparer les résultats obtenus avec ce qu'observe réellement la SEDm, j'ai estimé la distribution du contraste pour près de 3000 observations. La distribution du RMS spectrale entre les spectres d'entrée et les spectres extraits dans le domaine $[4000, 8000]$ Å obtenue avec **HYPERGAL** semble montrer qu'une étude spectrophotométrique est possible avec une précision de 10% (5%) pour près de 50% (20%) des observations.

Les résultats les plus importants concernent l'efficacité d'**HYPERGAL** à classifier correctement les SNe, étant ce pour quoi la SEDm et ce pipeline ont été conçus. Le modéliseur de scène montre une capacité à classifier correctement $\sim 95\%$ des SNeIa sachant la distribution de contraste des observations réelles. Au delà d'un contraste $c \sim 0.2$ (ce qui représente plus de 90% des observations), ce sont près de 99% des SNeIa qui sont correctement classifiées, avec moins de 2% de faux positifs.

Par comparaison avec la méthode d'extraction de référence, **HYPERGAL** permet de classifier correctement près de 20% de SNeIa supplémentaires entre $0.1 < c < 0.6$, représentant 50% des conditions d'observation, avec seulement $\sim 4\%$ de faux positifs dans cet intervalle de contraste, contre $\sim 8\%$ pour l'autre méthode. Les analyses relatives entre **HYPERGAL** et la méthode de référence sont toutefois à prendre avec légèreté, étant donné que je n'ai pas pris en compte la distribution des distances SN-galaxies dans les observations réelles. Bien qu'**HYPERGAL** ne semble pas y être sensible, cela n'est pas vrai pour la méthode de référence jusqu'à $\sim 4''$ du coeur de la galaxie.

Finalement, **HYPERGAL** a démontré sa capacité à extraire et classifier le spectre d'une supernova en présence d'une contamination par sa galaxie hôte, en ne montrant aucun signe de corrélation avec la distance séparant les deux objets. L'amélioration vis à vis de la méthode de référence est significative et les résultats obtenus ont convaincu la collaboration de son utilisation en complément du pipeline d'extraction préalablement utilisé **PYSEDm**. **HYPERGAL** est ainsi à présent utilisé par la collaboration ZTF.

Application d'HyperGal à la Data Release 2 de ZTF Cosmologie

Sommaire

10.1	Présentation de la DR2 de ZTF	180
10.2	Statistiques sur les supernovae de type Ia	181
10.2.1	Classification spectrale	181
10.2.2	<i>Golden sample</i>	182
10.2.3	Redshift et profondeur	184
10.2.4	Courbes de lumière	188

L'amélioration apportée par la modélisation hyperspectrale de la galaxie hôte avec **HYPERGAL** a convaincu la collaboration de son utilisation en complément du pipeline **PYSEDm**. Finalement, il a été convenu que toutes les SNe observées par la SEDm appartenant à la Data Release 2 du groupe *Type Ia Supernovae & Cosmology* soient extraites par **HYPERGAL**.

Dans ce chapitre, je présente cette seconde Data Release et la part apportée par **HYPERGAL** dans ce nouvel échantillon de supernovae. Je commencerai par apporter une vue d'ensemble de la DR2, puis je présenterai quelques statistiques faites sur les SNeIa. Je me concentrerai essentiellement sur le *golden sample* de cette DR2, sous échantillon remplissant certains critères de qualité et qui sera utilisé pour la mesure des paramètres cosmologiques.

10.1 Présentation de la DR2 de ZTF

La DR2 du groupe *Type Ia Supernovae & Cosmology* de ZTF (DR2 par la suite) est le premier jeu de données homogène, constitué de plusieurs milliers de supernovae de type Ia, chacune d’entre elles ayant été classifiées spectralement et possédant un redshift spectroscopique, soit par leur galaxie hôte, soit par leur caractéristiques spectrales.

Cette seconde *data release* consistera en une série d’articles qui paraîtront fin 2022. Je me concentre ici sur une présentation générale des données qui seront utilisées pour ces papiers, en mettant en évidence le rôle d’HYPERGAL et de la SEDm.

Comme abordé dans le Chapitre 3 de ce manuscrit dédié à la présentation de ZTF, la DR2 est basée sur la première phase d’observation, s’étalant de Mars 2018 à Décembre 2020.

Durant cette période, ZTF a pris 480,572 images dont 89% (431,202) sans aucun avertissement de mauvaise qualité. La Table 10.1 présente quelques statistiques médianes de ces expositions, en distinguant les trois filtres de la caméra. Parmi ces images ayant franchies les critères de qualité, 57% sont obtenues avec le filtre r_{ztf} , 38% avec g_{ztf} et 5% avec i_{ztf} .

TABLE 10.1 – Statistiques médianes effectuées à partir des 431k expositions par ZTF durant sa Phase 1.

Filtre	Nombre d’ exposition	Seeing [arcsec]	Masse d’ air	Magnitude limite [5σ]	Cadence [jours]
g	165k	2.2	1.7	20.56	2.05
r	247k	2.0	1.2	20.39	1.02
i	19k	1.8	1.1	20.03	5.03
All	431k	2.1	1.2	20.42	2.96

Note. Seules les images ne présentant aucun avertissement de mauvaise qualité sont considérées.

La Figure 10.1 montre également le nombre total d’expositions et la cadence moyenne pour chaque filtre. En excluant la zone de la Voie Lactée, on peut distinguer une partie du ciel dite "haute cadence", vers (RA=30deg, Dec=230deg), représentant $\sim 1800\text{deg}^2$. La limite du ciel Nord observable est également facilement discernable. Les champs de vue avec « haute cadence » sont conçus par le relevé dans le but d’avoir des expositions multiples au cours de la même nuit, principalement dans les filtres r , et g , dans le but de détecter les supernovae dans les premières heures d’explosion (Bruch et al. 2021 ; Deckers et al. 2022), ou des événements transitoires très brefs.

Hormis ces cas particuliers, la cadence typique est de 2 à 3 jours dans les bandes r et g , en accord avec ce qui est convenu dans le programme public Mid-scale Innovations Program (MSIP). La cadence dans la bande i est de 5 jours. Cette cohérence dans les expositions de chacune des 3 bandes permet, d’une part, de bien échantillonner les courbes de lumière des SNeIa et, d’autre part, de ne rater aucune ou très peu de SNeIa que nous offre la nature. La seule limite de complétude de l’échantillon est donc la profondeur en magnitude des instruments. Je discute de cette limite de complétude dans la section suivante.

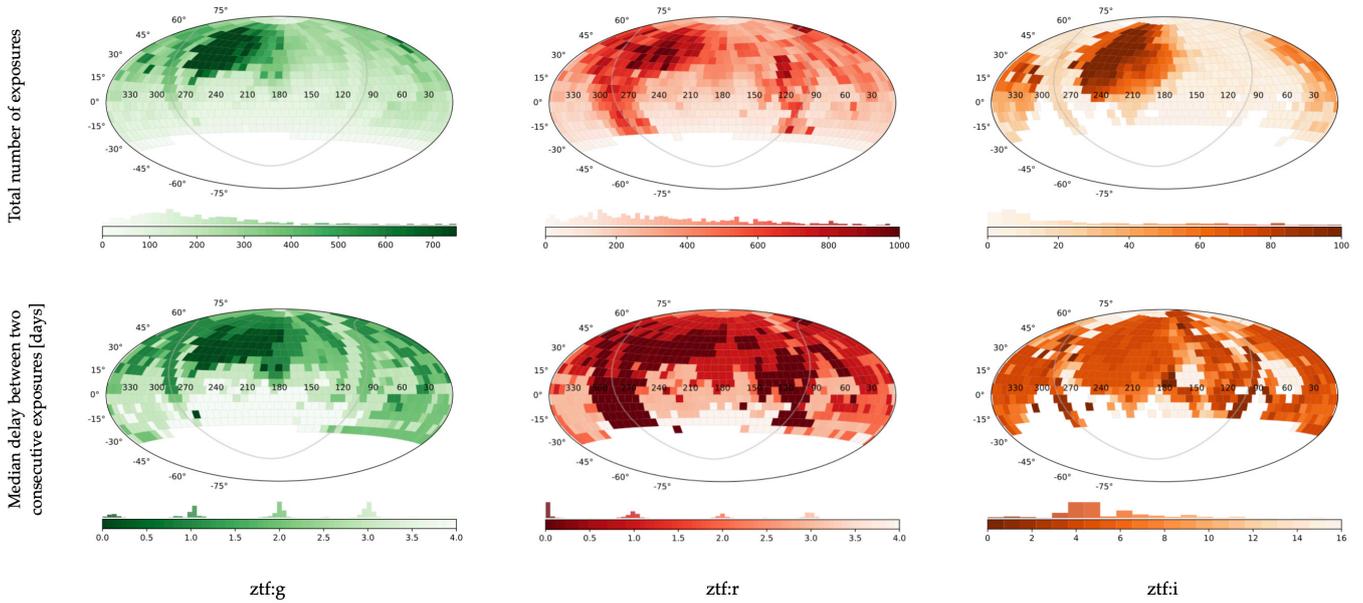


FIGURE 10.1 – Statistiques de la couverture du ciel de la phase 1 de ZTF, pour chaque bande et chaque champ. Seules les images remplissant les seuils de qualité sont considérées. La fine bande grise sur chaque image représente la Voie Lactée ($b = 0$). *En haut*, le nombre total d’expositions par champ et par filtre. *En bas*, le délai médian entre deux expositions successives. Figure de M. Rigault.

10.2 Statistiques sur les supernovae de type Ia

10.2.1 Classification spectrale

Seules les SNeIa ayant été classifiées spectralement sont considérées dans la DR2. La Figure 10.2 montre la distribution de tous les spectres appartenant à la DR2, répartis par l’instrument de classification et la quantité de SNeIa individuelles. La DR2 complète, sans restriction de qualité sur les courbes de lumière, est composé de 3792 supernovae de type Ia, pour lesquelles 5813 spectres ont été extraits et utilisés pour la classification. Environ 60.7% des spectres ont été obtenus avec la SEDm, puis extraits par HYPERGAL, ainsi qu’une proportion similaire (61.2%) de SNIa unique.

Le reste des spectres provient d’autres relevés, possédant un spectrographe de plus haute résolution que la SEDm, et utilisés occasionnellement par l’équipe du groupe *Bright Transient Survey* (BTS) ou via des requêtes de membres de la collaboration ZTF. D’autres spectres sont également rendus publique par certains programmes, comme par exemple ePESSTO utilisant le *New Technology Telescope* (NTT, SMARTT et al., 2015).

Près de 80% de ces SNeIa font partie de l’échantillon BTS. Leur relevé est conçu pour fournir un échantillon de supernovae purement limité par leur magnitude ($m < 19$ mag pour la détection et $m < 18.5$ mag pour la classification) comme expliqué dans FREMLING et al. (2020); PERLEY et al. (2020). Les SNeIa étant visibles plusieurs semaines, la haute cadence des filtres g et r dans tout le ciel Nord permet de n’en manquer que très rarement (caméra hors service, ou mauvais temps sur une longue période par exemple). PERLEY et al. (2020) ont montré en se basant sur 25.5 mois d’acquisition (ZTF MSIP de mars 2018

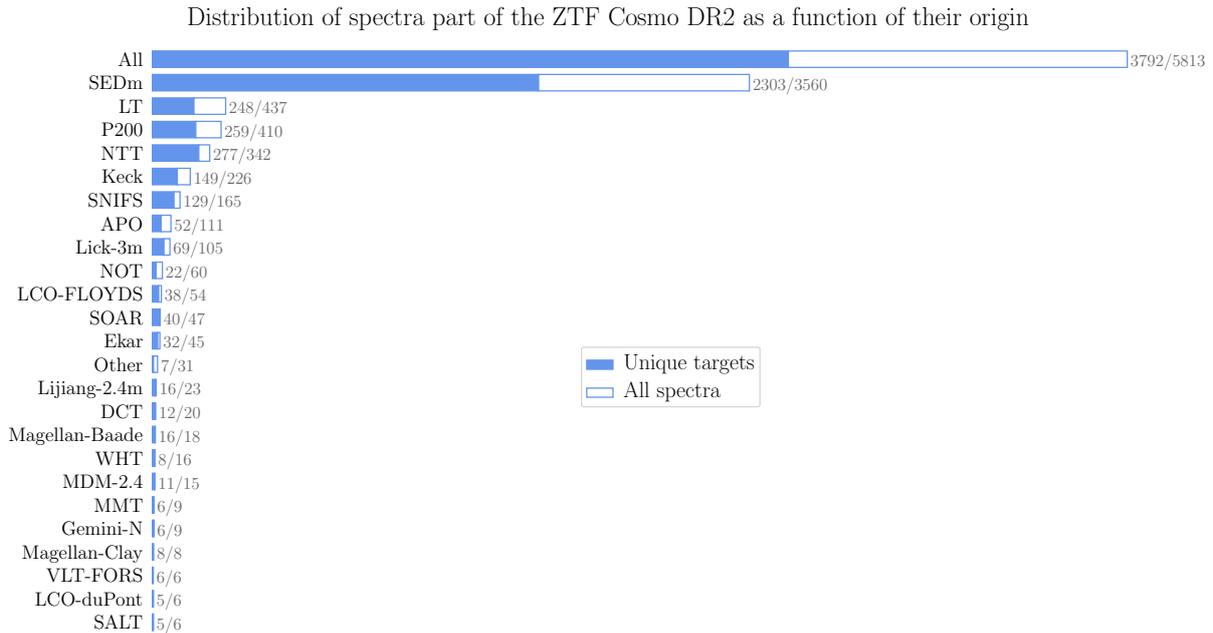


FIGURE 10.2 – Distribution des spectres appartenant à la DR2 de ZTF suivant leur origine. Les barres entières de la figure indique la quantité de spectres extrait par tel ou tel instrument, la partie en bleu pleine indique le nombre de SNeIa unique correspondant. Une large majorité de spectre et de SNeIa ($\sim 61\%$) ont été obtenues avec le spectrographe dédié à ZTF, la SEDm, et extraites par HYPERGAL.

à mi-2020) que l'échantillon BTS était spectroscopiquement complet à 97%, 93% et 75% aux magnitudes limites < 18 mag, < 18.5 mag et < 19 mag respectivement.

Dans notre cas, l'échantillon DR2 contient près de 20% de SNeIa supplémentaires à celui de BTS.

La Figure 10.3 montre le pic en magnitude dans la bande g de ZTF, dérivé à partir de l'ajustement SALT2 des courbes de lumière sur les SNeIa (classifiées spectralement) de la DR2. La part de SNeIa appartenant également à l'échantillon BTS par intervalle de magnitude est également indiquée. La fraction de SNeIa de notre échantillon appartenant à celui de BTS décroît fortement aux magnitudes > 18.75 mag, avant que les SNeIa uniques à la DR2 ne dominent clairement au delà de 19 mag. Cette observation laisse penser que notre échantillon de SNeIa est, *a minima*, spectroscopiquement aussi complet que celui de BTS et peut, potentiellement, être complet à $\sim 100\%$ jusqu'à 18.75 mag. On observe ensuite une décroissance brutale de cette complétude dans l'intervalle 18.75-19 mag.

10.2.2 Golden sample

Je me concentre dans la suite de ce chapitre sur le *golden sample* de la DR2 de ZTF, sous-échantillon de la DR2 utilisé pour la cosmologie. Cet échantillon est contraint par les critères de qualité sur l'ajustement des courbes de lumière par SALT2 que j'ai détaillés au Chapitre 3 : détections photométriques à 5σ , 7 points entre les phases -15 et 0 jours, 7 points entre les phases 0 et $+30$ jours, le total étant réparti dans au moins 2 bandes. D'autres critères de conservation sont également pris en compte pour assurer la meilleure

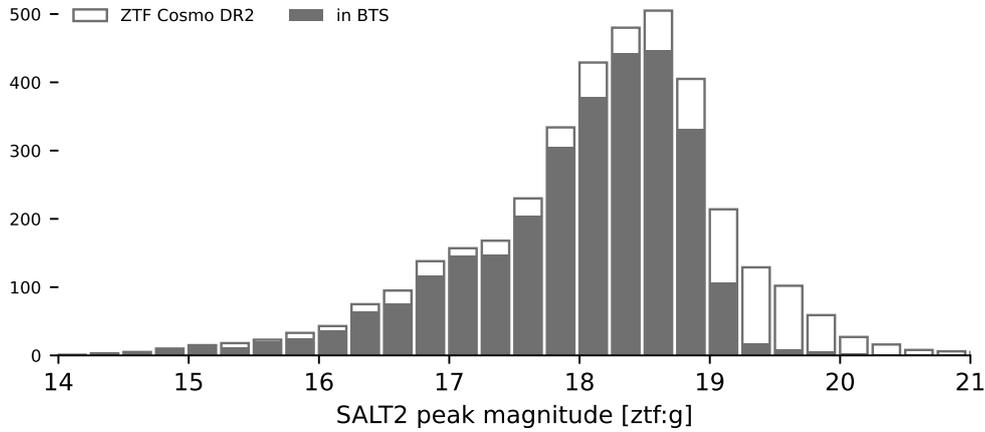


FIGURE 10.3 – Distribution du pic en magnitude dans la bande g de ZTF des SNeIa de la DR2, dérivées à partir de l’ajustement SALT2 des courbes de lumière. La partie noire de la distribution correspond à la proportion de supernovae également incluses dans l’échantillon BTS (FREMLING et al., 2020; PERLEY et al., 2020). Figure de M.Rigault.

qualité possible de l’échantillon : le stretch x_1 doit être dans l’intervalle $[-4, 4]$, et la couleur c dans l’intervalle $[-0.3, 0.8]$, SALT2 étant faiblement entraîné en dehors. Je récapitule ces différentes coupures dans la Table 10.2, indiquant l’évolution de la taille de l’échantillon au fil des coupures.

TABLE 10.2 – Statistiques de l’échantillon DR2 de ZTF Cosmologie

Coupure	# SNeIa	# SNeIa retirées	% de SNeIa retirées
Échantillon complet	3792	–	–
Coupure de qualité	2973	819	21.6
$x_1 \in [-4, +4]$	2931	42	1.4
$c \in [-0.3, 0.8]$	2905	26	0.9

La Figure 10.4 montre la nouvelle distribution des spectres appartenant au *golden sample* de la DR2. Cet échantillon est composé de 2905 supernovae de type Ia, pour lesquelles 4495 spectres ont été extraits et utilisés pour la classification. Environ 64.9% des spectres ont été obtenus avec la SEDm, et donc extraits par HYPERGAL, ainsi qu’une proportion similaire (65.4%) de SNIa unique.

La Figure 10.5 montre la distribution en $rlap$ du meilleur modèle de SNID ayant permis la classification des spectres du *golden sample*. La distribution de ce paramètre de qualité obtenue avec HYPERGAL est similaire à celle obtenue avec les spectres extraits par d’autres instruments, avec une moyenne (médiane) de $rlap \approx 16(15)$, bien supérieure au seuil de qualité de 5.

Cette quantité de spectre recueillie dans un même échantillon est sans précédent et

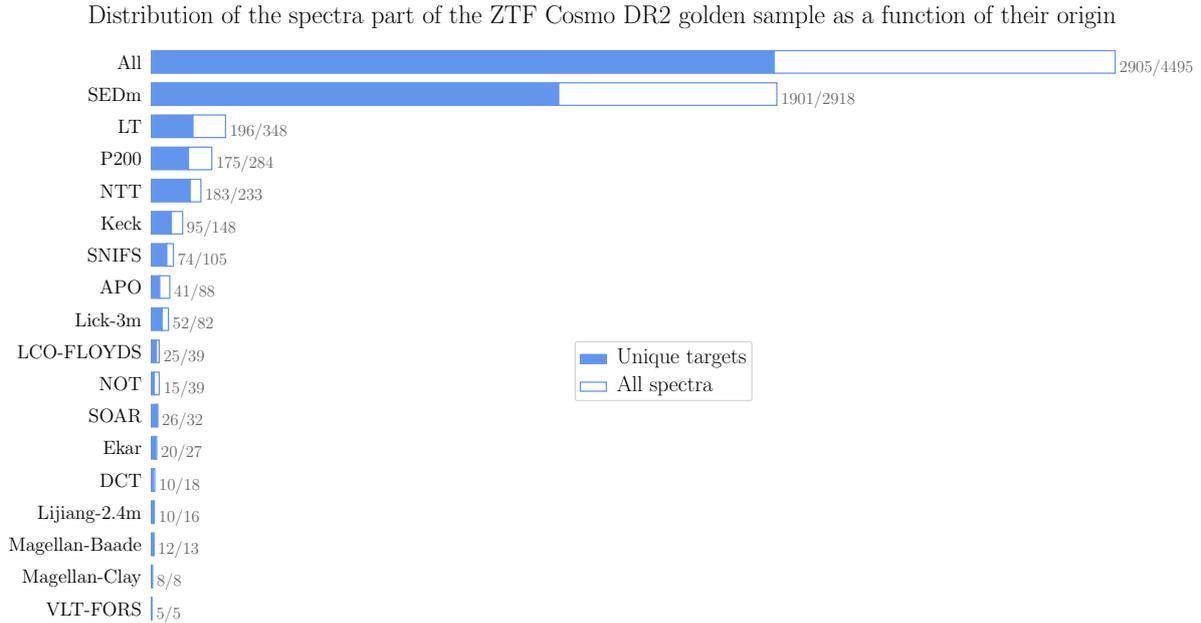


FIGURE 10.4 – Distribution des spectres appartenant au *golden sample* de la DR2 de ZTF suivant leur origine. Les barres entières de la figure indique la quantité de spectres extrait par tel ou tel instrument, la partie en bleue pleine indique le nombre de SNeIa unique correspondant. Une large majorité de spectre et de SNeIa ($\sim 65\%$) ont été obtenues avec le spectrographe dédié à ZTF, la SEDm, et extraites par HYPERGAL.

va, potentiellement, permettre de mieux comprendre la physique des supernovae de type Ia. La Figure 10.6 expose un jeu de spectres de différentes SNeIa extraits avec HYPERGAL, au maximum de luminosité (phase = 0 jours) et dans un même intervalle de redshift ($0.05 < z < 0.06$).

10.2.3 Redshift et profondeur

Comme expliqué au Chapitre 3 présentant ZTF, seules $\sim 40\%$ des SNeIa possèdent un redshift spectroscopique provenant de leur galaxie hôte (principalement du relevé spectroscopique SDSS). Les redshift manquant proviennent des caractéristiques spectrales des SNeIa à hauteur de $\sim 50\%$, ou de raies d'émission de contamination de la galaxie hôte ($\sim 10\%$). Les redshifts obtenus par le spectre des SNe sont précis à environ 5% , suffisant pour certaines études (environnement local, populations ...) mais insuffisant pour la cosmologie. Cependant, plus de 95% des galaxies hôtes ont une magnitude supérieure à 20 mag, ce qui signifie que d'autres relevés (comme par exemple DESI) pourraient, *a posteriori*, mesurer et fournir les redshifts manquants.

La Figure 10.7 montre la corrélation redshift/pic de magnitude (g_{ztf}) ainsi que leur distribution pour le *golden sample* de la DR2. Afin de mettre en évidence le rôle de la SEDm, j'indique en bleu toutes les SNeIa dont le spectre a été extrait par HYPERGAL et en rouge toutes celles extraites avec un autre instrument.

La distribution des magnitudes au maximum n'est pas sans rappeler celle de l'échantillon complet, présenté dans la Figure 10.3. À la profondeur limite de 19 mag, les SNeIa observées avec la SEDm et classifiées par HYPERGAL sont clairement dominantes, à hauteur de $\sim 82\%$

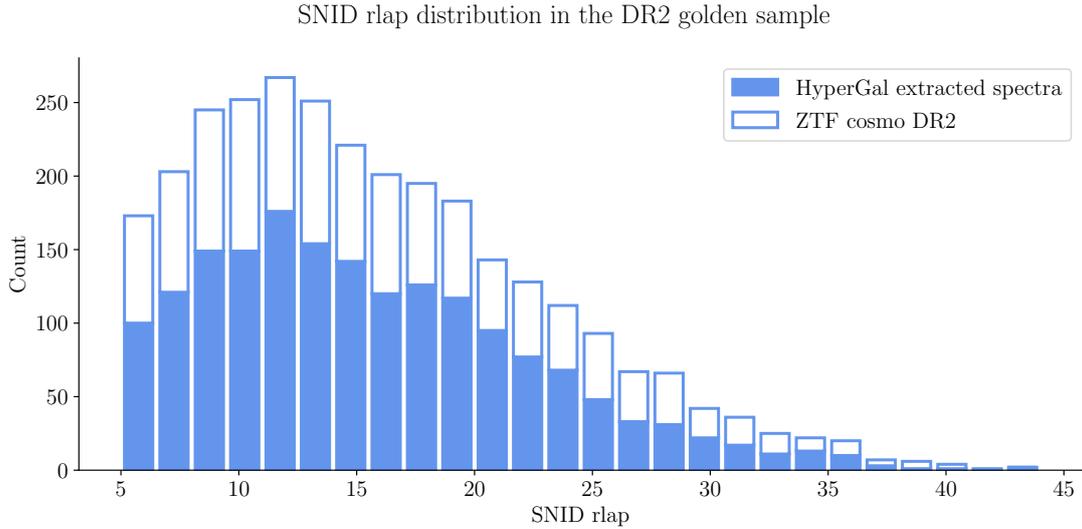


FIGURE 10.5 – Distribution du paramètre $rlap$ des meilleurs modèles SNID pour les spectres du *golden sample* de la DR2 de ZTF. En bleu sont présentés les spectres extraits par HYPERGAL et l’histogramme complet contient l’échantillon entier.

(1778/2182). On voit d’ailleurs clairement sur la figure la coupure à cette luminosité. Au delà de 19 mag, on observe une dominance nette des SNeIa classifiées par d’autres instruments, la SEDm ne contribuant alors que pour seulement 31% de SNeIa au delà de cette magnitude. De façon générale, la quantité de SNeIa dans l’échantillon, tous instruments confondus, croît continuellement jusqu’à 18.5 mag, pour ralentir à 18.75 mag et décroître brusquement de 50% au delà de 19 mag.

La distribution en redshift croît continuellement jusqu’à $z < 0.07$, avant de décroître progressivement. En suivant la méthode présentée par NICOLAS et al. (2021) pour obtenir un échantillon complet de SNeIa dans un volume limité, l’échantillon cosmologique DR2 de ZTF devrait être exempt de fonction de sélection jusqu’à un redshift de $z = 0.06$ ¹. La fonction de sélection du *golden sample* sera activement discutée dans l’article de AMENOUCHE et al. (in prep.).

Ce volume limité est composé de 1077 SNeIa, dont 208 provenant d’une classification hors SEDm et 869 provenant d’une classification SEDm+HYPERGAL, soit $\sim 81\%$ de ce sous échantillon.

¹. En réalité, une coupure en redshift ne définit pas un vrai volume physique, à cause de la contribution des vitesses particulières des galaxies dans le redshift mesuré.

Some SEDm extracted SNeIa spectra with HyperGal at maximum (phase = 0 days) and redshift $0.05 < z < 0.06$

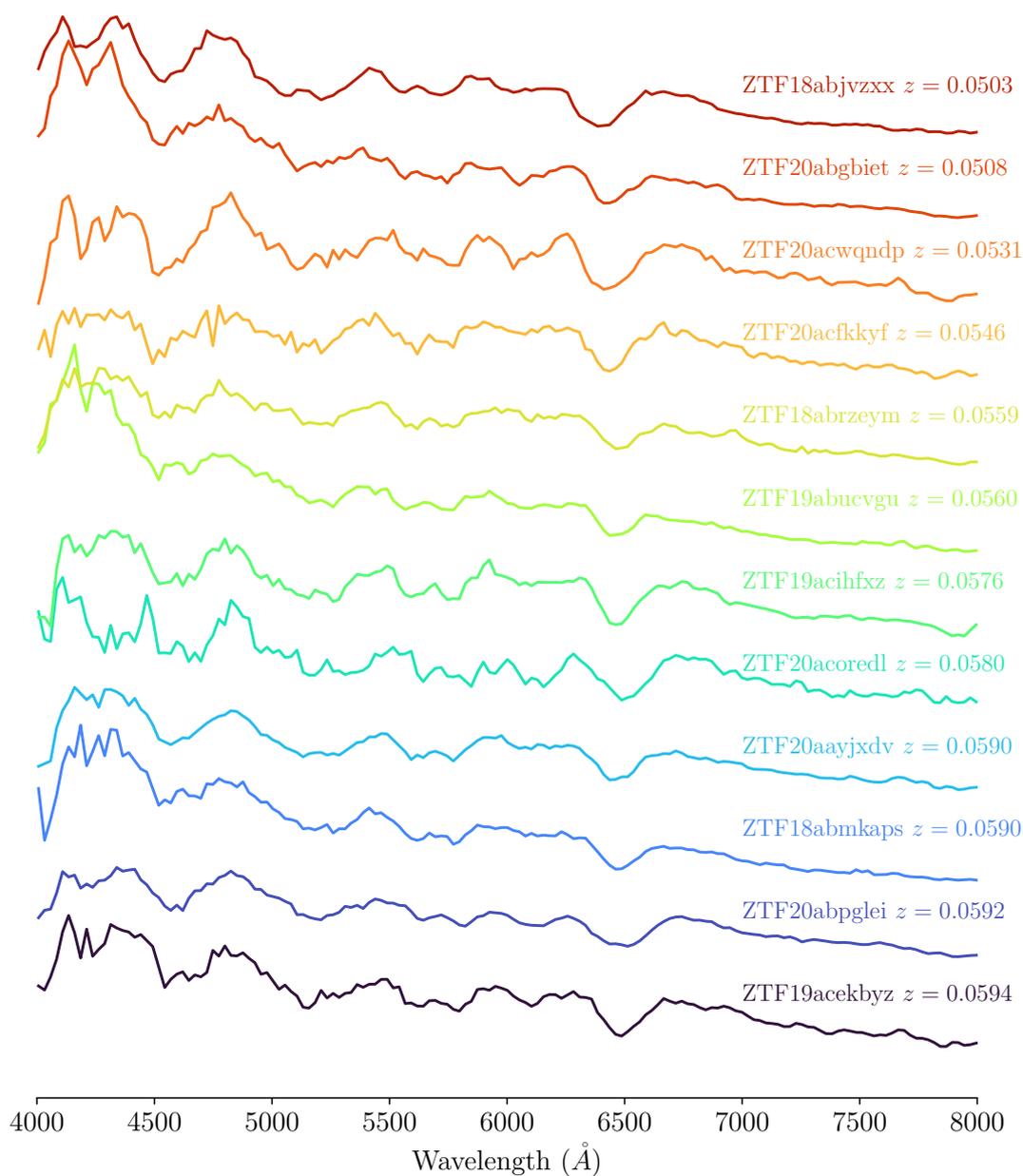


FIGURE 10.6 – Exemple de spectres du *golden sample* de la DR2 extraits par HYPERGAL au pic de luminosité dans un même intervalle de redshift ($0.05 < z < 0.06$).

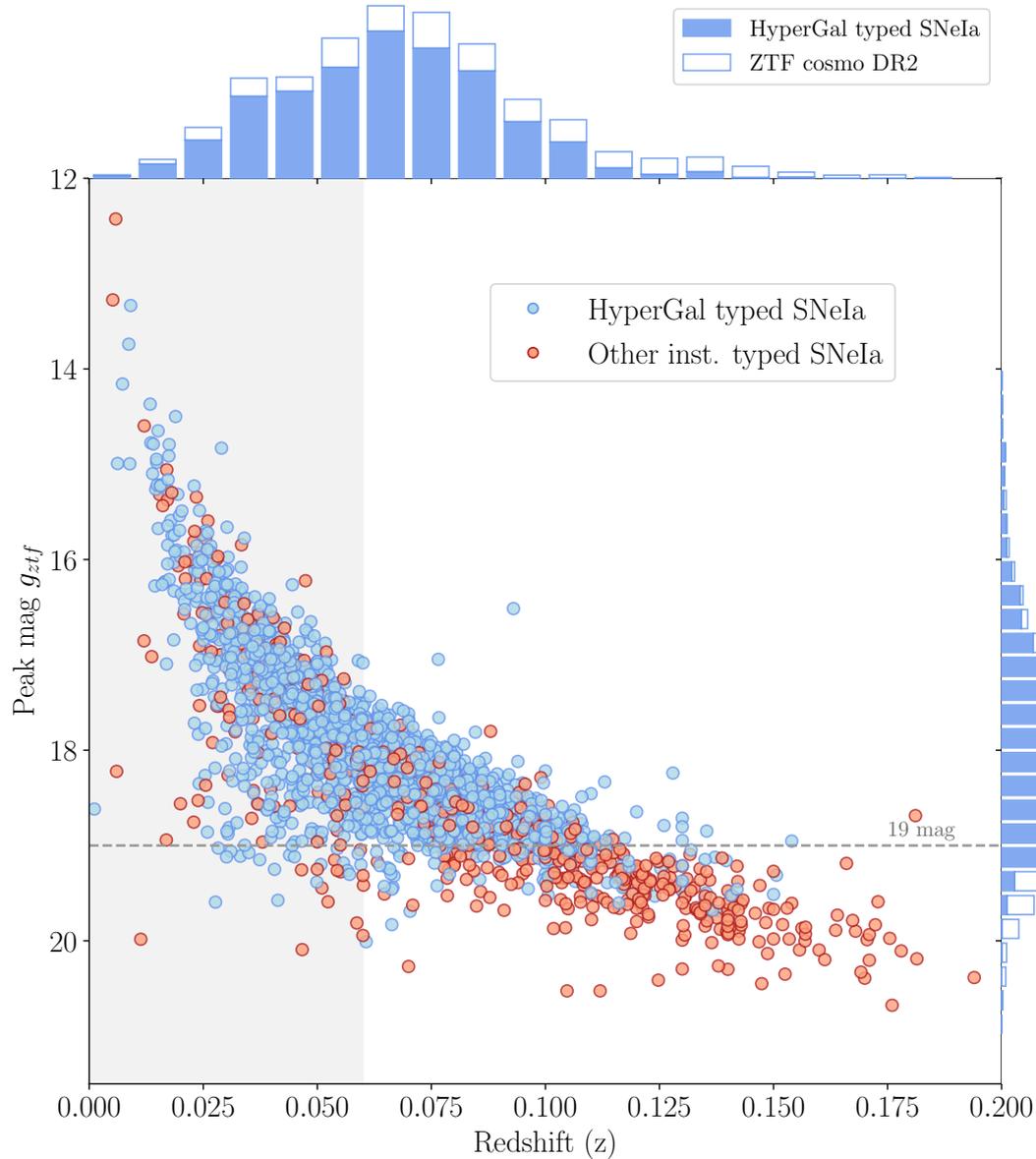


FIGURE 10.7 – Corrélation redshift/pic de magnitude dans la bande g_{ztf} des SNeIa du *golden sample* de la DR2 de ZTF. J'indique la limite à 19 mag, à laquelle la vaste majorité des classifications a été effectuée grâce à la SEDm et HYPERGAL. La bande grise indique le sous échantillon à volume limité au redshift $z = 0.06$, profondeur à laquelle l'échantillon est potentiellement exempt de fonction de sélection.

10.2.4 Courbes de lumière

10.2.4.1 Phases

Je présente ici quelques résultats préliminaires obtenus à partir de l'ajustement des courbes de lumière avec SALT2, en restant focalisé sur le *golden sample* de la DR2. La Figure 10.8 illustre, à titre d'exemple, la courbe de lumière de trois SNeIa, avec l'ajustement SALT2 correspondant. La première correspond à une SNIa observée à très haute cadence, avec plus d'une centaine de points avant et après le maximum de luminosité. La seconde présente un cas typique des SNeIa de la DR2, avec un dizaine de points, avant le pic et une quinzaine, après. Le troisième exemple illustre un cas limite du seuil de qualité pour appartenir au *golden sample* de la DR2.

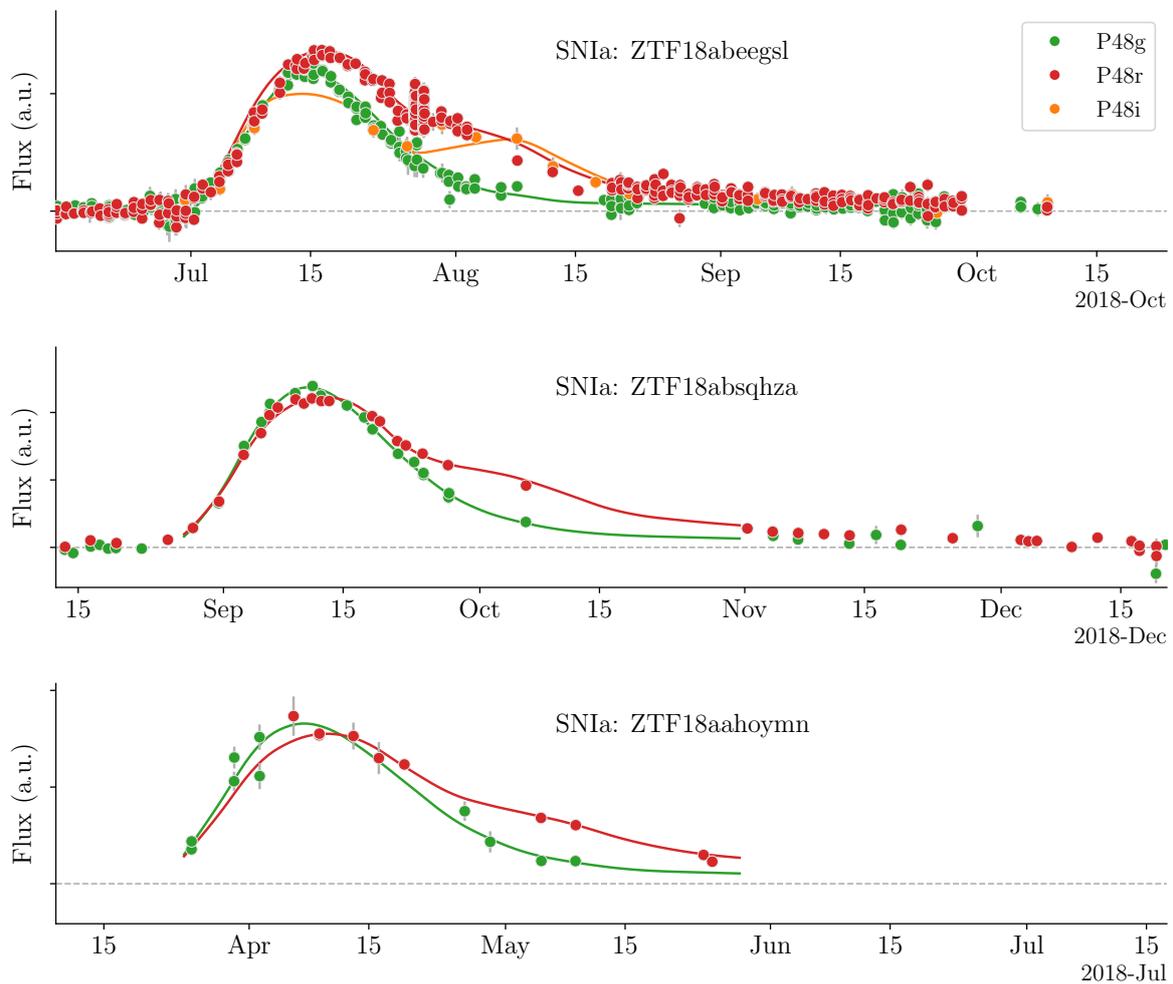


FIGURE 10.8 – Exemples de courbe de lumière de SNeIa du *golden sample* de la DR2. L'ajustement SALT2 correspondant est également affiché. Le code couleur réfère à la bande ZTF considérée. De *haut en bas* : Un cas extrême de très haute cadence avec plusieurs centaines de points, un cas typique avec une dizaine (quinzaine) de points avant (après) le maximum, et un cas limite pour intégrer l'échantillon.

La distribution du nombre de points de détection avant et après le maximum est présentée dans la Figure 10.9, où on restreint la partie *early phase* à une phase comprise

entre $[-20\text{d}, 0\text{d}]$ et la partie *late phase*, entre $[0\text{d}, +30\text{d}]$. On voit bien que, typiquement, nous avons ~ 10 points avant le maximum de luminosité, et ~ 20 points après. La première détection photométrique survient à une phase médiane de -13.3 jours toutes bandes confondues (-12.3 pour g , -12.5 pour r et -8 pour i).

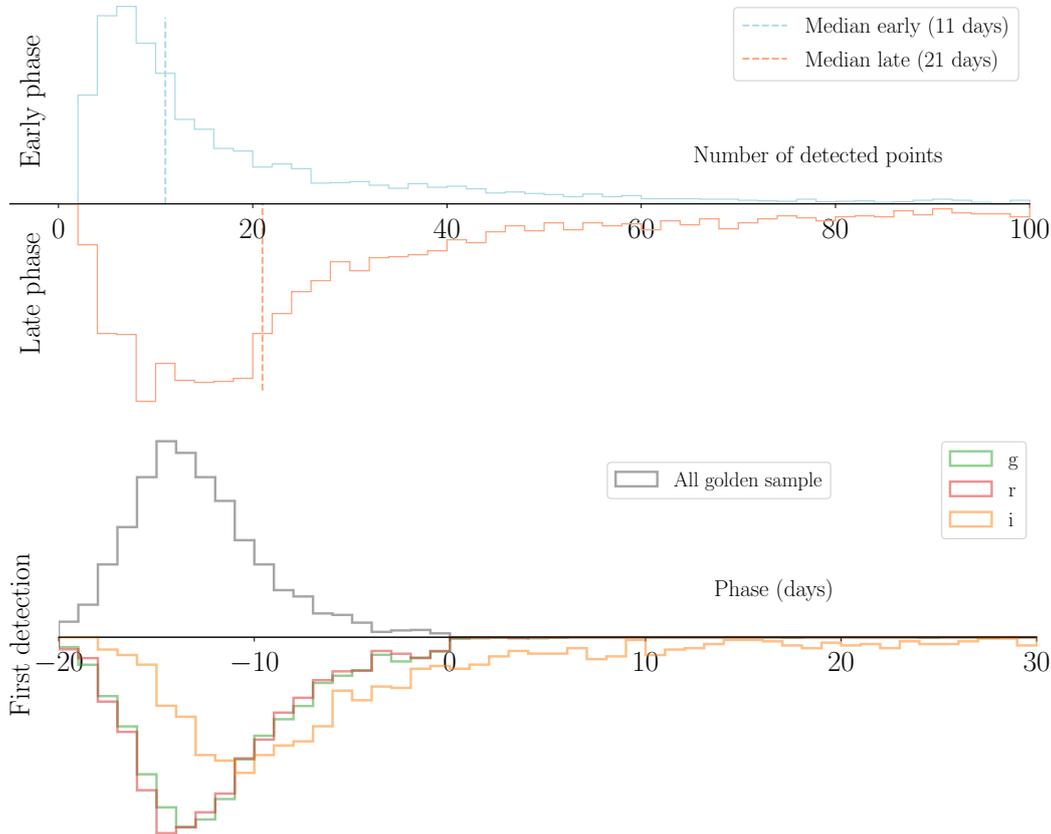


FIGURE 10.9 – *En haut* : distribution du nombre de points de détection photométrique (toutes bandes confondues) avant et après le maximum de luminosité pour les SNeIa du *golden sample* de la DR2. On a typiquement ~ 10 points avant le maximum de luminosité, et ~ 20 points après. *En bas* : distribution de phase de la première détection photométrique pour le même échantillon, toutes bandes confondues (en gris), et dans chaque bande individuelle (couleurs). La première détection survient à une phase médiane de -13.3 jours.

Je montre également la distribution de phase lors de la première acquisition spectrale dans la Figure 10.10, en distinguant la SEDm des autres instruments. La SEDm est l'instrument le plus réactif pour obtenir le premier spectre des SNeIa de cet échantillon, avec $\sim 70\%$ de premières détections. Les spectres de première détection ont une phase médiane de -3 jours, soit environ 10 jours après la première détection photométrique.

Il est par ailleurs possible de comparer les phases obtenues avec SALT2, avec celles obtenues avec SNID sur les spectres de SNeIa et donc indépendamment des observations photométriques. Je montre cette relation dans la Figure 10.11. Pour cette étude, j'ai considéré tous les spectres du *golden sample*, en distinguant ceux acquis avec la SEDm des autres instruments. Pour la phase, j'ai utilisé celle du meilleur modèle ajusté par SNID. On observe alors que la qualité des spectres, tous instruments confondus, permet de retrouver

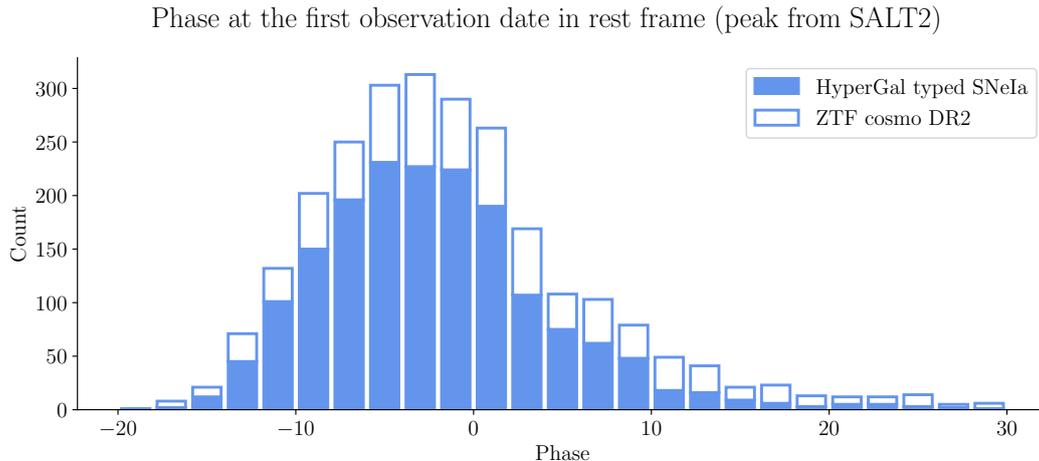


FIGURE 10.10 – Distribution de phase de la première acquisition spectrale des SNeIa de la DR2. La partie bleue pleine de la distribution indique la proportion de spectre extraite par la SEDm, et a fortiori HYPERGAL, comme toute première extraction spectrale.

une phase à environ ± 3 jours de celle obtenue avec SALT2, avec moins d'une dizaine de valeurs aberrantes parmi les milliers de spectres analysés.

10.2.4.2 *Stretch* et couleur

L'ajustement des courbes de luminosité avec SALT2 permet de remonter aux paramètres de standardisation, le *stretch* x_1 et la couleur c , propres à chaque SNIa.

Je commence par illustrer dans la Figure 10.12 la corrélation de chacun de ces deux paramètres avec le redshift, en considérant le *golden sample* dans son ensemble. Une évolution est visible dans les deux cas, et on observe clairement un nombre décroissant de SNeIa observées à bas *stretch* (déclin rapide de luminosité), et de couleur élevée (plus rouges). Cela est dû aux effets introduits au Chapitre 2 : le *slower-brighter* et le *bluer-brighter*. En d'autres termes, les SNeIa avec un bas *stretch*, ou rouges, sont moins lumineuses, et donc plus difficilement détectables.

La bande grise indique à nouveau la profondeur en redshift du volume limité ($z < 0.06$) et l'absence de corrélation aux plus petits z , conforte cette hypothèse d'échantillon exempt de fonction de sélection à cette profondeur.

Je fais également la distinction dans cette figure des SNeIa observées par la SEDm (extraites par HYPERGAL) et celles extraites par d'autres instruments. On voit nettement la prédominance de la SEDm pour la classification des spectres jusqu'à un redshift d'environ $z \approx 0.1$ (80%; 1760/2205 SNeIa), du même ordre de grandeur que dans l'échantillon à volume limité (81%). Au delà de $z = 0.1$, la majorité des SNeIa (65%) ont été classifiées à partir d'un spectre obtenu avec un autre instrument, permettant une plus grande profondeur.

En se focalisant à présent sur l'échantillon à volume limité, nous pouvons alors plus clairement étudier la distribution des paramètres des courbes de lumière x_1 et c , sans trop se soucier¹ d'effets de sélection pouvant affecter la dérivation des paramètres cosmologiques (SCOLNIC et KESSLER, 2016).

1. Cette hypothèse est bien évidemment encore à valider par AMENOCHE et al. (in prep.)

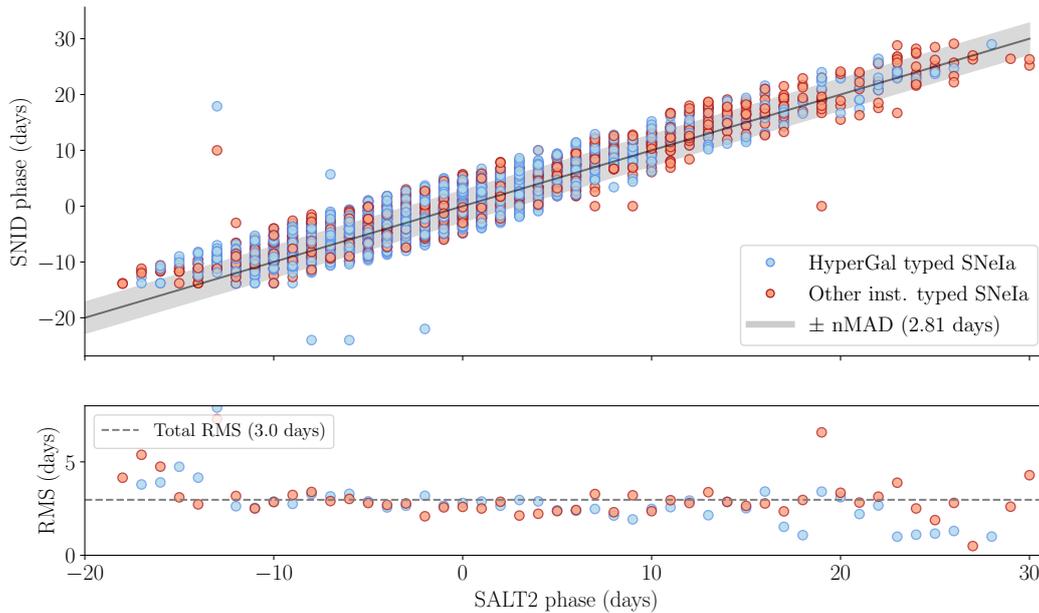


FIGURE 10.11 – *En haut* : corrélation entre les phases SNID et les phases SALT2 du *golden sample* de la DR2 de ZTF. La fonction identité est indiquée en noir et le nMAD comme estimateur de la déviation standard. *En bas* : la RMS par intervalle (1 jour) de phase déterminé avec SALT2, sachant la date d’acquisition spectrale.

En supposant que ce sous-échantillon est effectivement libre de fonction de sélection, alors l’étude des paramètres des courbes de lumière nous offre deux informations importantes. Premièrement, la distribution de ces paramètres permettrait de faire une estimation précise de la fonction de sélection à utiliser pour l’échantillon entier. Dans un second temps, cette étude donne les clés pour étudier la nature de la population de SNeIa, et sonder une potentielle évolution avec le redshift (NICOLAS et al., 2021).

Je présente les corrélations *stretch*/couleur de l’échantillon à volume limité dans la Figure 10.13. Comme précédemment, on distingue les SNeIa classifiées avec la SEDm des autres instruments. On montre ainsi les distributions en *stretch* et en couleur pour le sous-échantillon entier (en gris), et pour les SNeIa classifiées par la SEDm seules (en bleu). Les distributions sont présentées sous forme d’*idéogrammes*, déterminés à partir de la somme des contributions gaussiennes définies par chaque point de donnée et l’erreur associée. Ces idéogrammes permettent ainsi de représenter au mieux la distribution des données en supposant une erreur gaussienne et de façon continue (sans intervalle contrairement à un histogramme classique). Chaque idéogramme est normalisé de sorte que l’intégrale soit unitaire. On peut ainsi clairement voir que la distribution des paramètres des courbes de lumière appartenant aux SNeIa classifiées par la SEDm sont parfaitement représentatifs de l’échantillon dans son ensemble.

Par ailleurs, on peut aussi voir la caractéristique bi-modale de la distribution en *stretch*. Le mode à bas *stretch* compte pour $\approx 25\%$ de la distribution, comme prédit par NICOLAS et al. (2021), dont je présente l’ajustement sur les données en superposition à l’idéogramme.

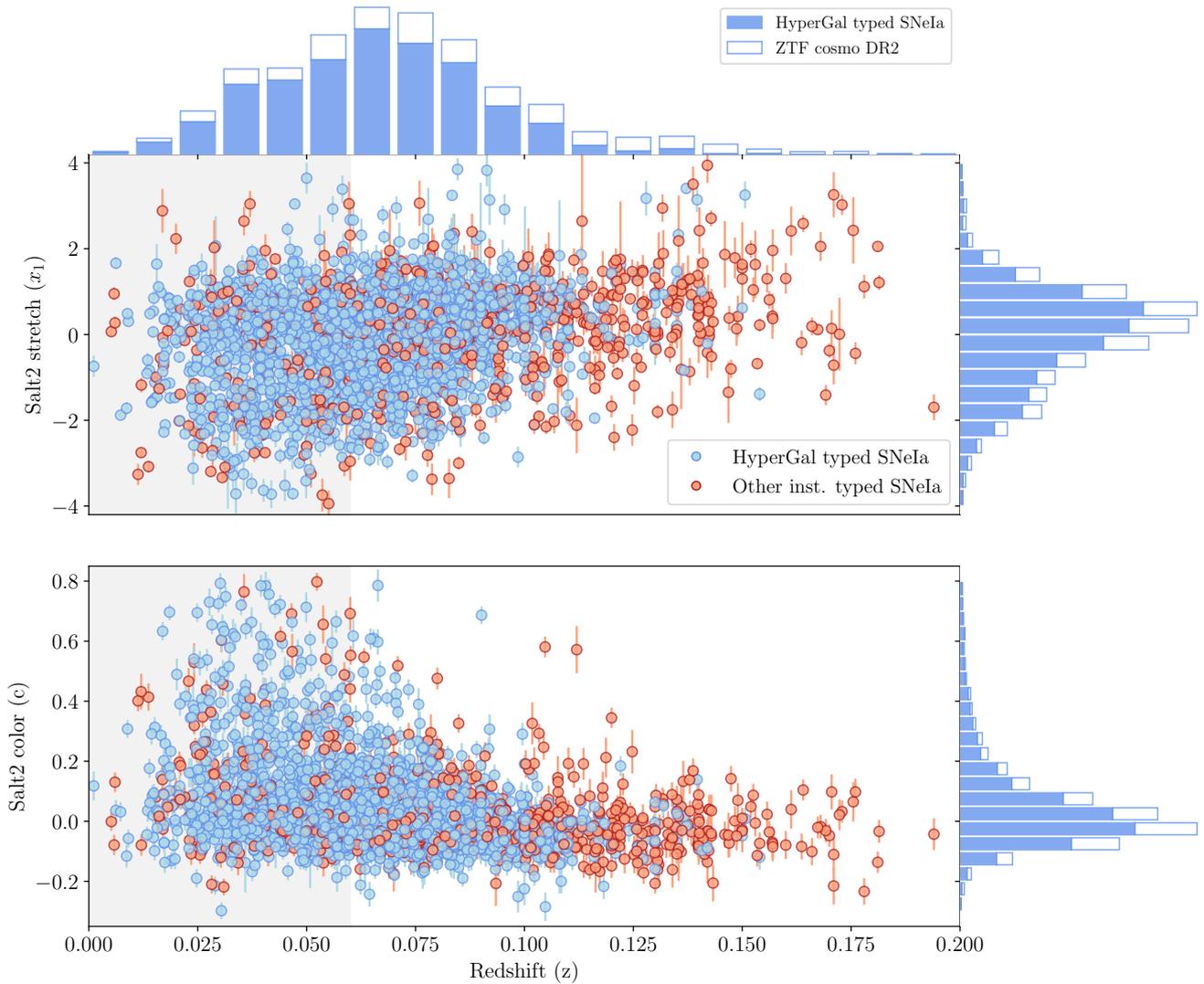


FIGURE 10.12 – Paramètres SALT2 de stretch x_1 (*en bas*) et couleur c (*en haut*) pour la DR2 de ZTF. Seules les SNeIa du *golden sample* sont considérées. La bande grise indique le volume limité à $z < 0.06$. Les points bleus (histogrammes bleus) correspondent aux SNeIa ayant été classifiées suite à une extraction spectrale avec la SEDm. Les points rouges (histogrammes blancs) correspondent aux SNeIa classifiées par un autre instrument. On voit clairement la prédominance de la SEDm jusqu'à un redshift $z \approx 0.1$, au delà duquel la majorité des SNeIa ont été classifiées par un autre spectrographe.

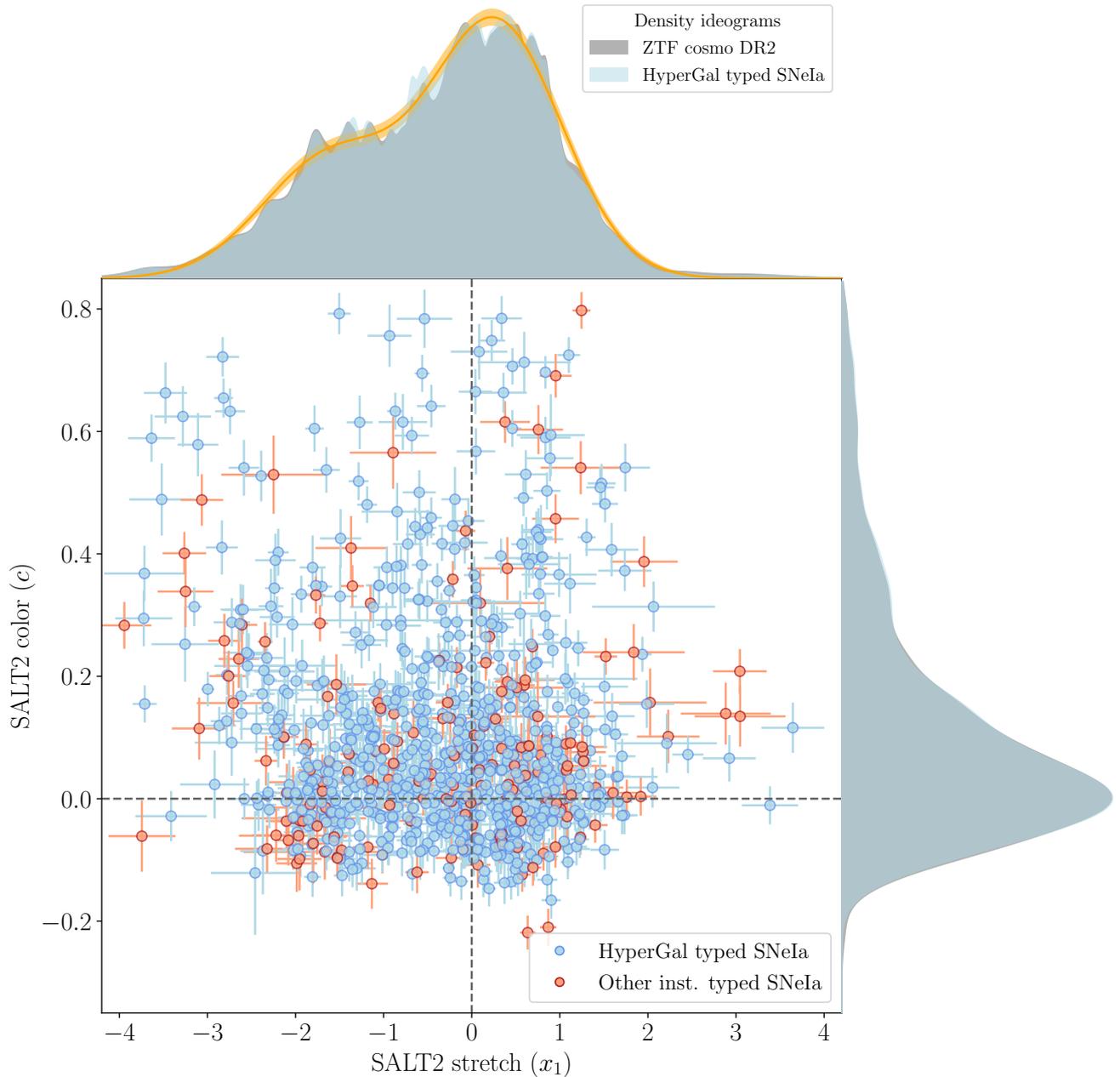


FIGURE 10.13 – Correlation entre les paramètres SALT2 de *stretch* et couleur pour le *golden sample* de la DR2 de ZTF. Ici seules les SNeIa du volume limité à $z < 0.06$ sont considérées. Les points bleus correspondent aux SNeIa ayant été classifiées suite à une extraction spectrale avec la SEDm. Les points rouges correspondent aux SNeIa classifiées par un autre instrument. Les distributions de chaque paramètre sont représentées sous forme d'idéogramme, déterminés à partir de la somme des contributions gaussiennes définies par chaque point de donnée et l'erreur associée. Chaque idéogramme est normalisé de sorte que l'intégrale soit unitaire. Les distributions bleues représentent la contribution de la SEDm et les grises, celles sans distinction d'instrument ayant classifié la SNIa. On voit clairement la capacité de la SEDm à représenter la population de SNeIa dans ce volume limité. La courbe orange correspond au modèle bi-modal redshift dépendant de NICOLAS et al. (2021).

Conclusion

La DR2 de ZTF est composée de près de 3800 SNeIa, dont ~ 2900 remplissent les critères de qualité cosmologique, ce qui correspond au plus large échantillon de SNeIa jamais publié. La vaste majorité de cet échantillon à bas redshift de nouvelle génération proviennent de la SEDm, spectrographe 3D dédié à la classification des SNe. L'utilisation d'HYPERGAL dans cette data release a ainsi contribué à la classification de 65% des SNeIa la composant.

En se concentrant sur la limite en redshift de $z < 0.1$, profondeur à laquelle la SEDm a été conçue, ce sont près de 80% des SNeIa de l'échantillon qui ont été classifiées par HYPERGAL (2015/2510). Cela témoigne clairement du rôle cruciale de la SEDm dans l'utilisation des SNeIa comme sonde cosmologique.

L'étude des paramètres des courbes de lumière et de la distribution en redshifts des SNeIa du *golden sample* de la DR2 permettent de définir un sous-échantillon dans le volume limité $z < 0.06$ complet, libre de toute fonction de sélection, et entièrement réalisé avec le même instrument. Ce volume limité est constitué à 81% (869/1077) de SNeIa observées par la SEDm et classifiées par HYPERGAL.

D'ici la fin de la seconde phase de ZTF (ZTF-II; décembre 2020 - mi-2024), il est attendu que le *golden sample* passe de ≈ 2900 SNeIa à plus de 5000 SNeIa, toutes classifiées spectralement et dans les mêmes proportions qu'actuellement par HYPERGAL, et remplissant les critères de qualité pour la mesure des paramètres cosmologiques.

Conclusion générale

Ce travail de recherche, effectué sur deux années, a permis le développement d'un modélisateur de scène, **HYPERGAL**, afin de répondre à la problématique de contamination des supernovae par leur galaxie hôte.

La première partie de ce manuscrit avait pour but d'introduire le contexte scientifique de cette thèse. J'ai commencé par présenter les supernovae de type Ia, leurs propriétés de sonde cosmologique, leur rôle dans l'étude de l'énergie sombre et les conséquences d'une contamination d'un échantillon par d'autres types de SNe. J'ai par la suite introduit le relevé astronomique ZTF ainsi que l'instrument utilisé, le spectrographe 3D SEDm.

J'ai ensuite détaillé les étapes de conception d'**HYPERGAL**, en introduisant la preuve de concept de cette nouvelle méthode d'extraction de spectres de SNe. Le coeur de ce pipeline repose sur l'utilisation de données photométriques de la galaxie, prises en amont de l'explosion de la SNIa. Grâce à l'utilisation du SED Fitter **CIGALE**, j'ai modélisé localement les propriétés spectrales de la galaxie, permettant de créer un cube 3D, modèle de l'hôte isolé de la source ponctuelle.

Afin de pouvoir projeter ce cube intrinsèque dans l'espace des observations de la SEDm, il a fallu caractériser la réponse impulsionnelle de l'instrument. Avec l'observation de lampes à arc, j'ai déterminé un modèle de réponse impulsionnelle spectrale stationnaire, spatialement uniforme et gaussien. La modélisation de sa chromaticité, par un polynôme quadratique, a permis la projection du cube intrinsèque de la galaxie hôte dans l'espace spectral de la SEDm.

Les supernovae étant des sources ponctuelles, j'ai également caractérisé la réponse impulsionnelle spatiale, nécessaire pour modéliser ces objets. Pour cela, un modèle analytique et empirique de fonction d'étalement de point a été introduit, permettant de modéliser les effets des turbulences atmosphériques sur les images astronomiques ainsi que des effets instrumentaux. Entraîné sur des étoiles standards, ce modèle est décrit par un profil radial asymétrique, possédant deux paramètres de forme, libres, ajustés en fonction des observations. En modélisant les chromaticités intervenant sur ces paramètres et celles causées par la réfraction différentielle atmosphérique, j'ai pu extraire le spectre de plusieurs milliers d'étoiles standards. En les comparant aux spectres spectrophotométriques de référence de calspec, cette étude a permis d'estimer une précision de la calibration en couleur de l'ordre de 3%.

L'association du cube intrinsèque de la galaxie hôte et de la réponse impulsionnelle de la SEDm a finalement permis la conception du modélisateur de scène **HYPERGAL**, permettant d'extraire séparément chaque composante de la scène. Une méthode de classification automatique est également implémentée dans le pipeline, en utilisant le classifieur de SNe **SNID**. Entièrement automatisé, **HYPERGAL** est optimisé avec **DASK**, librairie de calculs parallèles qui commence à se faire une place dans les analyses scientifiques lourdes. L'apprentissage de cet outil a permis de drastiquement diminuer les temps de calcul, passant de plusieurs heures en calcul linéaire à seulement une quinzaine de minutes, de la

requête des données à l'obtention de tous les résultats et figures de vérification. HYPERGAL peut ainsi être utilisé aussi bien localement que sur un cluster distribué.

Afin d'explorer les capacités du pipeline, j'ai conçu un jeu de 5000 simulations, basées sur l'observation de galaxies sans supernova avec la SEDm. Les deux paramètres d'exploration de ces simulations sont la distance entre la SN et le centre de la galaxie hôte et le contraste c , traçant l'intensité de la SN étudiée par rapport à celui de son environnement. J'ai extrait les SNe simulées avec HYPERGAL ainsi qu'avec une méthode d'extraction de référence, celle utilisée préalablement par la collaboration sans modélisation hyperspectrale de la galaxie. L'extraction de spectre avec HYPERGAL montre l'absence de corrélation entre la précision de l'extraction et la distance SN-galaxie, nous permettant d'affirmer la capacité de cette méthode à lever cette contamination. En étudiant la distribution du contraste des observations réelles faites avec la SEDm, j'ai également pu voir qu'HYPERGAL permettrait une classification correcte de 95% des SNeIa. Au delà d'un contraste $c \sim 0.2$ (ce qui représente plus de 90% des observations), ce sont près de 99% des SNeIa qui sont correctement classifiées avec moins de 2% de faux positifs, témoignant de la confiance que l'on peut accorder à cette méthode d'extraction de spectre. En comparaison avec la méthode de référence, HYPERGAL permet de classifier correctement près de 20% de SNeIa supplémentaires entre $0.1 < c < 0.6$ (représentant 50% des conditions d'observation), avec seulement $\sim 4\%$ de faux positifs dans cet intervalle de contraste contre $\sim 8\%$ pour l'autre méthode. Les analyses relatives entre HYPERGAL et la méthode de référence sont toutefois à prendre avec légèreté, étant donné que je n'ai pas pris en compte la distribution des distances SN-galaxies dans les données réelles. Bien qu'HYPERGAL ne semble pas y être sensible, cela n'est pas vrai pour la méthode de référence jusqu'à $\sim 4''$ du coeur de la galaxie.

Enfin, j'achève ce travail de recherche avec la présentation de la *data release 2* du groupe *Type Ia Supernovae & Cosmology*. Devant les améliorations significatives d'extraction apportées par HYPERGAL, il a été convenu que le spectre de chaque SN observée avec la SEDm soit extrait avec la nouvelle méthode présentée dans cette thèse. L'échantillon de SNeIa de cette DR2 est composé de 3792 SNeIa, toutes classifiées spectralement, et 65% d'entre elles l'ont été grâce à HYPERGAL. En appliquant certains critères de qualité pour définir un *golden sample* de 2905 SNeIa (utilisé prochainement pour l'estimation de paramètres cosmologiques), la contribution de la SEDm et d'HYPERGAL reste de 65%. Finalement, il a été montré qu'une coupure à un redshift $z < 0.06$ permettrait de définir un sous-échantillon exempt de toute fonction de sélection. Dans ce volume limité de 1077 SNeIa, 81% d'entre elles ont été observées par la SEDm et classifiées par HYPERGAL, illustrant la place majeure qu'occupe la SEDm combinée à ce nouveau modélisateur de scène dans cette *data release*.

Bibliographie

- ABDURRO'UF, LIN Y.-T., WU P.-F. et AKIYAMA M. 2021, « Introducing piXedfit : A Spectral Energy Distribution Fitting Code Designed for Resolved Sources », *The Astrophysical Journal, Supplement*, 254, 15 ↑ [Section 5.2.2](#)
- ACQUAVIVA V., GAWISER E. et GUAITA L. 2011, « Spectral Energy Distribution Fitting with Markov Chain Monte Carlo : Methodology and Application to $z = 3.1$ Ly α -emitting Galaxies », *The Astrophysical Journal*, 737, 47 ↑ [Section 5.2.2](#)
- ALDERING G., ADAM G., ANTILOGUS P. et al. 2002, « Overview of the Nearby Supernova Factory », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4836, *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries*, ed. J. A. Tyson & S. Wolff, 61–72 ↑ [Section 2.2.2](#)
- ALLINGTON-SMITH J. R., CONTENT R., HAYNES R. et LEWIS I. J. 1997, « Integral field spectroscopy with the Gemini Multiobject Spectrographs », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 2871, *Optical Telescopes of Today and Tomorrow*, ed. A. L. Ardeberg, 1284–1294 ↑ [Section 4.1.1](#)
- ALLINGTON-SMITH J. et CONTENT R. 1998, « Sampling and Background Subtraction in Fiber-Lenslet Integral Field Spectrographs », Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 110, 1216 ↑ [Section 4.1](#)
- ARNOUITS S. et ILBERT O. 2011, « LePHARE : Photometric Analysis for Redshift Estimate », Astrophysics Source Code Library, record ascl :1108.009 ↑ [Section 5.2.2](#)
- BACON R., ADAM G., BARANNE A. et al. 1995, « 3D spectrography at high spatial resolution. I. Concept and realization of the integral field spectrograph TIGER. », *Astronomy & Astrophysics, Supplement*, 113, 347 ↑ [Section 4.1.1](#)
- BACON R., COPIN Y., MONNET G. et al. 2001, « The SAURON project - I. The panoramic integral-field spectrograph », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 326, 23 ↑ [Section 4.1.1](#)
- BARBARY K. 2016, « SEP : Source Extractor as a library », *Journal of Open Source Software*, 1, 58 ↑ [Section 4.2.1](#), ↑ [Section 8.2.1](#)
- BARDEN S. C. et WADE R. A. 1988, « DensePak and spectral imaging with fiber optics. », dans Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 3, *Fiber Optics in Astronomy*, ed. S. C. Barden, 113–124 ↑ [Section 4.1.1](#)
- BATTISTI A. J., CALZETTI D. et CHARY R. R. 2016, « Characterizing Dust Attenuation in Local Star-forming Galaxies : UV and Optical Reddening », *The Astrophysical Journal*, 818, 13 ↑ [Section 6.2.3.4](#)

- BATTISTI A. J., DA CUNHA E., GRASHA K. et al. 2019, « MAGPHYS+photo-z : Constraining the Physical Properties of Galaxies with Unknown Redshifts », *The Astrophysical Journal*, 882, 61 ↑ Section 6.2.3.4
- BELLM E. C., KULKARNI S. R., BARLOW T. et al. 2019a, « The Zwicky Transient Facility : Surveys and Scheduler », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 131, 068003 ↑ Section 3.1.2
- BELLM E. C., KULKARNI S. R., GRAHAM M. J. et al. 2019b, « The Zwicky Transient Facility : System Overview, Performance, and First Results », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 131, 018002 ↑ Section 2.3.2, ↑ Section 3.1.1, ↑ Section 3.2.1, ↑ Section 3.4a, ↑ Section 3.6
- BENNETT C. L., HALPERN M., HINSHAW G. et al. 1997, « The Microwave Anisotropy Probe (MAP) Mission », dans American Astronomical Society Meeting Abstracts, Vol. 191, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 87.01 ↑ Section 1.2.1
- BENNETT C. L., LARSON D., WEILAND J. L. et al. 2013, « Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Final Maps and Results », *The Astrophysical Journal, Supplement*, 208, 20 ↑ Section 1.8
- BERTIN E. et ARNOUITS S. 1996, « SExtractor : Software for source extraction. », *Astronomy & Astrophysics, Supplement*, 117, 393 ↑ Section 4.2.1, ↑ Section 8.2.1
- BETOULE M., KESSLER R., GUY J. et al. 2014, « Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples », *Astronomy and Astrophysics*, 568, A22 ↑ Section 1.6, ↑ Section 1.7, ↑ Section 1.8, ↑ Section 2.2.4.1, ↑ Section 2.2.4.2, ↑ Section 2.3.1, ↑ Section 2.3.1, ↑ Section 9.1.4.1
- BIRCH K. P. et DOWNS M. J. 1993, « An Updated Edlén Equation for the Refractive Index of Air », *Metrologia*, 30, 155 ↑ Section 7.3.2
- BIRCH K. P. et DOWNS M. J. 1994, « LETTER TO THE EDITOR : Correction to the Updated Edlén Equation for the Refractive Index of Air », *Metrologia*, 31, 315 ↑ Section 7.3.2
- BLAGORODNOVA N., NEILL J. D., WALTERS R. et al. 2018, « The SED Machine : A Robotic Spectrograph for Fast Transient Classification », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 130, 035003 ↑ Section (document), ↑ Section 3.1.1, ↑ Section 4.1.2, ↑ Section 4.2, ↑ Section 4.1.2, ↑ Section 4.1, ↑ Section 4.5, ↑ Section 6.2.2, ↑ Section 7.1.2, ↑ Section 7.6, ↑ Section 8.1.4, ↑ Section 9.1.4.2, ↑ Section 9.12
- BLONDIN S. et TONRY J. L. 2007, « Determining the Type, Redshift, and Age of a Supernova Spectrum », *The Astrophysical Journal*, 666, 1024 ↑ Section 4.4, ↑ Section 9.1.3, ↑ Section 9.2.1
- BOHLIN R. C., GORDON K. D. et TREMBLAY P. E. 2014, « Techniques and Review of Absolute Flux Calibration from the Ultraviolet to the Mid-Infrared », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 126, 711 ↑ Section (a)

- BONGARD S., SOULEZ F., THIÉBAUT E. et PECONTAL E. 2011, « 3D deconvolution of hyper-spectral astronomical data », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 418, 258 ↑ Section 5.1.1
- BOQUIEN M., BURGARELLA D., ROEHLLY Y. et al. 2019, « CIGALE : a python Code Investigating GALaxy Emission », *Astronomy and Astrophysics*, 622, A103 ↑ Section 5.2.2, ↑ Section 6.2.1, ↑ Section 6.2.4
- BOWEN I. S. 1938, « The Image-Slicer a Device for Reducing Loss of Light at Slit of Stellar Spectrograph. », *The Astrophysical Journal*, 88, 113 ↑ Section 4.1.1
- BRIDAY M., RIGAULT M., GRAZIANI R. et al. 2022, « Accuracy of environmental tracers and consequences for determining the Type Ia supernova magnitude step », *Astronomy and Astrophysics*, 657, A22 ↑ Section 5.2.2
- BRUZUAL G. et CHARLOT S. 2003a, « Stellar population synthesis at the resolution of 2003 », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 344, 1000 ↑ Section 5.2.1
- BRUZUAL G. et CHARLOT S. 2003b, « Stellar population synthesis at the resolution of 2003 », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 344, 1000 ↑ Section 6.2.3.2, ↑ Section 6.2, ↑ Section 6.3.2, ↑ Section 7.1.2
- BUAT V., BOQUIEN M., MALEK K. et al. 2018, « Dust attenuation and H α emission in a sample of galaxies observed with Herschel at $0.6 < z < 1.6$ », *Astronomy and Astrophysics*, 619, A135 ↑ Section 6.2.3.4, ↑ Section 6.2
- BURGARELLA D., BUAT V. et IGLESIAS-PÁRAMO J. 2005, « Star formation and dust attenuation properties in galaxies from a statistical ultraviolet-to-far-infrared analysis », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 360, 1413 ↑ Section 5.2.2, ↑ Section 6.2.1
- BUTON C. 2009, « Étalonage spectro-photométrique du SuperNova Integral Field Spectrograph dans le cadre du projet the Nearby Supernova Factory », Theses, Université Claude Bernard - Lyon I, ↑ Section 4.3.2, ↑ Section 7.2.1, ↑ Section 7.2.2.3
- BUTON C., COPIN Y., ALDERING G. et al. 2013, « Atmospheric extinction properties above Mauna Kea from the Nearby SuperNova Factory spectro-photometric data set », *Astronomy and Astrophysics*, 549, A8 ↑ Section 4.3.2, ↑ Section 4.3.3, ↑ Section 7.19
- CALZETTI D., ARMUS L., BOHLIN R. C. et al. 2000, « The Dust Content and Opacity of Actively Star-forming Galaxies », *The Astrophysical Journal*, 533, 682 ↑ Section 5.2.1
- CALZETTI D., KINNEY A. L. et STORCHI-BERGMANN T. 1994, « Dust Extinction of the Stellar Continua in Starburst Galaxies : The Ultraviolet and Optical Extinction Law », *The Astrophysical Journal*, 429, 582 ↑ Section 5.2.1
- CAPPELLARI M., EMSELLEM E., KRAJNOVIĆ D. et al. 2011, « The ATLAS^{3D} project - I. A volume-limited sample of 260 nearby early-type galaxies : science goals and selection criteria », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 413, 813 ↑ Section 4.1.1

- CARNALL A. C., MCLURE R. J., DUNLOP J. S. et al. 2019, « The VANDELS survey : the star-formation histories of massive quiescent galaxies at $1.0 < z < 1.3$ », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 490, 417 ↑ Section 5.2.2
- CARNALL A. C., MCLURE R. J., DUNLOP J. S. et DAVÉ R. 2018, « Inferring the star formation histories of massive quiescent galaxies with BAGPIPES : evidence for multiple quenching mechanisms », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 480, 4379 ↑ Section 5.2.2
- CASEY C. M. 2012, « Far-infrared spectral energy distribution fitting for galaxies near and far », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 425, 3094 ↑ Section 5.2.1
- CHABRIER G. 2003, « Galactic Stellar and Substellar Initial Mass Function », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 115, 763 ↑ Section 6.2.3.2, ↑ Section 6.2
- CHAMBERS K. C., MAGNIER E. A., METCALFE N. et al. 2016a, « The Pan-STARRS1 Surveys », *arXiv e-prints*, arXiv:1612.05560 ↑ Section 2.3.2, ↑ Section 6.1.1, ↑ Section 6.1
- CHAMBERS K. C., MAGNIER E. A., METCALFE N. et al. 2016b, « The Pan-STARRS1 Surveys », *arXiv e-prints*, arXiv:1612.05560 ↑ Section 4.5, ↑ Section 5.1.2, ↑ Section 6.1, ↑ Section 6.1.2
- CHANDRASEKHAR S. 1931, « The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs », *The Astrophysical Journal*, 74, 81 ↑ Section 2.1.2
- CHARLOT S. et FALL S. M. 2000, « A Simple Model for the Absorption of Starlight by Dust in Galaxies », *The Astrophysical Journal*, 539, 718 ↑ Section 6.2.3.4, ↑ Section 6.2
- CHARY R. et ELBAZ D. 2001, « Interpreting the Cosmic Infrared Background : Constraints on the Evolution of the Dust-enshrouded Star Formation Rate », *The Astrophysical Journal*, 556, 562 ↑ Section 5.2.1
- CHEN H.-Y., HASTER C.-J., VITALE S., FARR W. M. et ISI M. 2022, « A standard siren cosmological measurement from the potential GW190521 electromagnetic counterpart ZTF19abanrhr », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 513, 2152 ↑ Section 3.1.2
- CHEVALLARD J. et CHARLOT S. 2016, « Modelling and interpreting spectral energy distributions of galaxies with BEAGLE », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 462, 1415 ↑ Section 5.2.2, ↑ Section 5.2.2
- CHEVALLARD J., CURTIS-LAKE E., CHARLOT S. et al. 2019, « Simulating and interpreting deep observations in the Hubble Ultra Deep Field with the JWST/NIRSpec low-resolution ‘prism’ », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 483, 2621 ↑ Section 6.2.3.4
- CHEVALLIER M. et POLARSKI D. 2001, « Accelerating Universes with Scaling Dark Matter », *International Journal of Modern Physics D*, 10, 213 ↑ Section 1.2.4

- CONROY C. 2013, « Modeling the Panchromatic Spectral Energy Distributions of Galaxies », *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 51, 393 ↑ Section 5.2.2
- CONTENT R. 1997, « New design for integral field spectroscopy with 8-m telescopes », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 2871, *Optical Telescopes of Today and Tomorrow*, ed. A. L. Ardeberg, 1295–1305 ↑ Section 4.1.1
- DA CUNHA E., CHARLOT S. et ELBAZ D. 2008, « A simple model to interpret the ultraviolet, optical and infrared emission from galaxies », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 388, 1595 ↑ Section 5.2.2, ↑ Section 6.2.3.4
- DALE D. A., HELOU G., MAGDIS G. E. et al. 2014, « A Two-parameter Model for the Infrared/Submillimeter/Radio Spectral Energy Distributions of Galaxies and Active Galactic Nuclei », *The Astrophysical Journal*, 784, 83 ↑ Section 5.2.1, ↑ Section 6.2.3.5, ↑ Section 6.2
- DASK DEVELOPMENT TEAM. 2016, Dask : Library for dynamic task scheduling ↑ Section 8.2.2
- DE JAEGER T., GALBANY L., GONZÁLEZ-GAITÁN S. et al. 2020, « Studying Type II supernovae as cosmological standard candles using the Dark Energy Survey », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 495, 4860 ↑ Section 1
- DEKANY R., SMITH R. M., RIDDLE R. et al. 2020, « The Zwicky Transient Facility : Observing System », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 132, 038001 ↑ Section 3.4b, ↑ Section 3.5
- DEMBINSKI H., ONGMONGKOLKUL P., DEIL C. et al. 2020, « scikit-hep/iminuit : v1.5.4 » ↑ Section 8.1.4
- DHAWAN S., GOOBAR A., SMITH M. et al. 2022, « The Zwicky Transient Facility Type Ia supernova survey : first data release and results », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 510, 2228 ↑ Section 3.3, ↑ Section 9.1.4.1
- DRAINE B. T. et LI A. 2007, « Infrared Emission from Interstellar Dust. IV. The Silicate-Graphite-PAH Model in the Post-Spitzer Era », *The Astrophysical Journal*, 657, 810 ↑ Section 5.2.1
- DUEV D. A., MAHABAL A., MASCI F. J. et al. 2019, « Real-bogus classification for the Zwicky Transient Facility using deep learning », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 489, 3582 ↑ Section 8.2.2
- DUEV D. A. et VAN DER WALT S. J. 2021, « Phenomenological classification of the Zwicky Transient Facility astronomical event alerts », *arXiv e-prints*, arXiv:2111.12142 ↑ Section 8.2.2
- EDLÉN B. 1966, « The Refractive Index of Air », *Metrologia*, 2, 71 ↑ Section 7.3.2
- EINSTEIN A. 1915a, « Die Feldgleichungen der Gravitation », *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, 844 ↑ Section 1.1.1

- EINSTEIN A. 1915b, « Zur allgemeinen Relativitätstheorie », *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, 778 ↑ [Section 1.1.1](#)
- EINSTEIN A. 1915c, « Zur allgemeinen Relativitätstheorie (Nachtrag) », *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, 799 ↑ [Section 1.1.1](#)
- EISENSTEIN D. J., ZEHAVI I., HOGG D. W. et al. 2005, « Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies », *The Astrophysical Journal*, 633, 560 ↑ [Section 1.2.2](#), ↑ [Section 1.5](#)
- ELIAS J. H., MATTHEWS K., NEUGEBAUER G. et PERSSON S. E. 1985, « Type I supernovae in the infrared and their use as distance indicators. », *The Astrophysical Journal*, 296, 379 ↑ [Section 2.1.1](#)
- FERLAND G. J., PORTER R. L., VAN HOOF P. A. M. et al. 2013, « The 2013 Release of Cloudy », *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 49, 137 ↑ [Section 6.2.3.3](#)
- FIOC M. et ROCCA-VOLMERANGE B. 1997, « PEGASE : a UV to NIR spectral evolution model of galaxies. Application to the calibration of bright galaxy counts. », *Astronomy and Astrophysics*, 326, 950 ↑ [Section 5.2.1](#)
- FIXSEN D. J. 2009, « The Temperature of the Cosmic Microwave Background », *The Astrophysical Journal*, 707, 916 ↑ [Section 1.2.1](#)
- FLEWELLING H. A., MAGNIER E. A., CHAMBERS K. C. et al. 2020, « The Pan-STARRS1 Database and Data Products », *The Astrophysical Journal, Supplement*, 251, 7 ↑ [Section 6.1](#), ↑ [Section 6.1.2](#)
- FREMLING C., MILLER A. A., SHARMA Y. et al. 2020, « The Zwicky Transient Facility Bright Transient Survey. I. Spectroscopic Classification and the Redshift Completeness of Local Galaxy Catalogs », *The Astrophysical Journal*, 895, 32 ↑ [Section 3.3](#), ↑ [Section 4.5](#), ↑ [Section 4.6](#), ↑ [Section 9.1.4.1](#), ↑ [Section 10.2.1](#), ↑ [Section 10.3](#)
- FRIED D. L. 1966, « Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures », *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 56, 1372 ↑ [Section 7.2.1](#)
- FRIEDMANN A. 1922, « Über die Krümmung des Raumes », *Zeitschrift für Physik*, 10, 377 ↑ [Section 1.1.3](#), ↑ [Section 1.1.5](#)
- FUKUGITA M., ICHIKAWA T., GUNN J. E. et al. 1996, « The Sloan Digital Sky Survey Photometric System », *The Astronomical Journal*, 111, 1748 ↑ [Section 6.1.1](#)
- GILLIES S. et al. 2007, « Shapely : manipulation and analysis of geometric objects » ↑ [Section 8.1.2](#)
- GRAHAM M. J., KULKARNI S. R., BELLM E. C. et al. 2019, « The Zwicky Transient Facility : Science Objectives », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 131, 078001 ↑ [Section 2.3.2](#), ↑ [Section 3.1.1](#), ↑ [Section 3.1.2](#)

- GUTIÉRREZ C. P., ANDERSON J. P., HAMUY M. et al. 2017, « Type II Supernova Spectral Diversity. I. Observations, Sample Characterization, and Spectral Line Evolution », *The Astrophysical Journal*, 850, 89 ↑ Section 4.4
- GUY J., ASTIER P., BAUMONT S. et al. 2007, « SALT2 : using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators », *Astronomy and Astrophysics*, 466, 11 ↑ Section 2.2.4.2, ↑ Section 9.1.4.1
- GUY J., ASTIER P., NOBILI S., REGNAULT N. et PAIN R. 2005, « SALT : a spectral adaptive light curve template for type Ia supernovae », *Astronomy and Astrophysics*, 443, 781 ↑ Section 2.2.4.2, ↑ Section 9.1.4.1
- GUY J., SULLIVAN M., CONLEY A. et al. 2010, « The Supernova Legacy Survey 3-year sample : Type Ia supernovae photometric distances and cosmological constraints », *Astronomy and Astrophysics*, 523, A7 ↑ Section 9.1.4.1
- HAMUY M., PHILLIPS M. M., MAZA J. et al. 1995, « A Hubble Diagram of Distant Type Ia Supernovae », *The Astronomical Journal*, 109, 1 ↑ Section 2.2.1
- HAMUY M., PHILLIPS M. M., SUNTZEFF N. B. et al. 1996, « The Absolute Luminosities of the Calan/Tololo Type IA Supernovae », *The Astronomical Journal*, 112, 2391 ↑ Section 2.2.3, ↑ Section 2.2.4.1
- HAYES D. S. et LATHAM D. W. 1975, « A rediscussion of the atmospheric extinction and the absolute spectral-energy distribution of Vega. », *The Astrophysical Journal*, 197, 593 ↑ Section 4.3.3, ↑ Section 7.4.1
- HEGER A., FRYER C. L., WOOSLEY S. E., LANGER N. et HARTMANN D. H. 2003, « How Massive Single Stars End Their Life », *The Astrophysical Journal*, 591, 288 ↑ Section 2.1.2
- HICKEN M., CHALLIS P., JHA S. et al. 2009, « CfA3 : 185 Type Ia Supernova Light Curves from the CfA », *The Astrophysical Journal*, 700, 331 ↑ Section 2.2.4.1
- HINKLE K. H., WALLACE L. et LIVINGSTON W. 2003, « Atmospheric Transmission Above Kitt Peak, 0.5 to 5.5 microns », dans American Astronomical Society Meeting Abstracts, Vol. 203, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 38.03 ↑ Section 4.3.3, ↑ Section 7.4.1, ↑ Section 7.20
- HODAPP K. W., KAISER N., AUSSEL H. et al. 2004a, « Design of the Pan-STARRS telescopes », *Astronomische Nachrichten*, 325, 636 ↑ Section 6.1.1
- HODAPP K. W., LAUX U., SIEGMUND W. A. et KAISER N. 2004b, « Optical design of the Pan-STARRS telescopes », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5249, *Optical Design and Engineering*, ed. L. Mazuray, P. J. Rogers, & R. Wartmann, 165–174 ↑ Section 6.1.1
- HODAPP K. W., SIEGMUND W. A., KAISER N. et al. 2004c, « Optical design of the Pan-STARRS telescopes », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5489, *Ground-based Telescopes*, ed. J. Oschmann, Jacobus M., 667–678 ↑ Section 6.1.1

- HOWELL D. A., SULLIVAN M., PERRETT K. et al. 2005, « Gemini Spectroscopy of Supernovae from the Supernova Legacy Survey : Improving High-Redshift Supernova Selection and Classification », *The Astrophysical Journal*, 634, 1190 ↑ Section 4.4
- HOYLE F. et FOWLER W. A. 1960, « Nucleosynthesis in Supernovae. », *The Astrophysical Journal*, 132, 565 ↑ Section 2.1.2
- HUBBLE E. 1929, « A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae », *Proceedings of the National Academy of Science*, 15, 168 ↑ Section 1.1.4.2, ↑ Section 1.3
- HUBER P. J. 1964, « Robust Estimation of a Location Parameter », *The Annals of Mathematical Statistics*, 35, 73 ↑ Section 8.1.5
- INOUE A. K. 2011, « Rest-frame ultraviolet-to-optical spectral characteristics of extremely metal-poor and metal-free galaxies », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 415, 2920 ↑ Section 6.2.3.3
- JAMES F. et ROOS M. 1975, « Minuit : A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations », *Comput. Phys. Commun.*, 10, 343 ↑ Section 8.1.4
- JOHNSON B. D., LEJA J., CONROY C. et SPEAGLE J. S. 2021, « Stellar Population Inference with Prospector », *The Astrophysical Journal, Supplement*, 254, 22 ↑ Section 5.2.2
- JONES D. O., RODNEY S. A., RIESS A. G. et al. 2013, « The Discovery of the Most Distant Known Type Ia Supernova at Redshift 1.914 », *The Astrophysical Journal*, 768, 166 ↑ Section 2.3.2
- JONES D. O., SCOLNIC D. M., RIESS A. G. et al. 2017, « Measuring the Properties of Dark Energy with Photometrically Classified Pan-STARRS Supernovae. I. Systematic Uncertainty from Core-collapse Supernova Contamination », *The Astrophysical Journal*, 843, 6 ↑ Section 2.3.2, ↑ Section 3.3
- JONES D. O., SCOLNIC D. M., RIESS A. G. et al. 2018, « Measuring Dark Energy Properties with Photometrically Classified Pan-STARRS Supernovae. II. Cosmological Parameters », *The Astrophysical Journal*, 857, 51 ↑ Section 2.3.2
- JORDAHL K., DEN BOSSCHE J. V., FLEISCHMANN M. et al. 2020, « geopandas/geopandas : v0.8.1 » ↑ Section 8.1.2
- KAISER N., AUSSEL H., BURKE B. E. et al. 2002, « Pan-STARRS : A Large Synoptic Survey Telescope Array », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4836, *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries*, ed. J. A. Tyson & S. Wolff, 154–164 ↑ Section 6.1
- KAISER N., BURGETT W., CHAMBERS K. et al. 2010, « The Pan-STARRS wide-field optical/NIR imaging survey », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7733, *Ground-based and Airborne Telescopes III*, ed. L. M. Stepp, R. Gilmozzi, & H. J. Hall, 77330E ↑ Section 6.1

- KASLIWAL M. M., CANNELLA C., BAGDASARYAN A. et al. 2019, « The GROWTH Marshal : A Dynamic Science Portal for Time-domain Astronomy », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 131, 038003 ↑ Section 8.2.2
- KAUFFMANN G., HECKMAN T. M., WHITE S. D. M. et al. 2003, « Stellar masses and star formation histories for 10^5 galaxies from the Sloan Digital Sky Survey », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 341, 33 ↑ Section 5.2.2
- KIM Y. L., RIGAUULT M., NEILL J. D. et al. 2022, « New Modules for the SEDMachine to Remove Contaminations from Cosmic Rays and Non-target Light : BYECCR and CONTSEP », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 134, 024505 ↑ Section 4.5, ↑ Section 4.5, ↑ Section 8.1.1
- KING I. R. 1971, « The Profile of a Star Image », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 83, 199 ↑ Section 7.2.1
- KOLEVA M., PRUGNIEL P., BOUCHARD A. et WU Y. 2009, « ULySS : a full spectrum fitting package », *Astronomy and Astrophysics*, 501, 1269 ↑ Section 5.2.2
- KOLMOGOROV A. 1941, « The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds' Numbers », *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 30, 301 ↑ Section 7.2, ↑ Section 7.2.1
- LANTZ B., ALDERING G., ANTILOGUS P. et al. 2004, « SNIFS : a wideband integral field spectrograph with microlens arrays », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5249, *Optical Design and Engineering*, ed. L. Mazuray, P. J. Rogers, & R. Wartmann, 146–155 ↑ Section 2.2.2, ↑ Section 4.1.1
- LAURENT P., LE GOFF J.-M., BURTIN E. et al. 2016, « A $14 \text{ h}^{-3} \text{ Gpc}^3$ study of cosmic homogeneity using BOSS DR12 quasar sample », *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2016, 060 ↑ Section 1.1
- LAW N. M., KULKARNI S. R., DEKANY R. G. et al. 2009, « The Palomar Transient Factory : System Overview, Performance, and First Results », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 121, 1395 ↑ Section 3.1.1
- LEAVITT H. S. 1908, « 1777 variables in the Magellanic Clouds », *Annals of Harvard College Observatory*, 60, 87 ↑ Section 2.2.1
- LEAVITT H. S. et PICKERING E. C. 1912, « Periods of 25 Variable Stars in the Small Magellanic Cloud. », *Harvard College Observatory Circular*, 173, 1 ↑ Section 2.2.1
- LEJA J., JOHNSON B. D., CONROY C., VAN DOKKUM P. G. et BYLER N. 2017, « Deriving Physical Properties from Broadband Photometry with Prospector : Description of the Model and a Demonstration of its Accuracy Using 129 Galaxies in the Local Universe », *The Astrophysical Journal*, 837, 170 ↑ Section 5.2.1
- LEMAÎTRE G. 1927, « Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques », *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, 47, 49 ↑ Section 1.1.2, ↑ Section 1.1.4.2

- LEMAÎTRE G. 1933, « L'Univers en expansion », *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, **53**, 51 ↑ [Section 1.1.3](#)
- LEZMY J., COPIN Y., RIGAULT M., SMITH M. et NEILL J. D. 2022, « HyperGal : Hyperspectral scene modeling for supernova typing with the SED Machine integral field spectrograph », *Astronomy and Astrophysics*, **668**, A43
- LINDER E. V. 2003, « Exploring the Expansion History of the Universe », *Physical Review Letters*, **90**, 091301 ↑ [Section 1.2.4](#)
- LIU Y. et MODJAZ M. 2014, « SuperNova IDentification spectral templates of 70 stripped-envelope core-collapse supernovae », *arXiv e-prints*, [arXiv:1405.1437](#) ↑ [Section 4.4](#)
- LIU Y.-Q., MODJAZ M. et BIANCO F. B. 2017, « Analyzing the Largest Spectroscopic Data Set of Hydrogen-poor Super-luminous Supernovae », *The Astrophysical Journal*, **845**, 85 ↑ [Section 4.4](#)
- LIU Y.-Q., MODJAZ M., BIANCO F. B. et GRAUR O. 2016, « Analyzing the Largest Spectroscopic Data Set of Stripped Supernovae to Improve Their Identifications and Constrain Their Progenitors », *The Astrophysical Journal*, **827**, 90 ↑ [Section 4.4](#)
- LO FARO B., BUAT V., ROEHLLY Y. et al. 2017, « Characterizing the UV-to-NIR shape of the dust attenuation curve of IR luminous galaxies up to $z \sim 2$ », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **472**, 1372 ↑ [Section 6.2.3.4](#)
- LSST SCIENCE COLLABORATION, ABELL P. A., ALLISON J. et al. 2009, « LSST Science Book, Version 2.0 », *arXiv e-prints*, [arXiv:0912.0201](#) ↑ [Section 2.3.2](#), ↑ [Section 3.2.2](#)
- MALEK K., BUAT V., ROEHLLY Y. et al. 2018, « HELP : modelling the spectral energy distributions of Herschel detected galaxies in the ELAIS N1 field », *Astronomy and Astrophysics*, **620**, A50 ↑ [Section 6.2.3.1](#), ↑ [Section 6.2.3.4](#)
- MARASTON C. 2005, « Evolutionary population synthesis : models, analysis of the ingredients and application to high-z galaxies », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **362**, 799 ↑ [Section 5.2.1](#)
- MASCI F. J., LAHER R. R., RUSHOLME B. et al. 2019, « The Zwicky Transient Facility : Data Processing, Products, and Archive », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **131**, 018003 ↑ [Section 3.2.2](#)
- MATHER J. C. 1982, « The Cosmic Background Explorer (COBE). », *Optical Engineering*, **21**, 769 ↑ [Section 1.2.1](#)
- MAZA J., HAMUY M., SUNTZEFF N. B., PHILLIPS M. M. et AVILES R. 1993, « The Calan/Tololo Supernova Search », dans *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 183, American Astronomical Society Meeting Abstracts, **31.06** ↑ [Section 2.2.4.1](#)
- MCGREGOR P. J., HART J., CONROY P. G. et al. 2003, « Gemini near-infrared integral field spectrograph (NIFS) », dans *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4841, *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, **1581–1591** ↑ [Section 4.1.1](#)

- MINKOWSKI R. 1941, « Spectra of Supernovae », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **53**, 224 ↑ [Section 2.1.1](#)
- MINKOWSKI R. L. et ABELL G. O. 1963, dans *Basic Astronomical Data : Stars and Stellar Systems*, ed. K. A. Strand, 481 ↑ [Section 3.2.1](#)
- MODJAZ M., LIU Y. Q., BIANCO F. B. et GRAUR O. 2016, « The Spectral SN-GRB Connection : Systematic Spectral Comparisons between Type Ic Supernovae and Broad-lined Type Ic Supernovae with and without Gamma-Ray Bursts », *The Astrophysical Journal*, **832**, 108 ↑ [Section 4.4](#)
- MOFFAT A. F. J. 1969, « A Theoretical Investigation of Focal Stellar Images in the Photographic Emulsion and Application to Photographic Photometry », *Astronomy and Astrophysics*, **3**, 455 ↑ [Section 7.2.1](#)
- MORGAN J. S. et KAISER N. 2008, « Alignment of the Pan-STARRS PS1 prototype telescope optics », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7012, *Ground-based and Airborne Telescopes II*, ed. L. M. Stepp & R. Gilmozzi, 70121K ↑ [Section 6.1.1](#)
- MORTON D. C. 1991, « Atomic Data for Resonance Absorption Lines. I. Wavelengths Longward of the Lyman Limit », *The Astrophysical Journal, Supplement*, **77**, 119 ↑ [Section 8.2.1](#)
- MUTHUKRISHNA D., PARKINSON D. et TUCKER B. E. 2019, « DASH : Deep Learning for the Automated Spectral Classification of Supernovae and Their Hosts », *The Astrophysical Journal*, **885**, 85 ↑ [Section 4.4](#), ↑ [Section 4.4](#)
- NICOLAS N., RIGAULT M., COPIN Y. et al. 2021, « Redshift evolution of the underlying type Ia supernova stretch distribution », *Astronomy and Astrophysics*, **649**, A74 ↑ [Section 10.2.3](#), ↑ [Section 10.2.4.2](#), ↑ [Section 10.13](#)
- NOLL S., BURGARELLA D., GIOVANNOLI E. et al. 2009, « Analysis of galaxy spectral energy distributions from far-UV to far-IR with CIGALE : studying a SINGS test sample », *Astronomy and Astrophysics*, **507**, 1793 ↑ [Section 5.2.2](#), ↑ [Section 6.2.1](#)
- NORDIN J., BRINNEL V., VAN SANTEN J. et al. 2019, « Transient processing and analysis using AMPEL : alert management, photometry, and evaluation of light curves », *Astronomy and Astrophysics*, **631**, A147 ↑ [Section 3.3](#)
- NUGENT P. E., SULLIVAN M., CENKO S. B. et al. 2011, « Supernova SN 2011fe from an exploding carbon-oxygen white dwarf star », *Nature*, **480**, 344 ↑ [Section 2.2.2](#)
- OCVIRK P., PICHON C., LANÇON A. et THIÉBAUT E. 2006, « STECMAP : STEllar Content from high-resolution galactic spectra via Maximum A Posteriori », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **365**, 46 ↑ [Section 5.2.2](#)
- OKE J. B. et GUNN J. E. 1983, « Secondary standard stars for absolute spectrophotometry. », *The Astrophysical Journal*, **266**, 713 ↑ [Section 6.1.1](#)

- PAPOVICH C., DICKINSON M. et FERGUSON H. C. 2001, « The Stellar Populations and Evolution of Lyman Break Galaxies », *The Astrophysical Journal*, 559, 620 ↑ Section 5.2.1
- PATTERSON M. T., BELLM E. C., RUSHOLME B. et al. 2019, « The Zwicky Transient Facility Alert Distribution System », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 131, 018001 ↑ Section 3.2.2
- PENZIAS A. A. et WILSON R. W. 1965, « A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. », *The Astrophysical Journal*, 142, 419 ↑ Section 1.2.1
- PEREIRA R., THOMAS R. C., ALDERING G. et al. 2013, « Spectrophotometric time series of SN 2011fe from the Nearby Supernova Factory », *Astronomy and Astrophysics*, 554, A27 ↑ Section 2.2.2, ↑ Section 2.3, ↑ Section 2.4
- PERLEY D. A., FREMLING C., SOLLERMAN J. et al. 2020, « The Zwicky Transient Facility Bright Transient Survey. II. A Public Statistical Sample for Exploring Supernova Demographics », *The Astrophysical Journal*, 904, 35 ↑ Section 10.2.1, ↑ Section 10.3
- PERLMUTTER S., ALDERING G., GOLDHABER G. et al. 1999, « Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae », *The Astrophysical Journal*, 517, 565 ↑ Section (document), ↑ Section 1.1.1, ↑ Section 1.2.3, ↑ Section 2.3.1
- PERLMUTTER S., GABI S., GOLDHABER G. et al. 1997, « Measurements of the Cosmological Parameters Ω and Λ from the First Seven Supernovae at $z \geq 0.35$ », *The Astrophysical Journal*, 483, 565 ↑ Section 2.2.3, ↑ Section 2.2.4.1
- PHILLIPS M. M. 1993, « The Absolute Magnitudes of Type IA Supernovae », *The Astrophysical Journal, Letters*, 413, L105 ↑ Section 2.2.3, ↑ Section 2.2.4.1
- PLANCK COLLABORATION, AGHANIM N., AKRAMI Y. et al. 2020a, « Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters », *Astronomy and Astrophysics*, 641, A6 ↑ Section 1.2.1, ↑ Section 1.4, ↑ Section 1.2.4, ↑ Section 1.7, ↑ Section 1.8
- PLANCK COLLABORATION, AKRAMI Y., ASHDOWN M. et al. 2020b, « Planck 2018 results. VII. Isotropy and statistics of the CMB », *Astronomy and Astrophysics*, 641, A7 ↑ Section 1.1.2.2, ↑ Section 1.2
- RACINE R. 1996, « The Telescope Point Spread Function », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 108, 699 ↑ Section 7.2.1
- RAU A., KULKARNI S. R., LAW N. M. et al. 2009, « Exploring the Optical Transient Sky with the Palomar Transient Factory », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 121, 1334 ↑ Section 3.1.1
- RIESS A. G., FILIPPENKO A. V., CHALLIS P. et al. 1998, « Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant », *The Astronomical Journal*, 116, 1009 ↑ Section (document), ↑ Section 1.1.1, ↑ Section 1.2.3, ↑ Section 2.3.1

- RIESS A. G., MACRI L. M., HOFFMANN S. L. et al. 2016, « A 2.4% Determination of the Local Value of the Hubble Constant », *The Astrophysical Journal*, 826, 56 ↑ Section 2.3.1, ↑ Section 2.3.1
- RIGAULT M., NEILL J. D., BLAGORODNOVA N. et al. 2019, « Fully automated integral field spectrograph pipeline for the SEDMachine : pysedm », *Astronomy and Astrophysics*, 627, A115 ↑ Section 4.2, ↑ Section 4.4, ↑ Section 4.2.3, ↑ Section 4.2.4, ↑ Section 4.3.1, ↑ Section 4.3.2, ↑ Section 4.3.3, ↑ Section 7.1.1, ↑ Section 7.1.2, ↑ Section 7.2.1, ↑ Section 7.2.1, ↑ Section 7.4.1, ↑ Section 7.4.1, ↑ Section 9.2
- ROBERTSON H. P. 1936, « Kinematics and World-Structure III. », *The Astrophysical Journal*, 83, 257 ↑ Section 1.1.3
- RUBIN D., KNOP R. A., RYKOFF E. et al. 2013, « Precision Measurement of The Most Distant Spectroscopically Confirmed Supernova Ia with the Hubble Space Telescope », *The Astrophysical Journal*, 763, 35 ↑ Section 2.3.2
- SAHA A., SANDAGE A., TAMMANN G. A. et al. 1999, « Cepheid Calibration of the Peak Brightness of Type IA Supernovae. IX. SN 1989B in NGC 3627 », *The Astrophysical Journal*, 522, 802 ↑ Section 2.2.1
- SALIM S., RICH R. M., CHARLOT S. et al. 2007, « UV Star Formation Rates in the Local Universe », *The Astrophysical Journal, Supplement*, 173, 267 ↑ Section 5.2.2
- SAVITZKY A. et GOLAY M. J. E. 1964, « Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures », *Analytical Chemistry*, 36, 1627 ↑ Section 9.1.3
- SCOLNIC D., BROUT D., CARR A. et al. 2021, « The Pantheon+ Analysis : The Full Dataset and Light-Curve Release », *arXiv e-prints*, arXiv:2112.03863 ↑ Section 3.1.2, ↑ Section 3.3
- SCOLNIC D. et KESSLER R. 2016, « Measuring Type Ia Supernova Populations of Stretch and Color and Predicting Distance Biases », *The Astrophysical Journal, Letters*, 822, L35 ↑ Section 10.2.4.2
- SCOLNIC D. M., JONES D. O., REST A. et al. 2018, « The Complete Light-curve Sample of Spectroscopically Confirmed SNe Ia from Pan-STARRS1 and Cosmological Constraints from the Combined Pantheon Sample », *The Astrophysical Journal*, 859, 101 ↑ Section 1.8, ↑ Section 3.3
- SILVERMAN J. M., FOLEY R. J., FILIPPENKO A. V. et al. 2012, « Berkeley Supernova Ia Program - I. Observations, data reduction and spectroscopic sample of 582 low-redshift Type Ia supernovae », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 425, 1789 ↑ Section 4.4
- SMARTT S. J., VALENTI S., FRASER M. et al. 2015, « PESSTO : survey description and products from the first data release by the Public ESO Spectroscopic Survey of Transient Objects », *Astronomy and Astrophysics*, 579, A40 ↑ Section 10.2.1
- STONE J. et ZIMMERMAN J. 2001, « Index of Refraction of Air » ↑ Section 7.3.2

- THE PLANCK COLLABORATION. 2006, « The Scientific Programme of Planck », [arXiv e-prints](#), astro ↑ [Section 1.2.1](#)
- TINSLEY B. M. 1980, « Evolution of the Stars and Gas in Galaxies », [Fundamentals Cosmic Phys.](#), 5, 287 ↑ [Section 5.2.2](#)
- TOKOVININ A. 2002, « From Differential Image Motion to Seeing », [Publications of the Astronomical Society of the Pacific](#), 114, 1156 ↑ [Section 7.2.1](#)
- TONRY J., BURKE B. E. et SCHECHTER P. L. 1997, « The Orthogonal Transfer CCD », [Publications of the Astronomical Society of the Pacific](#), 109, 1154 ↑ [Section 6.1.1](#)
- TONRY J. et DAVIS M. 1979, « A survey of galaxy redshifts. I. Data reduction techniques. », [The Astronomical Journal](#), 84, 1511 ↑ [Section 4.4](#)
- TONRY J., ONAKA P., LUPPINO G. et ISANI S. 2006, « The Pan-STARRS Gigapixel Camera », dans The Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference, E47 ↑ [Section 6.1.1](#)
- TONRY J. L., BURKE B. E., ISANI S., ONAKA P. M. et COOPER M. J. 2008, « Results from the Pan-STARRS Orthogonal Transfer Array (OTA) », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7021, *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy III*, ed. D. A. Dorn & A. D. Holland, 702105 ↑ [Section 6.1.1](#)
- TONRY J. L., STUBBS C. W., LYKKE K. R. et al. 2012, « The Pan-STARRS1 Photometric System », [The Astrophysical Journal](#), 750, 99 ↑ [Section 6.2](#), ↑ [Section 6.1.1](#), ↑ [Section 6.2.2](#)
- TRIPP R. 1998, « A two-parameter luminosity correction for Type IA supernovae », [Astronomy and Astrophysics](#), 331, 815 ↑ [Section 2.2.4.3](#), ↑ [Section 2.3.1](#)
- TRIPP R. et BRANCH D. 1999, « Determination of the Hubble Constant Using a Two-Parameter Luminosity Correction for Type IA Supernovae », [The Astrophysical Journal](#), 525, 209 ↑ [Section 2.2.4.1](#)
- TRUJILLO I., AGUERRI J. A. L., CEPÁ J. et GUTIÉRREZ C. M. 2001, « The effects of seeing on Sérsic profiles - II. The Moffat PSF », [Monthly Notices of the Royal Astronomical Society](#), 328, 977 ↑ [Section 7.2.1](#)
- VAN DER WALT S. J., CRELLIN-QUICK A. et BLOOM J. S. 2019, « SkyPortal : An Astronomical Data Platform », [Journal of Open Source Software](#), 4 ↑ [Section 8.2.2](#)
- WALCHER J., GROVES B., BUDAVÁRI T. et DALE D. 2011, « Fitting the integrated spectral energy distributions of galaxies », [Astrophysics & Space Science](#), 331, 1 ↑ [Section 5.2.2](#)
- WALKER A. G. 1937, « On Milne's Theory of World-Structure », [Proceedings of the London Mathematical Society](#), 42, 90 ↑ [Section 1.1.3](#)

- WATERS C. Z., MAGNIER E. A., PRICE P. A. et al. 2020, « Pan-STARRS Pixel Processing : Detrending, Warping, Stacking », *The Astrophysical Journal, Supplement*, 251, 4 ↑ Section 6.1.2, ↑ Section 6.1.2, ↑ Section 8.1.3.1
- WILD V., KAUFFMANN G., HECKMAN T. et al. 2007, « Bursty stellar populations and obscured active galactic nuclei in galaxy bulges », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 381, 543 ↑ Section 6.2.3.4
- WILKINSON D. M., MARASTON C., GODDARD D., THOMAS D. et PARIKH T. 2017, « FIREFLY (Fitting Iteratively For Likelihood analysis) : a full spectral fitting code », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 472, 4297 ↑ Section 5.2.2
- WITT A. N. et GORDON K. D. 2000, « Multiple Scattering in Clumpy Media. II. Galactic Environments », *The Astrophysical Journal*, 528, 799 ↑ Section 5.2.1
- WORTHEY G. 1994, « Comprehensive Stellar Population Models and the Disentanglement of Age and Metallicity Effects », *The Astrophysical Journal, Supplement*, 95, 107 ↑ Section 5.2.1
- YAN R., BUNDY K., LAW D. R. et al. 2016, « SDSS-IV MaNGA IFS Galaxy Survey—Survey Design, Execution, and Initial Data Quality », *The Astronomical Journal*, 152, 197 ↑ Section 4.1.1
- YORK D. G., ADELMAN J., ANDERSON, JOHN E. J. et al. 2000, « The Sloan Digital Sky Survey : Technical Summary », *The Astronomical Journal*, 120, 1579 ↑ Section 1.2.2, ↑ Section 5.1.2, ↑ Section 6.1.1