



**HAL**  
open science

# Cosmologie et supernovas Ia : influence des vitesses propres et recherche d'anisotropies avec LSST

Alexandre Ciulli

► **To cite this version:**

Alexandre Ciulli. Cosmologie et supernovas Ia : influence des vitesses propres et recherche d'anisotropies avec LSST. Astrophysique [astro-ph]. Université Clermont Auvergne [2017-2020], 2018. Français. NNT : 2018CLFAC072 . tel-02130462

**HAL Id: tel-02130462**

**<https://theses.hal.science/tel-02130462>**

Submitted on 15 May 2019

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

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



Université Clermont Auvergne

# École Doctorale des Sciences Fondamentales

## THÈSE

en vue de l'obtention du grade de

### DOCTEUR EN PHYSIQUE

Spécialité : Cosmologie

Par **Alexandre CIULLI**

**Cosmologie et Supernovas Ia : influence des vitesses propres et recherche d'anisotropies avec LSST**

*présentée et soutenue publiquement le 18 décembre 2018*

**devant la commission d'examen constituée de :**

<b>Ziad AJALTOUNI ,</b>	Examineur
<b>Céline COMBET ,</b>	Rapporteur
<b>Dominique FOUCHEZ ,</b>	Rapporteur
<b>Philippe GRIS,</b>	Directeur de thèse

Laboratoire de Physique de Clermont  
UMR CNRS 6533, Clermont-Ferrand, France

T  
H  
È  
S  
E



# Remerciements

Je remercie grandement l'ancien directeur Alain Falvard pour m'avoir accueilli chaleureusement au sein de ce laboratoire, ainsi que l'actuel directeur, Dominique Pallin, pour son accompagnement et ses encouragements.

J'exprime toute ma gratitude à mes rapporteurs Céline Combet et Dominique Fouchez pour leurs conseils et remarques, qui ont permis d'augmenter la qualité de ce manuscrit. J'exprime aussi mes amitiés et une gratitude immense envers le président du jury, Ziad Ajaltouni pour ses commentaires sur le manuscrit, ainsi que pour toutes les discussions scientifiques extrêmement intéressantes que nous avons eues.

Je remercie mon encadrant Philippe Gris pour avoir proposé cette thèse, et pour ses relectures du manuscrit. De plus, je remercie Pierre-François Léget, pour avoir co-proposé le stage intéressant m'ayant donné l'envie de poursuivre en thèse au sein de ce laboratoire – stage qui a abouti au travail présenté dans le chapitre 3 de cette thèse. Je remercie aussi tout particulièrement David Polarski, qui, lors de mon Master à Montpellier, m'a transmis la passion de la cosmologie.

J'exprime une gratitude immense pour Emille Ishida sans qui cette thèse n'aurait certainement pas abouti de manière si positive. C'est le genre de personne avec qui la communication est facile et avec qui il est extrêmement désirable de travailler ! Je la remercie pour ses encouragements, mais aussi pour son très haut niveau scientifique, la clarté avec laquelle elle explique les statistiques ainsi que pour la collaboration que nous avons eue sur les anisotropies. Je rajouterai que, selon moi, elle aurait totalement mérité d'être placée en tant que co-encadrante officielle de cette thèse.

Un autre personne qui mérite un énorme remerciement est Louis-Pierre Says. Merci pour les discussions scientifiques extrêmement intéressantes que nous avons eues, que ce soit à propos des supernovas, des *perpetuum mobile* ou sur le rayon de Schwarzschild de l'Univers. Merci aussi pour les relectures de mon manuscrit, pour m'avoir aidé à améliorer certaines phrases, et pour tes encouragements.

Un grand merci aussi à Maria Pruzhinskaya qui m'a illuminé avec ses connaissances en astrophysique durant son postdoc.

Je remercie aussi particulièrement Emmanuel Gangler, directeur de l'équipe LSST du laboratoire, pour ses encouragements et pour m'avoir conseillé de travailler avec Emille Ishida, lors des débuts difficiles de cette thèse. Je remercie aussi les autres membres de l'équipe LSST, ainsi que Nicoleta Pauna, Cristina Carloganu et Frédérique Badaud pour leur soutien et encouragements.

Un grand merci à Florian Mondon, qui en plus de ses talents scientifiques a donné une bonne ambiance à ce laboratoire. Merci de même à Alexandre Soulier (alias Sous), Anne,



---

ainsi que les autres doctorants (ou anciens doctorants) de ce labo avec qui j'ai passé du temps : Cédric (merci entre autres pour ta technique évoluée permettant de récupérer les objets non tombés du distributeur!), Arthur, Tasnuva, Sonia, Giulio et tous ceux que j'aurais oublié.

Enfin, je remercie profondément et exprime une gratitude immense envers mes amis, en particulier ceux de longue date, Jean-Louis, Mario, Romaric, ceux que j'ai connu à Clermont, Elora, Flavien, ainsi que tous les autres que je n'ai pas cités ici et qui comptent beaucoup pour moi. Leur présence et leur soutien m'ont permis de mener à bonne fin cette expérience. J'exprime une gratitude tout ainsi immense à mes parents, mon père pour m'avoir transmis sa passion pour la physique, et ma mère pour son dévouement éternel.

# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>v</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>ix</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xiii</b>
<b>Préambule</b>	<b>1</b>
<b>1 Mesures de distances et ajustement cosmologique avec les SNIa</b>	<b>3</b>
Introduction	4
1.1 Échelles de distances	4
1.1.1 Parallaxe stellaire	4
1.1.2 Distances extragalactiques et Céphéides	6
1.2 Contexte théorique : la relativité générale	8
1.2.1 Équations d'Einstein	8
1.2.2 Métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker	9
1.2.3 Équations de Friedmann-Lemaître	11
1.2.4 Décalage spectral vers le rouge et distances cosmologiques	14
1.3 Supernovas de type Ia (SNIa)	17
1.3.1 Supernovas et classification spectrale	18
1.3.2 Origine physique des supernovas	20
1.3.3 Observation des SNIa	24
1.4 Standardisation des SNIa à l'aide d'un modèle de distribution spectrale en énergie : SALT2	29
1.5 Diagramme de Hubble, expansion accélérée de l'Univers et modèle de concordance	31
1.5.1 Diagramme de Hubble des SNIa	31
1.5.2 Expansion accélérée de l'Univers et énergie noire	33
1.5.3 D'autres types d'observations confirmant cette expansion accélérée : Modèle de Concordance	35
Conclusion	41
<b>2 Observations avec LSST et production des données</b>	<b>43</b>
Introduction	44
2.1 Le projet LSST	44
2.1.1 Objectifs et défis scientifiques	44
2.1.2 Le télescope	48
2.1.3 Stratégie d'observation	56
2.2 Chaîne de production	61
2.2.1 Vue d'ensemble	61

2.2.2	De l'image brute aux premières corrections	63
2.2.3	Détection des sources, addition et soustraction d'images	64
2.2.4	Extraction des courbes de lumière	64
2.3	Qualité astrométrique et photométrique requise	64
2.3.1	Exigences sur la qualité astrométrique	65
2.3.2	Exigences sur la qualité photométrique	67
2.3.3	Estimation des qualités photométrique et astrométrique sur un lot de données	69
	Conclusion	78
<b>3</b>	<b>Correction des vitesses propres des galaxies hôtes des SNIa appartenant à des amas de galaxies</b>	<b>81</b>
	Introduction	82
3.1	Vitesses propres des galaxies hôtes des SNIa	82
3.1.1	Composition des décalages spectraux vers le rouge	83
3.1.2	Diagramme de Hubble avec les SNIa et vitesses propres	84
3.2	Collaboration Nearby Supernova Factory et échantillon de SNIa	88
3.2.1	Collaboration Nearby Supernova factory	88
3.2.2	Échantillon de SNIa utilisé	89
3.3	Amas de galaxies et associations aux SNIa	91
3.3.1	Détection des amas de galaxies	91
3.3.2	Sélection préliminaire d'amas de galaxies au voisinage des SNIa	94
3.3.3	Caractérisation des amas de galaxies : Rayon et décalage spectral vers le rouge	95
3.3.4	Associations SNIa/amas définitives et confirmation	99
3.3.5	Correction des vitesses propres sur le diagramme de Hubble	106
3.3.6	Le cas de SN2006X	109
	Conclusion	110
<b>4</b>	<b>Recherche d'anisotropies dans l'Univers avec LSST</b>	<b>113</b>
	Introduction	114
4.1	Motivations	114
4.1.1	Observation d'anisotropies	115
4.1.2	Anisotropies avec les SNIa	116
4.2	Recherche d'anisotropies dans les données existantes de SNIa en suivant une approche phénoménologique	118
4.2.1	Différentes approches phénoménologiques	119
4.2.2	Discussion et résultats antérieurs	120
4.3	Observation de dipôle avec les données futures de LSST	125
4.3.1	Méthodologie et outils	125
4.3.2	Analyse des données simulées	129
	Conclusion	149
	<b>Conclusion générale</b>	<b>151</b>
	<b>Annexes</b>	<b>153</b>
<b>A</b>	<b>Discussion sur la matière noire</b>	<b>155</b>
<b>B</b>	<b>Effet de l'ajustement d'astrométrie simultanée (jointcal)</b>	<b>159</b>

<b>C</b>	<b>Systèmes de coordonnées astronomiques</b>	<b>161</b>
<b>D</b>	<b>Tests « zéro » des simulations dipolaires</b>	<b>163</b>
	D.1 Tests « zéro » avec différentes distributions . . . . .	163
	<b>Bibliographie</b>	<b>167</b>



# Liste des figures

1.1	Modèles expliquant la rétrogradation des planètes . . . . .	5
1.2	Mesure de la distance d'une étoile à l'aide de l'angle de parallaxe . . . . .	6
1.3	Diagramme de Hubble originel (HUBBLE [1929]) . . . . .	8
1.4	Distance de diamètre angulaire . . . . .	16
1.5	Distance de luminosité . . . . .	16
1.6	Exemple de supernova de type Ia : SN2011fe . . . . .	17
1.7	Rémanent de supernova gravitationnelle et de SNIa . . . . .	18
1.8	Classification des supernovas (TURATTO [2003]) . . . . .	19
1.9	Courbes de lumière correspondant aux différents types de supernovas (FILIPPENKO [1997]) . . . . .	20
1.10	Exemple de Naine blanche : Sirius B vue en optique et en rayons X . . . . .	22
1.11	Masse éjectée par les SNIa (SCALZO et al. [2014b]) . . . . .	23
1.12	Spectre de SN2011fe (RÖPKE et al. [2011]) . . . . .	25
1.13	Courbe de luminosité de SN2011fe . . . . .	26
1.14	Spectre typique d'une SNIa au maximum de luminosité (CHOTARD [2011]) . . . . .	27
1.15	Spectre de SN2011fe à différents stades de son évolution (PEREIRA et al. [2013]). . . . .	28
1.16	Effet de la correction du paramètre de stretch sur les courbes de lumières (KIM [2004]) . . . . .	30
1.17	Évolution des résidu au Diagramme de Hubble des SNIa en fonction de la masse de leurs hôtes (BETOULE et al. [2014]) . . . . .	32
1.18	Diagramme de Hubble JLA (BETOULE et al. [2014]) . . . . .	34
1.19	Amélioration des contraintes sur les paramètres cosmologiques . . . . .	36
1.20	Cartographie du fond diffus cosmologique . . . . .	37
1.21	Spectre de puissance des anisotropies du fond diffus cosmologique (PLANCK COLLABORATION et al. [2016a]) . . . . .	38
1.22	Contours sur $\Omega_m, \Omega_\Lambda$ (BETOULE et al. [2014]) . . . . .	40
1.23	Contours sur $\Omega_m, w$ (BETOULE et al. [2014]) . . . . .	40
1.24	Contours sur $w_a, w_0$ (BETOULE et al. [2014]) . . . . .	41
2.1	Précision attendue sur $w_0$ et $w_a$ (IVEZIC et al. [2018]) . . . . .	47
2.2	Profondeur de champs obtenue avec SDSS et DLS . . . . .	50
2.3	Maquette du télescope LSST . . . . .	50
2.4	Maquette de l'observatoire LSST et du télescope auxiliaire, sur la <i>Summit Facility</i> . . . . .	51
2.5	Profondeur de Champs . . . . .	53
2.6	Système de miroirs pour LSST . . . . .	53
2.7	Caméra de LSST . . . . .	54
2.8	Mosaïque de CCDs sur le plan focal de LSST . . . . .	55

2.9	CCD de contrôle du front d'onde de LSST . . . . .	56
2.10	Filtres $u, g, r, i, z$ et $y$ de LSST (IVEZIC et al. [2018]) . . . . .	57
2.11	médianes des profondeurs de champ en bande $r$ à $5\sigma$ sur les images additionnées durant les 10 années du relevé (minion_1016) . . . . .	58
2.12	Aperçu des données produites par le logiciel de traitement des données de LSST . . . . .	62
2.13	Chaîne de production des données pour LSST . . . . .	63
2.14	Calcul de la RMS de la distance pour des paires séparées de $D$ minutes d'arc . . . . .	66
2.15	CFHT . . . . .	69
2.16	Exemple d'une image calibrée . . . . .	70
2.17	Agrandissement sur un portion d'une image calibrée . . . . .	71
2.18	Tracé des visites en fonction du temps exprimé en jours . . . . .	72
2.19	Qualité astrométrique . . . . .	73
2.20	Tracé de l'astrométrie, RMS pour des paires d'étoiles séparées par $D = 5'$ , en mas . . . . .	74
2.21	Tracé de l'astrométrie, RMS pour des paires d'étoiles séparées par $D = 20'$ , en mas . . . . .	74
2.22	Qualité photométrique . . . . .	76
2.23	Tracé de la photométrie, RMS sur la distribution des magnitudes, en mmag . . . . .	77
2.24	Tracé de la photométrie PA3, en mmag . . . . .	78
3.1	Décalage spectral d'une SNIa, entaché par sa vitesse propre . . . . .	85
3.2	Effet des vitesses propres sur le diagramme de Hubble (LÉGET et al. [2018]) . . . . .	86
3.3	Incertitudes dues aux vitesses propres en unité de magnitude (LÉGET et al. [2018]) . . . . .	87
3.4	Coordonnées du lot des 145 SNIa de la SNFACTORY . . . . .	90
3.5	Décalages spectraux vers le rouge du lot des 145 SNIa de la SNFACTORY . . . . .	90
3.6	Diagramme couleur magnitude pour l'amas de Coma (TERLEVICH et al. [2001]) . . . . .	92
3.7	Effet SZ et émission X diffuse de l'amas de Coma . . . . .	93
3.8	Luminosité des amas de galaxies X en fonction du décalage spectral (LÉGET et al. [2018]) . . . . .	97
3.9	Estimation des décalages spectraux et des paramètres des amas de galaxies (LÉGET et al. [2018]) . . . . .	99
3.10	Association d'un objet à un amas de galaxies . . . . .	100
3.11	Vitesses des galaxies normalisées par la dispersion de vitesses $\sigma_V$ au sein de chaque amas en fonction de la distance orthoradiale $r$ au centre normalisée des $R_{200}$ des amas correspondants (LÉGET et al. [2018]) . . . . .	102
3.12	Diagramme couleur-magnitude . . . . .	103
3.13	Résidus au diagramme de Hubble avant et après correction (LÉGET et al. [2018]) . . . . .	108
3.14	$pull$ des vitesses des 11 corrections de vitesses propres (LÉGET et al. [2018]) . . . . .	109
3.15	Distribution des différences entre les valeurs absolues des résidus au diagramme de Hubble après ( $HR_a$ ) et avant ( $HR_b$ ) corrections (LÉGET et al. [2018]) . . . . .	110
4.1	Décalage spectral vers le rouge dans un espace-temps quelconque . . . . .	115
4.2	Orientation des bras des galaxies spirales (LONGO [2011]) . . . . .	116
4.3	Dipôle . . . . .	121
4.4	Effet d'un dipôle sur le diagramme de Hubble . . . . .	122

4.5	Effet de dipôle inclus sur différents paramètres sur le module de distance pour $z = 0,2$	123
4.6	Distribution des coordonnées pour 5000 SNIa simulées	127
4.7	Distribution des décalages spectraux vers le rouge	128
4.8	Dégénérescence sur l'ajustement du dipôle	130
4.9	Ajustement d'un dipôle sur les données de JLA	132
4.10	Décalages spectraux du lot de 740 SNIa de JLA (BETOULE et al. [2014])	134
4.11	Distribution des incertitudes $\sigma$ sur $\mu$ des données (740SNIa) de JLA	135
4.12	Amplitudes et coordonnées des dipôles ajustés sur des simulations avec $N_{SN} = 5000$ , $\sigma = 0,12$ pour le test « zéro »	137
4.13	Densité des directions des dipôles ajustées pour le test « zéro » avec $N_{SN} = 5000$ , $\sigma = 0,12$	138
4.14	Directions des dipôles simulés	138
4.15	Simulations avec $N_{SN} = 5000$ , avec un dipôle orienté dans la direction « polaire » d'amplitude $A_D = 0,001$	139
4.16	Amplitudes et coordonnées des dipôles ajustés sur des simulations avec $N_{SN} = 5000$ et avec un dipôle orienté dans la direction « équatoriale » d'amplitude $A_D = 0,001$	140
4.17	Amplitudes et coordonnées des dipôles ajustés sur des simulations avec $N_{SN} = 1000$ et un dipôle orienté dans la direction « polaire » d'amplitude $A_D = 0,001$	142
4.18	Amplitudes et coordonnées des dipôles ajustés sur des simulations avec $N_{SN} = 1000$ et un dipôle orienté dans la direction « équatoriale » d'amplitude $A_D = 0,001$	143
4.19	Amplitudes et coordonnées des dipôles ajustés sur des simulations avec $N_{SN} = 100$ et un dipôle orienté dans la direction « polaire » d'amplitude $A_D = 0,001$	144
4.20	Amplitudes et coordonnées des dipôles ajustés sur des simulations avec $N_{SN} = 100$ et un dipôle orienté dans la direction « équatoriale » d'amplitude $A_D = 0,001$	145
4.21	Distances statistiques données par le test de Peacock (PEACOCK [1983], XIAO [2016])	148
A.1	Courbe des vitesses de rotation de la galaxie NGC3198 (VAN ALBADA et al. [1985])	156
A.2	Amas de la Balle, en visible, UV et vu par lentillage gravitationnel (CLOWE et al. [2006])	156
B.1	Effet de l'astrométrie simultanée	159
C.1	Systèmes de coordonnées équatorial et galactique	161
D.1	Amplitudes et coordonnées des dipôles ajustés	164
D.2	Amplitudes et coordonnées des dipôles ajustés	165
D.3	Amplitudes et coordonnées des dipôles ajustés	166





# Liste des tableaux

1.1	Fluides cosmologiques . . . . .	13
1.2	Évolution temporelle du facteur d'échelle $a(t)$ pour des exemples simples d'univers . . . . .	14
2.1	Contraintes dues aux programmes scientifiques . . . . .	49
2.2	Spécifications du télescope LSST . . . . .	56
2.3	Résumé des résultats de la simulation obtenue avec la base de référence (minion_1016) . . . . .	60
2.4	Niveaux d'analyse de la chaîne de traitement de données de LSST . . . . .	61
2.5	Paramètres de validation astrométriques . . . . .	67
2.6	Paramètres de validation photométrique . . . . .	68
2.7	Paramètres de validation photométrique des points zéro . . . . .	69
2.8	Paramètres de validation photométrique absolue . . . . .	69
2.9	Comparaison des paramètres astrométriques mesurés aux paramètres requis	75
2.10	Comparaison des paramètres photométriques mesurés aux paramètres requis	77
3.1	Liste des 11 associations des SNIa de la SNFACTORY avec les amas de galaxies (LÉGET et al. [2018]) . . . . .	105
4.1	Ajustement de dipôles sur les données antérieures . . . . .	124
4.2	Ajustement des données JLA . . . . .	133
4.3	Valeurs obtenues sur les zéro tests et les détections de dipôle . . . . .	147
4.4	Distances statistiques de chaque dipôle ajusté pour une simulation incluant un dipôle par rapport à leurs tests « zéro » respectifs . . . . .	148



# Préambule

Les supernovas de type Ia (SNIa) sont des objets transitoires, observables depuis la Terre pour une durée de quelques mois, dont la luminosité à son maximum équivaut à celle d'une galaxie entière. Utilisées en tant que chandelles quasi-standard<sup>1</sup>, elles représentent un excellent indicateur de distance. Ce sont elles qui ont permis de mettre en évidence ce que l'on peut représenter comme une expansion accélérée de l'Univers en 1998 (PERLMUTTER et al. [1999], RIESS et al. [1998], SCHMIDT et al. [1998]).

Bien que les SNIa représentent l'un des meilleurs indicateurs de distances permettant, par l'intermédiaire d'un diagramme de Hubble, de contraindre les modèles cosmologiques, il reste, après standardisation, des variabilités non modélisées de l'ordre de 15%. Ces variabilités peuvent avoir diverses origines. En premier lieu, on pourra citer les effets au niveau de l'observateur. Par exemple, les effets instrumentaux tels qu'un étalonnage incomplet des images peuvent participer à cette dispersion. En second lieu, on pourra citer les effets systématiques intrinsèques ou extrinsèques aux SNIa, tels que la variabilité de leurs paramètres physiques (masses, composition chimique, etc.) ou l'influence de leur environnement (poussière, nature de la galaxie hôte, etc.) comprenant les effets induits par les vitesses propres des galaxies hôtes. Un autre effet pouvant participer à cette dispersion pourrait être le modèle cosmologique lui-même. En effet, le modèle standard de la cosmologie considère que l'Univers est homogène et isotrope. Avec des relevés tels que ceux de LSST, on pourrait tenter de détecter une éventuelle anisotropie, qui pourrait d'ailleurs constituer un changement de paradigme majeur pour la cosmologie actuelle.

Le premier chapitre introduit les concepts nécessaires pour la suite de ce document. Après avoir établi un historique succinct de la mesure des distances jusqu'à la découverte, par Hubble, que l'Univers n'est pas statique mais en expansion, le contexte théorique du modèle standard de la cosmologie est présenté. Ensuite, on aborde le sujet des SNIa et de leur standardisation qui permettent d'établir des mesures de distances afin de contraindre le modèle cosmologique. De plus, un bref aperçu de quelques autres sondes cosmologiques est donné.

Le deuxième chapitre porte sur une future campagne d'observations de grande envergure qui devrait permettre, entre autres, d'augmenter de manière significative le nombre de SNIa observées : il s'agit du projet LSST (Large Synoptic Survey Telescope). Une description de l'instrument, suivie d'une description de la version actuelle de sa stratégie d'observation ainsi que de sa chaîne de production de données, sera effectuée. Dans une seconde partie de ce chapitre, des tests de qualité astrométriques et photométriques sont effectués sur des données provenant du CFHT traitées à l'aide du logiciel de traitement de données LSST.

Le troisième chapitre traite de l'effet des vitesses particulières des galaxies hôtes des

---

1. Une chandelle standard est un objet dont la luminosité absolue est connue. Pour ce faire, les SNIa sont préalablement standardisées, c'est à dire corrigées de leurs variabilités.

SNIa. On montre que ces vitesses sont particulièrement élevées à l'intérieur des amas de galaxies, ce qui n'est pas pris en compte dans les analyses cosmologiques (voir par exemple [BETOULE et al. \[2014\]](#)). Dans ce chapitre, on propose et on teste une méthode permettant de corriger cet effet pour les SNIa se trouvant à l'intérieur des amas de galaxies. Pour cela, on utilise un échantillon de 145 SNIa à faible décalage spectral ( $0,005 < z < 0,123$ ), observées par la collaboration *Nearby SuperNova Factory* ([ALDERING et al. \[2002\]](#)).

Le quatrième chapitre est consacré à la recherche d'anisotropies dans l'Univers. Les SNIa représentent une sonde cosmologique particulièrement intéressante pour la recherche d'effets anisotropiques de la cosmologie. Après avoir introduit les motivations poussant à leur recherche ainsi que quelques modèles cosmologiques d'Univers anisotropes, on abordera la recherche de leur signature de manière phénoménologique. On présentera une liste non exhaustive des recherches antérieures d'anisotropies avec les SNIa, à l'aide de différentes méthodes. Ensuite, on montrera si un effet d'anisotropie au premier ordre (dipôle) pourrait être détecté avec les observations du futur relevé LSST.

# Chapitre 1

## Mesures de distances et ajustement cosmologique avec les SNIa

### Sommaire

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>4</b>
<b>1.1 Échelles de distances</b> . . . . .	<b>4</b>
1.1.1 Parallaxe stellaire . . . . .	4
1.1.2 Distances extragalactiques et Céphéides . . . . .	6
<b>1.2 Contexte théorique : la relativité générale</b> . . . . .	<b>8</b>
1.2.1 Équations d'Einstein . . . . .	8
1.2.2 Métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker . . . . .	9
1.2.3 Équations de Friedmann-Lemaître . . . . .	11
1.2.4 Décalage spectral vers le rouge et distances cosmologiques . . . . .	14
<b>1.3 Supernovas de type Ia (SNIa)</b> . . . . .	<b>17</b>
1.3.1 Supernovas et classification spectrale . . . . .	18
1.3.2 Origine physique des supernovas . . . . .	20
1.3.3 Observation des SNIa . . . . .	24
<b>1.4 Standardisation des SNIa à l'aide d'un modèle de distribution spectrale en énergie : SALT2</b> . . . . .	<b>29</b>
<b>1.5 Diagramme de Hubble, expansion accélérée de l'Univers et modèle de concordance</b> . . . . .	<b>31</b>
1.5.1 Diagramme de Hubble des SNIa . . . . .	31
1.5.2 Expansion accélérée de l'Univers et énergie noire . . . . .	33
1.5.3 D'autres types d'observations confirmant cette expansion accélérée : Modèle de Concordance . . . . .	35
<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>41</b>

---

## Introduction

La découverte par **HUBBLE** [1929] que l'Univers était en expansion, contrairement à la croyance de l'époque qui le supposait statique, marque le début de la cosmologie moderne. Cette découverte a été réalisée à l'aide de l'estimation des distances extragalactiques, rendue possible par l'observation des Céphéides. Plus récemment, une découverte toute aussi surprenante a été réalisée par **PERLMUTTER et al.** [1999], **RIESS et al.** [1998] en estimant les distances à l'aide de supernovas de type Ia (SNIa) : l'expansion de l'Univers, dans l'hypothèse du modèle standard de la cosmologie, s'accélère. Ces découvertes ont toutes deux été réalisées par l'estimation des distances extragalactiques d'objets astronomiques, associées à l'estimation de leur vitesse de récession.

Dans un premier temps, on abordera la détermination de l'unité astronomique (premier maillon de l'échelle des distances), puis la mesure des distances par la méthode de parallaxe stellaire, qui représente le deuxième maillon de l'échelle des distances, suivi de l'estimation des distances extragalactiques à l'aide des Céphéides (troisième maillon). À cette échelle, les distances commencent à être liées au contenu de l'Univers, et c'est pour cela que l'on aura besoin d'un cadre théorique (relativité générale) permettant d'établir le modèle standard cosmologique que l'on décrira.

Dans un second temps on traitera des SNIa, qui sont parmi les objets les plus lumineux de l'Univers. Ces objets astrophysiques représentent un élément clé de la cosmologie actuelle, puisqu'ils permettent d'établir des mesures de distances à grande échelle.

On montrera ensuite comment les supernovas ont été utilisées pour effectuer des mesures de distance, et, comment l'interprétation de l'expansion accélérée de l'Univers a été mise en évidence. On introduira aussi quelques autres sondes cosmologiques, permettant de contraindre le modèle cosmologique actuel.

## 1.1 Échelles de distances

### 1.1.1 Parallaxe stellaire

Au XVI<sup>e</sup> siècle, Copernic (1473 – 1543) osa abandonner la description géocentrique (figure 1.1 en haut à gauche) de l'Univers pour expliquer le mouvement des astres en introduisant un modèle héliocentrique (**COPERNIC** [1543]). Un élément qui a incité Copernic à penser que le postulat stipulant que la Terre est au centre de l'Univers était faux, était qu'en supposant le modèle expliquant les mouvements des planètes par des épicycles (figure 1.1 en haut à droite), toutes les planètes devaient tourner autour de leurs épicycles de manière synchrone. C'est en remarquant que la probabilité d'une pareille coïncidence était très faible, qu'il déduisit que ces mouvements n'étaient rien d'autre qu'un déplacement de parallaxe venant du mouvement de la Terre autour du Soleil, et que l'on était dans un système héliocentrique (figure 1.1 du bas à gauche).

En montrant que l'on n'était pas dans un système géocentrique, Nicolas Copernic a fait admettre le principe que l'Homme n'est pas au centre de l'Univers. Ce principe, excluant l'existence de tout point privilégié, est connu sous le nom de *principe de Copernic*.

Après des tentatives qui remontent à l'Antiquité (Aristarque de Samos, ~310 à ~230 avant Jésus-Christ), l'observation du transit de Vénus a permis une bonne détermination de l'unité astronomique (UA), qui correspond au demi grand axe de l'orbite terrestre. Par la suite, le suivi des sondes spatiales a permis de préciser sa valeur, qui a été fixée à 149 597 870 700 m, lors de la 28<sup>e</sup> assemblée générale de l'Union astronomique internatio-

nale, tenue en août 2012 à Pékin.

Le problème des distances stellaires fut une énigme pour des générations d'astronomes, et leur incapacité à le résoudre jeta même un doute sur la théorie de Copernic. En supposant cette théorie, les étoiles devaient changer de position en apparence, suivant la position de la Terre autour du Soleil, effet que l'on connaît sous le nom de parallaxe. On devrait donc pouvoir mesurer la distance d'un corps céleste lointain en observant un mouvement ayant une période d'un an sur le ciel. C'est pour cette raison que Tycho Brahe (1546 – 1601) réfuta le modèle héliocentrique et proposa un système dans lequel la Lune et le Soleil tournent autour de la Terre immobile, et où les autres planètes orbitent autour du Soleil (figure 1.1 du bas à droite). En vérité, le déplacement de la position des étoiles était imperceptible pour les instruments de l'époque, du fait de leur éloignement considérable.

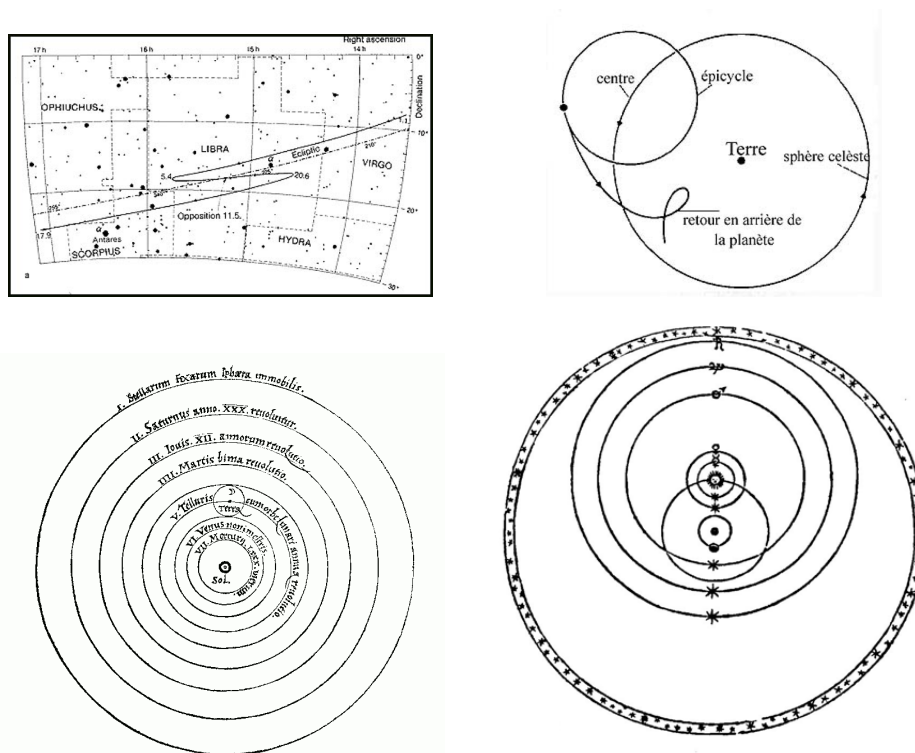


FIGURE 1.1 – Modèles expliquant la rétrogradation des planètes

En haut à gauche : rétrogradation d'une planète dans le ciel. En haut à droite : modèle géocentrique utilisant les épicycles. En bas à gauche : modèle héliocentrique proposé par Nicolas Copernic (COPERNIC [1543]). En bas à droite : modèle proposé par Tycho Brahe comme objection au modèle de Copernic, en vue d'expliquer l'absence de parallaxes stellaires.

Ce n'est qu'en 1838, grâce au progrès du polissage des lentilles qui permettra une vision plus nette, que Friedrich Bessel effectua la première mesure de la parallaxe stellaire, en mesurant le décalage apparent de l'étoile Cygni 61 (BESSEL [1838]). La figure 1.2 montre comment effectuer une mesure de distance avec l'angle de parallaxe. On peut mesurer l'angle de parallaxe  $p$  d'une étoile éloignée de quelques années lumière<sup>1</sup>, en observant sa position relative au fond d'étoiles « lointaines ». En ayant la connaissance de la

1. Une année lumière correspond à la distance parcourue par des photons pendant une année, 1 al = 9460730472580800 m (PATRIGNANI et al. [2017])



distance Terre – Soleil (1 UA) et en mesurant l'angle  $p$  on peut déduire la distance  $d$ . Étant donné que  $d \gg 1$  UA, la relation entre  $p$  et la distance  $d$  devient  $d = \frac{1\text{UA}}{p}$ .

L'unité de distance *parsec* (pc) fut introduite, définie comme la distance  $d$  pour laquelle la parallaxe vaut une seconde d'arc<sup>2</sup>;  $1\text{ pc} = \frac{648000}{\pi} \text{ UA} \approx 3,086 \times 10^{16} \text{ m}$ . Bessel a

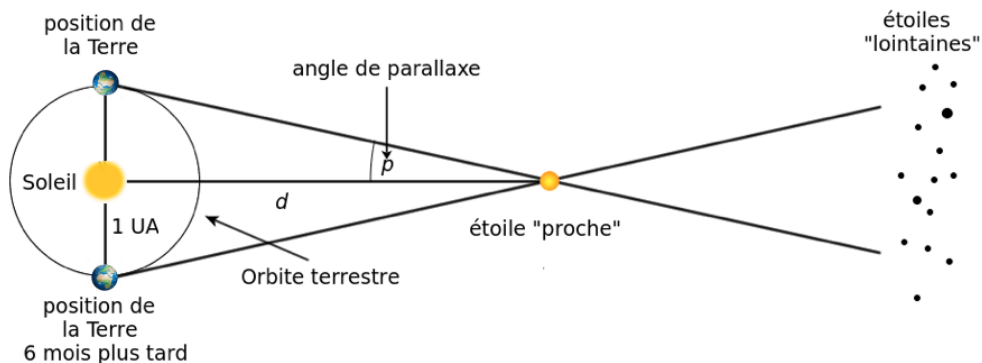


FIGURE 1.2 – Mesure de la distance d'une étoile à l'aide de l'angle de parallaxe

ainsi mesuré que l'étoile Cygni 61 changeait de position selon un angle de  $0,6272''$ , soit un angle de parallaxe  $p = \frac{0,6272''}{2}$  qui correspond à presque 64700 UA. La détermination de cette grande distance fut un bouleversement pour la communauté scientifique de l'époque, d'autant plus que cette étoile était considérée comme l'une des plus proches.

Le satellite Hipparcos (High Precision PARallax COLlecting Satellite), lancé en 1989, a observé 118 000 étoiles avec une précision de l'ordre du millième de secondes d'arc (PERRYMAN et al. [1997]), dans le but d'effectuer des mesures de parallaxes. Le satellite GAIA (LURI et al. [2018]), successeur de Hipparcos, a été lancé en 2013 et devrait fournir un relevé complet d'ici 2020. La précision astrométrique attendue, qui devrait être atteinte pour des étoiles de magnitude 15, est de l'ordre de 0,02 millisecondes d'arc.

### 1.1.2 Distances extragalactiques et Céphéides

Au début du XXe siècle, Harlow Shapley affirma que le soleil n'était pas au centre de la Voie Lactée, mais il voyait l'Univers comme étant une seule galaxie. C'est Herbert Curtis qui montra que les « nébuleuses spirales » étaient des objets extra-galactiques. Hubble confirmera cela et montra qu'il s'agissait d'autres galaxies.

Afin d'estimer les distances intergalactiques, l'utilisation de la méthode des parallaxes est insuffisante. En effet, même l'extrême précision apportée par le satellite GAIA (LURI et al. [2018]) ne permet pas de dépasser les 20 kpc (soit environ le diamètre de la Voie Lactée)<sup>3</sup>. Les Céphéides sont des étoiles variables, très lumineuses (typiquement  $10^4 L_{\odot}$ )<sup>4</sup>, et ayant une période de quelques jours (UDALSKI et al. [1999], SOSZYNSKI et al. [2008]). Il

2. Une seconde d'arc ( $1''$ ) correspond à un soixantième de minute d'arc ( $1'$ ), qui correspond elle-même à un soixantième de degré.

3. Récemment, quelques mesures de parallaxe extra-galactique ont été effectuées à l'aide de sources Maser (GRAY [2012]) se trouvant dans des disques d'accrétion de trous noirs. La mesure la plus lointaine réalisée par HUMPHREYS et al. [2013] est pour la galaxie NGC 4258 située à environ 7,6 Mpc. Ce sont d'ailleurs ces sources Maser (HUMPHREYS et al. [2013]), qui servent de calibrateur primaire pour les récentes mesures de la constante de Hubble, menées à l'aide de Céphéides et SNIa (RIESS et al. [2016]).

4.  $L_{\odot}$  correspond à la luminosité du Soleil,  $L_{\odot} = 3.828 \times 10^{26} \text{ W}$  (PATRIGNANI et al. [2017])

est possible, en observant la période de leur pulsation de déduire leur luminosité intrinsèque  $L$  (LEAVITT [1908]), et ainsi retrouver, en mesurant le flux reçu  $\mathcal{F}$ , leur distance  $d$ , ce qui fut réalisé par HERTZSPRUNG [1913] pour des céphéides galactiques, puis par HUBBLE [1925] pour des céphéides extragalactiques :

$$\mathcal{F} = \frac{L}{4\pi d^2} \quad (1.1)$$

On peut, en parallèle, mesurer leur décalage spectral  $z$ , défini par l'équation (1.2).

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_e}{\lambda_e} \quad (1.2)$$

où  $\lambda_{obs}$  correspond à la longueur d'onde observée lors de sa réception, et  $\lambda_e$  à la longueur d'onde émise.

Le décalage spectral  $z$  vers le rouge est lié à la vitesse radiale d'éloignement  $v$  suivant l'équation (1.3).

$$1 + z = \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}} \quad (1.3)$$

où  $c$  correspond à la vitesse de la lumière dans le vide<sup>5</sup>.

Pour des faibles décalages spectraux, l'équation (1.3) devient :

$$z \approx \frac{v}{c} \quad (1.4)$$

C'est donc en observant les Céphéides de galaxies voisines, qu'en 1929 Edwin Hubble a pu affirmer que, indépendamment de la direction dans laquelle on regarde, les galaxies ont tendance à s'éloigner, et cela d'autant plus vite qu'elles sont plus éloignées. En traçant leur vitesse d'éloignement en fonction de leur distance sur ce que l'on appelle désormais un diagramme de Hubble (figure 1.3), il mit en évidence que la vitesse d'éloignement était proportionnelle à la distance selon ce qui est communément appelé la loi de Hubble :

$$v \approx cz = H_0 D \quad (1.5)$$

où  $H_0$  est la constante de Hubble<sup>6</sup> en  $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ , et  $D$  la distance, en Mpc, des objets s'éloignant par rapport à la Terre.

Cette vitesse de récession des galaxies est indépendante de la direction dans laquelle on observe l'Univers. De plus, cette vitesse d'éloignement s'accroît d'autant plus que l'on observe des objets lointains. Ces faits furent ainsi interprétés comme une preuve de l'expansion de l'Univers. Cette découverte a ébranlé la conception de l'Univers que l'on supposait jusqu'alors statique.

La partie suivante sera consacrée au cadre théorique permettant d'expliquer ces observations et de modéliser l'Univers.

---

5.  $c = 299792458 \text{ m s}^{-1}$

6. Les dernières estimations de la constante de Hubble sont  $H_0 = 67,8 \pm 0,9 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$  d'après PLANCK COLLABORATION et al. [2016c] et  $H_0 = 73,24 \pm 1,74 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$  d'après RIESS et al. [2016]. La différence entre ces deux estimations n'est pas encore comprise et laisse présager de futures découvertes.

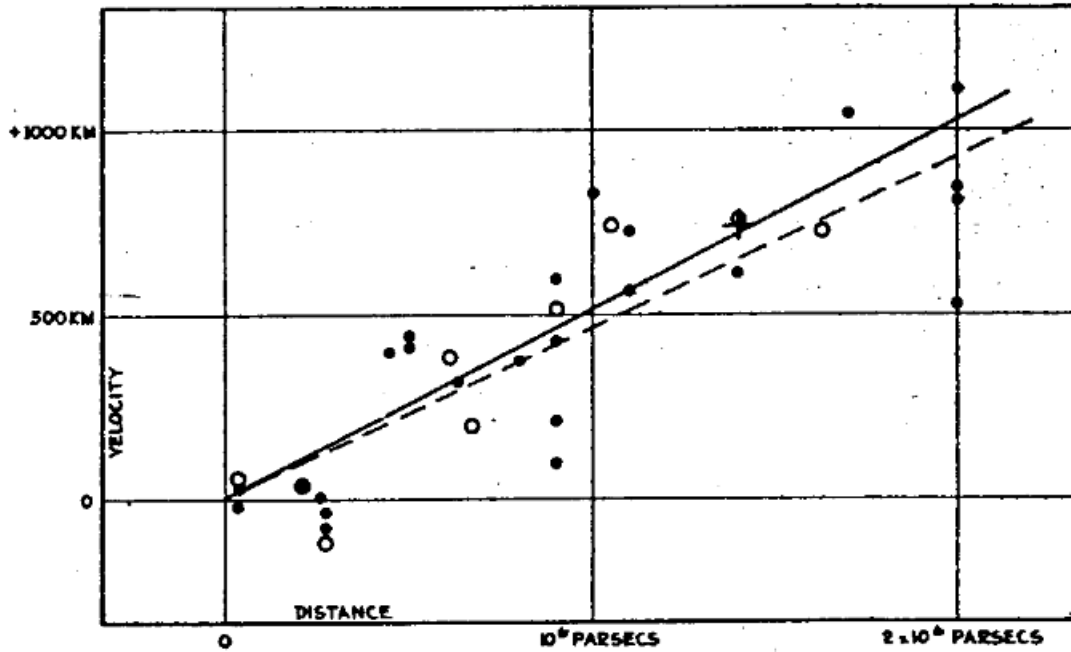


FIGURE 1.3 – Diagramme de Hubble originel (HUBBLE [1929])

Les points sur ce graphique correspondent à des Céphéides extragalactiques observées par Hubble, avec en abscisse leur distance, déduite par Hubble après avoir considéré la relation entre la période et la magnitude des Céphéides, en ordonnée l'estimation de leur vitesse d'éloignement, déduite du décalage spectral vers le rouge.

## 1.2 Contexte théorique : la relativité générale

Dans ce qui suit, il sera montré que l'énergie totale de l'Univers se subdivise en plusieurs composantes. Le modèle standard de la cosmologie, décrit par les équations de Friedmann-Lemaître (section 1.2.3) se base sur les équations d'Einstein (section 1.2.1), ainsi que sur le principe cosmologique, décrit en section 1.2.2.

### 1.2.1 Équations d'Einstein

La relativité générale (EINSTEIN [1916]) considère que la gravitation n'est pas une force, mais la manifestation de la courbure de l'espace-temps, liée au contenu énergétique de celui-ci. L'élément de longueur de cet espace temps  $ds$  est décrit de la manière suivante :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (1.6)$$

où  $g_{\mu\nu}$  est le tenseur métrique de signature  $(+,-,-,-)$ , et  $dx^\mu$  sont les éléments infinitésimaux dans la direction  $\mu$  de l'espace temps<sup>7</sup>.

Les équations du champ gravitationnel, aussi appelées équations d'Einstein (1.7) permettent d'évaluer le tenseur métrique  $g_{\mu\nu}$ , étant donnée une distribution de matière et d'énergie exprimée sous la forme d'un tenseur énergie-impulsion :

7. par convention, les indices en lettres grecques correspondent aux 4 directions de l'espace temps,  $\mu = \{0, 1, 2, 3\}$  où  $\mu = 0$  correspond à la coordonnée temporelle, tandis que les  $\mu = i$ , tel que  $i = \{1, 2, 3\}$  correspondent aux 3 directions de l'espace. Les indices en lettres latines correspondent ainsi uniquement aux coordonnées spatiales.

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = -\frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (1.7)$$

où  $R_{\mu\nu}$  correspond au tenseur de Ricci et  $R$  à la courbure scalaire, tous deux étant donnés par le tenseur métrique  $g_{\mu\nu}$  et ses deux premières dérivées.  $G$  correspond à la constante gravitationnelle de Newton<sup>8</sup>,  $c$  la vitesse de la lumière, et  $T_{\mu\nu}$  le tenseur énergie-impulsion, lié au contenu énergétique. On trouvera une explication détaillée du cheminement nécessaire à la construction des équations de la relativité générale dans le livre de [HOBSON et al. \[2010\]](#)<sup>9</sup>.

En 1917, après avoir mis au point sa théorie de la relativité générale, Albert Einstein l'appliqua à l'étude de l'Univers dans son ensemble. À cette époque, la vision qui était communément partagée était celle d'un Univers statique. C'est pour cela qu'il décida de modifier légèrement les équations de sa théorie (1.7) en introduisant un terme supplémentaire appelé la constante cosmologique, noté  $\Lambda$ , permettant de contrebalancer l'effet attractif de la gravitation et obtenir un univers statique (invariable dans le temps).

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} (R - 2\Lambda) = -\frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (1.8)$$

Avec la découverte de l'expansion de l'Univers par Edwin Hubble en 1929, l'utilisation de cette constante perdit son intérêt, et Einstein la qualifia de « la plus grande erreur de sa vie ». Depuis les observations de [PERLMUTTER et al. \[1999\]](#) et [RIESS et al. \[1998\]](#), cette constante fit un retour en force, non plus pour considérer un univers statique, mais pour prendre en compte l'apparente expansion accélérée de celui-ci.

Dans la prochaine section, le principe cosmologique, ainsi que la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker qu'il implique, seront introduits. Cette métrique est l'un des piliers du modèle standard de la cosmologie actuelle, nécessaire pour aboutir aux équations de Friedmann-Lemaître, régissant l'évolution du taux d'expansion de l'Univers, qui seront introduites dans la section 1.2.3.

## 1.2.2 Métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

### 1.2.2.1 Principe Cosmologique

À petite échelle, la matière est distribuée de manière très irrégulière, mais à une échelle au delà du giga parsec, la distribution de matière tend à être homogène. L'un des arguments observationnels les plus solides permettant de penser que l'Univers est isotrope est que la température du rayonnement de fond diffus cosmologique dépend très faiblement de la direction d'observation dans le ciel (variations relatives de l'ordre de  $10^{-5}$  en température). Étant donné qu'il n'existe pas d'endroit privilégié dans l'Univers, c'est à dire qu'il n'y a pas de centre, l'isotropie implique l'homogénéité. L'hypothèse de base pour la suite sera le principe cosmologique, qui stipule qu'à tout instant, l'Univers est identique quel que soit le point où l'on se place, tout en étant identique dans toutes les directions ([LEMAÎTRE \[1927\]](#)).

---

8.  $G = (6,6742 \pm 0,0001) \times 10^{-11} \text{m}^3 \text{kg}^{-1} \text{s}^{-2}$  ([PATRIGNANI et al. \[2017\]](#))

9. La même convention de signes a été prise pour les équations présentées dans ce document

### 1.2.2.2 Observateur comobile

On peut définir un paramètre  $t$  qui coïncide avec le temps propre d'un observateur fondamental<sup>10</sup> arbitraire que l'on nommera « temps cosmique ». Ce temps sera défini pour le référentiel tel que le principe cosmologique (Univers isotrope) reste valide. On peut ainsi introduire des coordonnées spatiales ( $x^i$ ) qui restent constantes le long de toute ligne d'univers<sup>11</sup> d'un observateur fondamental. Chaque observateur fondamental restera donc immobile dans ces coordonnées que l'on appelle coordonnées comobiles. Étant donné que chaque hypersurface  $t = C^{te}$  est orthogonale aux lignes d'univers des observateurs, l'élément de longueur  $ds$  défini en 1.6, pour lequel nous choisissons la signature  $(+ - - -)$ , prend la forme suivante :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - g_{ij} dx^i dx^j \quad (1.9)$$

Un objet comobile est un objet au repos dans l'espace (il avance donc uniquement dans le temps), et le mouvement relatif qu'il possède par rapport à un autre objet comobile est dû à la seule expansion de l'Univers (flot de Hubble) :

$$x^0 = ct, \text{ et } x^i = C^{te}$$

La quadrivitesse  $u^\mu$  est définie de la manière suivante :

$$u^\mu = \frac{dx^\mu}{dt} \quad (1.10)$$

On a donc, pour un observateur comobile :

$$u^\mu = (c, 0, 0, 0) \quad (1.11)$$

### 1.2.2.3 Métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW)

La métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) permet de décrire un espace-temps de géométrie homogène et isotrope, d'après le principe cosmologique. Pour obtenir l'élément de longueur d'espace-temps dans la métrique de FLRW, on utilise l'élément de longueur (1.9) dans lequel on prend en compte le principe cosmologique. Le principe cosmologique implique d'une part que s'il y a une dépendance en temps dans la métrique spatiale  $g_{ij}$ , elle ne peut intervenir que par l'intermédiaire d'un facteur d'échelle  $a(t)$  englobant les 3 directions de l'espace. D'autre part, pour que le 3-espace que décrit les coordonnées  $x^i$  soit homogène et isotrope, on considère un 3-espace à symétrie maximale. Ces éléments permettent d'arriver à la métrique de FLRW décrite dans l'équation (1.12). On peut trouver le cheminement détaillé permettant d'obtenir cette métrique dans [HOBSON et al. \[2010\]](#).

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a(t)^2 \left( \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right) \quad (1.12)$$

avec  $a(t)$  le facteur d'échelle, et  $k$  le terme qui détermine la courbure ( $k = 0$  pour un univers plat,  $k = -1$  pour un univers hyperbolique (ouvert), ou  $k = +1$  pour un univers sphérique (fermé)). Le cas où  $a = 1$  et  $k = 0$  correspond à la métrique plate et statique de Minkowski.

---

10. On appelle un observateur fondamental, un observateur immobile par rapport au mouvement général d'expansion de l'Univers, et donc par rapport au fond diffus cosmologique.

11. La ligne d'univers d'un objet correspond au tracé de cet objet à travers l'espace-temps.

## 1.2.3 Équations de Friedmann-Lemaître

### 1.2.3.1 Tenseur énergie impulsion

Les composantes contravariantes du tenseur énergie-impulsion dans un système de coordonnées  $x^\mu$  sont données par :

$$T^{\mu\nu} = \rho u^\mu u^\nu \quad (1.13)$$

avec  $T^{00}$  la densité d'énergie des particules,  $T^{0i} = T^{i0}$  le flux d'énergie divisé par  $c$  dans la direction  $i$ ,  $T^{ii}$  est la densité d'impulsion multipliée par  $c$  dans la direction  $i$ , et  $T^{ij}$  le flux de la composante  $i$  dans la direction  $j$ .  $\rho$  correspond à la densité du fluide considéré, et  $u^\mu$  à la quadrivitesse, définie en (1.10).

### 1.2.3.2 Cas d'un fluide parfait

Dans le cas d'un fluide parfait, il n'y a ni transport de chaleur, ni viscosité. Les composantes  $T^{\mu\nu}$  s'expriment, dans un référentiel au repos, par :

$$T^{\mu\nu} = \left( \rho + \frac{p}{c^2} \right) u^\mu u^\nu - p \eta^{\mu\nu} \quad (1.14)$$

où  $\rho$  et  $p$  correspondent respectivement à la densité et à la pression du fluide considéré.  $\eta^{\mu\nu}$  correspond à la métrique de Minkowski, s'écrivant de la manière suivante :

$$[\eta^{\mu\nu}] = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

De manière plus générale, on peut obtenir l'expression de ce tenseur pour un système de coordonnées quelconque en remplaçant la métrique de Minkowski  $\eta^{\mu\nu}$  par la métrique  $g^{\mu\nu}$  associée au système de coordonnées que l'on considère.

$$T^{\mu\nu} = \left( \rho + \frac{p}{c^2} \right) u^\mu u^\nu - p g^{\mu\nu} \quad (1.16)$$

On peut remarquer que quand la pression  $p$  tend vers 0, le fluide considéré correspond à de la matière ordinaire diluée (poussière).

### 1.2.3.3 Équations de Friedmann-Lemaître

En ajoutant la métrique de Robertson-Walker (1.12) dans les équations d'Einstein (1.7) avec le contenu de l'Univers qui se comporte comme un fluide parfait (équation (1.16)), on obtient les équations de Friedman-Lemaître :

$$H^2 = \left( \frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho + \frac{\Lambda c^2}{3} - \frac{k c^2}{a^2} \quad (1.17)$$

où  $H = \frac{\dot{a}}{a}$  correspond au paramètre de Hubble, et  $\Lambda$  à la constante cosmologique (équation (1.8)).

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \left( \rho + \frac{3p}{c^2} \right) + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (1.18)$$

Chaque composante de l'énergie totale de l'Univers peut ainsi être modélisée sous la forme d'un fluide  $i$  de densité d'énergie  $\rho_i$  et de pression  $p_i$ . Les équations (1.17) et (1.18) peuvent être réécrites sous la forme suivante :

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \sum_i \rho_i - \frac{k c^2}{a^2} \quad (1.19)$$

et

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \sum_i \left(\rho_i + \frac{3p_i}{c^2}\right) \quad (1.20)$$

On pose  $w(a)$  tel que :

$$p = w(a) \rho c^2 \quad (1.21)$$

L'équation (1.21) est appelée l'équation d'état du fluide parfait de pression  $p$  et de densité  $\rho$ .

En utilisant l'identité de Bianchi (HOBSON et al. [2010]), on obtient l'identité suivante :

$$\nabla^\mu T_{\mu\nu} = 0 \quad (1.22)$$

En introduisant l'équation d'un fluide parfait (1.16) avec l'équation d'état (1.21) dans l'identité (1.22), on obtient :

$$\dot{\rho} = -\frac{3H}{c^2} (1 + w(a)) \rho \quad (1.23)$$

D'où :

$$\rho = \rho_0 f(a) \quad (1.24)$$

avec

$$f(a) = \exp\left(-3 \int_{a_0}^a \frac{1 + w(a)}{a} da\right) \quad (1.25)$$

où  $a$  correspond à la valeur du paramètre d'échelle pour un temps  $t$ , et  $a_0$  à sa valeur actuelle ( $t = 0$ ).

Dans le cas particulier où le paramètre  $w$  ne dépend pas de  $a$ , l'équation 1.25 devient :

$$f(a) = \left(\frac{a_0}{a}\right)^{3(1+w)} \quad (1.26)$$

Les composantes du fluide cosmologique permettant de modéliser l'Univers sont les suivantes :

- Matière : La matière de l'Univers existe sous plusieurs formes. D'une part l'Univers contient de la matière baryonique et leptonique à laquelle on est habitué, et d'autre part il est vraisemblable que l'Univers contienne de la matière noire, très faiblement interagissante. Le lecteur pourra trouver des informations sur l'aspect observationnel de cette hypothétique matière noire dans l'annexe A. La densité de matière totale  $\rho_m$ , s'exprimant comme la somme des densités de ces différentes formes de matière, provoque un effet dans l'évolution du facteur d'échelle  $a(t)$  en fonction du temps cosmique. L'hypothèse que toutes les particules de matière, indépendamment de leur type, sont associées à des énergies thermiques faibles par rapport à leur masse sera émise, ce qui permettra de modéliser la matière comme de la *poussière*. La poussière, n'exerçant pas de pression, implique (équation (1.21)) que le paramètre d'état de la matière soit nul ( $w = 0$ ).

- Rayonnement : le terme de rayonnement inclut les particules dont la masse est très faible ou nulle par rapport à leur énergie, donc en mouvement relativiste (photons, neutrinos).



– Énergie noire : Dans le modèle cosmologique avec une constante cosmologique  $\Lambda$ CDM, l'énergie noire est considérée comme une constante ne dépendant pas du temps.

$$\Omega_{\text{DE},0} \cdot f_{\text{DE}}(a) = \Omega_{\text{DE},0} = \Omega_{\Lambda} = \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2} \quad (1.27)$$

où  $\Lambda$  correspond à la constante dans les équations d'Einstein. Cette constante cosmologique  $\Lambda$  peut aussi être considérée comme un fluide dont le paramètre de l'équation d'état  $w$  est une constante qui vaut  $-1$ .

On peut considérer d'autre part l'énergie noire comme un fluide dont le paramètre de l'équation d'état ne dépend pas du temps, mais possède une valeur  $w_0$  ne valant pas exactement  $-1$  mais restant à déterminer.

L'énergie noire pourrait aussi se comporter comme un fluide dynamique, dont le paramètre d'équation d'état dépend du temps. La paramétrisation ayant une équation d'état dépendante du temps la plus fréquemment utilisée est celle de **CHEVALLIER et POLARSKI [2001]** et **LINDER [2003]**.

Le tableau 1.1 montre les valeurs du paramètre de l'équation d'état  $w$  ainsi que leur effet sur le paramètre de Hubble ( $f(a)$ ) pour les fluides cosmologiques énumérés ci-dessus.

fluide cosmologique	paramètre $w$	$f(a)$
matière	0	$\left(\frac{a_0}{a}\right)^3$
rayonnement	$-1/3$	$\left(\frac{a_0}{a}\right)^4$
constante cosmologique	$-1$	1
énergie noire avec $w_0$	$w_0$	$\left(\frac{a_0}{a}\right)^{3(1+w_0)}$
paramétrisation CPL <sup>12</sup>	$w_0 + w_a(1-a)$	$\left(\frac{a_0}{a}\right)^{3(1+w_0+w_a)} e^{-3 w_a \left(\frac{a_0-a}{a_0}\right)}$

TABLEAU 1.1 – Fluides cosmologiques et leurs effets sur le paramètre de Hubble

Ce tableau montre les valeurs du paramètre  $w$  de l'équation d'état correspondant aux fluides cosmologiques énumérés dans la première colonne.

### 1.2.3.4 Exemples de modèles simples d'univers :

Le tableau 1.2 montre le comportement du facteur d'échelle  $a$  pour des modèles simple d'univers.

### 1.2.3.5 Modélisation de l'Univers

Pour l'Univers, l'équation (1.19) devient :

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} (\rho_m + \rho_r + \rho_{\text{DE}}) - \frac{k c^2}{a^2} \quad (1.28)$$

En posant  $\rho_{\{m,r,\text{DE}\}}$  respectivement pour la densité de matière, rayonnement, et énergie noire et en notant les variables pour le temps actuel avec l'indice 0, l'équation (1.28) devient :

12. **CHEVALLIER et POLARSKI [2001]** et **LINDER [2003]**



type d'univers	$k$	$\Omega_m$	$\Omega_r$	$\Omega_{DE}$	$a(t)$
univers contenant uniquement de la matière (Einstein-De-Sitter)	0	1	0	0	$a \propto t^{2/3}$
univers plat où il n'y a que de la radiation	0	0	1	0	$a \propto t^{1/2}$
univers ouvert dont le contenu est négligeable	-1	0	0	0	$a \propto t$ , cet univers est dit en <i>expansion libre</i>
univers plat contenant seulement l'énergie noire sous la forme d'une constante cosmologique $\Lambda$	0	0	0	1	$a \propto e^{\sqrt{\frac{\Lambda c^2}{3}} \cdot t} \Rightarrow \frac{\ddot{a}}{a} = \frac{\Lambda c^2}{3}$ , univers en <i>expansion accélérée</i>

TABLEAU 1.2 – Évolution temporelle du facteur d'échelle  $a(t)$  pour des exemples simples d'univers

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} \left( \rho_{m,0} \left( \frac{a_0}{a} \right)^3 + \rho_{r,0} \left( \frac{a_0}{a} \right)^4 + \rho_{DE,0} \cdot f_{DE} \right) - \frac{k c^2}{a^2} \quad (1.29)$$

On définit une densité critique :

$$\rho_{cr} = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (1.30)$$

La valeur de cette densité, pour l'Univers, est de  $9,2 \times 10^{-27} \text{ kg m}^{-3}$ , soit l'équivalent en masse volumique d'environ 5 protons par mètre cube (PATRIGNANI et al. [2017], en prenant  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ).

En définissant les paramètres de densité  $\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_{cr}}$ , on obtient  $\sum_i \Omega_i = 1$ . L'équation (1.29) devient :

$$H^2 = H_0^2 h^2 \quad (1.31)$$

avec

$$h^2 = \Omega_{m,0} \left( \frac{a_0}{a} \right)^3 + \Omega_{r,0} \left( \frac{a_0}{a} \right)^4 + \Omega_{DE,0} \cdot f_{DE} + \Omega_{k,0} \left( \frac{a_0}{a} \right)^2 \quad (1.32)$$

En fonction du décalage spectral vers le rouge défini par (1.2) et lié au facteur d'échelle  $a$  par (1.37), l'équation (1.32) se réécrit :

$$h^2 = \Omega_{m,0} (1+z)^3 + \Omega_{r,0} (1+z)^4 + \Omega_{DE,0} \cdot f_{DE}(z) + \Omega_{k,0} (1+z)^2 \quad (1.33)$$

où  $f_{DE}(z)$  caractérise l'évolution de la densité du fluide utilisé pour l'énergie noire en fonction du décalage spectral vers le rouge (1.26).

### 1.2.4 Décalage spectral vers le rouge et distances cosmologiques

On définira dans cette section les quelques grandeurs observables usuelles et on donnera leurs expressions les liant aux paramètres du modèle cosmologique utilisé.

### 1.2.4.1 Relation entre le décalage spectral vers le rouge et le paramètre d'échelle $a$

La lumière suit une géodésique nulle :

$$ds^2 = 0 \quad (1.34)$$

En considérant la métrique de Friedmann Lemaître Robertson Walker, avec  $\theta$  et  $\phi$  constants, l'équation (1.34) devient :

$$c^2 dt^2 - a^2 \cdot \frac{dr^2}{1 - kr^2} = 0 \quad (1.35)$$

Soit un flash lumineux, émis au temps  $t_e$  pendant un intervalle de temps  $\delta t_e$ , à  $r = r_e$ . Il est ensuite réceptionné au temps  $t_0$  au niveau de l'observateur à  $r = r_0 = 0$  avec un intervalle de temps actuel  $\delta t_0$ . On a donc :

$$\int_{t_e}^{t_0} \frac{c dt'}{a(t')} = \int_0^{r_e} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = \int_{t_e + \delta t_e}^{t_0 + \delta t_0} \frac{c dt'}{a(t')}$$

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

On peut associer à  $\delta t_e$  et  $\delta t_0$  les périodes d'émission  $T_e$  et de réception  $T_0$ , d'où :  $T_0 = T_e \frac{a_0}{a_e}$

Si on considère le décalage vers le rouge défini par (1.2), on a (avec les  $\lambda$  qui correspondent aux longueurs d'onde et les  $\nu$  aux fréquences) :

$$\Rightarrow \lambda_0 = \lambda_e(1 + z) \Leftrightarrow \nu_0 = \nu_e(1 + z)^{-1} \Leftrightarrow T_0 = T_e(1 + z) \quad (1.36)$$

d'où :

$$1 + z = \frac{a_0}{a_e} \quad (1.37)$$

### 1.2.4.2 Distance comobile

La distance comobile  $d_C$  caractérise de la distance séparant deux objets en s'abstrayant de l'expansion de l'Univers, c'est à dire en considérant une unité de longueur qui s'étend avec l'Univers (SERJEANT [2010]) :

$$d_C = a_0 \int_0^{r_e} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} \quad (1.38)$$

Si l'on considère que l'Univers est plat ( $k=0$ ), cette distance s'écrit de la manière suivante :

$$d_C = a_0 r_e \quad (1.39)$$

### 1.2.4.3 Distance de diamètre angulaire

Soit la distance de diamètre angulaire  $d_A$ , définie par :

$$\delta\theta = \frac{D}{d_A} \quad (1.40)$$

où  $D$  est le diamètre apparent et  $\delta\theta$  l'angle formé par l'objet observé (figure 1.4). On peut

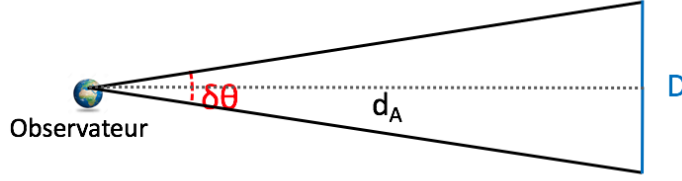


FIGURE 1.4 – Distance de diamètre angulaire

montrer (SERJEANT [2010]) que :

$$d_A = (1 + z)^{-1} d_C \quad (1.41)$$

Pour l'Univers dont le paramètre de Hubble est décrit par l'équation (1.33) et pour lequel on néglige le rayonnement et la courbure ( $\Omega_{r,0} = 0$  et  $\Omega_{k,0} = 0$ ), la distance de diamètre angulaire se réécrit, en fonction des paramètres cosmologiques, de la manière suivante :

$$d_A = \frac{c}{H_0(1+z)} \int_0^z \frac{dz'}{h(\Omega_{m,0}, \Omega_{DE}, z')} \quad (1.42)$$

#### 1.2.4.4 Distance de luminosité

Soit une source émettant une luminosité absolue  $L$  et émettant de manière isotrope (figure 1.5). Le flux reçu  $\mathcal{F}$  en un point de l'espace sera alors lié à sa luminosité absolue

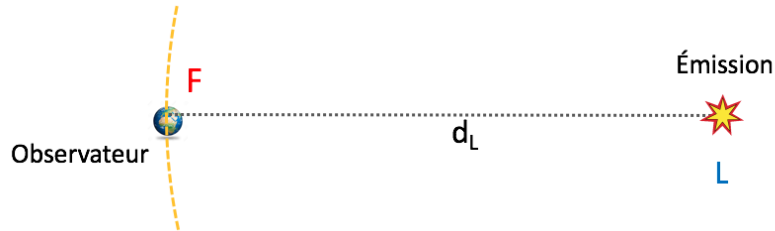


FIGURE 1.5 – Distance de luminosité

$L$  par sa distance de luminosité  $d_L$  la séparant de la source lumineuse suivant l'équation (1.43).

$$\mathcal{F} = \frac{L}{4\pi d_L^2} \quad (1.43)$$

On peut montrer (HOBSON et al. [2010]) que la distance de luminosité s'écrit de la manière suivante :

$$d_L = (1 + z) d_C \quad (1.44)$$

Elle se réécrit, en fonction de la distance de diamètre angulaire, de la manière suivante :

$$d_L = (1 + z)^2 d_A \quad (1.45)$$

De même, pour l'Univers décrit dans l'équation (1.33) avec  $\Omega_{r,0} = 0$  et  $\Omega_{k,0} = 0$ , la distance de luminosité se réécrit, en fonction des paramètres cosmologiques, de la manière suivante :

$$d_L(pc) = \frac{c}{H_0} (1+z) \int_0^z \frac{dz'}{h(\Omega_{m,0}, \Omega_{DE}, z')} \quad (1.46)$$

Pour déterminer une distance de luminosité  $d_L$  en mesurant un flux lumineux reçu  $\mathcal{F}$ , il est nécessaire de connaître la luminosité de l'objet L qui émet ce rayonnement. Ainsi, s'il existait un objet reconnaissable possédant une luminosité L connue (chandelle standard), on pourrait déduire sa distance de luminosité en mesurant le flux reçu. La luminosité des supernovas de type Ia (SNIa), qui seront introduites dans la section 1.3, possède des variabilités de l'ordre de 50% en flux émis à leur maximum de luminosité (PHILLIPS [1993]). Ces variabilités sont considérées comme faibles en comparaison d'autres types de supernovas, dont les variabilités peuvent s'étaler sur plusieurs ordres de grandeur. De plus, on montrera dans la suite de ce document que l'on peut en partie corriger ces variabilités à l'aide d'un modèle empirique, dans un processus appelé standardisation.

### 1.3 Supernovas de type Ia (SNIa)

Les SNIa sont des objets transitoires observables depuis la Terre pendant une durée de quelques mois et qui sont aussi lumineux au pic de leur luminosité que toute une galaxie (cf. image de SN2011fe en figure 1.6).



FIGURE 1.6 – Exemple de supernova de type Ia : SN2011fe

SN2011fe dans sa galaxie hôte, Messier 101, une galaxie spirale se trouvant à 7 Mpc de la Voie Lactée. Cette SNIa a été découverte par le relevé *Palomar Transient Factory* (LAW et al. [2009])

Après une introduction succincte sur la manière de différencier les SNIa des autres types de supernovas en section 1.3.1, et sur leur nature physique en section 1.3.2, on abordera, en section 1.3.3, ces SNIa d'un point de vue observationnel.

### 1.3.1 Supernovas et classification spectrale

Dans l'antiquité, des étoiles nouvelles, appelées "stellae novae", qui apparaissaient pour quelques semaines avant de disparaître à nouveau, intriguaient déjà. Les plus anciennes références se retrouvent en Asie et notamment en Chine antique. En effet, il est possible de retrouver dans les archives chinoises les mentions des supernovas de l'an 185, 369, 1006, 1054 et 1181 après Jésus-Christ. La supernova de l'an 1006 fut extrêmement brillante, on peut la retrouver dans les archives Arabo-persanes et Européennes (BOUQUET [1999]). La figure 1.7 montre le rémanent de cette supernova, observé de nos jours.



FIGURE 1.7 – Rémanent de supernova gravitationnelle et de SNIa

À gauche : Image 3D synthétisée à partir des observations (KJÆR et al. [2010]) du rémanent de la supernova gravitationnelle 1987a dans le Grand Nuage de Magellan. À droite : rémanent de la SNIa SN1006 observée en 1006 (image composite ; l'infra-rouge apparaît en rouge et les rayons X apparaissent en bleu (CHANDRA)).

Ce sont Baade et Zwicky (BAADE et ZWICKY [1934]) qui, dans les années 1930, ont introduit le terme « super-nova » en observant, sur le Mont Wilson, un nouveau type d'objets transitoires qui ressemblaient à un phénomène déjà connu appelé nova, mais en étant beaucoup plus lumineux. Une nova (WOLF et al. [2013]) correspond au phénomène, moins intense qu'une supernova, résultant d'une naine blanche qui accrete de la matière provenant d'une étoile compagnon. Lorsque suffisamment d'hydrogène s'est accreté sur la surface de la naine blanche, et que les conditions de pression et température sont réunies, des réactions de fusion explosives s'enclenchent, ce qui provoque l'explosion de toute l'atmosphère et, par conséquent, donne lieu à une augmentation brutale de plusieurs magnitudes de l'éclat de l'étoile, avant qu'elle reprenne progressivement son éclat initial (nova).

La première classification des supernovas fut introduite par Rudolph Minkowski (MINKOWSKI [1941]) qui distingua les supernovas ne contenant pas de raies d'hydrogène dans leur spectre d'émission, qu'il appela supernova de type I, par opposition à celles qui en contiennent, de type II.

Par la suite, une classification plus détaillée (ELIAS et al. [1985], TURATTO [2003]) permettra de dégager plusieurs sous-ensembles dans ces deux grands types de supernovas (voir figure 1.8). Pour les supernovas de type I, la sous-classification sera basée sur des critères spectraux. Si une supernova de type I possède les raies du silicium ionisé (SiII), elle est classée comme Ia. Dans le cas où son spectre ne contient pas les raies SiII, elle

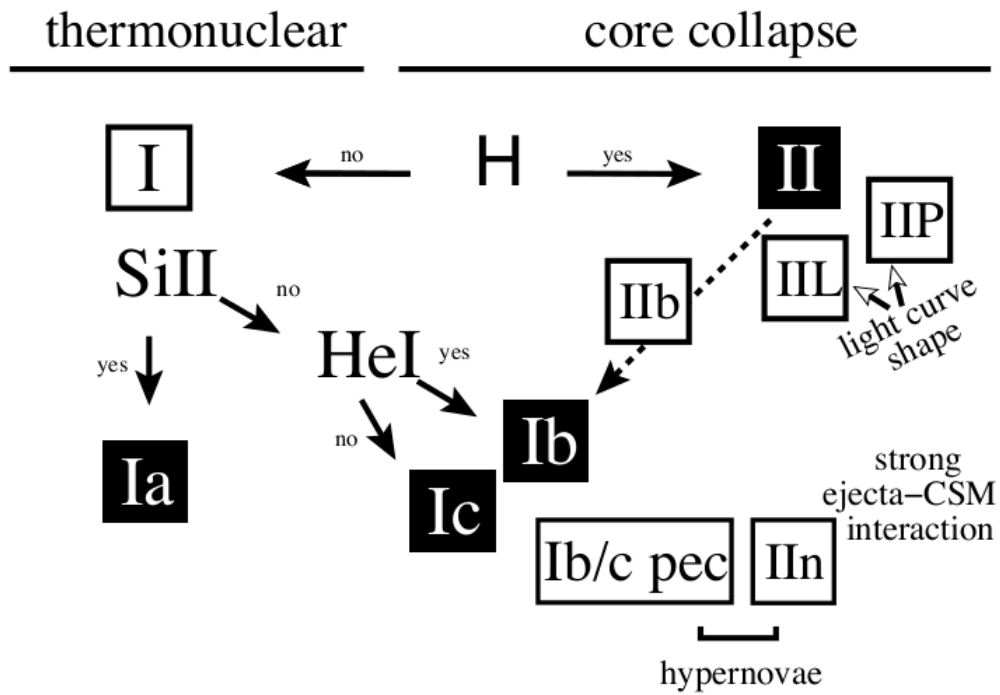


FIGURE 1.8 – Classification des supernovas (TURATTO [2003])

est considérée comme Ib si les raies de l'hélium neutre (HeI) sont présentes, et comme Ic sinon. Il existe cependant certains cas où des supernovas ont été classifiées en type II du fait de la présence de raies d'hydrogène dans leur spectre au début de l'explosion, alors qu'elles possèdent les caractéristiques proches des Ib (raies marquées du HeI). Ce lien est marqué par la flèche en pointillés liant les supernovas de type II aux Ib (TURATTO [2003]).

Ce n'est que dans les années 80 qu'il a été remarqué que la nature de l'explosion des supernovas de type Ia (SNIa) est différente de celle des types Ib, Ic ou II (FILIPPENKO [1988]).

Les SNIa ont pour origine l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche carbone oxygène que nous détaillerons dans la section suivante. Les autres types de supernovas sont des supernovas liées à l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive en fin de vie.

Par opposition aux supernovas de type I qui sont classées par l'intermédiaire de critères spectraux, la sous-classification des supernovas de type II est basée sur les courbes de lumière (FILIPPENKO [1997]). En effet, le type IIL et le type IIP correspondent respectivement aux courbes de lumière ayant le comportement linéaire et à celles ayant un plateau. La figure 1.9 montre les courbes de lumières correspondant aux différents types de supernovas de cette classification. Il reste cependant certaines supernovas particulières telle que SN 1987A qui ne semble correspondre à aucun type connu (il a été déterminé qu'elle était possiblement du type II P (FILIPPENKO [1997])).

Il existe d'autres types de classifications. Par exemple celle de GAL-YAM [2016] laquelle ne se base pas que sur les spectres, mais aussi sur le type d'explosion, directement liée à la structure et à la composition de l'étoile progénitrice. Cette classification dissocie les supernovas en deux types principaux : les « Ia » pour celles dont le progéniteur est une naine blanche, et les « CC » pour les explosions d'étoiles massives par effondrement gravitationnel de cœur. Les sous classes sont ensuite basées sur la composition des éjectas.



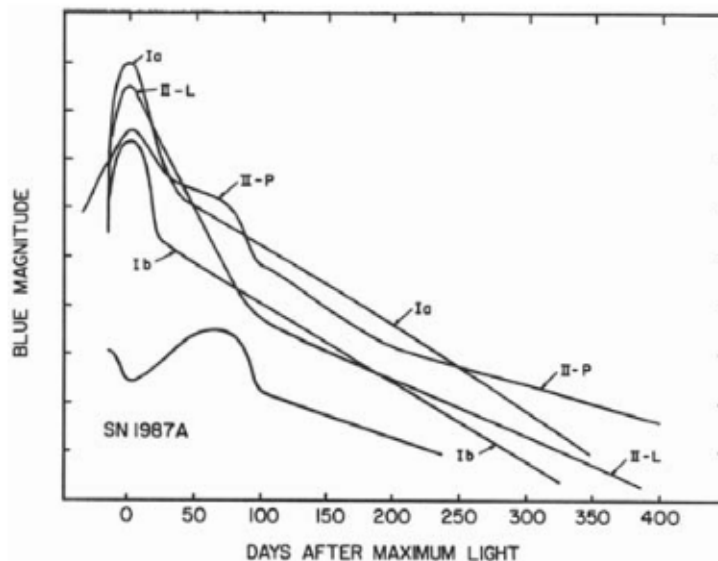


FIGURE 1.9 – Courbes de lumière correspondant aux différents types de supernovas (FILIPPENKO [1997])

### 1.3.2 Origine physique des supernovas

Les étoiles se forment par effondrement gravitationnel de nuages moléculaires, composés principalement d'hydrogène et d'hélium, en proportions variables. À mesure qu'un tel nuage se contracte, sa densité augmente, ce qui entraîne une augmentation de la pression jusqu'à ce que le gradient de celle-ci contrebalance la contraction gravitationnelle. L'augmentation de la pression s'accompagne d'une augmentation de la température et de la densité, permettant de déclencher, si la masse de l'étoile est supérieure à environ  $0.08 M_{\odot}$ <sup>13</sup>, les réactions de fusion de l'hydrogène en hélium. L'énergie libérée par ces réactions au cœur de l'étoile permet ainsi de s'opposer à l'effondrement gravitationnel. L'étoile est ainsi en équilibre thermodynamique et débute son cycle d'évolution sur une phase appelée séquence principale. Cette phase peut durer de quelques millions d'années pour les étoiles les plus massives à plusieurs milliards d'années pour les étoiles de faible masse.

Au delà de la séquence principale, l'évolution dépend de la masse de l'étoile. On trouvera plus de détails sur l'évolution stellaire dans DE BOER et SEGGEWISS [2002].

#### 1.3.2.1 Étoiles progénitrices de masse supérieure à huit masses solaires

Les progéniteurs des supernovas à effondrement gravitationnel de cœur sont des étoiles de grande masse ( $M_* \geq 8M_{\odot}$ ) (JANKA et al. [2012]). Lorsque les réactions de fusion qui maintiennent une pression de radiation suffisante s'affaiblissent, l'étoile s'effondre sur elle-même, tout en comprimant son cœur. Ce cœur, résultant de l'évolution stellaire, finit par s'effondrer lorsqu'il dépasse la limite de Chandrasekhar (CHANDRASEKHAR [1931]).

Le cœur final d'une étoile dont la masse  $M_* > 10M_{\odot}$  est principalement formé de Fe-Mg, tandis que celui d'une étoile avec  $8M_{\odot} < M_* < 10M_{\odot}$  sera principalement formé de Ne-O (DE BOER et SEGGEWISS [2002]). Lors de l'effondrement gravitationnel, des réactions de photo-désintégration et/ou de capture électronique ont lieu, selon la masse de

13.  $1M_{\odot}$  correspond à une masse Solaire, soit  $M_{\odot} = (1,98848 \pm 0,00009) \times 10^{30}$  kg (PATRIGNANI et al. [2017])

l'étoile progénitrice. Lors de ce dernier processus, un grand nombre de neutrinos sont libérés. La photo-désintégration est une réaction endothermique, tandis que la capture électronique réduit le nombre de particules chargés. Ces deux réactions amènent à une baisse significative de la pression, ce qui engendre l'implosion du cœur de l'étoile qui s'effondre en un paquet dense de neutrons. La pression de dégénérescence des neutrons arrête cet effondrement et forme une étoile à neutrons ayant un rayon de l'ordre d'une dizaine de kilomètres. Cet arrêt brutal délivre une onde de choc qui se propage, engendrant l'expulsion des couches supérieures et générant la supernova (DE BOER et SEGGEWISS [2002]). D'un point de vue énergétique, la plupart de l'énergie libérée par l'effondrement gravitationnel est emportée par les neutrinos. Ainsi, seulement un millième de l'énergie s'échappe sous forme de photons. De ce fait, les supernovas de type Ib/Ic et II sont bien moins lumineuses que les SNIa.

La large disparité des masses des progéniteurs de ces types de supernovas implique des divergences plus importantes en ce qui concerne leur luminosités (HAMUY et PINTO [2002]). Elles sont aussi moins lumineuses que les SNIa, ce qui ne permet pas de les utiliser pour sonder l'Univers aussi loin que les SNIa. De plus, étant donné qu'elles sont plus complexes, elles sont moins bien comprises que les SNIa et il est donc beaucoup plus difficile de les utiliser comme indicateur de distance. Ces supernovas explosent de manière moins isotrope que les SNIa (ALSABTI et MURDIN). À titre d'exemple, on peut constater sur la figure 1.7, qui présente un exemple de rémanents pour chacun de ces 2 types de supernova (KJÆR et al. [2010], CHANDRA), que le rémanent de SNIa est d'apparence plus isotrope que celui d'une supernova à effondrement gravitationnel.

### 1.3.2.2 Étoiles progénitrices de masse inférieure à huit masses solaires

La durée de vie d'une étoile est d'autant plus importante que sa masse est faible. Les étoiles peu massives ( $M_* < 0,4M_\odot$ ) ne peuvent pas enclencher des réactions de fusion pour les éléments au delà de l'hydrogène. Pour les étoiles de masse intermédiaire ( $0,4M_\odot < M_* < 8M_\odot$ ), une fois l'hydrogène consommé dans la séquence principale, le cœur de l'étoile se contracte sous l'effet de la gravitation, étant donné que la pression a diminué. En conséquence, la température augmente jusqu'à ce que la fusion des atomes d'hélium s'enclenche. La pression de radiation augmente tout en gonflant les couches extérieures de l'étoile et la faisant entrer dans la phase de géante rouge. Les produits de cette fusion forment un noyau carbone-oxygène. La phase géante rouge dure quelques centaines de millions d'années au cours desquelles l'étoile perd une partie de sa matière par le biais du vent stellaire. Une fois que l'hélium est consommé, les conditions de température et pression ne sont pas suffisantes pour démarrer la fusion du carbone. L'étoile se contracte et termine sa vie sous forme de naine blanche (figure 1.10). La matière qui s'était échappée sous forme de vent stellaire lors de la phase de géante rouge formera la nébuleuse planétaire. La masse d'une naine blanche est typiquement de l'ordre d'une masse solaire, pour un rayon de l'ordre de 6000 km, ce qui lui donne une densité typique de l'ordre de  $10^6 \text{ g cm}^{-3}$ <sup>14</sup>. Elle émet principalement en rayonnement X. Elle est composée de carbone et d'oxygène, produit de la fusion de l'Hélium et se maintient par la pression quantique des électrons dégénérés.

Les supernovas de type Ia (SNIa) sont interprétées comme résultant de l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche lorsque celle-ci atteint une masse voisine de la limite de Chandrasekhar (CHANDRASEKHAR [1931]). La masse de Chandrasekhar (CHAN-

---

14. à cette densité, un objet ayant les dimensions d'un morceau de sucre ( $\sim 6 \text{ cm}^3$ ) aurait une masse d'environ 6 tonnes



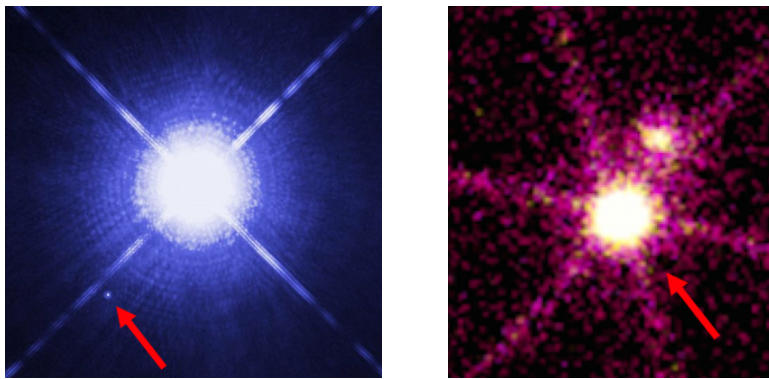


FIGURE 1.10 – Exemple de Naine blanche : Sirius B vue en optique et en rayons X  
Les figures montrent Sirius A et Sirius B, la figure de gauche montre une image en optique observée à l'aide du HST (Hubble Space Telescope), tandis que celle de droite montre l'image en rayons X observée par le télescope Chandra (CHANDRA). La naine blanche, Sirius B est marquée sur les images à l'aide de la flèche rouge.

DRASEKHAR [1931]) correspond à la masse limite théorique d'un gaz relativiste de fermions totalement dégénéré, qui vaut  $1,44M_{\odot}$  lorsque l'objet est composé de carbone et oxygène.

À l'approche de cette masse limite de Chandrasekhar, la densité centrale de l'étoile devient suffisante pour amorcer la fusion du carbone. Initialement, la réaction n'est pas explosive étant donné que la chaleur se transporte convectivement et de manière turbulente, jusqu'à ce que l'augmentation de température soit suffisante pour provoquer des points chauds et initier l'explosion (NOMOTO et al. [1984]). Après la phase initiale de fusion, la luminosité d'une SNIa a pour source énergétique les photons  $\gamma$  émis par les désintégrations radioactives du  $^{56}\text{Ni}$  en  $^{56}\text{Co}$  puis en  $^{56}\text{Fe}$ , qui réchauffent les éjectas (KASEN [2006]). Les périodes de demi-vie des éléments formés, de 6 et 77 jours respectivement pour le  $^{56}\text{Ni}$  et le  $^{56}\text{Co}$ , sont étroitement liées à la courbe de luminosité observée.

On constate que les progéniteurs des SNIa explosent à des masses voisines de celle de Chandrasekhar (SCALZO et al. [2014a]). La figure 1.11 (SCALZO et al. [2014b]) donne une estimation de la masse des éjectas des SNIa, qui correspond en bonne approximation à la masse des progéniteurs. Ces masses sont déduites à l'aide d'une relation masse – paramètre de *stretch* établie dans SCALZO et al. [2014a]. Ce paramètre dit de *stretch*, intrinsèque à la SNIa, sera défini dans la section 1.4, lorsque l'on abordera la standardisation des SNIa.

Le mécanisme permettant d'augmenter la masse de la naine blanche et ainsi lui permettre de franchir la limite de Chandrasekhar n'est pas clairement établi. Il existe deux scénarios principaux permettant d'expliquer le franchissement de la limite de Chandrasekhar par les naines blanches (RÖPKE et al. [2011]) :

- Le scénario *single degenerate* (SD) met en jeu un système binaire composé d'une naine blanche et d'une étoile compagnon (par exemple une géante rouge) (WHELAN et IBEN [1973], BRANCH et al. [1995]). La naine blanche voit sa masse croître par l'accrétion de matière de son compagnon avant d'exploser en SNIa.

Un argument défavorable pour ce scénario est qu'il prévoit qu'un résidu de l'étoile compagnon devrait rester après l'explosion. Cependant, les études récentes faites sur les restes de supernovas proches montrent qu'aucun résidu de ce genre n'a en-

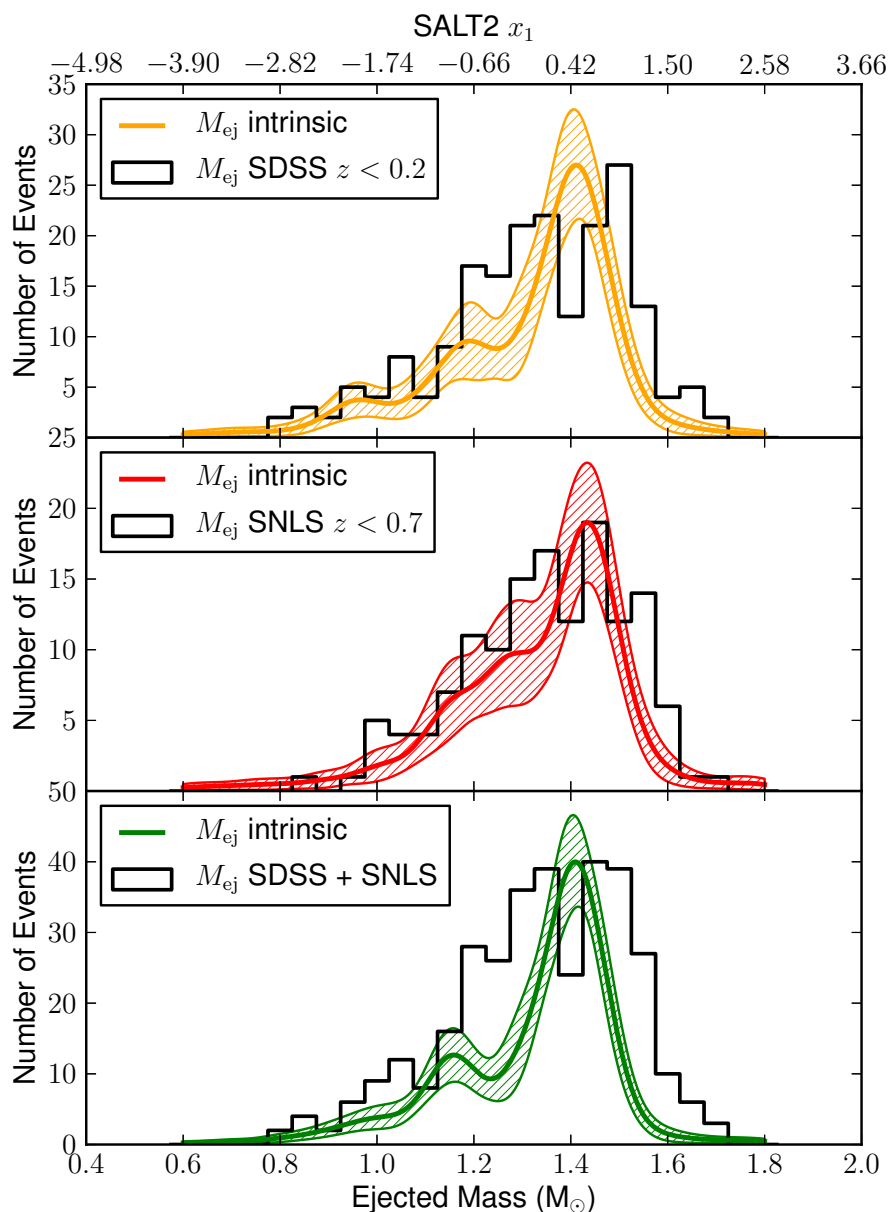


FIGURE 1.11 – Masse éjectée par les SNIa (SCALZO et al. [2014b])

Cette figure montre la distribution des masses des éjectas – qui correspondent en première approximation à la masse des progéniteurs – pour les SNIa observées uniquement par SDSS, puis par SNLS, ainsi que la combinaison des deux. La courbe colorée verte avec la bande hachurée montre la moyenne et les intervalles de variation à 68% de la distribution du paramètre de stretch, intrinsèque aux SNIa,  $x_1$ .

core été découvert dans les vestiges de SNIa, bien qu'il y ait eu quelques débats au sujet du résidu de la supernova de Tycho-Brahe (RUIZ-LAPUENTE et al. [2004], IHARA et al. [2007], RUIZ-LAPUENTE et al. [2018]).

- C'est dès lors qu'il y a eu un regain d'intérêt pour le scénario *double degenerate* (DD). Ce scénario implique deux naines blanches qui se rapprochent. Elles finissent par se disloquer lorsque la limite de Roche<sup>15</sup> est atteinte, jusqu'à avoir une enveloppe commune avant d'exploser en SNIa (IBEN et TUTUKOV [1984], WEBBINK [1984], SCALZO et al. [2014b]). Pour expliquer le phénomène de rapprochement entre les 2 naines blanches, le système binaire doit perdre de l'énergie cinétique. Cette énergie pourrait être transmise aux naines blanches par les effets de marée<sup>16</sup>, ou être évacuée du fait de l'émission d'ondes gravitationnelles lorsque les deux naines blanches sont assez proches.

Il est raisonnable de s'interroger sur ce qu'il en est des simulations d'explosions de SNIa. RÖPKE et al. [2011] ont établi des simulations numériques d'explosion de la SNIa SN2011fe, en traitant les scénarios SD et DD.

Ces modèles théoriques d'explosion (RÖPKE et al. [2011]) ne sont pas capables de prédire la distribution spectrale en énergie des SNIa (figure 1.12) avec une précision suffisante pour servir de base à la correction de la variabilité observée sur les SNIa et ainsi permettre la détermination des distances à partir des mesures du flux reçu. C'est une des raisons pour lesquelles les variabilités observées sont modélisées par une distribution spectrale en énergie (DSE) empirique (section 1.4), basées sur les observations, décrites dans la section 1.3.3.

### 1.3.3 Observation des SNIa

La courbe de lumière d'une SNIa correspond au flux reçu dans une bande spectrale (filtre) donnée en fonction de la phase. La phase correspond à l'axe temporel de la courbe de lumière, exprimée en jours, le 0 étant défini pour le maximum de luminosité dans la bande spectrale B. La forme de la courbe de lumière dépend de la bande spectrale dans laquelle une SNIa est observée. La figure 1.13 montre un exemple de courbe de lumière d'une SNIa (SN2011fe) obtenue en intégrant les spectres montrés en figure 1.15 dans les bandes spectrales des filtres synthétiques de la SNfactory (ALDERING et al. [2002])  $U_{\text{SNf}}$ ,  $B_{\text{SNf}}$ ,  $V_{\text{SNf}}$ ,  $R_{\text{SNf}}$  et  $I_{\text{SNf}}$ <sup>17</sup>. On constate des différences entre les bandes spectrales, telles que la luminosité des SNIa dans les bandes spectrales R et I qui présentent un maximum de luminosité secondaire (voir courbes I et R sur la figure 1.13). En effet, au début de la courbe de lumière de la SNIa, la partie visible du spectre est dominée par la température des éjectas, proche de 10000 K. Une dizaine de jours après le maximum de luminosité, la partie proche infra-rouge du spectre devient dominée par les raies d'émission (KASEN [2006]). À mesure que les éjectas se refroidissent, les espèces ionisées (principalement Co, Fe) re-capturent des électrons et deviennent par conséquent moins ionisées. Aux alentours de 7000 K se trouve une transition relativement abrupte depuis les

15. La limite de Roche correspond à la distance théorique limite en dessous de laquelle un satellite se disloquerait sous l'effet des forces de marée.

16. Les effets de marée correspondent aux effets de déformation sur les astres à cause de la force de marée, provenant du gradient de la force gravitationnelle.

17. Les filtres synthétiques de la SNfactory possèdent une transmission de 1 pour les bandes spectrales 3300–4102 Å, 4102–5100 Å, 5200–6289 Å, 6289–7607 Å et 7607–9200 Å correspondant respectivement aux bandes  $U_{\text{SNf}}$ ,  $B_{\text{SNf}}$ ,  $V_{\text{SNf}}$ ,  $R_{\text{SNf}}$  et  $I_{\text{SNf}}$ .

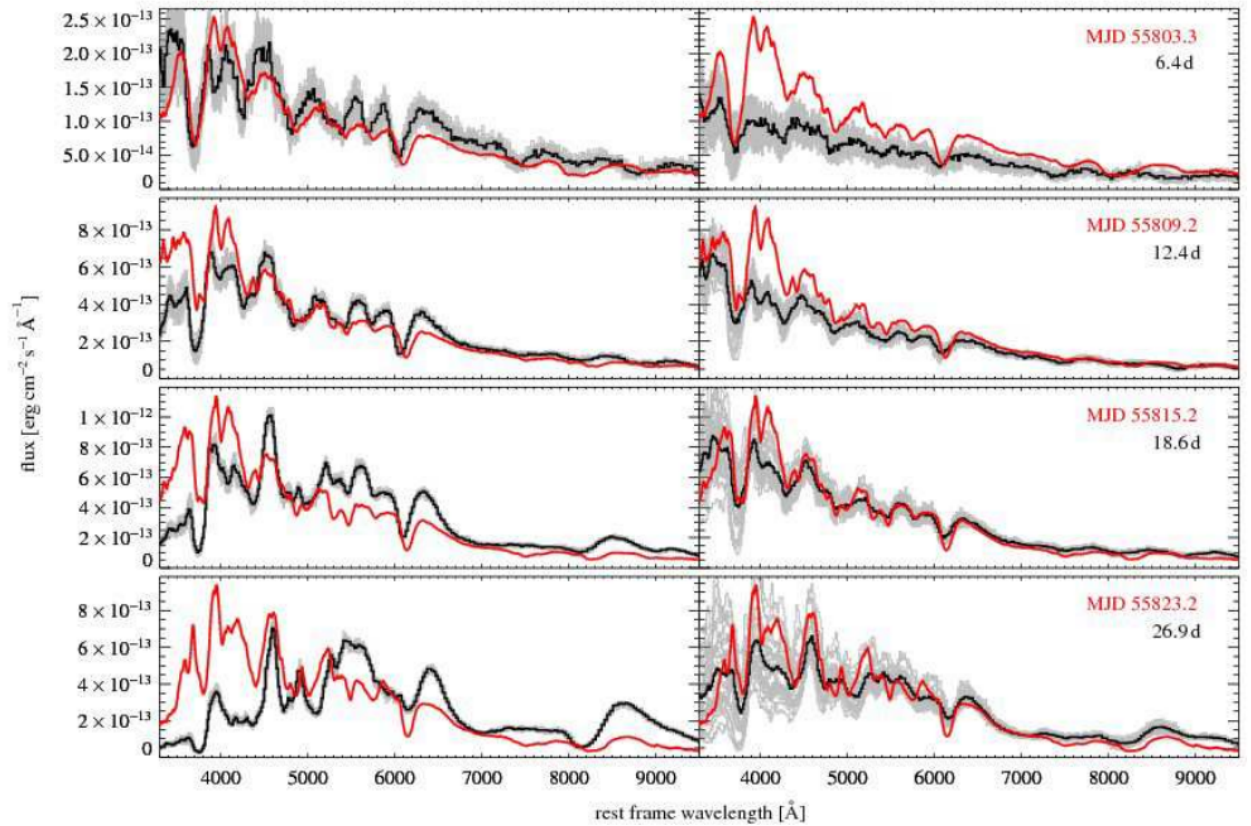


FIGURE 1.12 – Spectre de SN2011fe (RÖPKE et al. [2011])

Les courbes rouges correspondent aux spectres observés de la SNIa SN2011fe. Sur chaque ligne, sont représentés les spectres pour un temps donné après le début de la SNIa. Le maximum de luminosité correspond à la troisième ligne. Les courbes en noir représentent les modèles de simulation numérique d'explosions (à gauche pour le scénario SD et à droite pour DD). Les courbes grises représentent les spectres sous différents angles d'observation.

espèces doublement ionisées vers des espèces simplement ionisées (KASEN [2006]). Cette recombinaison radiative des ions et des électrons entraîne une augmentation d'environ un ordre de grandeur de l'émissivité du gaz, et cela se produit principalement aux longueurs d'onde proche-infrarouge. Il y a donc un moment où l'émissivité dans les bandes proche-infrarouge et infrarouge de l'éjecta est maximisée, ce qui se produit environ 15 jours après le maximum de luminosité et se manifeste comme un second maximum local dans les courbes de lumière pour les bandes proches infrarouge (en l'occurrence pour les bandes R et I dans la figure 1.13). Ce deuxième pic est caractéristique des SNIa, et pourrait constituer d'un des indicateurs pour les relevés futurs permettant de les discriminer des autres types de SNIa en ayant uniquement des mesures photométriques.

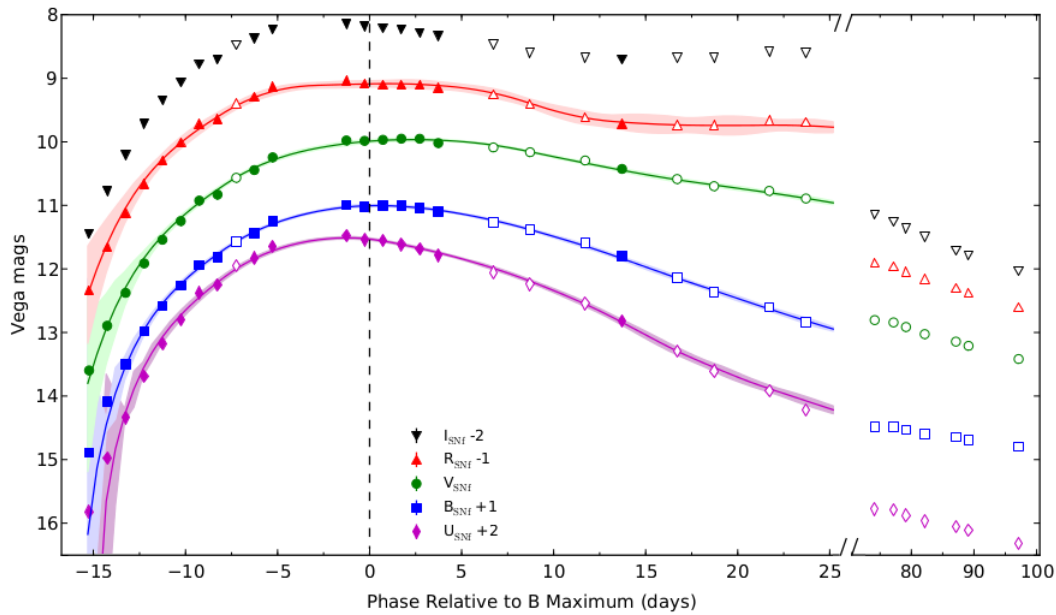


FIGURE 1.13 – Courbe de luminosité de SN2011fe

Les différents marqueurs correspondent aux points de mesures de luminosité dans les filtres synthétiques  $U_{\text{SNF}}$ ,  $B_{\text{SNF}}$ ,  $V_{\text{SNF}}$ ,  $R_{\text{SNF}}$  et  $I_{\text{SNF}}$  de la SNIa SN2011fe en fonction de la phase exprimée en jours. Cette SNIa a été observée par le télescope de l'Université de Hawaï avec le spectrographe à champs intégral SNIFS (SuperNova Integral Field Spectrograph) de la collaboration Nearby Supernova Factory (ALDERING et al. [2002]). Les courbes correspondent aux ajustements des points avec le modèle SALT2 (voir section 1.4) (PEREIRA et al. [2013]).

La figure 1.14 montre le spectre d'une SNIa typique à son maximum de luminosité en bande B. On aperçoit les raies d'absorption caractéristiques d'une SNIa : Ca II, Si II, Mg II, S II, Fe II, Si III et OI. Les caractéristiques propres aux SNIa sont leur absence de raie d'hydrogène, ainsi qu'une raie très marquée à 6355Å, correspondant au doublet à 6347Å et 6371Å du silicium (Si II).

La figure 1.15 montre l'évolution du spectre de SN2011fe, en fonction de la phase temporelle (PEREIRA et al. [2013]).

D'une SNIa à une autre, les spectres et les courbes de lumières présentent une grande homogénéité. Cette propriété permet d'utiliser les SNIa comme estimateur de distances extra-galactiques. Il reste pourtant des variabilités entre les SNIa qui entachent les mesures de distance en provoquant une dispersion de l'ordre de 0.4 magnitude (ASTIER et al. [2006]), ce qui correspond à environ 40% en flux. Ces variabilités se répartissent en deux

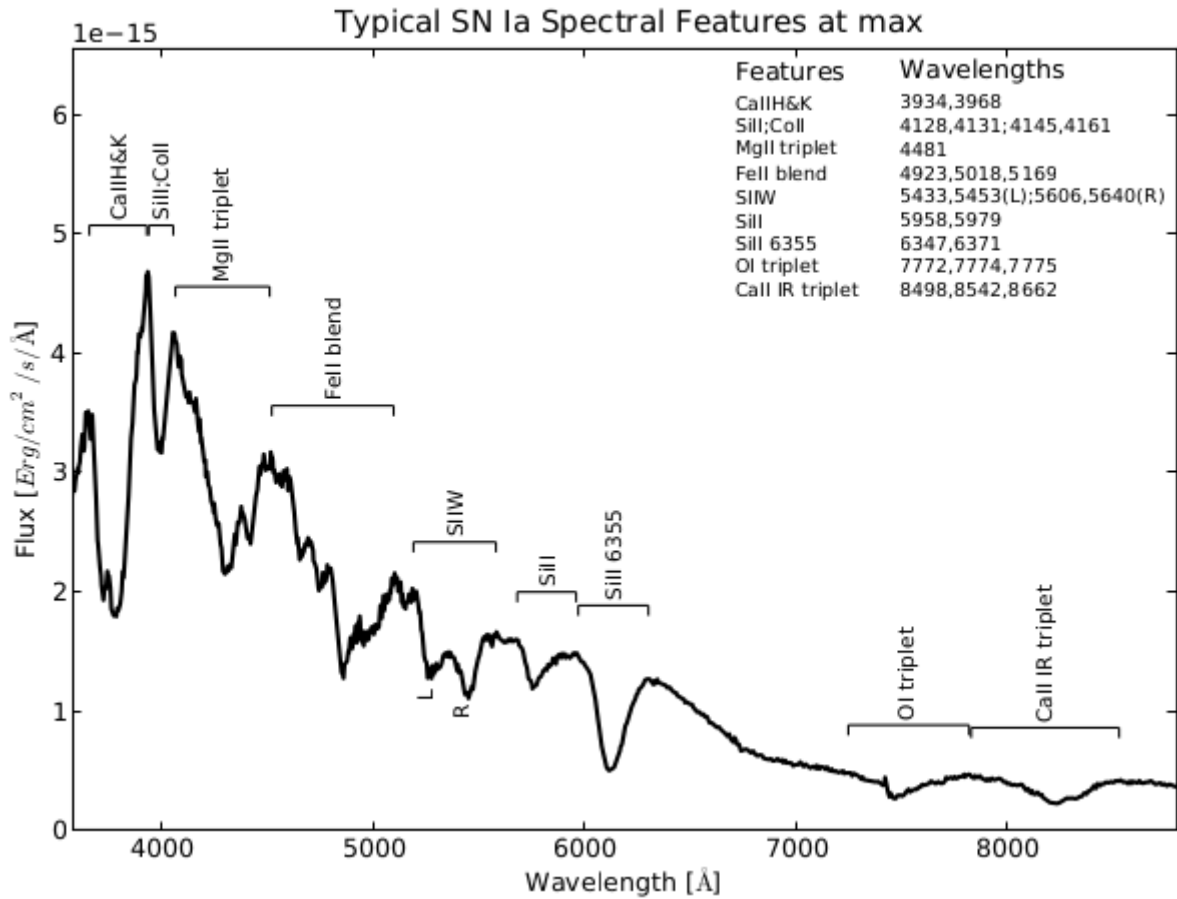


FIGURE 1.14 – Spectre typique d’une SNIa au maximum de luminosité (CHOTARD [2011])

Cette figure montre le spectre typique d’une SNIa lors de son maximum de luminosité en bande B. Il est possible d’apercevoir les raies d’absorption caractéristiques d’une SNIa : Ca II, Si II, Mg II, S II, Fe II, Si III et O I.



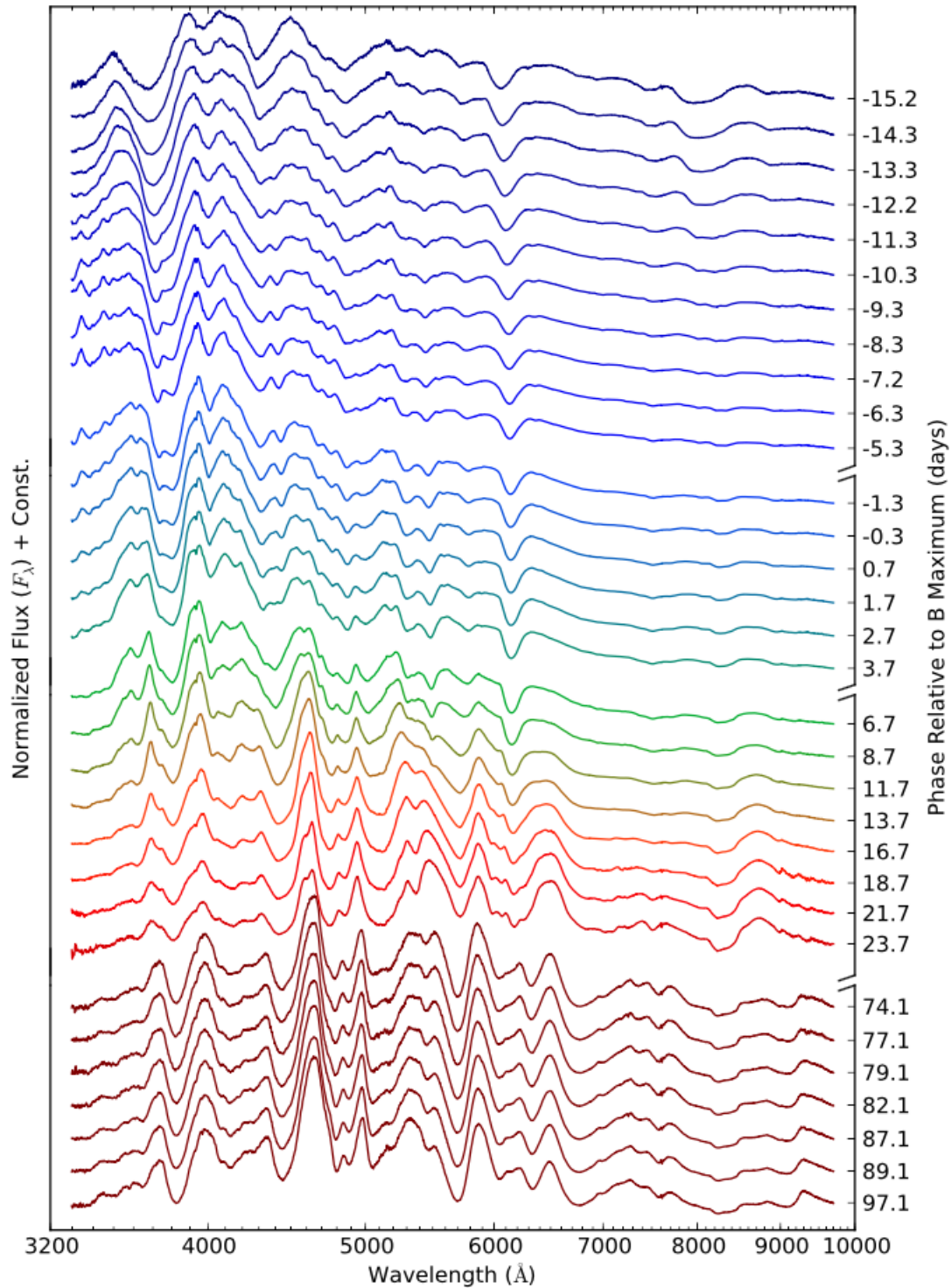


FIGURE 1.15 – Spectre de SN2011fe à différents stades de son évolution (PEREIRA et al. [2013]).

Cette figure montre les spectres de la supernova SN2011fe pour des phases allant de  $-15$  à  $100$  jours par rapport au maximum de luminosité en bande B. La phase est montrée sur l'axe de droite. (PEREIRA et al. [2013]).

catégories. Les variabilités dites intrinsèques qui vont dépendre du système physique qui est à l'origine de la SNIa et les variabilités dites extrinsèques qui sont provoquées par l'absorption due aux poussières de la galaxie hôte.

Le modèle de distribution spectrale en énergie présenté dans la section suivante, permet de modéliser ces variabilités de manière empirique et de les corriger, de manière à pouvoir déterminer avec plus de précision la luminosité absolue de la SNIa. C'est pour cela que l'on qualifie les SNIa de chandelles « standardisables ».

## 1.4 Standardisation des SNIa à l'aide d'un modèle de distribution spectrale en énergie : SALT2

SALT2 (Spectral Adaptive Light Curve Template 2) est un modèle empirique d'évolution temporelle spectro-photométrique des SNIa, qui a été construit à partir d'un important lot de données incluant des courbes de lumière et spectres de SNIa proches ( $z < 0,052$ ) et de 121 SNIa lointaines ( $0,211 < z < 1,01$ ) provenant de la collaboration SNLS (SuperNova Legacy Survey) et d'autres relevés (GUY et al. [2007]). Ce modèle a ensuite été réentraîné par BETOULE et al. [2014] en considérant un lot additionnel de 207 SNIa provenant de SDSS (Sloan Digital Sky Survey).

Le spectre des SNIa est modélisé comme la combinaison d'un spectre moyen, d'un vecteur de variabilité intrinsèque et d'une loi de couleur, indépendante du temps et au moins en partie liée aux conditions extrinsèques. L'équation (1.47) modélise la densité de flux  $\mathcal{F}_{\text{SN}}$  par unité de longueur d'onde  $\lambda$  dans le référentiel au repos de la SNIa en fonction de la phase  $p$  dans le référentiel au repos.

$$\mathcal{F}_{\text{SN}}(p, \lambda) = x_0 \left[ S_0(p, \lambda) + \sum_{i=1}^n x_i S_i(p, \lambda) \right] e^{c\text{CL}(\lambda)} \quad (1.47)$$

Les  $S_i$  correspondent à la séquence spectrale moyenne pour  $i = 0$ , et à ses variabilités éventuelles pour  $i > 0$ .  $\text{CL}(\lambda)$  représente une loi de correction de couleur moyenne,  $c$  un paramètre de couleur,  $x_0$  un paramètre de normalisation global, et les  $x_{i \neq 0}$  sont les paramètres intrinsèques de la supernova. En pratique, le modèle décrit la moyenne des variabilités des SNIa en se restreignant à  $i = 1$  :

$$\mathcal{F}_{\text{SN}}(p, \lambda) = x_0 [S_0(p, \lambda) + x_1 S_1(p, \lambda)] e^{c\text{CL}(\lambda)} \quad (1.48)$$

Après ajustement,  $x_1$  décrit principalement l'étirement (« stretch »), qui modélise les variabilités intrinsèques à la SNIa. En première approximation, il est équivalent à  $\Delta m_{15}$ , qui correspond à la différence de luminosité entre le moment maximal de luminosité (en bande B) de la SNIa (phase  $p$  nulle) et 15 jours plus tard ( $p = 15$  jours),  $\Delta m_{15} = m_{\text{B}}(p = 0) - m_{\text{B}}(p = 15 \text{ jours})$ . Le paramètre de stretch  $x_1$ , permettant d'ajuster la forme de la courbe de lumière, est lié aux propriétés intrinsèques de la supernova. En effet, la lumière émise par une SNIa est principalement due au  $^{56}\text{Ni}$  qui dépend de la composition du progéniteur et de sa masse initiale (SCALZO et al. [2014b]). Il a été constaté empiriquement que la SNIa est d'autant plus lumineuse que sa courbe de luminosité décroît lentement (cet effet est lié à la proportion de  $^{56}\text{Ni}$  présente dans les éjectas SCALZO et al. [2014b]). La figure 1.16 montre l'effet de la correction de ce facteur de stretch sur les courbes de lumières.



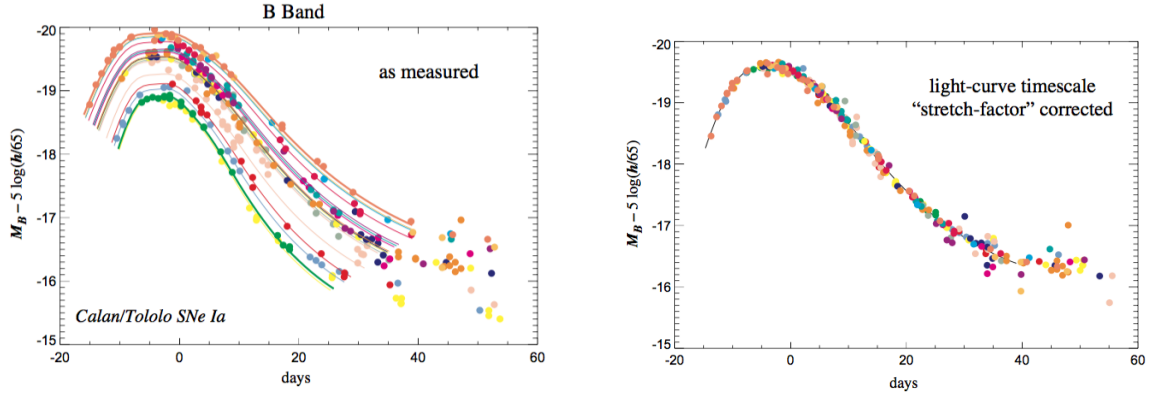


FIGURE 1.16 – Effet de la correction du paramètre de stretch sur les courbes de lumières (KIM [2004])

Les courbes représentent la magnitude en bande B en fonction du temps, le 0 étant défini comme le temps au maximum de luminosité. On constate sur la figure de gauche qu'en effet plus une SNIa est lumineuse, plus elle a tendance à décroître lentement. La figure de droite montre les courbes de lumières corrigées du facteur dit de *stretch*.

Dans le modèle SALT2, le paramètre de couleur  $c$  est défini de la manière suivante :

$$c = (B - V)_{max} - \langle B - V \rangle \quad (1.49)$$

avec  $B, V$  respectivement la luminosité en bande B et V.  $(B - V)_{max}$  représente la différence entre les magnitudes en bande B et V au maximum de luminosité de la supernova, tandis que  $\langle B - V \rangle$  représente cette différence moyennée sur toutes les SNIa. Ce paramètre de couleur  $c$  corrigera principalement les propriétés extrinsèques telle que l'extinction due aux poussières des galaxies hôtes. En effet, en plus d'une diminution du flux reçu, l'absorption des poussières entraîne aussi un rougissement, étant donné que l'absorption est plus forte dans le bleu. Ainsi, dans ce modèle, plutôt que de décrire le rougissement dû aux poussières de la galaxie hôte par la loi dite de Cardelli (CARDELLI et al. [1989]), il est décrit de manière empirique. En principe il est donc possible d'utiliser cette loi d'extinction pour corriger les effets des poussières galactiques, même si elle peut différer d'une galaxie à l'autre (CARDELLI et al. [1989], GUY et al. [2007]). Cependant il existe d'autres effets donnant lieu à une coloration intrinsèque à la SNIa. La couleur SALT2, comprend en majeure partie tous ces effets extrinsèques, mais elle peut aussi prendre en compte d'éventuels effets non modélisés par la loi de Cardelli.

Il suffira ainsi d'ajuster la courbe du flux reçu de chaque SNIa dans le maximum de bandes spectrales possibles en fonction du temps par l'intermédiaire des deux paramètres en plus de la magnitude absolue de la SNIa : le stretch  $x_1$  et la couleur SALT2  $c$ . Ces paramètres permettent de corriger les variabilités observées. Cette étape s'appelle la standardisation et est décrite en détail dans la section 1.5.1. Après avoir obtenu les paramètres  $x_0, x_1$  et  $c$ , il sera possible de réaliser la standardisation permettant d'obtenir des mesures de distance précises et contraindre ainsi les paramètres cosmologiques.

## 1.5 Diagramme de Hubble, expansion accélérée de l'Univers et modèle de concordance

### 1.5.1 Diagramme de Hubble des SNIa

Le diagramme de Hubble représente la distance luminosité d'une SNIa en fonction de son décalage spectral vers le rouge. Ce diagramme fut initialement réalisé avec des Céphéides par Edwin Hubble (section 1.1.2) et a permis, en 1929 de mettre en évidence l'expansion de l'Univers. Ce type de diagramme est toujours utilisé pour mesurer la constante de Hubble à partir d'observations conjointes Céphéides/SNIa (RIESS et al. [2016]), ou lors de la mesure de l'accélération de l'expansion de l'Univers à partir des SNIa (PERLMUTTER et al. [1999], RIESS et al. [1998], BETOULE et al. [2014]).

Plutôt que de travailler avec la distance luminosité (1.46), il est plus usuel de travailler avec le module de distance  $\mu$ , défini comme la différence entre la magnitude apparente et la magnitude absolue de l'objet, et lié à la distance de luminosité, exprimée en parsec (pc), de la manière suivante :

$$\mu = m - M = 5 \log_{10}(d_L) - 5 \quad (1.50)$$

où  $m$  est la magnitude apparente (CARROLL et OSTLIE [2017]) définie comme :

$$m = -2.5 \log_{10}(\mathcal{F}) + C^{\text{te}} \quad (1.51)$$

et  $M$  est la magnitude absolue (CARROLL et OSTLIE [2017]) définie comme :

$$M = -2.5 \log_{10} \left( \frac{L}{4\pi(10\text{pc})^2} \right) + C^{\text{te}} \quad (1.52)$$

où  $L$  correspond à la luminosité absolue et  $\mathcal{F}$  au flux reçu. La constante était définie originellement pour la magnitude apparente en bande V de Véga, soit une magnitude nulle. Cependant d'autres références plus stables sont utilisées comme celle de l'étoile BD+174708.

Le modèle SALT2 permet de corriger de manière empirique les variabilités de chacune des SNIa en corrigeant la magnitude apparente en bande B ajustée par le modèle  $m_B^*$  à l'aide du paramètre  $x_1$  (qui correspond au stretch) ainsi que du paramètre de couleur  $c$ . En considérant les paramètres ajustés à l'aide du modèle SALT2 décrit en section 1.4 et l'expression de la valeur modifiée de la magnitude absolue des SNIa donnée par TRIPP [1998], le module de distance observé devient :

$$\mu = m_B^* - M_B + \alpha x_1 - \beta c \quad (1.53)$$

où les paramètres  $M_B$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  sont à ajuster.

De plus, il existe une dépendance des propriétés de l'environnement. Par exemple, une dépendance entre la magnitude absolue moyenne des SNIa et la masse des galaxies hôtes a été constatée par SULLIVAN et al. [2010].

Le paramètre de *mass step*  $\Delta_M$  (CONLEY et al. [2011], BETOULE et al. [2014]) permet de corriger, en première approximation, cet effet de la manière suivante :

$$M'_B = \begin{cases} M_B + \Delta_M, & \text{si } M_{\text{stellaire}} \geq 10^{10} M_{\odot} \\ M_B, & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.54)$$

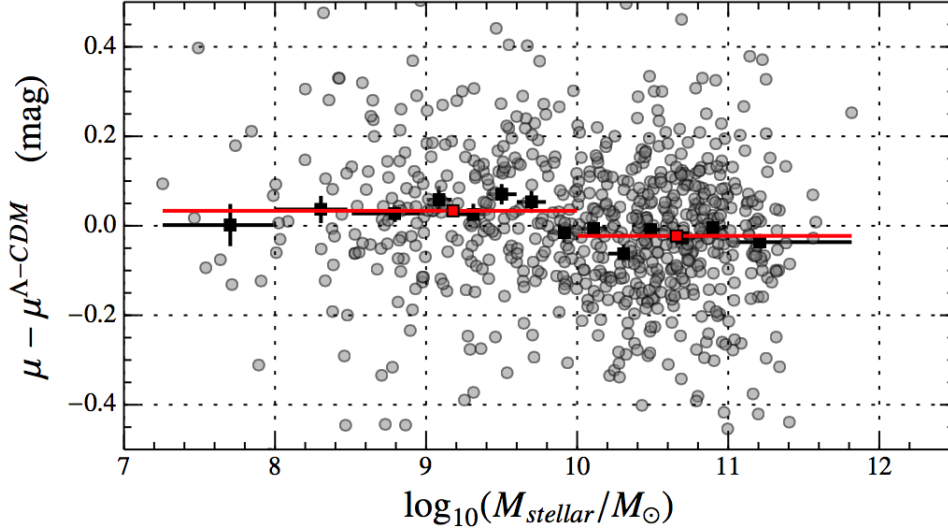


FIGURE 1.17 – Évolution des résidu au Diagramme de Hubble des SNIa en fonction de la masse de leurs hôtes (BETOULE et al. [2014])

Chaque cercle gris représente le résidus pour une SNIa au diagramme de Hubble. Les points noirs correspondent à ces résidus moyennés sur les intervalles (lignes noire horizontales). Les droites rouges représentent les moyennes en scindant ces écarts en deux sous parties.

Étant donné que les raisons de cette dépendance ne sont pas clairement établies, il est important d’explorer les modèles permettant d’aboutir à cet effet apparent de *mass step*. RIGAULT et al. [2013] propose une explication pour l’origine de cet effet qui implique une sous-classe de SNIa, particulière à leur environnement et étant plus brillantes d’environ 0.26 magnitudes que l’essentiel des SNIa. Cette sous-classe serait aussi sous-dominante dans les galaxies hôtes de faible masse, expliquant l’effet observé dans la figure 1.17.

Un autre effet, mis en évidence dans le chapitre 3, est l’effet des vitesses propres des galaxies hôtes.

Les paramètres  $M_B$ ,  $\alpha$  et  $\beta$ , ainsi que  $\Delta_m$  seront contraints simultanément avec les paramètres cosmologiques à l’aide de la méthode des moindres carrés, en minimisant la variable  $X^2$  suivante, qui suit une loi de  $\chi^2$  à  $n = N_{\text{SN}} - N_{\text{params}}$  degrés de liberté (où  $N_{\text{SN}}$  correspond au nombre de SNIa considérés et  $N_{\text{params}}$  au nombre de paramètres ajustés, tenant compte des paramètres de standardisation et des paramètres du modèle cosmologique considéré) :

$$X^2 = (\mu_i - \mu_{th,i})^\dagger C^{-1} (\mu_i - \mu_{th,i}) \quad (1.55)$$

$\mu_i = \mu_i(m_{B,i}, x_{1,i}, c_i, M_B, \alpha, \beta)$  est le module de distance observé et corrigé des facteurs de stretch  $x_1$  et couleur  $c$ , exprimé par l’équation (1.53).  $\mu_{th,i} = \mu_{th,i}(z_i, \Omega_m, \Omega_\Lambda, w, w_a)$  est le module de distance théorique lié à la distance luminosité par (1.50), qui dépend de la cosmologie par la relation (1.46).  $C$  correspond à la matrice de covariance, comprenant les erreurs statistiques et systématiques. Parmi les erreurs systématiques,  $C$  comprend les erreurs provenant de la calibration, du modèle utilisé pour les courbes de lumières, de la correction des biais entre les différents relevés, de l’estimation du *mass step* (lié à l’incertitude sur la masse de la galaxie hôte), les incertitudes liées au rougissement dû aux poussières sur la ligne de visée. De plus les incertitudes dues aux vitesses propres de la SNIa dans sa galaxie hôte, ainsi que la contamination par des supernovas autres que des

SNIA sont prise en compte.

Dans le cas d'une matrice de covariance diagonale, on peut réécrire (1.55) de la manière suivante :

$$X^2 = \sum_{i=1}^{N_{SN}} \frac{(\mu_i(m_{B,i}, x_{1,i}, c_i, M_B, \alpha, \beta) - \mu_{th,i}(z_i, \Omega_m, \Omega_\Lambda, w, w_a))^2}{\sigma_{SN}^2 + \sigma_{int}^2} \quad (1.56)$$

$\sigma_{SN}$  correspond à l'erreur de mesure associée à la SNIA  $i$  (incluant la propagation des erreurs sur  $x_1, c$ ).  $\sigma_{int}$  est un terme ajouté de manière à obtenir un  $X^2$  par degré de liberté proche de 1 ; il est appelé dispersion intrinsèque et permet de prendre en compte les variabilités non modélisées des SNIA.

On réalise ainsi l'ajustement, d'une part des paramètres cosmologiques décrivant le modèle cosmologique et d'autre part de la magnitude absolue en bande B des SNIA  $M_B$ , ainsi que des paramètres de nuisance  $\alpha, \beta$ .

On peut montrer assez simplement qu'il n'est pas possible de déterminer  $M_B$  et  $H_0$  en même temps. Pour cela on peut réécrire les résidus au diagramme de Hubble de la manière suivante :

$$\mu_{obs} - \mu_{th} = m_B^* + \alpha x_1 - \beta c - M_B - 5 \log_{10} d_L + 5 \quad (1.57)$$

$$= m_B^* + \alpha x_1 - \beta c - 5 \log_{10} (f_d(z)) - M_B - 5 \log_{10} \left( \frac{c}{H_0} \right) + 5 \quad (1.58)$$

$$= m_B^* + \alpha x_1 - \beta c - 5 \log_{10} (f_d(z)) - \tilde{M}_B \quad (1.59)$$

où  $f_d(z)$  est lié à la distance de luminosité par  $d_L = \frac{c}{H_0} f_d$  et donc indépendant de  $H_0$ .  $\tilde{M}_B$  vaut :

$$\tilde{M}_B = 2,5 \log_{10} \left( \frac{c^2 \cdot 10 p c}{H_0^2 \cdot L} \right) + 5 \quad (1.60)$$

$$= -2,5 \log_{10} (L H_0^2) + 5 \log_{10} (c) + 10 \quad (1.61)$$

La luminosité  $L$  et la constante de Hubble  $H_0$  sont donc des paramètres dégénérés ne pouvant pas être ajustés en même temps. En général, la valeur de  $H_0$  est fixée (BETOULE et al. [2014]).

Si l'on trace sur le diagramme de Hubble la courbe théorique pour un univers sans énergie noire avec  $\Omega_m=1$ , on peut constater le phénomène interprété comme l'expansion accélérée de l'Univers. En effet, on remarque que pour un module distance donné suffisamment grand, la vitesse d'éloignement (courbe ajustée aux données sur la figure 1.18) est plus faible que ce qu'elle devrait être si l'Univers était en expansion non accélérée (courbe en pointillés sur la figure 1.18).

## 1.5.2 Expansion accélérée de l'Univers et énergie noire

Une manière d'expliquer l'expansion accélérée de l'Univers est d'introduire un fluide parfait hypothétique, doté d'une pression négative (section 1.2.3.5), emplissant l'Univers. Ce fluide est appelé énergie noire. La manière la plus simple de modéliser cette énergie noire est de la modéliser par un fluide parfait se comportant donc comme une constante cosmologique (voir tableau 1.1). La figure 1.19 montre les intervalles de confiance sur  $\Omega_m$  et  $\Omega_\Lambda$  déduits à partir du diagramme de Hubble (figure 1.18) de (BETOULE et al.

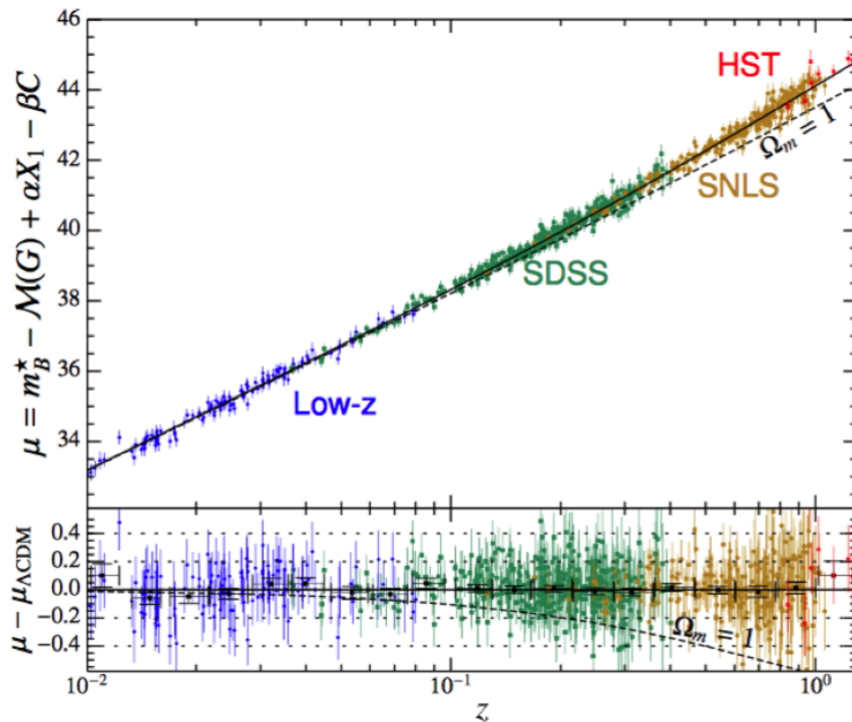


FIGURE 1.18 – Diagramme de Hubble JLA (BETOULE et al. [2014])

La partie supérieure du graphique correspond au diagramme de Hubble JLA (Joint Light-curve Analysis) des données combinées SDSS, CFHT, HST et SNIa de la littérature. Chaque point représente une SNIa corrigée des paramètres SALT2. La ligne noire correspond au meilleur ajustement du modèle  $\Lambda$ CDM. La courbe en pointillés représente le module de distance si l'on avait un univers composé uniquement de matière ( $\Omega_m = 1$ ) et sans énergie noire. La partie inférieure du graphique montre les résidus entre les SNIa du diagramme de Hubble corrigées de leur variabilités SALT2 et leur module de distance  $\Lambda$ CDM ajusté.

[2014]) superposés à la première mesure des  $\Omega_m$  et  $\Omega_\Lambda$  faite en 1998 pour montrer l'évolution de ces contraintes. En effet, depuis 1998 de nombreuses avancées ont été réalisées, telles que l'augmentation de la statistique (de 42 à 740 supernovas), la compréhension des erreurs systématiques (élaboration d'un modèle de distribution spectrale en énergie comme SALT2), et la compréhension d'erreurs d'étalonnage.

Cependant, il est toujours possible de réduire les erreurs associées à l'estimation de  $\Omega_m$  et  $\Omega_\Lambda$  en améliorant les mesures de distances faites avec les SNIa.

Pour cela, il est nécessaire d'améliorer plusieurs points. L'un d'entre eux concerne les erreurs systématiques affectant les mesures de distances. En effet, après standardisation SALT2, il reste une dispersion, non modélisée par SALT2, de l'ordre de 0.13 magnitude dans le diagramme de Hubble.

Bien que la source de cette variabilité est inconnue, plusieurs pistes peuvent être explorées. Une partie de cette variabilité non modélisée peut venir d'une modélisation incomplète de la loi de rougissement (CHOTARD et al. [2011]). Il est possible d'améliorer le modèle de distribution spectrale des SNIa. Le modèle SUGAR, proposé par LÉGET [2016], ajoute deux paramètres supplémentaires permettant de caractériser la variabilité des SNIa. Le premier dépend des propriétés des vitesses des éjectas des SNIa, le deuxième dépend de leurs raies du calcium. Une autre partie de cette variabilité peut découler de biais environnementaux, tel que le taux de formation stellaire local (RIGAULT et al. [2013], RIGAULT et al. [2015]), ou les vitesses propres des galaxies hôtes (chapitre 3).

### 1.5.3 D'autres types d'observations confirmant cette expansion accélérée : Modèle de Concordance

La détermination de la nature de l'énergie noire est l'un des buts principaux de la cosmologie observationnelle. Avec l'observation des SNIa, d'autres sondes cosmologiques complémentaires permettent d'apporter des contraintes sur ces paramètres cosmologiques qui confortent la validité du modèle utilisé. En effet, un seul type d'observations pourrait donner des valeurs pour les paramètres du modèle, mais si les autres observations ne se superposaient pas, cela serait une preuve que le modèle utilisé n'est pas correct.

#### 1.5.3.1 Fond diffus Cosmologique

La découverte du rayonnement de fond diffus cosmologique, observé la première fois par Penzias et Wilson en 1964 (PENZIAS et WILSON [1965]) a été une révolution pour la cosmologie. Le rayonnement de fond diffus cosmologique produit aussi des contraintes permettant d'établir les valeurs des différents paramètres cosmologiques.

Les photons du fond diffus cosmologique que l'on détecte arrivent de la période de recombinaison (où le rayonnement s'est découplé de la matière), tout en subissant le décalage spectral vers le rouge dû à l'expansion de l'Univers ( $z \approx 1100$ ). Le fond diffus donne un instantané de l'Univers lorsque sa température a chuté à une température suffisamment basse (de l'ordre de 3000 K) permettant aux atomes neutres d'être stables. Le milieu se retrouve ainsi débarrassé des électrons libres et devient donc transparent.

En utilisant l'hypothèse selon laquelle l'Univers de cette époque se comportait comme un corps noir parfait, Georges Gamov fut le premier à calculer la température des photons reçus à notre époque. Il a trouvé une température entre 10 et 20 K. Les satellites spécialisés tels COBE dans les années 1990, WMAP dans les années 2000, et enfin Planck (PLANCK COLLABORATION et al. [2016c]), lancé en 2009, ont étudié les fluctuations du fond diffus

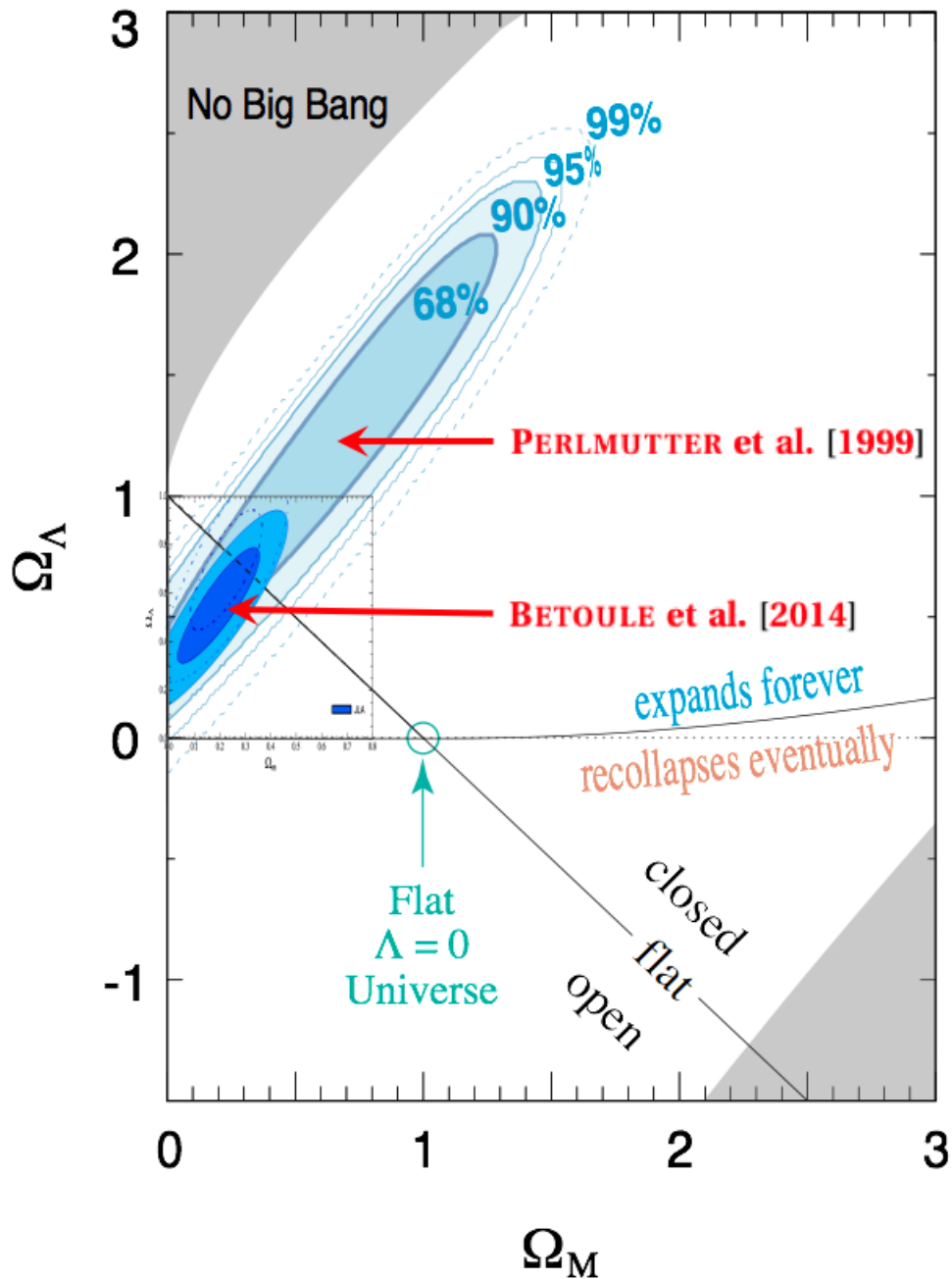


FIGURE 1.19 – Amélioration des contraintes sur les paramètres cosmologiques  
 Les grandes ellipses à 68, 90, 95, et 99% représentent les contours de confiance dans le plan  $\Omega_m, \Omega_\Lambda$  obtenus par PERLMUTTER et al. [1999] à partir des 42 SNIa du Supernova Cosmology Project. Les contours pleins montrent les contours à 68, et 95% obtenus par BETOULE et al. [2014].



cosmologique. La température mesurée actuellement de ce rayonnement de  $2,72548 \pm 0,00057$  K (FIXSEN [2009]).

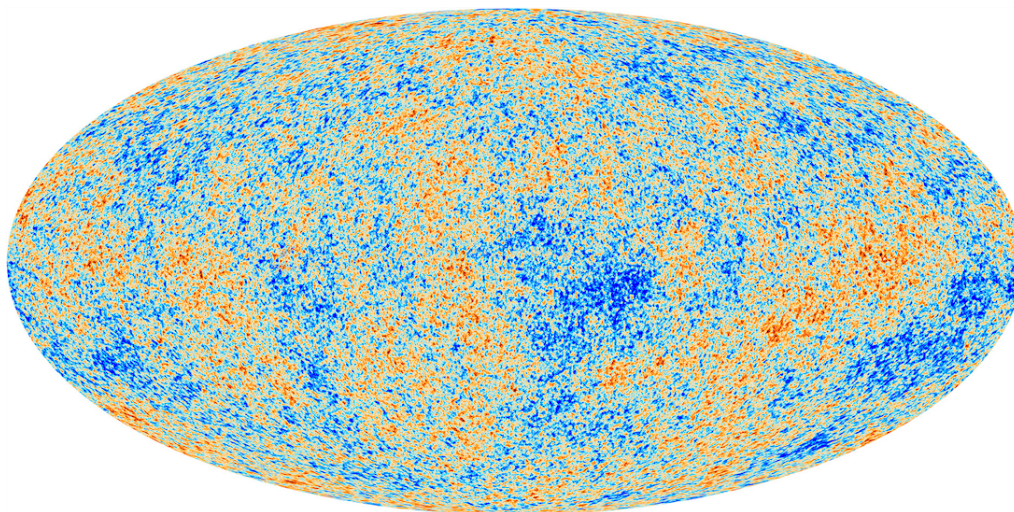


FIGURE 1.20 – Cartographie du fond diffus cosmologique

Cartographie des petites variations de la température du fond diffus à l'aide des observations du satellite Planck (PLANCK COLLABORATION et al. [2016a])

Le fond diffus cosmologique comporte de légères anisotropies, de l'ordre de  $\frac{\Delta T}{T} = 10^{-5}$  K (figure 1.20)(PLANCK COLLABORATION et al. [2016a]). Elles correspondent à des légères fluctuations de densité du plasma primordial et sont interprétées comme l'origine de la formation des structures telles que l'on observe actuellement (PEEBLES [1965]).

Il est possible de décomposer ces anisotropies de la température du fond diffus cosmologique en harmoniques sphériques (spectre de puissance angulaire). Le spectre de puissance angulaire dépend des paramètres cosmologiques. Il est donc possible de déduire des contraintes sur les paramètres cosmologiques en réalisant un ajustement. On peut tracer le spectre de puissance de ces anisotropies et trouver une relation entre cela et les paramètres cosmologiques d'un modèle. La figure 1.21 montre le spectre de ces anisotropies et le meilleur ajustement cosmologique au modèle  $\Lambda$ CDM.

Le fond diffus cosmologique est essentiellement sensible à la géométrie de l'Univers (i.e. au paramètre  $\Omega_k$ ). On peut constater sur la figure 1.22 que les contraintes sur ce paramètre sont particulièrement fortes avec cette sonde cosmologique. De plus, les données du fond diffus cosmologique apportent des contraintes sur des paramètres qu'il est difficile d'observer avec les SNIa. Il donne la possibilité de déterminer les densités de matière baryonique et sombre ainsi que des contraintes sur le nombre de saveurs de neutrinos. De plus, le fond diffus cosmologique permet d'estimer le paramètre de Hubble  $H_0$ , les dernières estimations donnant  $H_0 = 67,8 \pm 0,9$  km s<sup>-1</sup> Mpc<sup>-1</sup> (PLANCK COLLABORATION et al. [2016c]), en tension avec l'estimation de RIESS et al. [2016] (section 1.1.2).

### 1.5.3.2 Oscillations baryoniques acoustiques (BAO)

Les oscillations de matière trouvent leur origine pendant la période pré-recombinaison. Elles correspondent à des ondes acoustiques qui se propageaient dans le plasma primordial (constitué essentiellement de baryons et de photons). L'empreinte de ces ondes acoustiques que l'on observe dans le fond diffus cosmologique



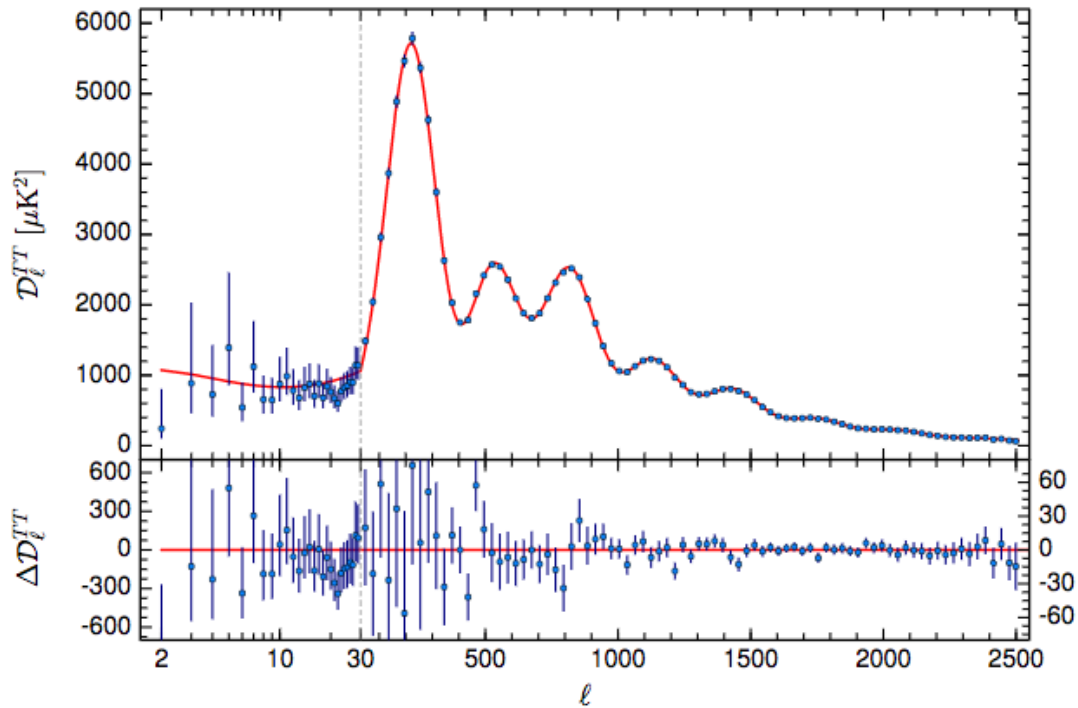


FIGURE 1.21 – Spectre de puissance des anisotropies du fond diffus cosmologique (PLANCK COLLABORATION et al. [2016a])

se retrouve dans la distribution spatiale des galaxies. La disposition des galaxies est principalement observée en ciel profond car elle conserve l’empreinte des oscillations baryoniques lors de la recombinaison. Les galaxies plus proches conservent en moindre mesure cette empreinte, étant donné que leurs vitesses propres les ont fait bouger “aléatoirement” depuis la naissance de l’Univers.

On peut donc observer la distance entre les différentes galaxies du ciel profond et déduire leur spectre de puissance (probabilité de présence en fonction de leur distance réciproque). Il est possible d’utiliser ces données pour ajuster et contraindre les modèles cosmologiques en trouvant la relation entre ces distances réciproques et les paramètres du modèle (EISENSTEIN [2005], AUBOURG et al. [2015]).

Les programmes BOSS et eBoss (*Baryon Oscillation Spectroscopic Survey* et *extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey*), faisant partie du Sloan Digital Sky Survey<sup>18</sup>, sont dédiés à ces observations. Dans le futur, les données du relevé LSST permettront d’étudier les oscillations baryoniques acoustiques.

### 1.5.3.3 D’autres sondes cosmologiques

D’autres sondes cosmologiques permettent d’établir des observations complémentaires.

En premier lieu, on pourra citer l’effet de lentillage gravitationnel (REFREGIER [2003]) qui permet aussi d’obtenir des contraintes sur la cosmologie. Cependant, pour obtenir des mesures cosmologiques de précision, il est nécessaire de bien comprendre les diffé-

18. Le Sloan Digital Sky Survey (SDSS) est un télescope de 2,5 mètres de diamètre situé à l’observatoire d’Apache Point (APO), qui est un observatoire astronomique situé dans les Monts Sacramento près de Sunspot à 29 km de Cloudcroft, Nouveau-Mexique, aux États Unis.

rentes erreurs systématiques sur l'estimation des paramètres cosmologiques avec l'effet lentillage gravitationnel. Ces sources d'erreurs sont discutées dans [MANDELBAUM \[2017\]](#).

On pourra aussi citer le comptage d'amas de galaxies pour établir des contraintes sur les paramètres cosmologiques. Cette méthode est décrite dans [CAMPANELLI et al. \[2012\]](#) et on trouvera une analyse cosmologique réalisée à l'aide de cette méthode dans [PLANCK COLLABORATION et al. \[2014a\]](#).

La récente découverte des ondes gravitationnelles issues de la coalescence de systèmes binaires formés de trous noirs ([LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et VIRGO COLLABORATION \[2016\]](#)), ou d'étoiles à neutrons (kilonova) ([LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et VIRGO COLLABORATION \[2017\]](#)) à l'aide des détecteurs LIGO/VIRGO ouvrent la voie à une nouvelle sonde cosmologique. De plus, ces ondes gravitationnelles permettront, notamment, de donner une estimation du paramètre de Hubble  $H_0$ , qui pourra ensuite être comparée aux estimations distinctes de [PLANCK COLLABORATION et al. \[2016c\]](#) et de [RIESS et al. \[2016\]](#) (voir section 1.1.2 et 1.5.3.1).

#### 1.5.3.4 Modèle de concordance

Chacune de ces sondes procure des contraintes sur les paramètres cosmologiques. On peut tracer les contraintes obtenues avec chacune des sondes sur un même graphique et en obtenir des contraintes plus fortes, si elles concordent. Dans le cas où les contraintes ne se superposeraient pas autour d'un même centre, cela permettrait d'établir que le modèle cosmologique utilisé n'est pas adapté.

La figure 1.22 montre les contraintes que l'on obtient sur le paramètre densité d'énergie noire  $\Omega_\Lambda$  en fonction du paramètre densité de matière  $\Omega_m$ , en supposant le modèle  $\Lambda$ CDM avec une courbure non nulle  $\Omega_k = 1 - (\Omega_m + \Omega_\Lambda)$ . La droite en pointillés correspond à une courbure négligeable, soit  $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$ . Ces contours sont obtenus à partir du diagramme de Hubble obtenu avec les SNIa (contours bleus), mais aussi celles obtenues à l'aide des anisotropies du fond diffus cosmologique (contours verts) et ceux tenant compte de l'étude des oscillations baryoniques acoustiques (contours rouges, qui prennent en compte les oscillations baryoniques et du fond diffus cosmologique à la fois). On peut constater que les contours de confiance possèdent une forme différente selon la nature de la sonde, étant donné que chacune d'entre elles ne mesure pas les mêmes grandeurs, mais qu'elles se recoupent en un endroit. De cette manière, les différentes sondes sont donc complémentaires, mais aussi en concordance entre elles.

La figure 1.23 montre les contraintes que l'on obtient sur le paramètre densité d'énergie noire  $w$  en fonction du paramètre densité de matière  $\Omega_m$ , en supposant le modèle permettant une énergie noire avec un paramètre d'équation pouvant être différent de  $w = -1$ , et une courbure négligeable ( $\Omega_k \approx 0$ ).

La figure 1.24 montre les contraintes que l'on obtiendrait avec le modèle de CPL ([CHEVALLIER et POLARSKI \[2001\]](#), [LINDER \[2003\]](#)) sur les paramètres densité  $w$  et  $w_a$ . Le cas  $w_0 = -1$ ,  $w_a = 0$  correspond à la constante cosmologique. On suppose toujours ici une courbure  $\Omega_k$  négligeable. Les contours montrés sont obtenus par la combinaison des observations de SNIa, du fond diffus cosmologique et des oscillations baryoniques.

On parle ici de *modèle de concordance* du fait que toutes les méthodes de mesure des paramètres cosmologiques, bien que complémentaires, convergent vers une même description de l'univers : le modèle  $\Lambda$ CDM.

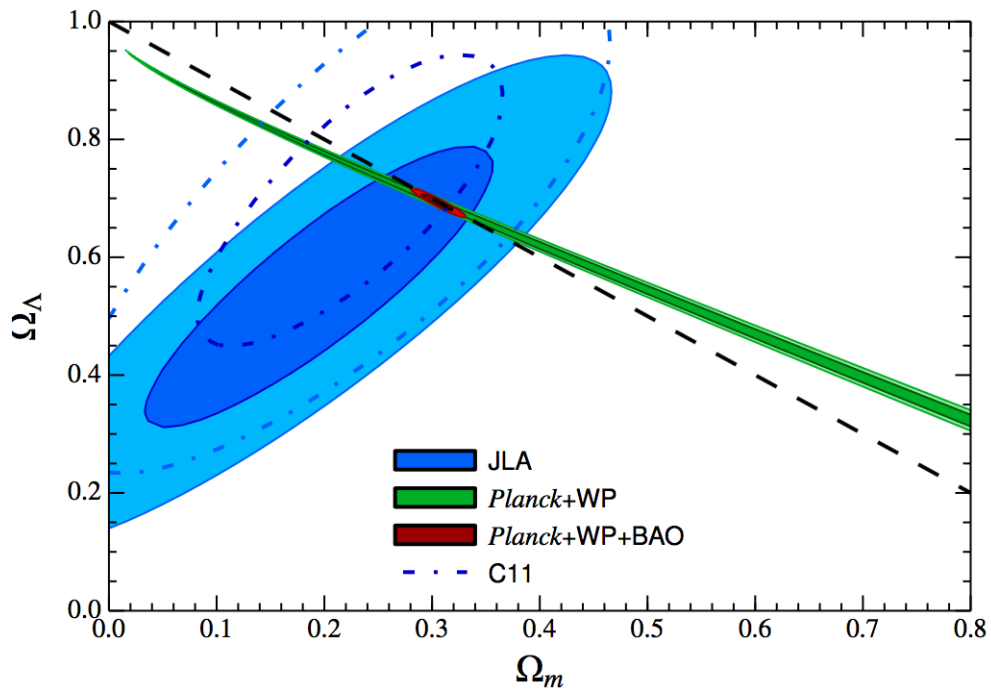


FIGURE 1.22 – Contours sur  $\Omega_m, \Omega_\Lambda$  (BETOULE et al. [2014])

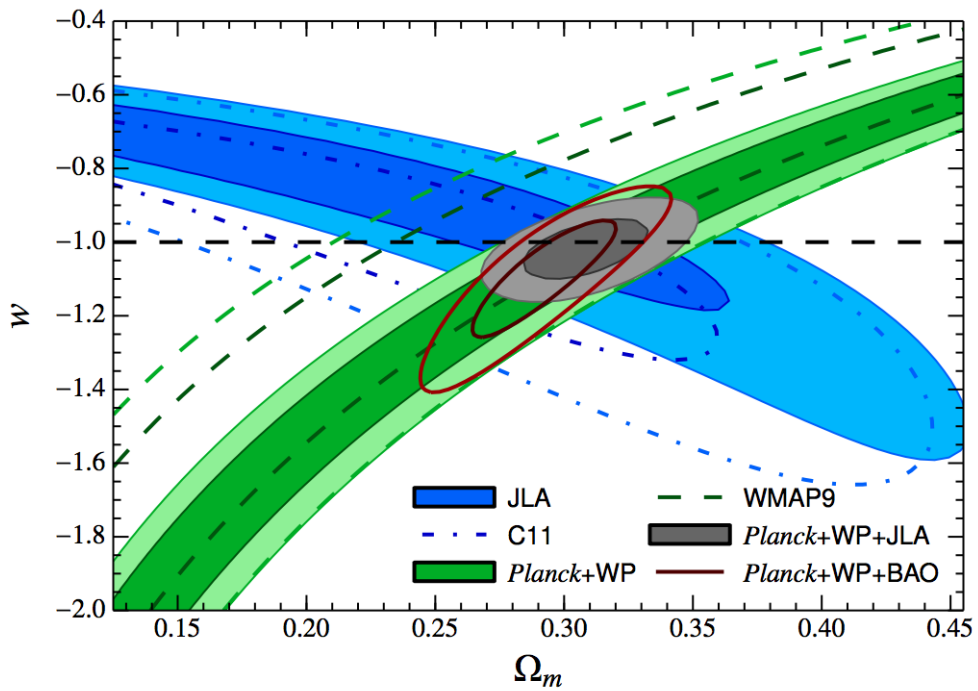


FIGURE 1.23 – Contours sur  $\Omega_m, w$  (BETOULE et al. [2014])

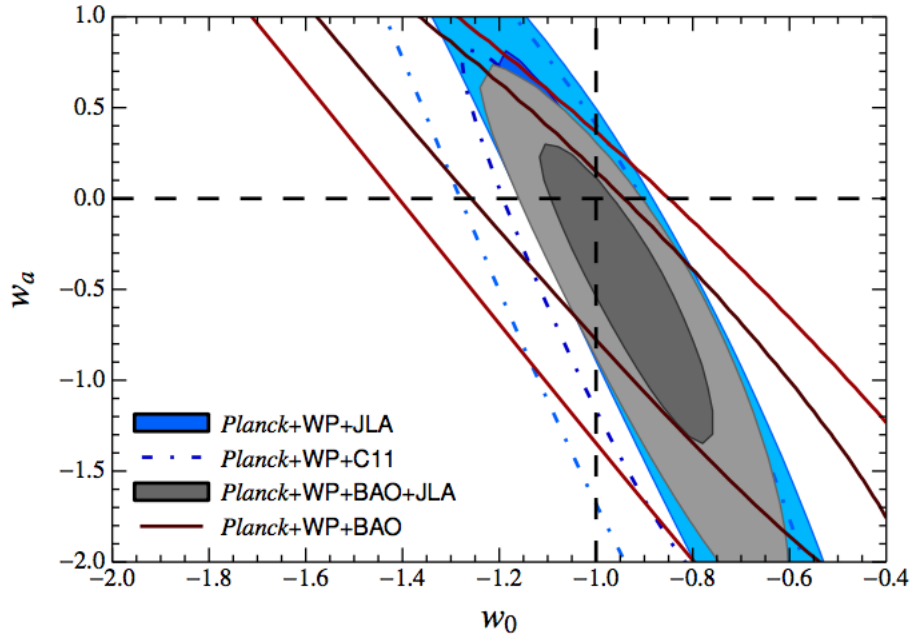


FIGURE 1.24 – Contours sur  $w_a$ ,  $w_0$  (BETOULE et al. [2014])

Les contours foncés représentent les intervalles de confiance sur les paramètres  $w_a$  et  $w_0$  ; à 95% pour les plus foncés, et à 68% pour les plus clairs.

## Conclusion

Actuellement plusieurs sondes permettent de contraindre les paramètres de ces modèles. En particulier, les SNIa fournissent un excellent moyen d'évaluer des distances de luminosité, qui peuvent s'écrire en fonction des paramètres du modèle cosmologique considéré. La récente découverte de [RIESS et al. \[2011\]](#) et [PERLMUTTER et al. \[1999\]](#), stipulant l'accélération de l'expansion de l'Univers dans le cadre du modèle standard de la cosmologie, réalisée grâce à l'estimation de distances à l'aide des SNIa, bouleversa particulièrement la conception de l'Univers. Pour expliquer cette hypothétique expansion accélérée de l'Univers, le modèle proposé le plus connu est celui d'une composante additionnelle appelé énergie noire. On peut aussi se demander si cette expansion accélérée est isotrope (chapitre 4). Les observations actuelles ne permettent pas de déconvoluer des modèles plus évolués d'énergie noire d'une simple constante cosmologique. Les observations futures de SNIa à l'aide de LSST (chapitre 2) ainsi que des corrections de variabilités telles que, par exemple, la prise en compte des vitesses propres des galaxies hôtes des SNIa (chapitre 3), permettront d'améliorer cette précision.



# Chapitre 2

## Observations avec LSST et production des données

### Sommaire

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>44</b>
<b>2.1 Le projet LSST</b> . . . . .	<b>44</b>
2.1.1 Objectifs et défis scientifiques . . . . .	44
2.1.2 Le télescope . . . . .	48
2.1.3 Stratégie d'observation . . . . .	56
<b>2.2 Chaîne de production</b> . . . . .	<b>61</b>
2.2.1 Vue d'ensemble . . . . .	61
2.2.2 De l'image brute aux premières corrections . . . . .	63
2.2.3 Détection des sources, addition et soustraction d'images . . . . .	64
2.2.4 Extraction des courbes de lumière . . . . .	64
<b>2.3 Qualité astrométrique et photométrique requise</b> . . . . .	<b>64</b>
2.3.1 Exigences sur la qualité astrométrique . . . . .	65
2.3.2 Exigences sur la qualité photométrique . . . . .	67
2.3.3 Estimation des qualités photométrique et astrométrique sur un lot de données . . . . .	69
<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>78</b>

---

## Introduction

Ce chapitre est consacré à la description du projet de télescope à grand champ, le Large Synoptic Survey Telescope (LSST), à sa chaîne de production de données ainsi qu'à l'établissement de programmes permettant d'estimer la qualité astrométrique et photométrique du traitement. Dans un premier temps, les objectifs scientifiques à l'origine de ce projet, la conception technique et la stratégie d'observation seront décrits. Dans un second temps, on réalisera une description de la chaîne de production de données. Dans un troisième temps on se penchera sur les paramètres de qualité nécessaires à l'obtention des mesures scientifiques auxquelles le télescope LSST est dédié. Enfin, l'élaboration de programmes informatiques permettant d'évaluer la précision des positions des objets détectés (astrométrie) ainsi que la précision sur les mesures de flux de ces objets (photométrie) seront abordés.

### 2.1 Le projet LSST

Conséquemment à la prise de conscience de l'incalculable contribution apportée à la science par des télescopes grand champ tel que SDSS<sup>1</sup>, un projet plus ambitieux est né : le Large Synoptic Survey Telescope (LSST). Ce télescope permettra d'effectuer des images du ciel de manière systématique, avec une cadence élevée et avec un champ de vue plus large et à la fois plus profond que tous les télescopes existants réunis.

Le projet LSST est prévu pour une durée de 10 ans, et les données seront accessibles via une base de données publique, qui contiendra les images ainsi que des catalogues comprenant 20 milliards d'étoiles et 20 milliards de galaxies observées dans 6 bandes spectrales (IVEZIC et al. [2018]). Cela nécessitera cependant un puissant réseau de traitement de données et des algorithmes performants, qui seront abordés dans la section 2.2. L'instrument est décrit dans la section 2.1.2.

Ce projet, initié au début des années 2000 (TYSON et ANGEL [2001]), est le fruit de nombreuses années d'élaboration et de perfectionnements. La première pierre du futur télescope LSST fut posée sur le site du Cerro Pachón<sup>2</sup> le 14 avril 2015. La première lumière du télescope est attendue pour 2020 et le télescope LSST devrait commencer un relevé régulier fournissant des images dédiées à la science à l'horizon de l'an 2022.

#### 2.1.1 Objectifs et défis scientifiques

Les observations du télescope LSST doivent permettre de relever les défis scientifiques suivants, à savoir : l'étude des phénomènes transitoires que l'on décrira en section 2.1.1.1, l'étude du système solaire (section 2.1.1.2), l'étude de la Voie Lactée (section 2.1.1.3) et enfin des données sur la matière et l'énergie noires, en améliorant les mesures sur les paramètres cosmologiques de l'Univers (section 2.1.1.4).

Après avoir abordé chacun de ces thèmes d'observation, on montrera leur implications sur des contraintes à la construction du télescope, décrites en section 2.1.1.5.

---

1. Le *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS), qui porte le nom du fait de la fondation Alfred P. Sloan, est un programme ayant comme but de cartographier 25% du ciel et de collecter des informations relatives à plus de 100 millions d'objets célestes. Il a démarré en 2000 et utilise un télescope de 2,5 m de diamètre situé à l'observatoire d'Apache Point (Nouveau Mexique, États-Unis)

2. Le site du Cerro Pachón se trouve à une altitude de 2652 m au nord du Chili, à  $-70^{\circ}44'57,9''$  de longitude et  $-30^{\circ}14'40,7''$  de latitude.

### 2.1.1.1 Les phénomènes transitoires

Les phénomènes transitoires regroupent les objets dont le flux lumineux varie dans le temps. Cela contient des objets tels que les étoiles variables, les supernovas, les noyaux de galaxies actives (AGN) ou d'autres phénomènes exotiques. Afin d'observer ce type d'objets, et de déterminer leurs courbes de lumière, un champ large et profond est nécessaire, de manière à augmenter la probabilité de leur découverte et de permettre leur étude. Le relevé LSST devra aussi permettre le suivi photométrique des étoiles et la détection d'une grande quantité d'étoiles doubles et d'exoplanètes par l'observation des transits<sup>3</sup>. Les échelles de temps des variations de ces objets sont très diverses, pouvant aller de l'ordre de la minute à plusieurs années. LSST maintiendra donc une haute cadence d'observation et la période avec laquelle le ciel observable sera entièrement balayé sera d'environ trois jours, pour une durée totale de dix ans. Un système d'alertes sera mis au point, permettant de signaler la présence d'objets transitoires afin de pouvoir les observer avec d'autres instruments, tels que des spectrographes, ou de les observer dans d'autres domaines de longueurs d'ondes (X, gamma par exemple). Cela nécessitera une chaîne de traitement des données permettant la réduction de données et l'identification des objets le plus rapidement possible.

### 2.1.1.2 L'étude du Système Solaire (astéroïdes et géocroiseurs)

Le télescope sera en partie dédié à l'étude de notre Système Solaire. Il permettra de réaliser l'inventaire des objets du Système Solaire allant jusqu'à des dimensions aussi petites que la centaine de mètres.

L'étude des populations d'objets tels que les astéroïdes, les objets trans-neptuniens (TNO) et les comètes peut permettre de donner, en se basant sur des modèles théoriques (IVEZIC et al. [2018]), un aperçu sur la formation et l'évolution des planètes. En effet, les tailles et les paramètres orbitaux de ces objets sont liés à l'histoire de la formation du Système Solaire, à savoir l'accrétion et les diverses collisions qui ont eu lieu en son sein.

On peut aussi évoquer un autre intérêt d'observer le Système Solaire, qui est la détection des astéroïdes géocroiseurs pouvant donc représenter un véritable danger pour notre civilisation. Ainsi, l'étude des collisions ayant lieu au sein de la ceinture principale d'astéroïdes<sup>4</sup>, susceptibles d'éjecter des objets et de les envoyer sur une trajectoire pouvant intercepter l'orbite terrestre est particulièrement importante (IVEZIC et al. [2018]).

Le catalogue des paramètres orbitaux, de la distribution en taille, des couleurs et des courbes de lumière des astéroïdes requiert un grand nombre d'observations dans plusieurs bandes spectrales, ce qui contraint fortement la cadence d'observation. Afin de calculer leur orbite, les observations doivent être effectuées à une fréquence d'au moins 2 ou 3 observations par mois et avec des temps de pause ne dépassant de beaucoup une trentaine de secondes, de manière à minimiser les effets du mouvement de l'objet. De plus, il est nécessaire d'établir une précision astrométrique meilleure que 0,1". Étant donné la faible brillance des astéroïdes il est aussi nécessaire de pouvoir mesurer des magnitudes limites, détectées avec une précision supérieure à  $5\sigma$ , allant jusqu'à 24,5 magnitudes en bande  $r$  et dans le système de magnitudes AB<sup>5</sup>, avec une précision photométrique d'au moins 2%, de manière à obtenir un catalogue complet pour les objets proches (NEO) de

3. Un transit correspond au passage d'une exoplanète devant son étoile, provoquant, durant son passage, une baisse du flux lumineux reçu de l'étoile.

4. située entre Mars et Jupiter

5. Le système de magnitude AB est construit sur des mesures de flux étalonnées en unités absolues, pour être précis sur la densité spectrale de flux. La magnitude AB monochromatique (de fréquence  $\nu$ ) est définie



diamètre supérieurs à 140 m et étant situés à moins de 1,3 UA de la Terre (IVEZIĆ et al. [2007]).

### 2.1.1.3 L'étude de la Voie Lactée

La compréhension de la formation des structures au sein des galaxies est particulièrement importante en Cosmologie. En effet, c'est à cette échelle que les effets de la matière baryonique et de l'hypothétique matière noire deviennent importants (IVEZIC et al. [2018], WEINBERG et al. [2015]). La Voie Lactée constitue un exemple de galaxie pouvant être cartographiée avec une précision inégalée et dont les observations pourront permettre de contraindre et de tester les modèles cosmologiques.

LSST devra permettre d'une part d'apporter des réponses quant à la structure détaillée et à l'histoire d'accrétion de la Voie Lactée et d'autre part de déterminer les propriétés fondamentales des étoiles situées à moins de 300 pc du Soleil.

Afin de cartographier la Voie Lactée, il est nécessaire de pouvoir effectuer des mesures photométriques et astrométriques avec une précision suffisante de manière à pouvoir identifier les étoiles. Cette précision est d'autant plus importante pour permettre la distinction des étoiles dans les zones présentant de fortes densités stellaires. Par exemple, une étude menée à l'aide des observations avec le SDSS (HELMİ et al. [2003]) a permis de montrer, que pour identifier les étoiles variables et pour différencier les étoiles géantes de celles en séquence principale, une précision photométrique minimale autour de 1% est nécessaire.

On trouvera dans le *LSST science book* (LSST SCIENCE COLLABORATION et al. [2009]) que la mesure des parallaxes et des mouvements propres sera possible lorsqu'une précision astrométrique de l'ordre de 10 mas (millisecondes d'arc) par observation sera atteinte. Le satellite GAIA (LURI et al. [2018])<sup>6</sup> fournit un relevé d'une qualité inégalable pour des étoiles allant jusqu'à environ 20 kpc. Le relevé LSST sera complémentaire au sens qu'il devra permettre d'obtenir des mesures pour les étoiles se trouvant dans le halo de la galaxie, allant jusqu'à des distances de 100 kpc. Afin de les mesurer, une magnitude supérieure à 27 doit être atteinte, en bande *b* et *g*, après addition des images (IVEZIĆ et al. [2003]). L'estimation des vitesses tangentielles des étoiles situées à une distance supérieure à 10 kpc est particulièrement importante pour la Cosmologie, étant donné que ces vitesses sont dominées par l'hypothétique halo de matière noire<sup>7</sup>. Ainsi, pour les étoiles situées à 10 kpc, il est souhaitable d'obtenir une précision d'au moins 0,2 millisecondes d'arc par an.

Afin d'atteindre la précision requise sur les mesures de distance par parallaxe, soit des mesures avec une précision astrométrique de l'ordre de la milliseconde d'arc, il est nécessaire de réaliser environ 1000 observations séparées par objet, ce qui correspond à une durée totale de 10 ans d'observations. Cette exigence pour ce grand nombre de mesures est compatible avec les observations pour la cosmologie.

---

par :  $m_{v,AB} = -2,5 \log_{10} \left( \frac{f_v}{3631 \text{ Jy}} \right)$  où  $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W Hz}^{-1} \text{ m}^{-2}$ , où  $f_v$  correspond au flux mesuré par unité de fréquence et 3631 Jy correspond au point zéro de 3631 janskys. En général, les mesures sont effectuées pour un intervalle de longueurs d'onde. La magnitude AB d'une bande spectrale est alors définie de telle manière que le point zéro soit équivalent à une densité spectrale de flux moyenne sur la bande spectrale de 3631 janskys.

6. voir section 1.1.1

7. cf. Annexe A

### 2.1.1.4 La cosmologie et l'énergie noire

L'un des aspects les plus importants de LSST est la possibilité d'effectuer des mesures des paramètres de l'Univers. Les principales sondes cosmologiques permettant de caractériser l'Univers et l'énergie noire, et pouvant être déduites des observations de ce télescope, sont les oscillations acoustiques des baryons, le lentillage gravitationnel, les amas de galaxies et les SNIa. Les oscillations acoustiques des baryons, tout comme le lentillage gravitationnel, nécessitent que le volume effectif de l'Univers observé soit le plus grand possible, ce qui requiert de couvrir une large partie de ciel. Ce type d'observations exigera donc que le télescope fournisse un relevé large, rapide et profond.

Le projet LSST parviendra à déterminer la position de plus de 20 milliards de galaxies, ce qui correspond à quatre ordres de grandeur de plus que celles répertoriées aujourd'hui. Cette avancée permettra de mieux comprendre la structure de l'Univers et d'obtenir avec une précision inégalée les paramètres physiques associées à la matière et à l'énergie noire.

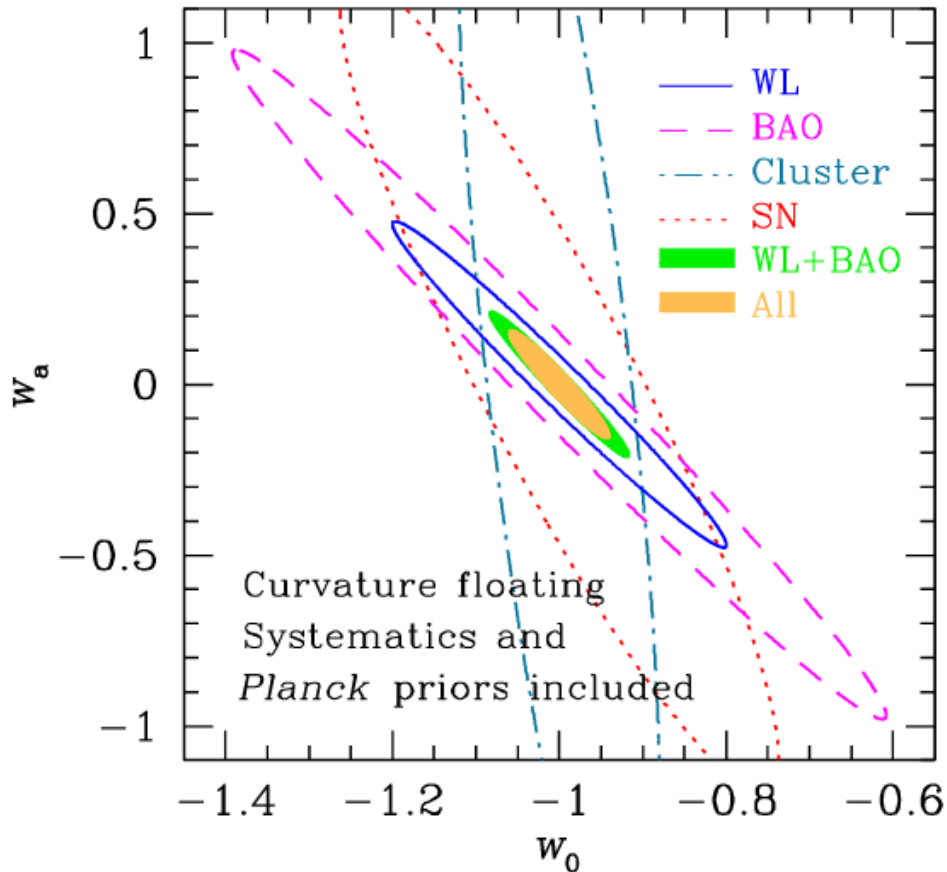


FIGURE 2.1 – Précision attendue sur  $w_0$  et  $w_a$  (IVEZIC et al. [2018])

Précision attendues sur les contraintes des paramètres de l'équation d'état de l'énergie noire  $w = w_0 + w_a(1 + a)$  (CHEVALLIER et POLARSKI [2001], LINDER [2003], section 1.2.3) avec les sondes cosmologiques observées par LSST. Les différentes ellipses représentent les résultats de simulations des effet de lentillage gravitationnel (ligne pleine), des oscillations acoustiques des baryons (ligne formée de tirets), du comptage des amas de galaxies (ligne formée de points et de tirets) ainsi que des SNIa (ligne formée de points). La combinaison de toutes ces sondes est représentée par l'ellipse pleine.

De plus, les SNIa exigent, de leur côté, une cadence d'observation particulière pour

mesurer leur courbe de lumière avec un échantillonnage suffisant. À l'inverse des autres sondes cosmologiques, les SNIa permettent de contraindre les paramètres cosmologiques pour une direction d'observation donnée. Elles représentent une sonde capable de déterminer s'il existe une dépendance des paramètres cosmologiques en fonction de la direction d'observation, la condition nécessaire étant d'en observer un nombre suffisant, et sur un large champ. La question des anisotropies dans l'Univers à l'aide des SNIa sera traitée dans le Chapitre 4. Avec LSST, on s'attend à observer plusieurs milliers de SNIa chaque année, ce qui permettra d'augmenter la statistique actuelle (740 SNIa dans le diagramme de Hubble de [BETOULE et al. \[2014\]](#) présenté dans le chapitre 1). On espère ainsi contraindre le paramètre  $w$  caractérisant la nature de l'énergie noire avec une précision de 1% ([IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION \[2011\]](#)). Au moment de l'écriture de ce manuscrit, les observations combinées donnent  $w = -0,97 \pm 0,05$  ([PATRIGNANI et al. \[2017\]](#)). La figure 2.1 montre l'estimation de la précision sur les contraintes du paramètre d'équation d'état de l'énergie noire, établie par [CHEVALLIER et POLARSKI \[2001\]](#), [LINDER \[2003\]](#) (chapitre 1), qui devrait être obtenue avec les observations de LSST ([IVEZIC et al. \[2018\]](#)).

### 2.1.1.5 Les contraintes impliquées pour LSST par ces programmes scientifiques

Pour pouvoir satisfaire à l'ensemble des observations scientifiques évoquées ci-dessus, le télescope LSST devra satisfaire à un ensemble de contraintes. Une liste sommaire de ces critères et de leurs motivations est donnée dans le tableau 2.1. Pour plus de détails, le lecteur pourra consulter le *LSST Science Requirement Document* ([IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION \[2011\]](#)) et le *LSST Science book* ([LSST SCIENCE COLLABORATION et al. \[2009\]](#)).

On peut aussi mentionner que la distribution des visites par filtre devra permettre de reconstituer au mieux les décalages spectraux photométriques, ainsi que de permettre la séparation des populations stellaires, et cela avec une profondeur suffisante pour permettre l'observation des sources très rouges telles que les naines brunes ou les quasars lointains ( $z \approx 7,5$ ).

Par ailleurs, le traitement des données et les produits doivent se rapprocher au maximum des erreurs statistiques des données initiales (i.e. le traitement des données doit être quasi-optimal). Le temps de latence dû au traitement et à l'analyse des données doit aussi être inférieur à une minute afin de permettre une détection rapide et efficace des sources transitoires. Malgré la diversité des programmes scientifiques auxquels il est dédié, le télescope LSST est construit de manière à être compatible avec l'ensemble de ces exigences.

## 2.1.2 Le télescope

La conception du télescope LSST (figure 2.3) doit tenir compte des contraintes imposées par les différents programmes scientifiques auxquels il est dédié. Ainsi, le type de télescope, sa taille, ses filtres, sa caméra ainsi que la durée des observations doivent satisfaire à ces contraintes, tout en optimisant aussi l'aspect financier.

Le projet LSST est étroitement lié aux concepts "Large", "Profond" et "Rapide"<sup>8</sup>. Sa conception compacte et de grand diamètre permettra d'obtenir un champ de vue à la fois large et profond. En effet, le faible rapport entre la distance focale et le diamètre du télescope<sup>9</sup> procure un éclaircissement optimal des capteurs CCD. La lumière arrivant dans

8. Wide, Deep and Fast

9. à un diamètre de 8.4 m pour le miroir primaire correspond une distance focale de 10,3 m, ce qui donne un rapport  $\frac{f}{D}$  de 1,23

contraintes	valeurs	motivations
configuration d'une visite	deux expositions de durée équivalente (15 s)	élimination des rayons cosmiques
profondeur de champ pour une visite	24,5 mag <sup>a</sup> , en bande $r$	recherche des astéroïdes et des objets transitoires; atteindre une profondeur de 27,5 mag en bande $r$ en additionnant les sur les dix années du relevé LSST
couverture spectrale	entre 320 et 1100 nm (en 6 bandes spectrales)	limitation du domaine de longueurs d'onde par l'efficacité quantique des CCDs
présence des bandes spectrales	$u$ de SDSS  $y$ ( $\lambda_{eff} \approx 1 \mu\text{m}$ )	différentiation des étoiles des quasars proches et estimation de la métallicité des étoiles de la séquence principale <sup>b</sup> étude des naines brunes, des étoiles froides, des régions galactiques éteintes par la poussière extragalactique, et des objets avec un fort décalage spectral vers le rouge tel que des quasars jusqu'à $z \approx 7,5$
dégradation instrumentale	négligeable devant celle atmosphérique	mesure de l'effet de lentillage gravitationnel
répétitivité photométrique	5 mmag pour une source brillante <sup>c</sup> , stabilité des points zéro sur tout le ciel de 10 mmag, erreurs de calibration entre les filtres inférieures à 5 mmag	mesure des décalages spectraux vers le rouge mesurés par photométrie, séparation des population d'étoiles, détection des objets variables de faible amplitude, et recherche d'effets systématiques sur les courbes de lumière des SNIa
précision astrométrique	limite imposée par l'atmosphère d'environ 10 mas par visite	mesure des mouvements propres et des distances de parallaxe
temps d'exposition pour une visite	durée inférieure à 1 min  durée supérieure à 20 s	éviter des traces des traces dues aux objets se déplaçant rapidement, et minimisation des effets dus à l'atmosphère minimisation des incertitudes liées au bruit de lecture des capteurs CCD
temps séparant les visites	quelques jours (typiquement $\sim 3$ jours)	permettre la détermination des orbites des objets du système solaire et un échantillonnage suffisant des courbes de lumières
nombre total de visites par bande spectrale et par endroit du ciel	$\approx 1000$ sur la durée du relevé	recherche des astéroïdes, détermination des mouvements propres, mesures des parallaxes, lentillage gravitationnel et étude des objets transitoires
portion du ciel couverte par le relevé	supérieure à 20000 degrés carrés	nombre suffisant de galaxies pour l'étude des oscillations acoustiques des baryons et de l'effet de lentilles gravitationnelles

<sup>a</sup> à titre de comparaison, la figure 2.2 donne un aperçu d'un même champ observé avec une profondeur en bande  $r$  de 22,5 et de 24,5 magnitudes

<sup>b</sup> FUKUGITA et al. [1996]

<sup>c</sup> on appelle ici source brillante une source ayant une magnitude comprise dans l'intervalle  $[m_{sat,lim} - 1, m_{sat,lim} - 4]$ , où  $m_{sat,lim}$  correspond à la limite au delà de laquelle on arrive à saturation (IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011])

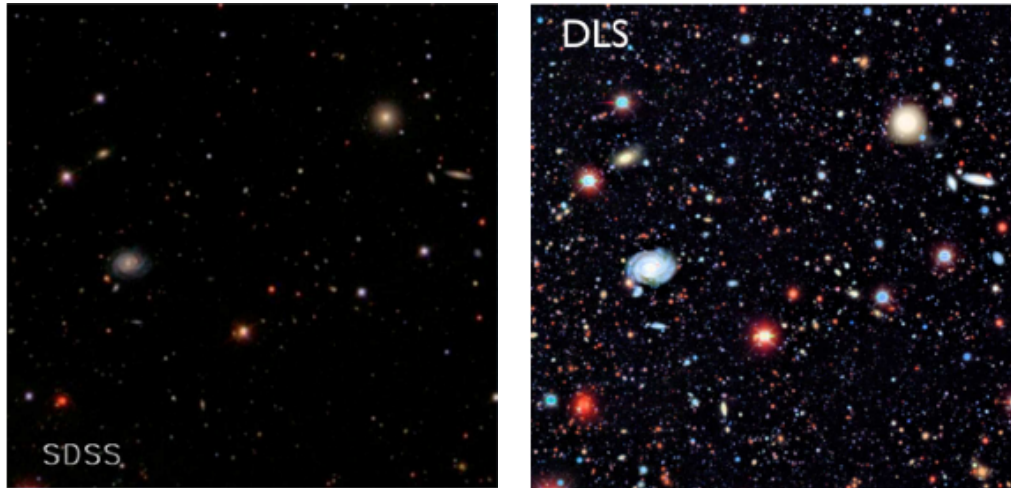


FIGURE 2.2 – Profondeur de champs obtenue avec SDSS et DLS

Ces images (IVEZIC et al. [2018]) représentent un même champ d'environ  $0.016 \text{ deg}^2$  obtenue avec SDSS (à gauche) et ayant une profondeur de champ allant jusqu'à 22.5 en bande  $r$  et DLS (*Deep Lens Survey*, WITTMAN et al. [2002]) (à droite) et ayant une profondeur de champ allant 24.5 en bande  $r$ , qui correspond à la profondeur d'une visite avec le télescope LSST. La profondeur attendue pour les images additionnées de LSST est de 27.5 magnitudes dans cette même bande.

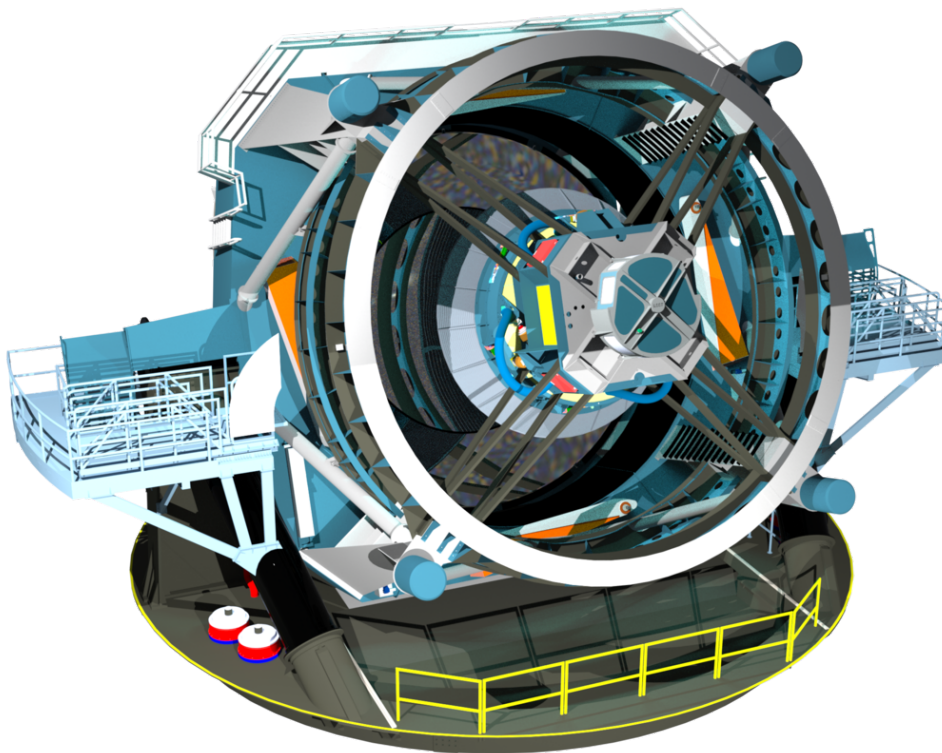


FIGURE 2.3 – Maquette du télescope LSST



le télescope sera réfléchi par trois miroirs successifs, avant d'entrer dans la caméra et de terminer sa course sur le plan focal, comportant un réseau de capteurs CCD (Charge Couple Device) totalisant 3,2 milliards de pixels. La taille du champ de vue de ce télescope sera de 3,5 degrés, ce qui correspond à une surface de 9,6 degrés carrés, soit environ 40 fois la surface de la Lune observée depuis la Terre. On attend les premières images pour la science d'ici 2022, et l'instrument devra être exploitable pour une durée de 10 ans. Les données que fournira le télescope seront publiques. De plus, on s'attend à environ un million d'alertes concernant des objets transitoires par nuit.

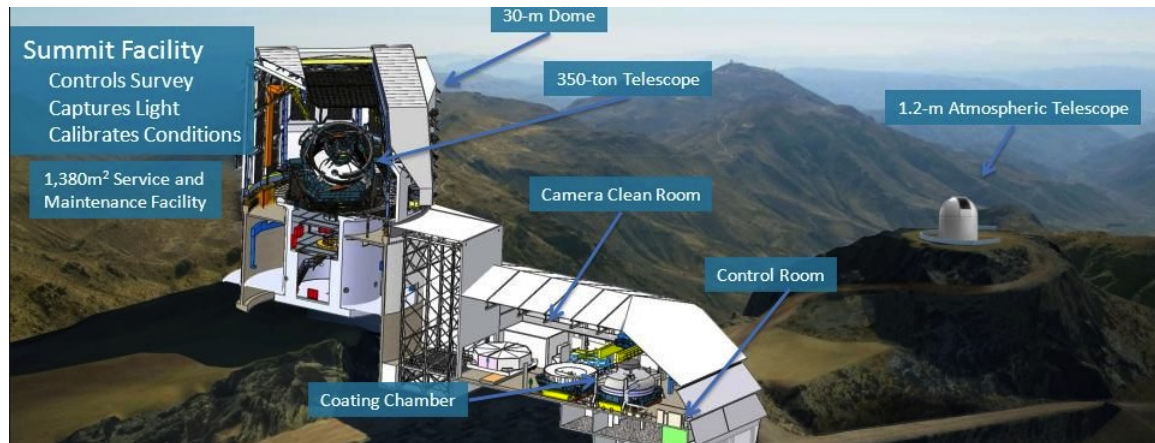


FIGURE 2.4 – Maquette de l'observatoire LSST et du télescope auxiliaire, sur la *Summit Facility*

Le projet LSST, actuellement en construction, est implanté à une altitude de 2682 m sur le Cerro Pachón, dans les Andes, au nord du Chili. Le site est proche des télescopes SOAR (Southern Astrophysical Observatory, un télescope de 4,1 m de diamètre) ainsi que de Gemini South (8,2 m). Les observations astronomiques déjà réalisées sur ce site montrent que plus de 80% des nuits présentent d'excellentes conditions d'observation. La valeur médiane du *seeing*, qui correspond à la largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement du point (PSF<sup>10</sup>), sur le site du LSST est de l'ordre de 0.65 secondes d'arc (IVEZIC et al. [2018]). Cependant, il est prévu d'observer le ciel même lorsque celui-ci n'est pas de qualité optimale (par exemple lorsqu'un faible voile de cirrus absorbe inégalement une partie des photons reçus). Un télescope auxiliaire de 1.5 m de diamètre permettra (à droite sur la figure 2.4) d'observer l'atmosphère sur la ligne de visée de LSST en temps réel, et d'établir les corrections nécessaires sur les images astronomiques obtenues du télescope primaire.

Le site (figure 2.4) comportera, en plus du télescope auxiliaire, le bâtiment principal du télescope LSST, comprenant un dôme de 30 m, ventilé de manière à éviter les différences de température avec l'extérieur pouvant altérer la qualité des images, ainsi qu'une chambre permettant de refaire le revêtement réfléchissant des miroirs (tous les 2 ans environ) et d'une chambre blanche permettant l'entretien de la caméra.

L'observatoire LSST sera implanté sur plusieurs sites, localisés dans différentes parties du globe :

- La *Summit Facility* qui correspond au site, sur le Cerro Pachón, où le télescope est en cours de construction.

10. La fonction d'étalement du point (PSF) correspond à la fonction qui décrit la réponse du système d'imagerie à une source ponctuelle. Elle correspond à l'image obtenue en observant une source ponctuelle.

- La *Base Facility* située à La Serena, à 57 km du télescope. C’est dans ce lieu que seront effectuées les premières analyses, ainsi que le déclenchement des alertes. Les données y seront stockées une première fois.
- Le *Data Processing and Archiving Center* au *National Center for Supercomputing Applications (NCSA)*, aux États-Unis. Les données seront stockées une seconde fois afin d’éviter qu’un éventuel accident puisse engendrer une perte des données. C’est dans ce lieu que le traitement des données en temps réel sera effectué, et que la moitié du traitement des données pour les publications des données (*Data Release*) sera effectué.
- Le *Satellite Processing Facility* au *Centre de Calculs de l’IN2P3* à Lyon. Les données y seront aussi dupliquées, de manière à pouvoir prévenir d’un éventuel accident résultant à une perte des données. C’est dans ce lieu que l’autre moitié du traitement des données pour les *Data Release* sera effectuée.

Tous les sites seront liés entre eux à l’aide d’un réseau de fibres optiques spécialement dédié au projet LSST.

### 2.1.2.1 Configuration optique

Le télescope et ses miroirs doivent respecter les exigences exprimées par les programmes scientifiques. L’une des premières contraintes à respecter est la surface et la profondeur du ciel observé. Ces deux quantités dépendent de l’étendue du télescope et du temps d’observation. L’étendue d’un télescope est définie comme étant le produit de la surface du miroir primaire par son champ de vue. Afin de conserver une qualité d’image homogène, il est préférable que le champ de vue ne dépasse pas les  $10 \text{ deg}^2$  ([LSST SCIENCE COLLABORATION et al. \[2009\]](#)). Pour arriver à la profondeur 27,5 mag (bande  $r$ ) sur toute la durée du relevé de LSST, il est nécessaire de trouver un équilibre avec le coût du projet. Le choix de la durée de 10 ans résulte de cet équilibre. La dimension du miroir primaire dépend de la portion du ciel couverte et de la profondeur désirée. Pour obtenir une profondeur de champ respectant les contraintes établies précédemment, à savoir la détection d’objets allant jusqu’à une magnitude en bande  $r$  de 24,5 par visite, et de 27,5 en additionnant les images sur les 10 années du relevé, on aboutit à un miroir primaire ayant une diamètre effectif 6,67 m. La courbe bleue sur la figure 2.5 montre la profondeur atteignable en fonction du nombre d’années de relevé.

Le système optique du télescope LSST est basé sur la formule d’un “Paul Baker”, ce qui correspond à un système composé de 3 miroirs dont 2 formés sur le même bloc de verre. Le système de miroirs est décrit dans la partie gauche de la figure 2.6. Le miroir principal (M1) est un miroir concave de 8.4 m de diamètre, dans lequel se trouve le miroir tertiaire (M3), aussi concave, de 5 m de diamètre. Les positions relatives de M1 et M3 ont été ajustés pendant le processus de fabrication de telle manière qu’ils possèdent le même axe de symétrie. La surface effective du miroir primaire est de  $35 \text{ m}^2$ , ce serait équivalent à un miroir entier ayant un diamètre effectif de 6,67 m.

Les photons arrivent ainsi sur M1, sont réfléchis vers le miroir convexe M2 de 3,4 m de diamètre avant d’atteindre le miroir M3 et de terminer leur course dans la caméra.

Cet ensemble permet ainsi de réaliser la large étendue de LSST de  $319 \text{ m}^2 \text{ deg}^2$  pour une distance focale effective de 10,3 m.

On obtient avec cette configuration un télescope de grande envergure mais relativement compact, comme on a pu le remarquer sur la figure 2.3. Ceci permet à la fois un grand champ de vue ainsi que de simplifier le pointé de l’instrument dans une direction

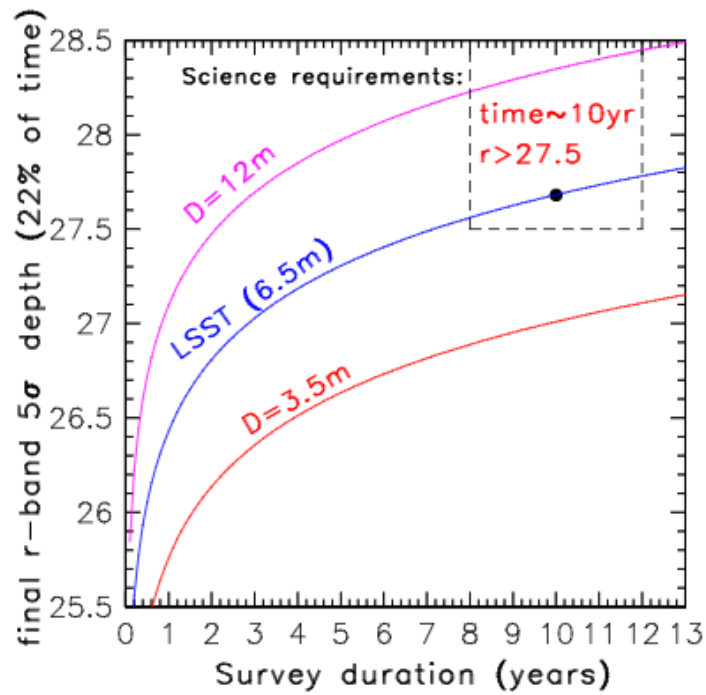


FIGURE 2.5 – Profondeur de champ (IVEZIC et al. [2018])

La magnitude limite que l'on peut atteindre à  $5\sigma$  dépend de la taille du miroir principal et du temps d'observation. Le tracé montre les 3 courbes pour des diamètres allant de 3,5 m, 6,5 m (correspondant, en première approximation, au diamètre effectif choisi pour LSST) et 12 m.

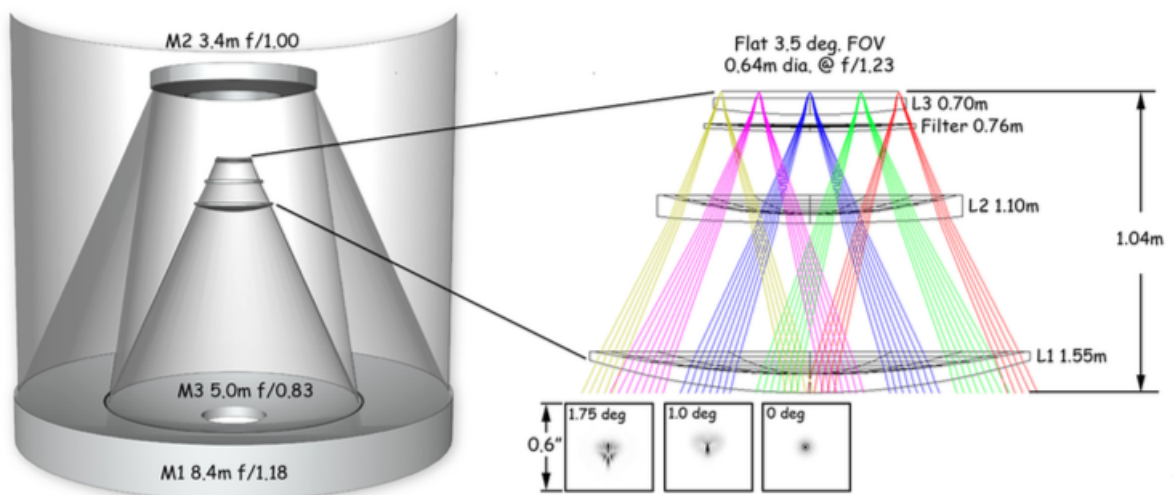


FIGURE 2.6 – Système de miroirs pour LSST

Configuration optique du télescope (figure de gauche) et de sa camera (figure de droite).



donnée du ciel. La durée nécessaire pour réaliser une élévation du télescope de  $3,5^\circ$ , ou de réaliser un déplacement azimutal de  $7^\circ$  est de 5 secondes, l'erreur sur la direction du pointage étant inférieure à  $0,1''$ .

La caméra (figure 2.7) est placée au centre du miroir M2. Sa taille (1,6 m de diamètre et 3 m de long) et sa masse de 2800 kg fait d'elle la plus grande caméra jamais construite. Elle est constituée du plan focal ainsi que de l'électronique nécessaire à la lecture des CCD, de l'obturateur, d'un système changeur de filtres permettant de placer l'un des 6 filtres (u, g, r, i, z, y) devant le plan focal, ainsi que des lentilles L1, L2 et L3. La partie contenant le plan focal et l'électronique sera incluse dans un cryostat, fermé par la lentille L3. Les 3 lentilles forment le correcteur de champ et permettent d'annuler les aberrations chromatiques introduites par les filtres et la fenêtre du cryostat.

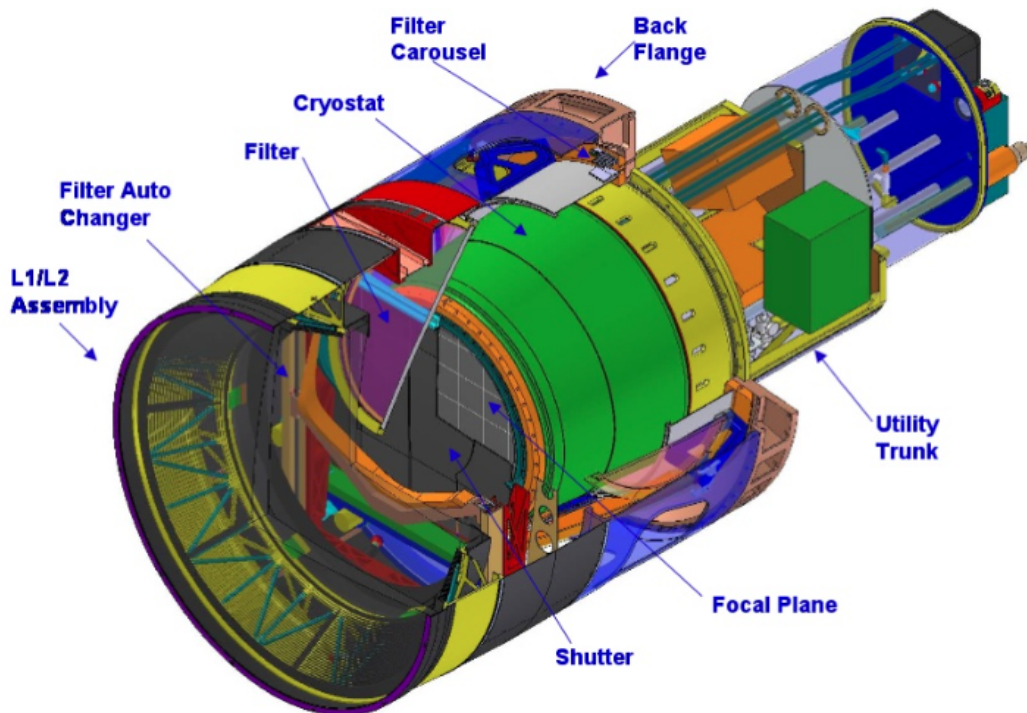


FIGURE 2.7 – Caméra de LSST

Le changeur de filtres permet de positionner un filtre sur le carrousel de manière automatisée parmi les 5 installés, le sixième devant être installé manuellement à la place de l'un de ces 5 en dehors des périodes d'observations. L'obturateur est positionné entre le carrousel et le plan focal. Il est composé de deux rangées de deux pales, permettant d'obtenir une exposition uniforme des pixels. L'ouverture de l'obturateur s'effectue dans un premier temps à l'aide de la première rangée de pales, puis la fermeture avec l'autre rangée, assurant ainsi que chaque pixel soit exposé pendant la même durée. Le temps d'ouverture et de fermeture de l'obturateur est d'une seconde.

Le plan focal (figure 2.8) de la caméra représente l'un des défis les plus ambitieux du télescope LSST. Il est constitué de 201 capteurs CCD, chacun constitué de  $4096 \times 4096$  pixels. Les 189 capteurs CCD disposés en lots (*rafts*) de  $3 \times 3$  CCDs (grille principale, en bleu sur la figure 2.8), totalisant 3 milliards de pixels de  $10 \mu\text{m}$  de côté, serviront à la prise

de données astronomiques. Étant donné que le champ de vue de la caméra est de  $9,6 \text{ deg}^2$ , la résolution d'un pixel est de  $0,2''$ . Derrière chaque *raft* se trouve l'électronique nécessaire à la lecture des CCD, permettant de traiter le signal photoélectrique et de le transformer en signal numérique. Les rafts seront maintenus à une température de  $-100 \text{ °C}$  à l'aide du cryostat, de manière à maintenir les capteurs CCD à leur température optimale et de limiter le bruit thermique. La fraction de surface du plan focal sensible aux photons est de 93% et le temps de lecture des CCD sera de 2 secondes.

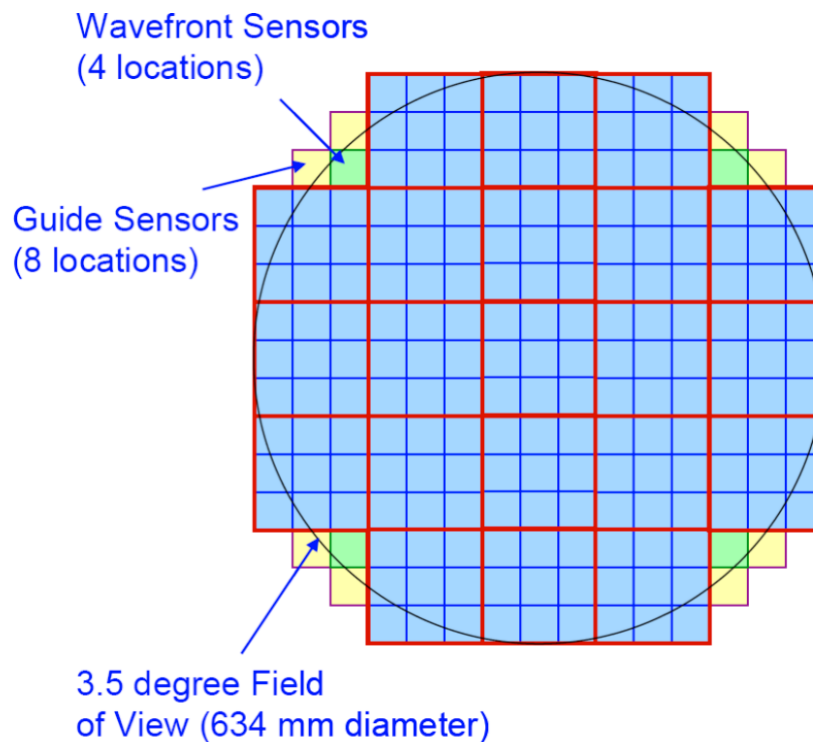


FIGURE 2.8 – Mosaïque de CCDs sur le plan focal de LSST

On distingue en bleu les 21 rafts de  $3 \times 3$  capteurs CCD permettant la prise de données en bleu, et les 4 rafts avec les CCD de contrôle du front d'onde en vert et les CCD de guidage en jaune.

Les 4 CCD de contrôle du front d'onde (*Wavefront Sensors* en vert sur la figure 2.8) et les 8 CCD de guidage (*Guide Sensors* en jaune) sont disposés dans les coins de la grille des CCD dédiés aux observations. Le contrôle du front d'onde (ANGELI et al. [2014]) est effectué en mesurant l'intensité lumineuse d'une distribution d'étoiles à équidistance en amont et en aval du plan focal. Pour cela, deux CCD identiques à ceux de science, mais de taille deux fois plus petite ( $2048 \times 4096$  pixels) sont placés à une distance d'un 1 mm en amont et en aval du plan focal, de manière à obtenir des images *intra* et *extra* focales (figure 2.9).

Les 8 CCD de guidage, disposés sur les coins (*Guide Sensors*, en jaune, sur la figure 2.8) permettront de vérifier la position relative du télescope par rapport au champ d'étoiles (astrométrie), à raison de 10 mesures par seconde.

Le lot de filtres (figure 2.10) est inspiré du système de filtre de SDSS (FUKUGITA et al. [1996]). Une bande *y* a pu être rajoutée étant donné que la sensibilité des capteurs CCD est encore élevée pour des longueurs d'ondes voisines de  $1 \mu\text{m}$ . L'ajout de cette bande est

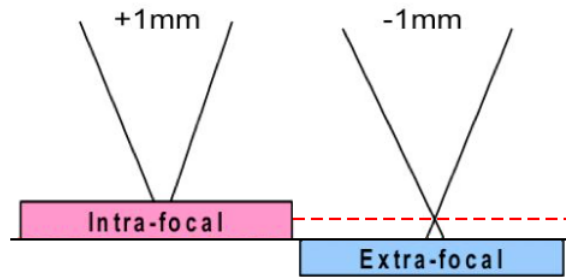


FIGURE 2.9 – CCD de contrôle du front d’onde de LSST

Les CCD de contrôle du front d’onde de LSST sont disposées en amont et en aval du plan focal, représenté par la ligne en pointillés rouge.

en particulier motivé par les observations des objets fortement rouges, ou possédant un décalage spectral vers le rouge élevé. Le télescope LSST pourra ainsi capter des photons dont la longueur d’onde est comprise entre 320 nm et 1100 nm (IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011]).

Le tableau 2.2 résume les principales caractéristiques du télescope LSST.

quantité	conception
site	Cerro Pachón, Chili
début des observations pour la science	2022
configuration optique	Paul-Backer modifiée
diamètre du miroir primaire	8,4 m
diamètre effectif	6,67 m
distance focale	10,3 m
rapport $\frac{f}{D}$	1,23
couverture du ciel	20 000 deg <sup>2</sup>
taille du champ	9,62 deg <sup>2</sup>
étendue	319 m <sup>2</sup> deg <sup>2</sup>
résolution angulaire	0,2"/pixel
nombre de pixels	3,2 × 10 <sup>9</sup>
temps d’exposition par visite	2 × 15 s
filtres	6 filtres ( <i>u, g, r, i, z, y</i> )
bande spectrale	320–1100 nm

TABEAU 2.2 – Spécifications du télescope LSST (IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011])

### 2.1.3 Stratégie d’observation

La stratégie d’observation sera déterminée de manière à minimiser les temps morts, avec une sélection de filtres appropriée aux conditions météorologiques. Elle comportera les éléments suivants :

11. La qualité des images astronomiques prises dépend de la masse d’air, c’est-à-dire de la quantité d’atmosphère terrestre traversée par les rayons lumineux pour atteindre le télescope. Au niveau de la mer et dans la direction zénithale, la valeur de la masse d’air est égale à 1.

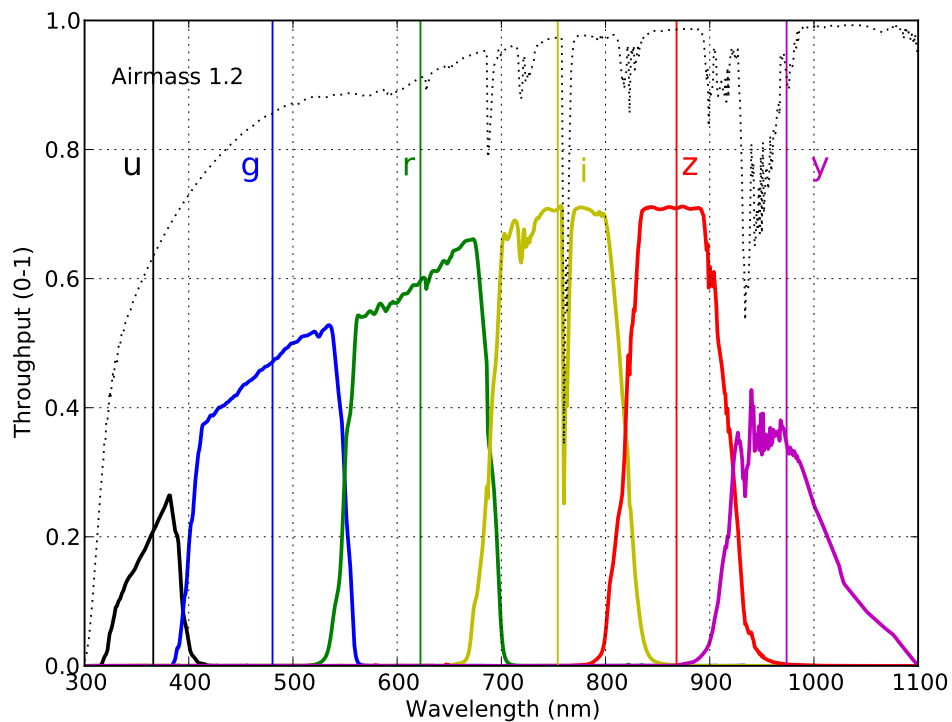


FIGURE 2.10 – Filtres  $u$ ,  $g$ ,  $r$ ,  $i$ ,  $z$  et  $y$  de LSST (IVEZIC et al. [2018])

Les courbes pleines montrent les bandes passantes de LSST avec les filtres  $u$ ,  $g$ ,  $r$ ,  $i$ ,  $z$  et  $y$  en fonction de la longueur d'onde. Cela tient compte de la transmission des filtres, de l'atmosphère (pour une masse d'air<sup>11</sup> de 1,2 montrée par la courbe en pointillés), de la réflectivité des miroirs et la transmittance de l'optique réfractive ainsi que de l'efficacité quantique des capteurs CCD.

- Le relevé principal (*Wide-Fast-Deep Survey region*) permettra de répondre à la plupart des objectifs scientifiques. Il comptera pour 85-90% du temps d'observation, et sera optimisé de manière à obtenir des observations homogènes en profondeur et en nombre de visites sur un ensemble de 18000 deg<sup>2</sup>. Cette proposition permet d'obtenir des observations pour les 6 filtres, en observant chaque champ tous les 3 jours environ (avec un filtre différent).
- L'extension de plan écliptique nord (*North Ecliptic Spur*) permettra d'atteindre l'écliptique pour des ascensions droites plus élevés que celles couvertes par le champ principal. Ce champ n'inclura pas les filtres *u* et *y*.
- Les observations du plan galactique (*Galactic Plane*) couvrent la région où LSST sera confronté à des zones de densité de sources stellaires extrêmes. Ces zones seront typiquement couvertes par un nombre de visites plus faible que pour le relevé principal.
- Le pôle Sud céleste (*South Celestial Pole*) correspond a une extension couvrant les zones ayant une déclinaison inférieure à la limite du relevé principal.
- Les champs profonds (*Deep Drilling Fields*) seront des zones observées avec des séquences étendues. Les propositions de champs profonds incluent souvent une certaine combinaison de filtres de manière à ce que l'information en couleur soit disponible pour les objets variables et transitoires. Pour le moment, seulement 4 champs profonds de LSST ont été sélectionnés et annoncés. On s'attend à ce que plus de champs profonds soient sélectionnés dans le relevé final.

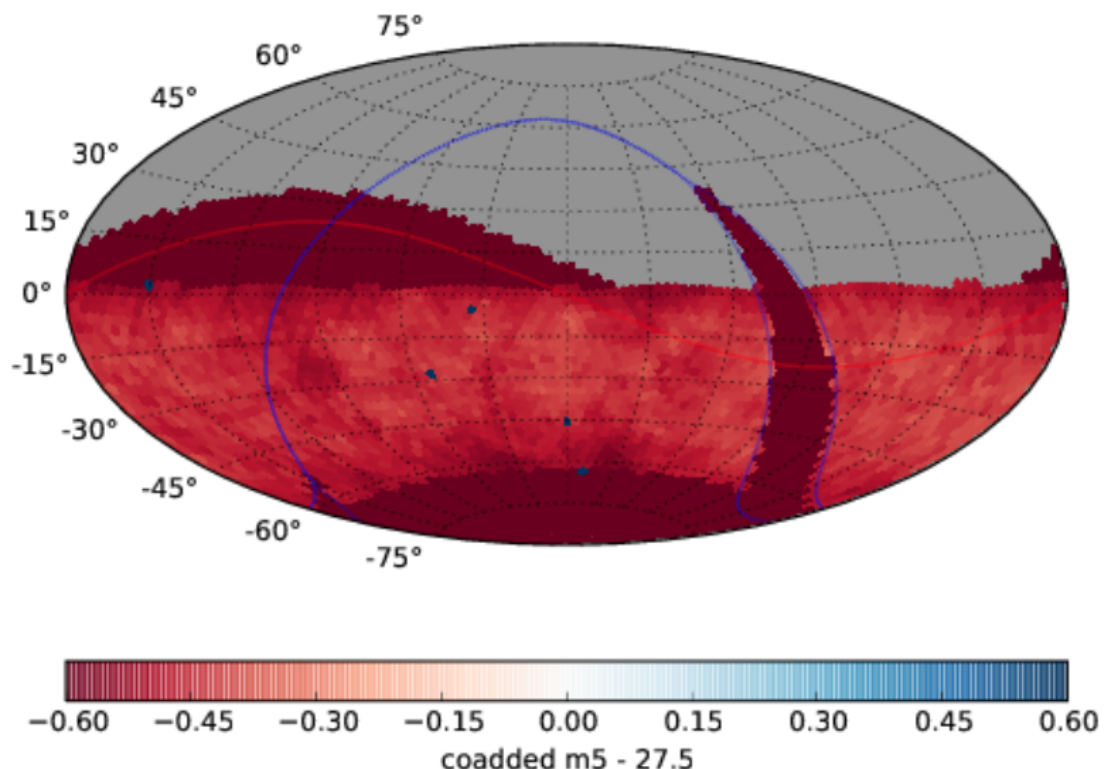


FIGURE 2.11 – médianes des profondeurs de champ en bande *r* à 5 $\sigma$  sur les images additionnées durant les 10 années du relevé (`minion_1016`)

À l'heure d'écriture de ce manuscrit, la stratégie d'observation n'est pas encore fixée, on peut d'ailleurs constater que plusieurs stratégies d'observation sont discutées dans

MARSHALL et al. [2017]. Le simulateur d'opérations *OpSim*<sup>12</sup> réalisé par la collaboration du projet LSST permet de simuler un programme d'observations. Ces simulations comprennent la position des objets dans le ciel, ainsi que les conditions d'observation, telles que la phase de la Lune, la brillance du ciel ou le *seeing*. La base de référence pour la cadence de LSST (MARSHALL et al. [2017]), produite à l'aide de la version 3.3.5 de ce simulateur d'opérations (*minion\_1016*), comprend les caractéristiques résumées dans le tableau 2.3.

Plusieurs autres cadences sont à l'étude, notamment pour améliorer les observations de SNIa. En effet, avec un total d'environ 800 visites à un même endroit étant espacées dans le temps approximativement uniformément sur une durée de 10 ans, il n'est pas clair que LSST offrira des courbes de lumière de SNIa avec un échantillonnage suffisamment dense. Les cadences de type « Rolling » (COOK et RIDGWAY [2014]) proposent une solution pouvant améliorer le taux d'échantillonnage d'un facteur 2 ou plus, sur une partie du ciel pendant toute la durée du relevé, ou, sur tout le ciel observé pendant une période déterminée, tout en maintenant une uniformité suffisante pour les objectifs scientifiques du relevé qui le requièrent.

Les observations du relevé principal devaient apporter des SNIa ayant un décalage spectral vers le rouge  $z < 0,4$ . L'homogénéité de la distribution de SNIa sur ce champ est un facteur qui devrait faciliter la mise en évidence d'éventuelles anisotropies de l'Univers (chapitre 4). Les observations des champs profonds permettront d'observer des SNIa à plus haut décalage spectral, compris principalement dans la fenêtre  $0,4 < z < 1,2$ .

On estime qu'un grand volume de données sera produit : 15 To par nuit, soit plus de 50 Po en 10 ans. Pour traiter cet immense volume de données il sera nécessaire de concevoir une chaîne de production performante.

---

12. <https://www.lsst.org/scientists/simulations/opsim>

élément	valeurs
nombre total de visites	2447931, avec 85,1% passés sur le relevé principal, 6,5% sur l'extension du plan de l'écliptique nord, 1,7% sur le plan galactique, 2,2% sur les observation du pôle sud céleste et enfin 4,5% pour 5 champs profonds <sup>a</sup>
visites par nuit	entre 88 et 1104, médiane à 816
nuits d'observation	3026
temps de positionnement	moyenne : 6,8 s, médiane : 4,8 s
efficacité du relevé <sup>b</sup>	73%
durée totale d'exposition	$73,4 \times 10^6$ s, après 10 ans d'observations
changements de filtres par nuit	moyenne : 4,3, premier quartile (25%) : 2, dernier quartile (75%) : 6
seeing (bande <i>r</i> )	0,93" (médiane effective)
profondeurs de champ pour chaque visites uniques	médianes pour chaque filtre : $m_u = 23,14$ , $m_g = 24,47$ , $m_r = 24,16$ , $m_i = 23,40$ , $m_z = 22,23$ , $m_y = 21,57$ . <sup>c</sup>
champs du relevé principal	2293 champs se chevauchant
visites par bande (médianes)	$u : 62$ , $g : 88$ , $r : 199$ , $i : 201$ , $z : 180$ , $y : 180$ <sup>d</sup>
profondeurs de champ sur les images additionnées durant les 10 années du relevé principal	médianes pour chaque filtre : $m_u = 25,4$ , $m_g = 27,0$ , $m_r = 27,1$ , $m_i = 26,4$ , $m_z = 25,2$ , $m_y = 24,4$ <sup>e</sup>
nombre de masses d'air ( <i>airmass</i> )	médiane sur le relevé principal : 1,5 (1,25 , 1,20, 1,26 pour les bandes <i>u</i> , <i>r</i> et <i>z</i> )
couverture du relevé principal	18 000 deg <sup>2</sup>
nombre de visites reçues par chaque champ, en sommant sur toutes les bandes spectrales durant les 10 années du relevé	> 888 visites <sup>f</sup>
médianes des erreurs sur les parallaxes (et sur les mouvements propres) sur le relevé principal	0,62 millisecondes d'arc (0,17 millisecondes d'arc par an), pour les sources brillantes <sup>g</sup> et de 7,9 millisecondes d'arc (2,3 millisecondes d'arc par an) pour les sources ponctuelles ayant une magnitude en bande <i>r</i> valant $m_r = 24$ <sup>h</sup>

<sup>a</sup> les 5 champs profonds sont discutés ici : <https://community.lsst.org/t/deep-drilling-whitepapers/732/3>

<sup>b</sup> l'efficacité du relevé correspond au rapport entre la durée d'exposition des capteurs CCD (obturateur ouvert) sur la durée totale d'observation (somme des durées où l'obturateur est ouvert et fermé, du fait du temps de lecture des CCD et du temps de positionnement du télescope)

<sup>c</sup> la profondeur de champ étant définie comme la magnitude limite d'une source détectée avec une précision de  $5\sigma$

<sup>d</sup> Ces médianes dépassent le nombre de visites requis (spécification de conception du IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011], valant (56, 80, 184, 184, 160, 160) respectivement pour les bandes (*u*, *g*, *r*, *i*, *z*, *y*). C'est un résultat est encourageant, étant donné que seulement 85% du temps d'observation a été consacré au relevé principal.

<sup>e</sup> La distribution des profondeurs de champs des images additionnées est équitablement uniforme sur le champ principal, comme on peut le constater sur la figure 2.11.

<sup>f</sup> l'exigence établie dans IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011] est de 825 visites par champ

<sup>g</sup> limitées en supposant une précision sur l'astrométrie relative de 10 millisecondes d'arc

<sup>h</sup> en supposant une distribution spectrale en énergie uniforme

TABLEAU 2.3 – Résumé des résultats de la simulation obtenue avec la base de référence (minion\_1016)



## 2.2 Chaîne de production

### 2.2.1 Vue d'ensemble

Le logiciel de traitement des données de LSST ([LSST SCIENCE COLLABORATION et al. \[2007\]](#), [SWINBANK et LSST SCIENCE COLLABORATION \[2017\]](#)), aussi appelé le *Stack* (empilement) LSST, est la collection des codes informatiques écrits en C++ et Python par l'équipe LSST *Data Management* permettant de traiter les images de LSST, les alertes signalant les objets transitoires, ainsi que les catalogues. La figure 2.12 ([JURIĆ et LSST SCIENCE COLLABORATION \[2013\]](#)) donne un aperçu des principaux types de données que le logiciel de traitement des données de LSST produira. Les données générées se classeront dans deux types d'analyses, à savoir une analyse rapide et une analyse plus lente, pouvant se recouvrir, résumées dans le tableau 2.4.

élément	analyse rapide	analyse plus lente
stockage des produits	base de données de niveau 1	base de données de niveau 2
intérêts de l'analyse	caractérisation rapide des phénomènes astrophysiques révélés par leur nature dépendante du temps (par exemple la détection des supernovas superposées à des galaxies étendues et brillantes)	publication de données stables, utilisables pour les analyses scientifiques
données produites	soustractions d'images, catalogues des sources détectées sur les images soustraites, objets astrophysiques identifiés comme variables ou appartenant au système solaire ainsi que les alertes correspondant aux nouvelles sources détectées sur les images soustraites	publication de données ( <i>data release</i> ) incluant les images calibrées, les additions d'images, les catalogues d'objets caractérisés (qu'ils soient détectés sur les images additionnées ou sur les visites uniques) ainsi que le retraitement de toutes les données produites du niveau 1
type de données	perpétuellement mises à jour	statiques
périodicité	base journalière, et alertes publiées dans les 60 secondes après observation	base annuelle (6 mois pour les deux premières)

TABEAU 2.4 – Niveaux d'analyse de la chaîne de traitement de données de LSST

La figure 2.13 illustre l'organisation de la chaîne de production qui sera mise en œuvre pour le traitement des données de LSST permettant d'obtenir, entre autres, des courbes de lumière pour les SNIa. Dans ce manuscrit on s'intéressera principalement à l'étape *Process CCD* permettant d'obtenir des images calibrées (*Calibrated Exposure*), une étape nécessaire de la chaîne de production des données. Les premières corrections (bruit de lecture des capteurs CCD, optique...) sont effectuées préalablement. Lors de cette étape, des algorithmes détectent les sources et calculent les positions (astrométrie) et les magnitudes (photométrie). Les soustractions d'images sont réalisées ensuite, après calibration et superposition d'images.



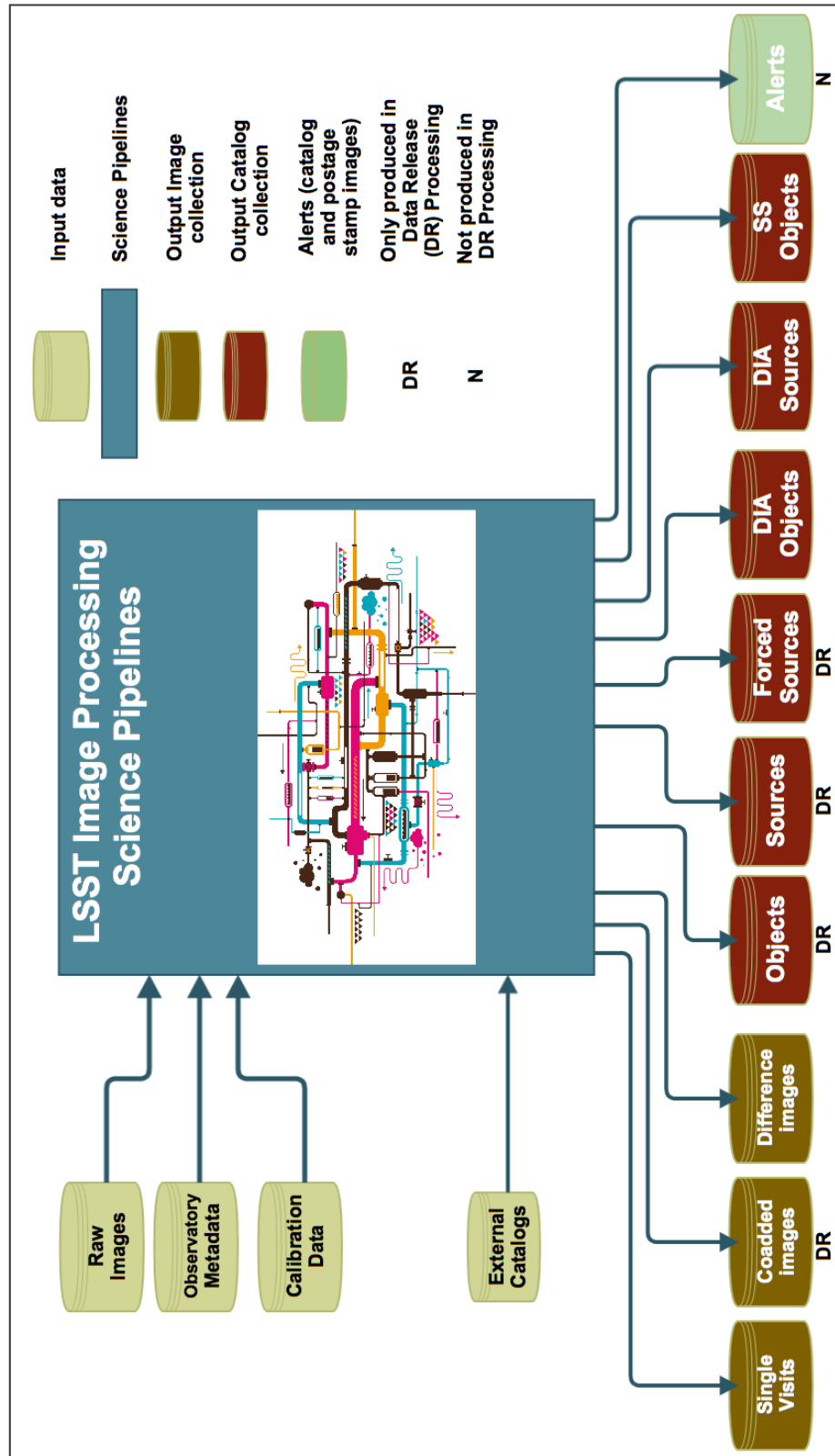


FIGURE 2.12 – Aperçu des données produites par le logiciel de traitement des données de LSST (JURIĆ et LSST SCIENCE COLLABORATION [2013])

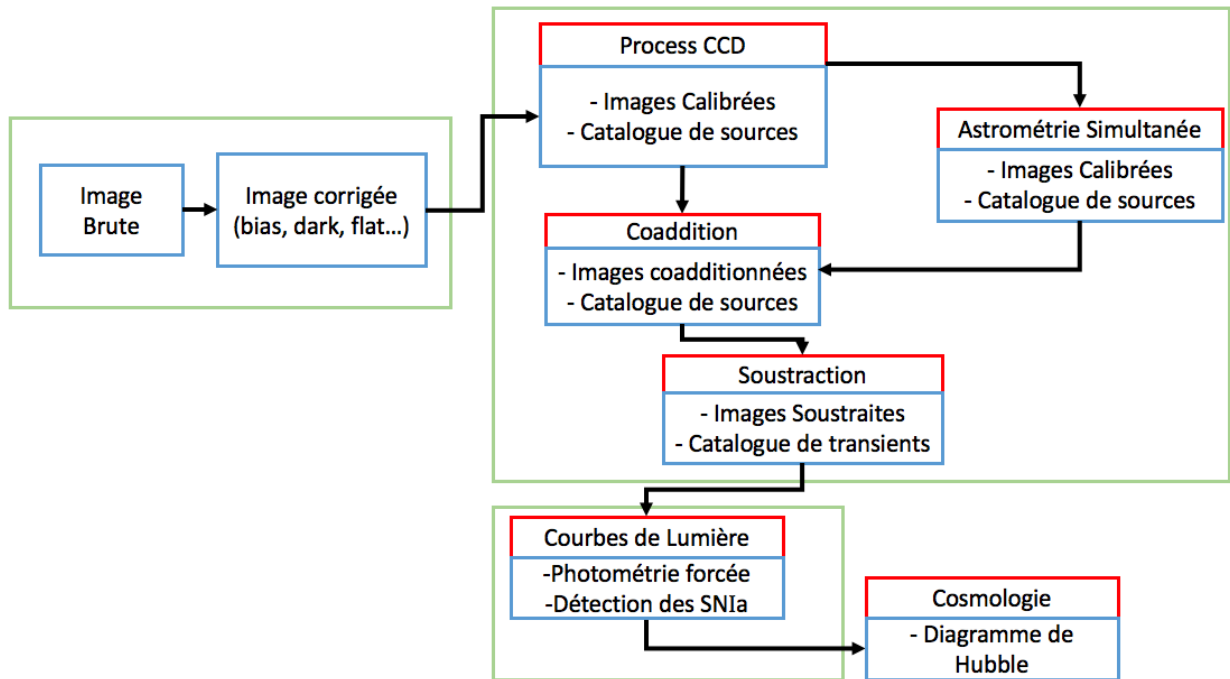


FIGURE 2.13 – Chaîne de production des données pour LSST

Les images du CFHT (Canada France Hawaiï Telescope) des champs profonds possèdent une résolution proche de celles qu’obtiendra LSST, et permettent de tester la chaîne de production.

## 2.2.2 De l’image brute aux premières corrections

La calibration instrumentale et atmosphérique est basée sur deux types de mesures distinctes :

- la détermination de la sensibilité instrumentale en utilisant des sources lumineuses calibrées (CCOB<sup>13</sup>, projet *StarDICE*<sup>14</sup>) (SWINBANK et LSST SCIENCE COLLABORATION [2017]).
- la mesure directe de la transmission atmosphérique qui sera déterminée par spectrographie effectuée sur des étoiles standard dans le champ observé par LSST, à l’aide du télescope auxiliaire dédié à la calibration (SEBAG et al. [2014])

Les mesures instrumentales et atmosphériques ainsi que les calculs nécessaires pour reconstruire le système, allant des photons émis au dessus de l’atmosphère à la lecture du signal par l’électronique des détecteurs du télescope, sont décrites par BURKE et al. [2010].

BURKE et al. [2010] expose en détail les différentes étapes de calibration nécessaires à la prise de données avec LSST, tandis que SEBAG et al. [2014] décrit les systèmes de calibration mis en jeu.

13. Banc de Caractérisation Optique de la Caméra (BURKE et al. [2010])

14. une description détaillée de ce projet est donnée par le lien suivant : <http://supernovae.in2p3.fr/~11g/DICE/StarDICE/slides/StarDICE-status-LSST-France-20180117.pdf>

### 2.2.3 Détection des sources, addition et soustraction d'images

L'étape « *process CCD* » permet de générer les images calibrées (photométrie et astrométrie) ainsi qu'un catalogue de sources. Pour cela, un catalogue extérieur d'étoiles référence est utilisé (en l'occurrence c'est le relevé GAIA (LURI et al. [2018]) qui sera utilisé pour LSST), et en réalisant un ajustement, les coordonnées des sources sont déduites. On note que pour les données du CFHT, retraitées avec cette chaîne de production, qui seront présentées dans la suite de ce chapitre, c'est le catalogue USNO-A2<sup>15</sup> qui est utilisé comme catalogue de référence.

Lorsqu'on a plusieurs images calibrées, on peut les additionner (étape de *coaddition*) de manière à obtenir une image plus profonde. Avant la *coaddition*, il est possible de réaliser une étape préalable supplémentaire, appelée *Astrométrie simultanée* (figure 2.13) permettant de réaliser un ajustement astrométrique entre les images calibrées, de manière à obtenir des coordonnées plus précises. On peut constater dans l'Annexe B l'amélioration de la précision astrométrique obtenue à l'aide de l'astrométrie simultanée (*joincal*) sur un lot d'images provenant du télescope CFHT. L'amélioration de la précision astrométrique obtenue par l'ajustement astrométrique simultané permettra d'avoir une meilleure précision lors de l'étape d'addition d'images. Des soustractions d'images seront ensuite réalisées, de manière à mettre en évidence les objets dont le flux lumineux varie en fonction du temps.

### 2.2.4 Extraction des courbes de lumière

Des algorithmes permettent de détecter les sources variables à partir des soustractions d'images. Des mesures de photométrie forcée seront réalisées sur ces sources. La photométrie forcée consiste à la mesure d'un flux dans un nombre donné de visites, en fixant la position, et la forme d'un objet, indépendamment du fait que ce flux soit en dessous ou au dessus du seuil de détection pour des visites individuelles, par exemple lorsqu'il s'agit de sources variables. De cette manière, les courbes de lumières pourront être extraites.

La section suivante décrira les critères de qualité que la chaîne de production des données de LSST devra respecter.

## 2.3 Qualité astrométrique et photométrique requise

Le *LSST Science Requirement Document* (IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011]) donne les exigences de LSST. On a travaillé sur la librairie *validate\_drp*<sup>16</sup>, permettant de valider un ensemble de données sortant de la tâche *ProcessCCD*, à l'aide des *Key Performance Metrics* décrites dans IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011]. Cette librairie fournit aussi des modèles analytiques de performance astrométrique et photométrique suivant le *LSST overview paper* (IVEZIC et al. [2018]).

Les données entrantes à la librairie *validate\_drp* sont les catalogues générés à partir des images traitées ainsi qu'un fichier de configuration qui spécifie les images traitées et les paramètres de validation suivants :

- Le rapport signal sur bruit minimum des sources considérées.
- La variabilité astrométrique attendue [mas]

15. <http://tdc-www.harvard.edu/catalogs/ua2.html>

16. Librairie originale accessible sur GitHub : [https://github.com/lsst/validate\\_drp](https://github.com/lsst/validate_drp)

- La variabilité photométrique attendue [mmag]
- Les paramètres exigés (PA1, PF1, PA2, AM1, AF1, AM2, AF2, AM3, AF3) qui correspondent à des paramètres permettant de valider la qualité des données et de leur traitement. On discutera dans 2.3.1 et 2.3.2 ces paramètres et dans 2.3.3 on évaluera ces paramètres sur un lot de données réel (champs profonds du CFHTLS).

Pour chacun des paramètres de qualité mesurés, plusieurs types d'exigences sont établis.

La valeur minimale (*but minimum*) représente la capacité ou la précision minimale requise du système pour atteindre ses objectifs scientifiques.

La valeur de conception (*spec. conception*) représente l'exigence de conception du système et sera utilisée comme base de tolérances techniques lors de l'élaboration. Les exigences de conception devraient être réalisables dans la base de référence actuelle de LSST. Cependant, au fur et à mesure que le développement du projet LSST progresse, il est possible qu'il puisse y avoir des changements de capacités, amenant à un possible éloignement de ces valeurs.

Dans certains cas, les objectifs étendus (*but étendu*) sont spécifiés. Ils correspondent aux capacités du système souhaitables, qui amélioreront les analyses scientifiques si elles pouvaient être réalisées. Les objectifs étendus doivent être atteints s'ils n'augmentent pas de manière significative les coûts, les délais ou les risques, et à la condition de ne pas engendrer une altération d'autres paramètres du système.

### 2.3.1 Exigences sur la qualité astrométrique

La précision astrométrique est évaluée sur des mesures d'astrométrie relative (répétitivité), ainsi que d'astrométrie absolue. Elle se doit de respecter certaines exigences, données dans la section 3.3.5.1 du *LSST Science Requirement Document* (IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011]).

La mesure de l'astrométrie relative est basée sur l'estimation de l'écart standard pour des paires d'étoiles ayant une séparation de  $D$  minutes d'arc. Pour LSST, le *LSST Science Requirement Document* considère trois distances caractéristiques  $D$ , à savoir 5', 20' et 200'<sup>17</sup>. La distance de 5' correspond en première approximation à la taille du champ observé par un capteur CCD individuel. Ainsi, les estimations d'astrométrie relative réalisées pour une distance  $D$  de 5' devraient donner un aperçu de la dispersion à l'échelle d'un capteur CCD. De la même manière, la distance de 20' a été choisie afin d'estimer cette dispersion à l'échelle d'un *raft*, comprenant  $3 \times 3$  CCDs, et celle de 200' pour s'intéresser à des distances relatives à l'échelle de la caméra entière (qui correspond aux 21 rafts dédiés aux observations scientifiques, montrés dans la figure 2.8).

Afin d'obtenir une estimation de la précision en astrométrie relative, on sélectionne, pour chaque source que l'on considère, toutes les sources se trouvant à une distance comprise dans la couronne représentant l'intervalle  $[D - 1', D + 1']$ , illustrée par la figure 2.14. On obtient ainsi des couples de sources séparées de distances  $d_{couple}$  que l'on estime<sup>18</sup>. On peut ensuite estimer l'écart quadratique moyen associé à chaque couple et ainsi estimer les valeurs des différents paramètres à comparer aux valeurs exigées par le *LSST Science Requirement Document*.

Le *LSST Science Requirement Document* stipule les exigences suivantes :

17. où 1' représente une minute d'arc

18. Ces distances  $d_{couple}$  sont donc toutes comprises dans l'intervalle  $[D - 1', D + 1']$

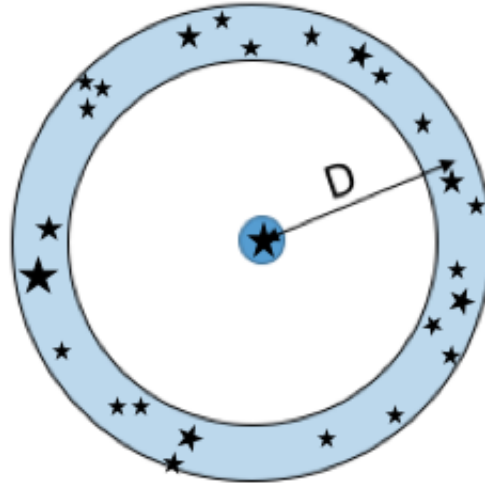


FIGURE 2.14 – Calcul de la RMS de la distance pour des paires séparées de  $D$  minutes d’arc

Pour chaque étoile, sont associées les étoiles séparées par une distance de  $D \pm 1'$  et permettant d’établir des couples ayant une séparation relative  $d$ . Ces distances  $d$  sont ensuite calculées pour chaque visite. Pour chaque couple de sources l’écart standard doit ensuite être calculé, de manière à pouvoir les comparer aux paramètres exigés.

- Une exigence portant sur la médiane des écarts standard des distances astrométrique relatives. En effet, pour des couples d’étoiles ayant une séparation de  $D$  minutes d’arc, cette médiane ne doit pas dépasser le critère  $AM_x$ <sup>19</sup>
- Une exigence sur la déviation à cette médiane, stipulant qu’une fraction inférieure à  $AF_x$  % de l’échantillon ne doit dévier de plus de  $AD_x$  millisecondes d’arc par rapport à la médiane.

Les valeurs des paramètres de précision astrométrique exigés  $AM_x$ ,  $AF_x$  et  $AD_x$  sont décrites dans le tableau 2.5. Ces valeurs correspondent aux exigences dans les bandes  $r$  et  $i$ , pour les sources brillantes et non résolues<sup>20</sup>.

Ces exigences ont été établies afin d’atteindre la précision nécessaire pour parvenir aux objectifs scientifiques décrits en section 2.1.1.

Afin de pouvoir vérifier que les exigences établies par le *LSST Science Requirement Document* ne sont pas dépassées, il faudra tenir compte du fait qu’environ un quart des étoiles dites « bleues »<sup>21</sup>, et la moitié des étoiles dites « rouges »<sup>22</sup> ayant une magnitude en bande  $r$  inférieure à 20 se déplacent avec une vitesse supérieures à 10 millisecondes d’arc par an (IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011]). Une possibilité est de considérer des sources non résolues extragalactiques telles que les quasars<sup>23</sup>. Une autre possibi-

19. L’indice  $x$ , (où  $x = \{1, 2, 3\}$ ), renvoie aux paramètres exigés pour des distances relatives  $D$  de  $D = \{5', 20', 200'\}$ .

20. Une source non résolue correspond à une source pour laquelle la taille angulaire est trop petite pour les détails de sa structure puissent être révélés. Les étoiles et les quasars peuvent être considérés comme des sources non résolues.

21. où  $m_g - m_r < 1$

22. où  $m_g - m_r > 1$

23. Pour des magnitudes inférieures à 20 (en bande  $r$ ), la densité de présence des quasars est de l’ordre de 60 par degré carré, impliquant une séparation relative moyenne autour de  $4'$  (IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011]).

quantité	spec. conception	but minimum	but étendu
AM1 (mas)	10	20	5
AF1 (%)	10	20	5
AD1 (mas)	20	40	10
AM2 (mas)	10	20	5
AF2 (%)	10	20	5
AD2 (mas)	20	40	10
AM3 (mas)	15	30	10
AF3 (%)	10	20	5
AD3 (mas)	30	50	20

TABLEAU 2.5 – Paramètres de validation astrométriques (IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011])

lité est de considérer des étoiles en évaluant ces critères sur un lot d’images couvrant une période temporelle suffisamment courte, de manière à minimiser au maximum cet effet.

### 2.3.2 Exigences sur la qualité photométrique

Les mesures photométriques avec LSST seront effectuées dans le système de magnitudes AB. Pour chacune des 6 bandes spectrales du LSST, à savoir les filtres  $u$ ,  $g$ ,  $r$ ,  $i$ ,  $z$ ,  $y$  (voir figure 2.10), la magnitude AB  $m_{bande}$  est définie de la manière suivante :

$$m_{bande} = -2.5 \log_{10} \left( \frac{\mathcal{F}_{bande}}{3631 \text{ Jy}} \right) \quad (2.1)$$

$\mathcal{F}_{bande}$  correspond au flux mesuré, tenant compte de la réponse du système pour une bande donnée. Il équivaut à l’intégrale du flux reçu par unité de longueur d’onde avant de traverser l’atmosphère terrestre  $f_{\nu}(\lambda)$ , exprimé en Janskys (Jy)<sup>24</sup> en tenant compte de la réponse du système (IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011]) :

$$\mathcal{F}_{bande} = \int_{-\infty}^{+\infty} f_{\nu}(\lambda) \phi_{bande}(\lambda) d\lambda \quad (2.2)$$

Le facteur  $\phi_{bande}(\lambda)$  dans l’équation (2.2) correspond à la réponse normalisée du système, liée à la transmittance dans la bande considérée de l’atmosphère et du télescope (filtre + reste du système)  $S_{bande}(\lambda)$ , et inversement proportionnelle à la longueur d’onde  $\lambda$ , dû au fait que les capteurs CCD sont des dispositifs de comptage de photons (IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011]) :

$$\phi_{bande}(\lambda) = \frac{\lambda^{-1} S_{bande}(\lambda)}{\int_{-\infty}^{+\infty} \lambda^{-1} S_{bande}(\lambda) d\lambda} \quad (2.3)$$

Afin d’obtenir des mesures photométriques avec un niveau d’erreur inférieur à 1%, il sera nécessaire de connaître la transmittance  $S_{bande}(\lambda)$  avec une précision suffisante. Cette quantité sera mesurée avec précision durant la période de *commissioning*<sup>25</sup> à l’aide d’observations d’objets ayant les distributions spectrales en énergie les plus pertinentes,

24. Le Jansky (Jy) est défini de la manière suivante :  $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W Hz}^{-1} \text{ m}^{-2}$

25. La période de *commissioning* correspond à la période entre la première lumière de LSST (attendue pour 2020) et le début du relevé (qui devrait débuter en 2022).

telles des étoiles en séquence principale ou des galaxies. Les exigences sur la précision de la calibration photométrique sur l'échelle de magnitudes AB sont indiquées dans le *LSST Science Requirement Document*.

Ainsi, en ce qui concerne la précision photométrique, le *LSST Science Requirement Document* (IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011]) stipule des exigences sur la photométrie relative (répétabilité), la stabilité du système à travers le ciel, les points zéro pour chaque bande spectrale, et la conversion dans un système de flux physique connu (en l'occurrence l'échelle de magnitudes AB).

### 2.3.2.1 Répétabilité photométrique (photométrie relative)

La précision photométrique doit respecter les exigences données dans la section 3.3.4.1 du *LSST Science Requirement Document* (IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011]). Ces exigences importent afin de pouvoir mener à bien plusieurs objectifs scientifiques de LSST, à savoir l'estimation des décalages spectraux vers le rouge par photométrie, la séparation des populations stellaires, ainsi que l'observation de phénomènes variables tels que les transits d'exoplanètes devant des étoiles ou l'obtention des courbes de lumière des SNIa.

La mesure de la photométrie relative est effectuée en considérant les distributions des magnitudes obtenues pour chaque source provenant d'un lot d'images. On peut ensuite estimer des paramètres nécessaires pour effectuer la comparaison avec les paramètres exigés par le *LSST Science Requirement Document*, qui sont les suivants :

- Un paramètre ne devant pas être dépassé PA1, correspondant à la valeur maximale de la moyenne des écarts types associées à la distribution de chaque source.
- Une exigence sur la proportion déviant à cette valeur, stipulant qu'une fraction inférieure à PF1 % de l'échantillon ne doit dévier de plus de PA2 millimagnitudes par rapport à la moyenne des écarts types associées à la distribution de chaque source.

Les valeurs des paramètres PA1, PF1 et PA2 données par le *LSST Science Requirement Document* sont montrées dans le tableau 2.6. Ces valeurs correspondent aux exigences photométriques sous les filtres  $g$ ,  $r$ , et  $i$ , et peuvent, pour les filtres  $u$ ,  $g$  et  $y$ , être augmentées de 50%.

quantité	spec. conception	but minimum	but étendu
PA1 (mmag)	5	8	3
PF1 (%)	10	20	5
PA2 (mmag)	15	15	10

TABLEAU 2.6 – Paramètres de validation photométrique (IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011])

### 2.3.2.2 Uniformité des points zéro photométriques

La largeur de la distribution (RMS) des erreurs sur les points zéros<sup>26</sup> de photométrie (la stabilité du système à travers le ciel) ne doit pas dépasser PA3 mmag, et pas plus de PA2 % de la distribution ne doit pas dépasser PA4 mmag.

Les valeurs des paramètres PA3 et PA4 énumérées dans le tableau 2.7 peuvent être doublées pour la bande spectrale  $u$ .

26. voir section 2.3.2



quantité	spec. conception	but minimum	but étendu
PA3 (mmag)	10	15	5
PF2 (%)	10	20	5
PA4 (mmag)	15	20	15

TABEAU 2.7 – Paramètres de validation photométrique des points zéro (IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011])

### 2.3.2.3 Photométrie absolue sur toutes les données

Le système photométrique de LSST doit pouvoir se transformer dans une échelle physique (par exemple des magnitudes AB) avec une précision de PA6 mmag.

quantité	spec. conception	but minimum	but étendu
PA6 (mmag)	10	20	5

TABEAU 2.8 – Paramètres de validation photométrique absolue (IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011])

## 2.3.3 Estimation des qualités photométrique et astrométrique sur un lot de données

### 2.3.3.1 Lot de données

Des images provenant de relevés précédents ont été utilisées pour l'expérimentation et le développement du logiciel LSST. Dans ce qui suit, on se penchera sur le retraitement effectué sur les images provenant de l'un des champs profonds observés par le télescope CFHT (figure 2.15).



FIGURE 2.15 – CFHT

Le CFHT (Canada France Hawaï Telescope) est un télescope de type Cassegrain possédant un diamètre 3,58 mètres de diamètre efficace, situé près du sommet du Mauna Kea à Hawaï, à 4204 m d'altitude.

Le CFHTLS<sup>27</sup> (Canada France Hawaï Telescope Legacy Survey) correspond à un programme ayant duré 5 ans et effectué conjointement par le Canada et la France. Le programme *CFHTLS Deep*, correspond à 4 pointés indépendants de 1 deg<sup>2</sup> réalisé avec les filtres *u*, *g*, *r*, *i* et *z*, et effectués avec la caméra *MegaCam*, atteignant une profondeur

27. <http://www.cfht.hawaii.edu/Science/CFHTLS/cfhtlsfinalreleaseexecsummary.html>

de champ de  $m_u=26,3$ ,  $m_g=26,0$ ,  $m_r=25,6$ ,  $m_i=25,4$ ,  $m_z=25,0$  en magnitudes AB. Les positions ( $\alpha$ ;  $\delta$ )<sup>28</sup> des pointés correspondant à ces 4 champs sont : D1 (2,43; -4,49), D2 (10,01; 2,21), D3 (14,32; 52,68) et D4 (22,26; -17,73)).

La caméra du CFHT (MegaCam)<sup>29</sup> comporte 36 capteurs CCDs d'une taille de  $2048 \times 4096$  pixels. Le champ de vue couvert par cet imageur est de  $1 \times 1 \text{ deg}^2$ , avec une résolution de 0,187 secondes d'arc par pixel. Le *seeing* astrométrique médian obtenu sur ces images est de 0,7 secondes d'arc, ce qui correspond à une qualité comparable à celle que l'on devrait obtenir avec le télescope LSST (environ 0,6 secondes d'arc).

La figure 2.16 montre un exemple d'image étalonnée ( $2048 \times 4096$  pixels) correspondant à l'un des 36 capteurs CCD de MegaCam en bande  $r$ . La figure 2.17 montre un agrandissement d'une partie de cette image, de manière à ce qu'on puisse observer la pixelisation. Les cercles verts correspondent aux positions détectées sur plusieurs visites et donnent une idée de la précision astrométrique obtenue à l'aide des algorithmes de détection lors de l'étape *ProcessCCD*.

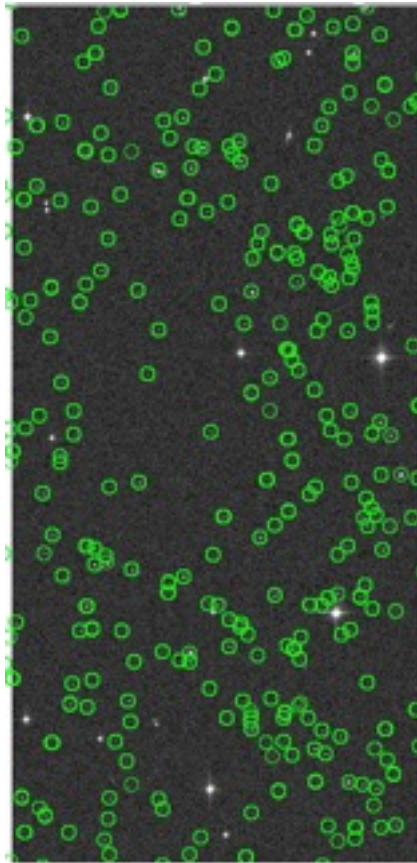


FIGURE 2.16 – Exemple d'une image calibrée

L'image correspond à l'image étalonnée de la visite 912206 appartenant au capteur CCD n°12. Les cercles verts correspondent aux positions des sources détectées par les algorithmes de l'étape *process CCD*. On constate que les sources présentant une saturation ont été retirées.

Les paramètres de photométrie et d'astronomie sont évalués en utilisant un échantillon appartenant au champ D3, sous le filtre  $r$ , afin de les comparer aux paramètres

28. Ascension droite ( $\alpha$ ) et déclinaison ( $\delta$ ), voir annexe C

29. <http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/Megacam/>

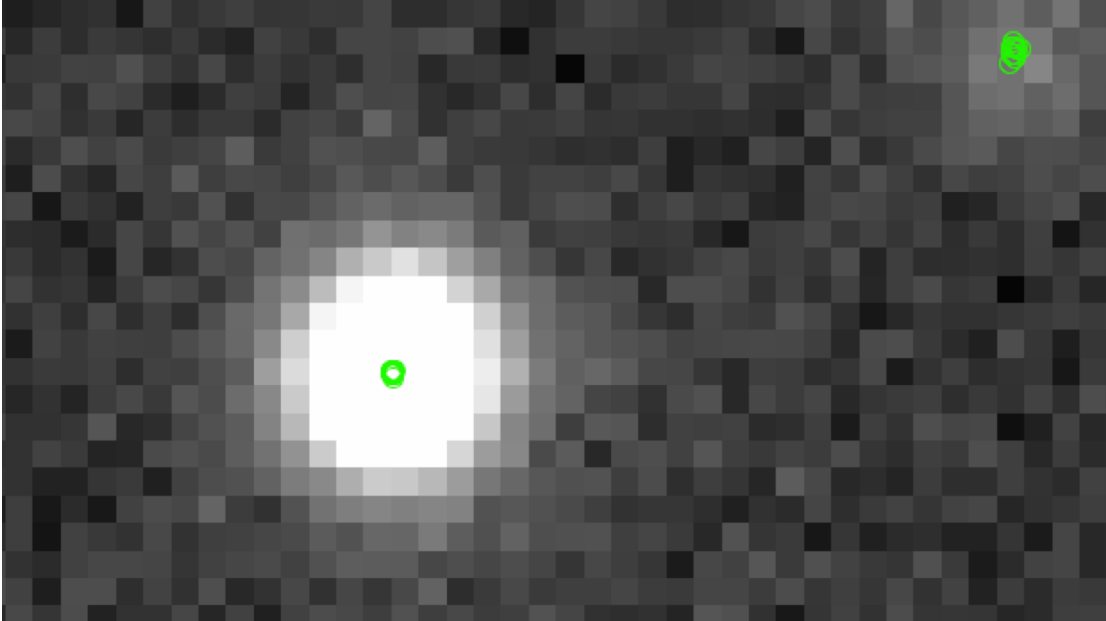


FIGURE 2.17 – Agrandissement sur un portion d’une image calibrée

L’image correspond à un agrandissement de l’image étalonnée de la visite 912206 appartenant au capteur CCD n°12. Les cercles verts correspondent aux positions des sources détectées par les algorithmes de l’étape *process CCD* lors de plusieurs visites. La largeur d’un pixel correspond à 0,187 secondes d’arc.

exigés. Les tracés montrés dans les sections 2.3.3.2 et 2.3.3.3 sont basées sur un lot de données composé des 16 visites ayant les identifiants suivants : 750195, 750196, 750197, 750198, 750199, 750597, 750598, 750599, 750600, 750886, 750887, 750888, 750889, 750890, 750891 et 750892. La première de ces visites est prise le jour 53169 (en jours Juliens modifiés<sup>30</sup>). La durée de répartition des visites d’environ 9 jours (voir figure 2.18) a été choisie de manière à minimiser l’effet du mouvement propre que pourrait avoir certaines étoiles.

Sur ces 16 visites, on dénombre 43936 détections, appartenant à 2746 sources distinctes. On procède d’une part à une coupure des sources ayant un rapport signal sur bruit inférieur à 100 afin de ne conserver que les sources brillantes. D’autre part on rejette les sources étendues telles que les galaxies pour ne tenir compte que des sources non résolues. On obtient, après sélection, 3072 détections appartenant à 192 sources.

### 2.3.3.2 Astrométrie

La figure 2.19 donne un aperçu de la qualité astrométrique sur l’ensemble des données. Le tracé représente les écarts standard sur la position de chaque source à travers les différentes visites. On obtient une dispersion pour les objets de 12,4 mas pour les étoiles ayant un rapport signal sur bruit supérieur à 100. Le modèle d’erreur astrométriques  $\sigma_{astrom}$  attendues (IVEZIC et al. [2018]) ajusté dans ce tracé est défini par :

$$\sigma_{astrom}^2 = \left( \frac{\theta}{\text{SNR}} \right)^2 + \sigma_{sys}^2 \quad (2.4)$$

30. La date julienne correspond au nombre de jours écoulés depuis une date fixée par convention au 1<sup>er</sup> janvier de l’an 4712 avant Jésus-Christ à 12 heures. La date julienne modifiée (MJD) possède son origine le 17 novembre 1858 à 0h00. Elle correspond donc à la date julienne à laquelle on soustrait 2 400 000,5 jours.

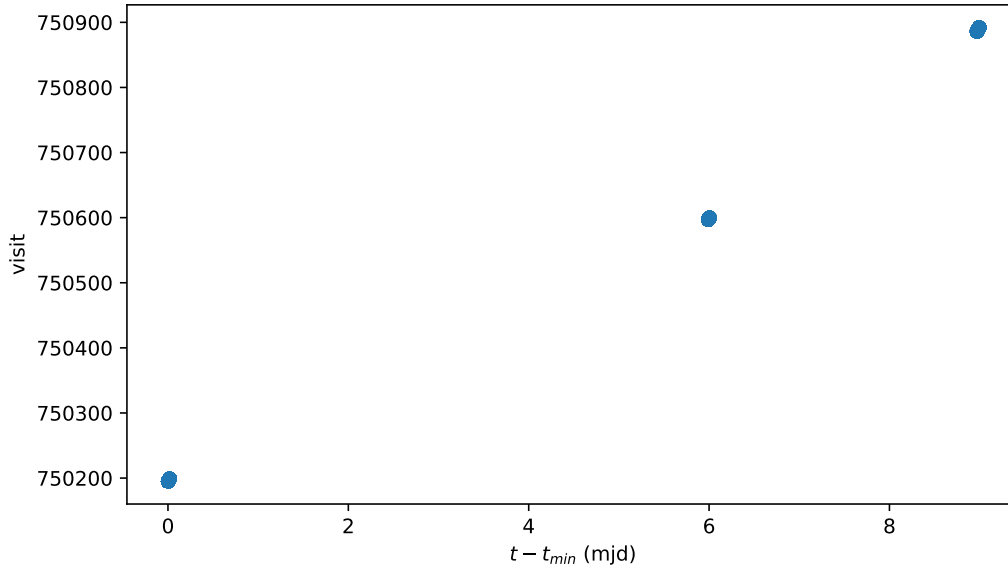


FIGURE 2.18 – Tracé des visites en fonction du temps exprimé en jours

Ce tracé montre le numéro des 16 visites considérées en fonction de leur dates, exprimée en jours juliens modifiés (MJD). L'origine temporelle de ce tracé correspond à la date de la première visite considérée, pour le jour  $t_{min} = 53169$  (MJD).

où  $\theta$  correspond au *seeing*, exprimé en mas, et où SNR correspond au ratio signal sur bruit, et où  $\sigma_{sys}$  correspond à la valeur limite inférieure due aux erreurs systématiques (mas).

Les tracés 2.20 et 2.21 représentent la distribution de la répétabilité astrométrique pour des étoiles séparées par des distances  $D$  de 4' à 6' et de 19' à 21' respectivement. Sur ces tracés, l'exigence sur l'astrométrie (*spec. conception*) sur le paramètre AM1 donnée par IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011] (section 2.3.1 est montrée par la droite verticale rouge. La droite verticale noire représente la médiane des séparations relatives, à comparer avec l'exigence AM1. La droite verte correspond à la limite au delà de laquelle les valeurs sont considérées comme aberrantes (paramètre AD1), et au delà de laquelle moins de AF1% de la distribution doit se trouver.

La dispersion obtenue sur l'astrométrie relative, (figure 2.20) est d'environ 11 mas, ce qui est supérieur au paramètre AM1 requis par la *spec. conception*. L'exigence sur la fraction de valeurs aberrantes ayant une écart standard (RMS) relatif supérieur dépassant AM1 de AD1 (ce qui correspond aux valeurs au delà de  $AM1+AD1 = 10+20 = 30$  mas, montré par la droite verticale verte) est de 1,42 %, ce qui est inférieur à la valeur maximale exigée AF1 (*spec. conception*) de 10%.

Un résultat analogue est obtenu pour une séparation d'objets de 20' (figure 2.21).

Cependant, une diminution de l'ordre 30% à 50% de la dispersion (paramètres AM) est attendue lorsque l'ajustement astrométrique simultané (PAREJKO et ASTIER [2017]) sera mis en œuvre sur les images calibrées (étape "Simultaneous Astrometry" sur la figure 2.13). L'effet de cet ajustement astrométrique simultané est évalué dans l'annexe B.

Le test correspondant à des distances relatives de 200' (indice  $x = 3$ ) n'a pas pu être effectué, étant donné que la taille des champs profonds du CFHT, mesurant seulement 1 deg<sup>2</sup>, n'était pas suffisante.

Le tableau 2.9 résume les valeurs mesurées sur les paramètres astrométriques de vali-

## Astrometry Check

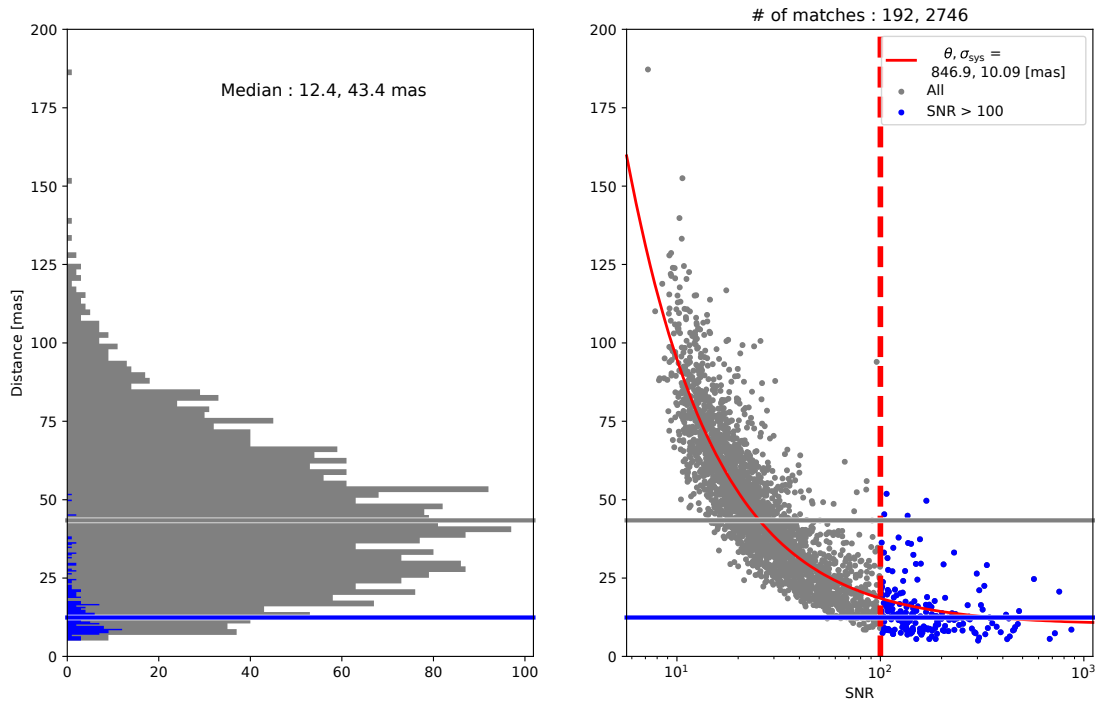


FIGURE 2.19 – Qualité astrométrique

Ces graphiques correspondent aux tracés généraux de la qualité astrométrique sur l'échantillon total. Le sous-échantillon bleu, délimité par les droites horizontales en pointillés rouges, représente les étoiles ayant un ratio signal sur bruit supérieur à 100. Le tracé de gauche montre la distribution des écarts standards (RMS) obtenus sur la position de chaque sources. Les points sur le tracé de droite montrent ces écarts standard en fonction du rapport signal/bruit (SNR). La courbe pleine rouge ajustée correspond au modèle d'erreurs astrométrique, les valeurs ajustées de  $\theta$  et  $\sigma_{sys}$  étant données dans la légende, (IVEZIC et al. [2018]). Les lignes horizontales correspondent à l'écart standard médian obtenu, pour la distribution ayant un ratio signal sur bruit (SNR) supérieur à 100 (ligne bleue) et ainsi que pour l'échantillon total (ligne grise).

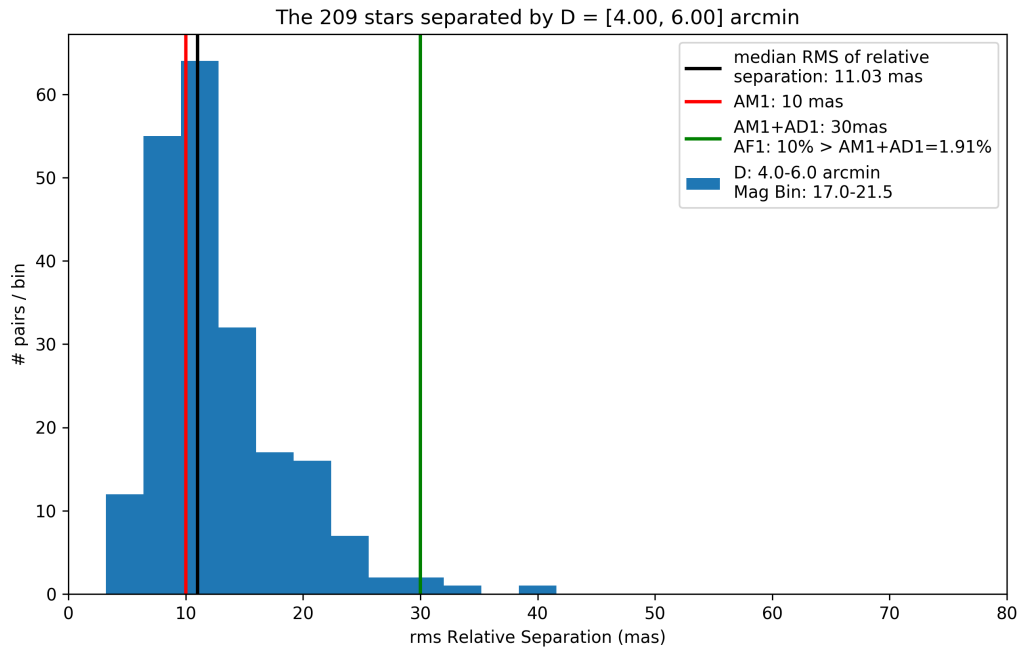


FIGURE 2.20 – Tracé de l’astrométrie, RMS pour des paires d’étoiles séparées par  $D = 5'$ , en mas

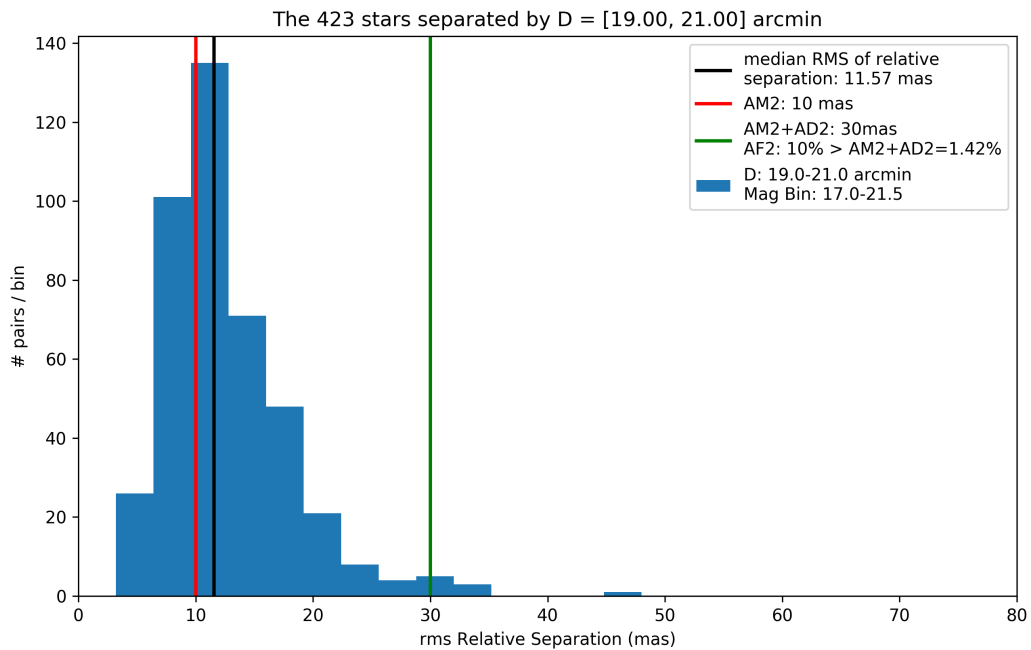


FIGURE 2.21 – Tracé de l’astrométrie, RMS pour des paires d’étoiles séparées par  $D = 20'$ , en mas

dation discutés précédemment.

quantité	valeur mesurée	paramètre requis (spec. conception)	Contrainte respectée
AM1	11,03 mas	10 mas	Non
AF1	1,91 %	10 %	Oui
AM2	11,57 mas	10 mas	Non
AF2	1,42 %	10 %	Oui

TABLEAU 2.9 – Comparaison des paramètres astrométriques mesurés aux paramètres requis

On s’attend à satisfaire les exigences concernant l’astrométrie, une fois que l’étape d’astrométrie simultanée sera mise en œuvre dans la chaîne de production.

### 2.3.3.3 Photométrie

La figure 2.22 montre les tracés de qualité photométrique sur l’ensemble des données. La répétabilité photométrique est basée sur la magnitude mesurée pour chaque objet à travers le nombre de visites. L’ajustement réalisé sur les points représentant l’erreur médiane reportée en fonction de la magnitude correspond à l’ajustement au modèle d’erreurs photométriques attendu défini par IVEZIC et al. [2018]. Cette erreur photométrique attendue se décompose, pour chaque visite unique, de la manière suivante :

$$\sigma_1^2 = \sigma_{sys}^2 + \sigma_{rand}^2 \quad (2.5)$$

où  $\sigma_{rand}$  correspond à l’erreur photométrique aléatoire, et  $\sigma_{sys}$  l’erreur photométrique systématique. Celle-ci inclut les erreurs dues à la mauvaise connaissance de la réponse instrumentale, mais n’inclut pas les erreurs sur les points zéros de photométrie. L’erreur aléatoire pour une source ponctuelle, en fonction de la magnitude, est décrite par :

$$\sigma_{rand}^2 = (0.04 - \gamma) x + \gamma x^2 \quad (2.6)$$

où  $x = 10^{0,4(m-m_5)}$  avec  $m_5$  correspondant à la profondeur limite à  $5\sigma$  dans une bande donnée (ici  $r$ ) et où  $\gamma$  est un paramètre dépendant de paramètres tel que la brillance du ciel ou le bruit de lecture (IVEZIC et al. [2018]).

La dispersion obtenue (figure 2.23) est d’environ 8,5 mmag, ce qui dépasse la valeur du critère PA1 établie dans les exigences de LSST. Les causes de cette dispersion élevée restent à être comprises. Une piste à étudier pourrait être le calcul du flux ‘base\_PsfFlux’, intégré en utilisant la PSF pourrait être erronée. Une autre piste pouvant expliquer la présence d’une dispersion excédentaire pourrait être la présence d’étoiles variables parmi les sources considérées. Bien que l’on ait volontairement choisi un échantillon réparti sur une durée courte (9 jours) afin de minimiser ce type d’effets, il existe une large zoologie d’étoiles variables pouvant posséder des périodes allant de quelques minutes à plusieurs années (PERCY [2007]).

La figure 2.24 montre la distribution des erreurs sur les points zéro de photométrie, centrée sur la valeur médiane de ces erreurs.

Le tableau 2.10 résume les valeurs mesurées sur les paramètres photométriques de validation discutés précédemment.

Les valeurs mesurées des paramètres PA1 et PA2 dépassent les spécifications de conception. Les origines de cette dispersion doivent être élucidées. On constate que bien que les valeurs mesurées ne soient pas toujours inférieures aux paramètres exigés de conception pour LSST, elles sont toujours inférieures aux valeurs du but minimal établies dans les sections 2.3.1 et 2.3.2.



## Photometry Check :

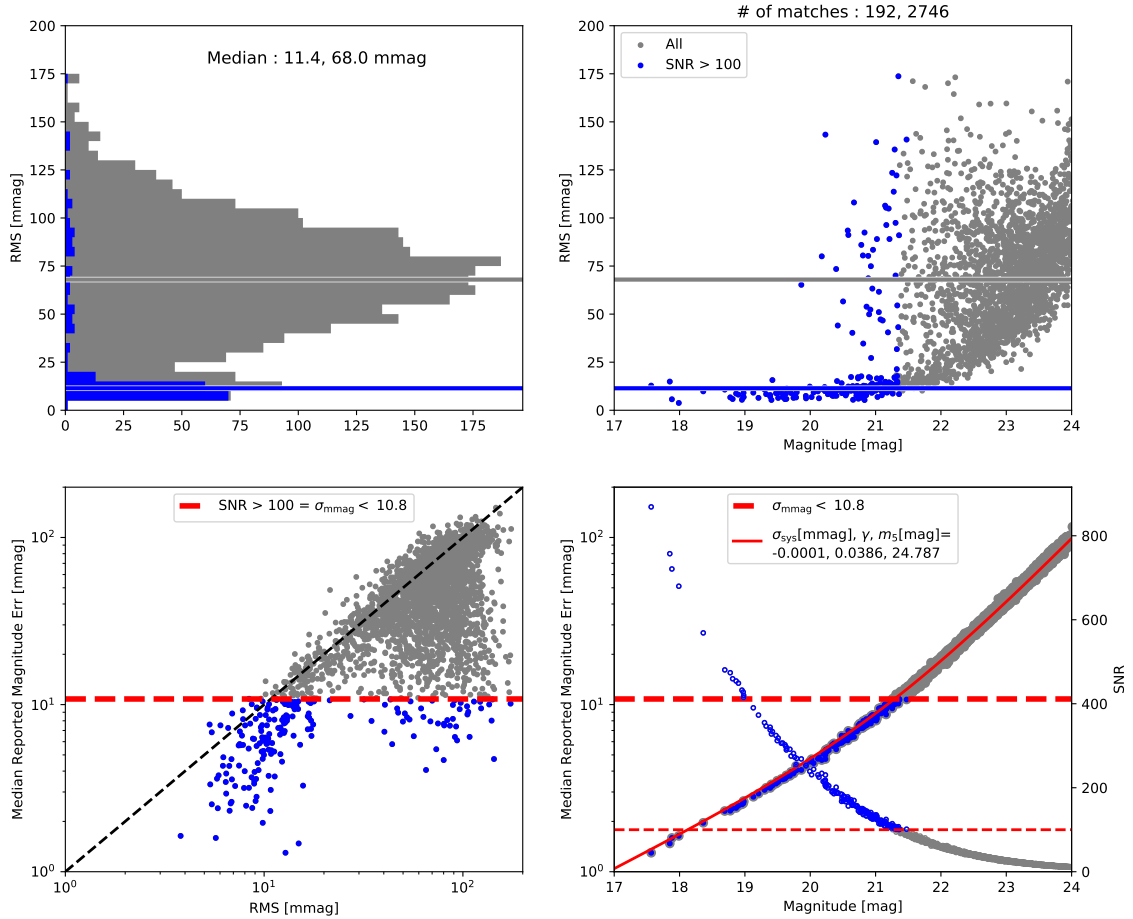


FIGURE 2.22 – Qualité photométrique

Ces graphiques correspondent aux tracés généraux de la qualité photométrique sur l'échantillon total. Le sous-échantillon bleu, délimité par les droites horizontales en pointillés rouges, représente les étoiles ayant un rapport signal sur bruit supérieur à 100. Le tracé en haut à gauche correspond à la distribution de la déviation standard (RMS) photométrique de chaque source, tandis que le tracé en haut à droite montre ces distributions standard en fonction de la magnitude en bande  $r$  moyennée sur chaque source. Le tracé d'en bas à gauche représente l'erreur médiane reportée lors des mesures de flux en fonction de la RMS pour chaque source. Le tracé d'en bas à droite représente, pour la courbe croissante, l'erreur médiane reportée lors des mesures de flux, et pour la courbe décroissante, le rapport signal sur bruit (SNR) en fonction de la magnitude moyenne par source en bande  $r$ . La courbe (rouge) ajustée sur les points représentant l'erreur médiane reportée en fonction de la magnitude correspond à l'ajustement au modèle d'erreurs photométriques de (IVEZIC et al. [2018]).

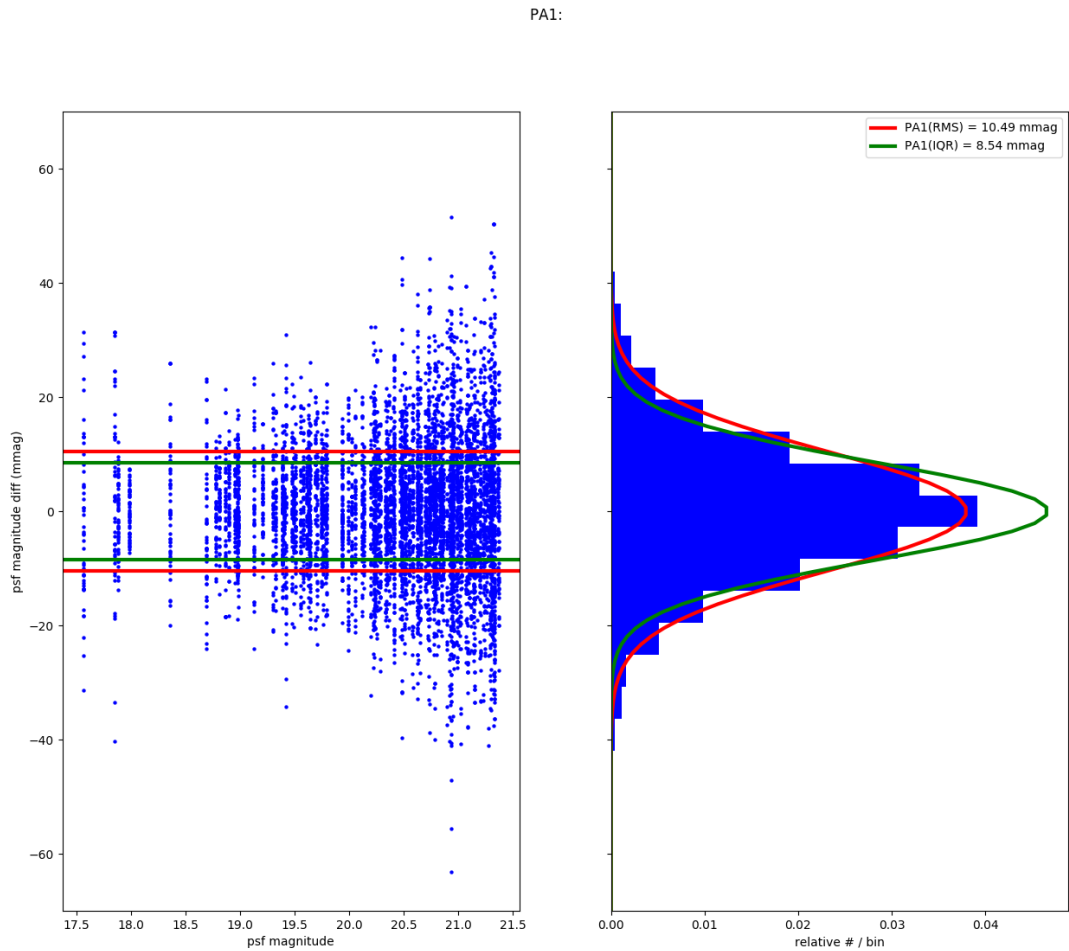


FIGURE 2.23 – Tracé de la photométrie, RMS sur la distribution des magnitudes, en mmag

La déviation standard (RMS) et l'écart inter-quartile (IQR) sont calculés à partir de la distribution des différences en magnitudes. Le tracé de gauche montre ces différences en fonction de la magnitude en bande  $r$  moyennée pour chaque source, tandis que le tracé de droite montre la distribution de ces différences de magnitudes obtenues. L'écart inter-quartile reporté sur le graphique (IQR, en vert) est normalisé à la même échelle que la déviation standard (RMS, en rouge sur le graphique) de manière à ce que si la distribution était parfaitement gaussienne on obtiendrait exactement la même valeur.

quantité	valeur mesurée	paramètre requis (spec. conception)	Contrainte respectée
PA1	8,54 mmag	5 mmag	Non
PF1	8,59 %	10 %	Oui
PA2	18,58 mmag	15 mmag	Non
PA3	0,09 mmag	10 mmag	Oui
PF2	0,0 %	10 %	Oui
PA4	0,14 mmag	15 mmag	Oui

TABLEAU 2.10 – Comparaison des paramètres photométriques mesurés aux paramètres requis

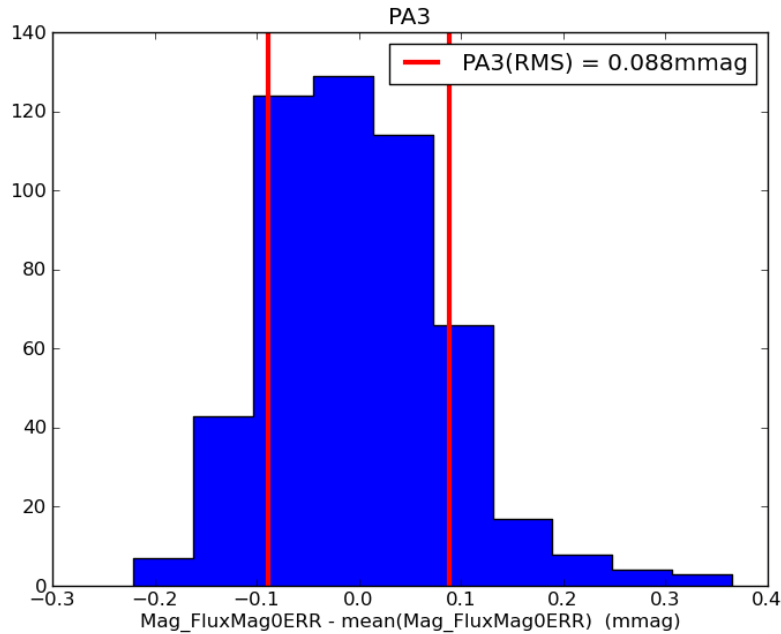


FIGURE 2.24 – Tracé de la photométrie PA3, en mmag

La distribution représentée correspond aux erreurs sur les points zéros de photométrie soustraite de la valeur moyenne. Les lignes verticales rouges correspondent à l'écart type de ces valeurs, à comparer à l'exigence PA3. La valeur moyenne obtenue sur les erreurs des points zéros de photométrie est de 0,401 mag.

## Conclusion

Dans un premier temps, les objectifs scientifiques, les aspects techniques et la stratégie d'observation du télescope relatif au projet LSST ont été discutés. Ses caractéristiques en feront un outil particulièrement performant sur plusieurs champs scientifiques, à savoir les phénomènes transitoires, le système solaire, la Voie Lactée et la cosmologie. La stratégie d'observation définitive n'est pas encore déterminée et elle devra être optimisée de manière à traiter au mieux les différents sujets scientifiques auquel ce télescope est dédié.

Dans un deuxième temps, la chaîne de production de données a été abordée. Cette chaîne de production permet de traiter les données brutes afin d'en sortir des images et les catalogues de sources. Elle produira entre autres les courbes de lumière des SNIa, permettant ainsi la détermination de leur distances de luminosité, nécessaires à l'estimation des paramètres cosmologiques.

Le contenu de la troisième section de ce chapitre se focalise sur l'estimation de la qualité des sources détectées sur des images étalonnées, obtenues à partir de l'un des champs profonds du télescope CFHT et traitées à l'aide de la chaîne de production de LSST. La qualité estimée a ainsi pu être comparée avec les exigences données par le **IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011]**. Certaines des valeurs estimées pour la précision photométrie et astrométriques dépassent de peu la précision requise. La précision astrométrique devrait être suffisamment augmentée une fois que l'ajustement astrométrique simultané sera ajouté à la chaîne de production. Pour ce qui est de la précision photométrique on devrait étudier si cette dispersion excédentaire ne provient pas des

objets observés (par exemples les étoiles variables).

Le télescope LSST rendra possible l'observation de plusieurs milliers de SNIa sur une large portion du ciel. Ces mesures permettront de caractériser le paramètre d'état de l'énergie noire avec une précision jamais atteinte. De plus, le large champ couvert par LSST devrait augmenter la probabilité de détection d'éventuelles dépendances directionnelles sur les paramètres cosmologiques (cet aspect sera abordé dans le chapitre 4).



# Chapitre 3

## Correction des vitesses propres des galaxies hôtes des SNIa appartenant à des amas de galaxies

### Sommaire

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>82</b>
<b>3.1 Vitesses propres des galaxies hôtes des SNIa</b> . . . . .	<b>82</b>
3.1.1 Composition des décalages spectraux vers le rouge . . . . .	83
3.1.2 Diagramme de Hubble avec les SNIa et vitesses propres . . . . .	84
<b>3.2 Collaboration Nearby Supernova Factory et échantillon de SNIa</b> . . . . .	<b>88</b>
3.2.1 Collaboration Nearby Supernova factory . . . . .	88
3.2.2 Échantillon de SNIa utilisé . . . . .	89
<b>3.3 Amas de galaxies et associations aux SNIa</b> . . . . .	<b>91</b>
3.3.1 Détection des amas de galaxies . . . . .	91
3.3.2 Sélection préliminaire d'amas de galaxies au voisinage des SNIa . . .	94
3.3.3 Caractérisation des amas de galaxies : Rayon et décalage spectral vers le rouge . . . . .	95
3.3.4 Associations SNIa/amas définitives et confirmation . . . . .	99
3.3.5 Correction des vitesses propres sur le diagramme de Hubble . . . . .	106
3.3.6 Le cas de SN2006X . . . . .	109
<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>110</b>

---

## Introduction

Ce chapitre traite des vitesses propres des galaxies hôtes, qui représentent une source d'erreur systématique dans l'estimation des distances des SNIa. Dans les analyses cosmologiques, une incertitude de l'ordre de 150–300 km/s est habituellement considérée pour prendre en compte l'effet des vitesses propres (RIESS et al. [1997], CONLEY et al. [2011], BÉTOULE et al. [2014]). Cependant, dans les amas de galaxies, les vitesses propres des galaxies sont de l'ordre de 1000 km/s (COLLESS et DUNN [1996]). On montrera dans ce chapitre que cet effet peut être corrigé pour les SNIa se trouvant à l'intérieur d'un amas de galaxies.

Dans un premier temps, on montrera que les vitesses propres des galaxies hôtes des SNIa sont une source additionnelle de variabilité dans l'estimation des distances à l'aide des SNIa. On présentera ensuite le lot de SNIa proches que l'on utilisera, puis on décrira la procédure que l'on a mise au point pour les associer à des amas de galaxies.

On étudiera ensuite l'impact sur les résidus du diagramme de Hubble de la correction de vitesses propres des galaxies hôtes pour ces 11 SNIa associées à des amas. On discutera aussi du cas d'une SNIa fortement rougie (SN2006X) qui a été considérée dans cette étude.

Le travail présenté dans ce chapitre et auquel j'ai contribué, a été réalisé en collaboration avec P.-F. Léget, M. V. Pruzhinskaya, E. Gangler, P. Gris, L.-P. Says, ainsi que des membres de la collaboration Nearby SuperNova Factory (ALDERING et al. [2002]) et fait l'objet d'une publication (LÉGET et al. [2018]). Il intervient dans la suite du travail effectué dans le stage de Master 2 (CIULLI [2015]), que j'ai effectué en étant encadré par P. Gris et P.-F. Léget, et qui représente les prémisses de ce travail.

Dans ce qui suit, on considère que l'Univers est plat ( $k = 0$ ) et obéit au modèle cosmologique  $\Lambda$ CDM, avec les paramètres  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_\Lambda = 0,7$  et  $\Omega_m = 0,3$ .

### 3.1 Vitesses propres des galaxies hôtes des SNIa

Comme il a été montré dans le chapitre 1, les SNIa sont des excellents indicateurs de distance. Les paramètres cosmologiques sont estimés à l'aide de la relation entre la distance de luminosité et le décalage spectral vers le rouge des SNIa, à l'aide d'un diagramme de Hubble. Dans la section 1.4, une attention particulière a été donnée au processus de standardisation des SNIa.

Cependant, après standardisation, une dispersion d'environ 0,17 magnitudes (médiane des résidus) est obtenue sur le diagramme de Hubble de BÉTOULE et al. [2014]. Cette dispersion correspond aux variabilités des SNIa non modélisées par SALT2. Cette variabilité peut provenir d'une modélisation incomplète de la loi de rougissement et de facteurs environnementaux (CHOTARD et al. [2011], RIGAUULT et al. [2013], RIGAUULT et al. [2015]). On peut citer les effets de magnification dus aux lentilles gravitationnelles, inférant des incertitudes particulièrement importantes pour les SNIa ayant des décalages spectraux vers le rouge élevés ( $z \gtrsim 0,5$ ) (GUNNARSSON et al. [2006]). L'effet des vitesses propres des galaxies hôtes des SNIa (COORAY et CALDWELL [2006], HUI et GREENE [2006], DAVIS et al. [2011], HABIBI et al. [2018]), non prises correctement en compte dans les analyses cosmologiques, introduisent des erreurs additionnelles non négligeables pour des faibles décalages spectraux vers le rouge ( $z \lesssim 0,1$ ). On s'intéressera donc, dans cette analyse, à des SNIa se trouvant dans cette gamme de décalages spectraux.



### 3.1.1 Composition des décalages spectraux vers le rouge

Le décalage spectral vers le rouge  $z_{obs}$  d'un objet, mesuré depuis la Terre, correspond en réalité à la composition du décalage spectral vers le rouge cosmologique  $z_{cosmo}$ , du décalage spectral induit par l'effet Doppler  $z_{doppler}$  et du décalage spectral gravitationnel  $z_{grav}$ .

$$(1 + z_{obs}) = (1 + z_{cosmo})(1 + z_{doppler})(1 + z_{grav}) \quad (3.1)$$

- Le décalage spectral vers le rouge cosmologique  $z_{cosmo}$  correspond au décalage spectral induit par l'expansion de l'Univers. Il est lié au rapport entre la valeur  $a_e$  du facteur d'échelle à l'émission et sa valeur  $a_0$  d'aujourd'hui, à la réception (voir chapitre 1) :

$$1 + z_{cosmo} = \frac{a_0}{a_e} \quad (3.2)$$

- Le décalage spectral  $z_{doppler}$ , provoqué par l'effet Doppler, est dû à la composante radiale de vitesse propre,  $v$ , de l'objet par rapport à l'observateur, et ne comprend pas les effets dus à l'expansion de l'Univers. Son expression est la suivante :

$$1 + z_{doppler} = \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}} \quad (3.3)$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide. Pour des vitesses non relativistes, l'équation (3.3) se réécrit :

$$z_{doppler} \approx \frac{v}{c} \quad (3.4)$$

- Le décalage spectral  $z_{grav}$  gravitationnel, est dû à la dilatation du temps (ou la contraction des longueurs) induite par la gravitation, lorsque la valeur du potentiel gravitationnel au point d'émission est différente de celle au point d'arrivée. La valeur de l'incertitude due à cet effet pour les amas de galaxies est comprise entre 5 et 10 km s<sup>-1</sup> (WOJTAK et al. [2011]), ce qui correspond à une incertitude de l'ordre de 10<sup>-5</sup> en décalage spectral. Sa valeur étant négligeable, il est inutile d'en tenir compte pour les analyses cosmologiques avec les SNIa.

Dans la limite des faibles décalages vers le rouge (valable pour des décalages spectraux  $z$  ayant des valeurs inférieures à  $\sim 10^{-1}$ ), et en négligeant les effets gravitationnels, l'équation (3.1) devient :

$$z_{obs} \approx z_{cosmo} + z_{doppler} \quad (3.5)$$

Le décalage spectral  $z_{doppler}$  montré en équation (3.4) se décompose dans l'approximation des faibles décalages spectraux de manière suivante :

$$z_{doppler} \approx z_d + z_{obs/CMB} \quad (3.6)$$

- $z_{obs/CMB}$  représente le mouvement relatif de la Terre par rapport au référentiel du fond diffus cosmologique, contenant le mouvement de révolution de la Terre, son orbite autour du Soleil, le mouvement du Soleil par rapport à la Voie Lactée ainsi que le mouvement de celle-ci par rapport au centre du Super-amas local (COURTOIS et al. [2013]).

Cependant, le décalage spectral mesuré est usuellement directement corrigé des mouvements de l'observateur par rapport au Soleil, qui peut ajouter, ou soustraire, un décalage spectral allant jusqu'à 0,0001, ainsi que de la réfraction atmosphérique (l'atmosphère ayant un indice de réfraction de  $n \approx 1,0003$ ), qui contribue pour un décalage spectral de 0,0003 à considérer sur les mesures (DAVIS et al. [2011]). Lorsqu'on parlera de décalage spectral observé on parlera donc du décalage spectral vers le rouge exprimé dans le référentiel héliocentrique  $z_{helio}$  :

$$z_{obs} \approx z_{helio} \quad (3.7)$$

La vitesse du soleil par rapport au fond diffus cosmologique est de  $369,5 \pm 3,0 \text{ km s}^{-1}$  dans la direction déterminée par une longitude de  $264,4^\circ \pm 0,3^\circ$  et une latitude de  $48,4^\circ \pm 0,5^\circ$ , en coordonnées galactiques (KOGUT et al. [1993]). Cela correspond à un décalage spectral supplémentaire pouvant aller jusqu'à 0,00123 pour les sources alignées avec cette direction.

Le décalage spectral vers le rouge  $z_{CMB}$  exprimé dans le référentiel du fond diffus cosmologique correspond au décalage spectral vers le rouge mesuré, corrigé de la vitesse propre induite par le mouvement de l'observateur par rapport au fond diffus cosmologique. Il est lié au décalage spectral héliocentrique, dans l'approximation des faibles décalages spectraux, de la manière suivante :

$$z_{helio} \approx z_{CMB} + z_{helio/CMB} \quad (3.8)$$

- Le décalage spectral  $z_d$  correspond au mouvement propre de l'objet regardé par rapport au fond diffus cosmologique. Il est directement lié à la vitesse de l'objet observé par rapport au fond diffus cosmologique.

Il est immédiat de montrer avec les équations (3.5), (3.7) et (3.8) que le décalage spectral d'un objet mesuré dans le référentiel du fond diffus cosmologique est lié au décalage spectral dû à l'expansion de l'Univers  $z_{cosmo}$  et à sa vitesse propre de la manière suivante :

$$z_{CMB} \approx z_{cosmo} + z_d \quad (3.9)$$

Pour une SNIa, le décalage spectral vers le rouge observé et retranscrit dans le référentiel du fond diffus cosmologique  $z_{CMB}$  (figure 3.1) inclut donc, en plus du décalage spectral cosmologique  $z_{cosmo}$ , le décalage spectral  $z_d$  induit par l'effet Doppler lié à sa vitesse propre, projetée sur la ligne de visée.

### 3.1.2 Diagramme de Hubble avec les SNIa et vitesses propres

Afin de déduire les paramètres cosmologiques à l'aide des SNIa (voir chapitre 1), on élabore un diagramme de Hubble en ajustant les paramètres donnés par la relation entre le décalage spectral vers le rouge et le module de distance.

Le module de distance théorique est défini de la manière suivante :

$$\mu_{th} = 5 \log_{10} d_L - 5 \quad (3.10)$$

où  $d_L$  correspond à la distance de luminosité, exprimée en parsecs. En considérant le modèle  $\Lambda$ CDM, elle s'écrit de la manière suivante :

$$d_L = \frac{c}{H_0} (1 + z_{helio}) \int_0^{z_{cosmo}} \frac{dz}{\sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m (1+z)^3}}, \quad (3.11)$$

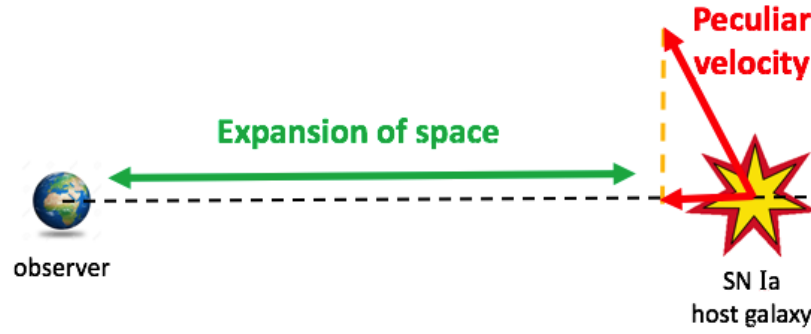


FIGURE 3.1 – Décalage spectral d’une SNIa, entaché par sa vitesse propre

Le décalage spectral  $z_{\text{CMB}}$  observé pour la galaxie hôte d’une SNIa résulte de la combinaison du décalage spectral dû à l’expansion de l’Univers  $z_{\text{cosmo}}$  et de  $z_d$ , induit par la projection de sa vitesse propre sur la ligne de visée.

où  $z_{\text{helio}}$  correspond au décalage spectral vers le rouge de la galaxie hôte dans le référentiel héliocentrique, le flux observé étant affecté en plus du décalage spectral cosmologique, par l’effet Doppler.

Cependant, c’est le décalage spectral vers le rouge mesuré dans le référentiel du fond diffus cosmologique  $z_{\text{CMB}}$  qui est utilisé, au lieu de  $z_{\text{cosmo}}$  dans les analyses cosmologiques (ASTIER et al. [2006], WOOD-VASEY et al. [2007], AMANULLAH et al. [2010], SUZUKI et al. [2012], BETOULE et al. [2014]). Ce décalage spectral reste entaché de la vitesse propre de la SNIa induisant le décalage spectral  $z_d$  (équation (3.9)).

Les analyses cosmologiques réalisées avec les SNIa essaient de minimiser ce deuxième effet de plusieurs manières. Certaines analyses retirent toutes les SNIa ayant un décalage spectral vers le rouge inférieur à 0,015, et ajoutent une incertitude supplémentaire  $\sigma_v(\text{doppler})$  de 300 km/s (environ 0,001 en décalage spectral). Cette estimation est basée sur la valeur moyenne des vitesses observées sur les plateaux de courbes de rotation des galaxies. L’estimation de cette incertitude est ensuite retranscrite sur la magnitude observée (équation (3.12)) et est ajoutée sur l’incertitude systématique de la magnitude observée.

$$\sigma_m(\text{doppler}) = \frac{5 \sigma_v(\text{doppler})}{c z_{\text{CMB}} \ln 10} \quad (3.12)$$

Cette approche est utilisée dans les analyses cosmologiques de ASTIER et al. [2006], WOOD-VASEY et al. [2007], AMANULLAH et al. [2010], ainsi que dans celle d’*Union2.1* (SUZUKI et al. [2012]).

D’autres analyses tentent d’effectuer des corrections du décalage spectral de chaque SNIa en mesurant le champ de vitesses et en supposant une théorie linéaire des perturbations (HUDSON et al. [2004]). La précision de cette méthode a été estimée par WILLICK et STRAUSS [1998] à environ 100 km/s. Lors de leur analyse, RIESS et al. [1997] et CONLEY et al. [2011] ont respectivement utilisé les valeurs de 200 km/s et 150 km/s pour cette incertitude. Cette approche a aussi été utilisée dans l’analyse JLA effectuée par BETOULE et al. [2014].

Cependant, la galaxie hôte peut elle-même avoir une vitesse propre largement supérieure à ces 150-300 km/s usuellement considérés, en particulier si elle se trouve d’être

gravitationnellement liée à une plus grande structure telle qu'un amas de galaxies. En effet, une galaxie tombant dans le puits de potentiel gravitationnel de l'amas hôte gagnera une énergie cinétique – et donc une vitesse propre – qui peut être particulièrement élevée.

Au sein des amas de galaxies, il est fréquent que les dispersions des vitesses des galaxies dépassent les 1000 km/s (cf. tableau 4 dans RUEL et al. [2014]). On peut par exemple citer l'amas de galaxies de Coma (Abell 1656), qui possède plus de 1000 galaxies, pour lequel la dispersion en vitesses est de  $\sigma_v = 1038$  km/s (COLLESS et DUNN [1996]). On constate donc que les dispersions au sein des amas de galaxies peuvent ainsi être beaucoup plus grandes que ce qui est habituellement supposé pour les analyses cosmologiques. Une incertitude de l'ordre de 1000 km/s sur la vitesse propre d'une galaxie hôte correspond à une incertitude sur son décalage spectral de l'ordre de 0,0033. Cela peut avoir un effet notable sur le diagramme de Hubble, comme illustré sur la figure 3.2 – effet d'autant plus important lorsque la SNIa possède un décalage spectral faible.

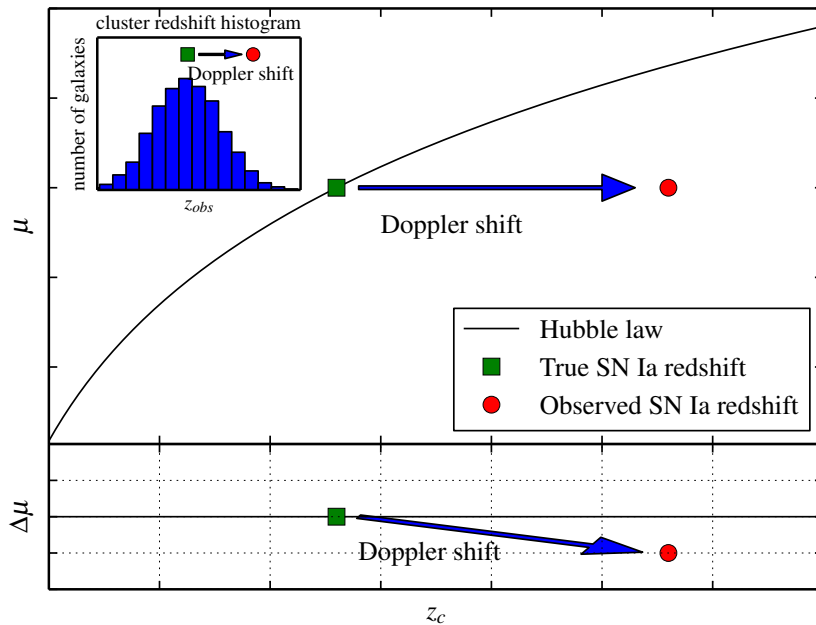


FIGURE 3.2 – Effet des vitesses propres sur le diagramme de Hubble (LÉGET et al. [2018])

Cette figure illustre comment l'effet d'une vitesse propre, entachant la mesure du décalage spectral d'une SNIa, se retranscrit sur le diagramme de Hubble, et donc sur la mesure de l'expansion de l'Univers. La vitesse propre de 1000 km/s, considérée ici, correspond à la vitesse typique des galaxies au sein d'un amas.

En considérant les vitesses propres au sein des amas (largement supérieure aux 150 et 300 km/s qui sont habituellement utilisées), on montre avec l'équation (3.12), que pour de faibles décalages spectraux ( $z < 0,05$ ), l'erreur induite sur les magnitudes peut être supérieure au double de la largeur de distribution des erreurs intrinsèques  $\sigma_{int}$  des SNIa sur les résidus du diagramme de Hubble (figure 3.3). Cela signifie que les méthodes standard pour prendre en compte les vitesses propres ne fonctionnent pas pour les galaxies se trouvant dans des amas, et que des méthodes plus perfectionnées doivent être développées pour ces cas.

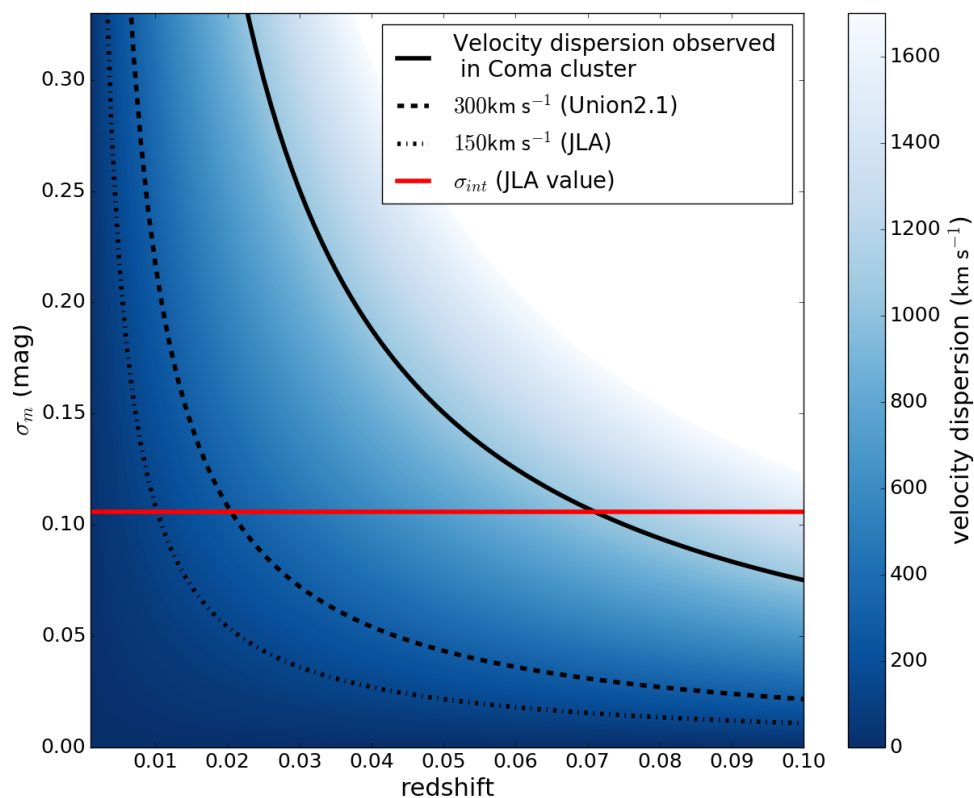


FIGURE 3.3 – Incertitudes dues aux vitesses propres en unité de magnitude (LÉGET et al. [2018])

Ce tracé représente les incertitudes sur la magnitude observée correspondant à des valeurs de vitesses propres allant de 0 à 1600 km/s (barre de couleurs) et en fonction du décalage spectral vers le rouge cosmologique de l'objet, représenté en abscisse. La ligne noire pleine représente la dispersion des vitesses observée dans l'amas de Coma ; les lignes en pointillés correspondent respectivement à des vitesses de 300 km/s et 150 km/s. La ligne horizontale rouge représente la dispersion intrinsèque des SNIa sur le diagramme de Hubble obtenu avec les données JLA (voir chapitre 1, BÉTOULE et al. [2014]).

L'idée centrale de ce travail (CIULLI [2015], LÉGET et al. [2018]) est que, lorsque la galaxie hôte d'une SNIa appartient à un amas de galaxies, il est possible d'estimer le décalage spectral cosmologique  $z_{cosmo}$  plus précisément qu'avec la mesure du décalage spectral vers le rouge mesuré dans le référentiel du fond diffus cosmologique de la SNIa,  $z_{CMB}$ , mesuré sur sa galaxie hôte. Le point clé est d'utiliser, à la place, le décalage spectral de l'amas hôte  $z_{amas}$ <sup>1</sup>.

En effet, le décalage spectral global de l'amas n'est pas affecté par les vitesses dues au mouvement de chaque galaxie hôte à l'intérieur de celui-ci. Cependant, les amas de galaxies possèdent aussi des vitesses propres, une preuve observationnelle étant les collisions d'amas, telle que celle de l'amas de la Balle (chapitre 1, MARKEVITCH et al. [2004], CLOWE et al. [2006]). Les amas de galaxies possèdent toutefois des vitesses propres de l'ordre de 300 km/s (BAHCALL et OH [1996], DALE et al. [1999], MASTERS et al. [2006]), ce qui est bien inférieur aux vitesses propres des galaxies qu'ils abritent.

## 3.2 Collaboration Nearby Supernova Factory et échantillon de SNIa

### 3.2.1 Collaboration Nearby Supernova factory

La collaboration Nearby Supernova factory (SNFACTORY, ALDERING et al. [2002]) rassemble des chercheurs du Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL), de l'Université de Yale, du Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies (LPNHE), du Laboratoire de Physique de Clermont (LPC), de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL), du Centre de Recherche Astrophysique de Lyon (CRAL), du Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM), du Max-Planck-Institut für Astrophysik à Garching (MPI), de l'Université Humboldt de Berlin et de l'Université de Tsinghua à Pékin.

Cette collaboration a été créée en 2004 afin de réaliser des observations détaillées de SNIa à bas décalage spectral vers le rouge ( $0,01 \lesssim z \lesssim 0,1$ ), avec pour objectifs la réduction des incertitudes statistiques liées à la faible quantité de SNIa proches disponibles et l'étude des séries spectrales des SNIa.

Afin de réaliser ces séries spectrales, l'instrument utilisé par la SNFACTORY est SNIFS, un spectrographe à champ intégral calibré en flux de type *TIGER* (BACON et al. [1995]) monté sur le télescope de l'Université de Hawaï, qui est un télescope de 2.2 mètres sur l'Observatoire de Mauna Kea à Hawaï. SNIFS est capable de mesurer la distribution spatiale, le flux ainsi que la longueur d'onde des photons reçus d'une source lumineuse dans le domaine du visible. Le principe de ce spectrographe à champ intégral est de sous-diviser un champ de  $6,4'' \times 6,4''$  en une grille de  $15 \times 15$  éléments spatiaux contigus de forme carrés appelés *spaxels*, à l'aide d'un réseau de micro-lentilles. La spectroscopie est ensuite réalisée sur chacune des subdivisions spatiales sur deux canaux. Le canal dit « bleu » couvre une gamme de longueurs d'ondes entre 3200 et 5200 Å, avec une résolution de 2,8 Å, tandis que le canal dit « rouge » couvre un domaine spectral compris entre 5100 et 10000 Å, avec une résolution de 3,2 Å. La réduction de données du cube de données  $x, y, \lambda$  est résumée par ALDERING et al. [2006], et mise à jour dans la section 2.1 de SCALZO et al. [2010]. Un aperçu de la calibration en flux, basée sur l'extinction atmosphérique dérivée par BUTON et al. [2013], est développé dans la section 2.2 de PEREIRA et al. [2013], et la soustraction des hôtes est décrite dans BONGARD et al. [2011].

---

1. ce décalage spectral est exprimé dans le référentiel du fond diffus cosmologique



Pour chacune des SNIa suivies, la SNFACTORY crée une série spectro-photométrique composée de 13 périodes en moyenne, pour lesquelles le premier spectre est pris avant le maximum de luminosité en bande B (BAILEY et al. [2009], CHOTARD et al. [2011]). De plus, pour chaque supernova, des observations sont obtenues au même endroit au moins une année après l'explosion, de manière à servir de référentiel final pour permettre la soustraction de l'hôte sous-jacent. Le lot de données obtenu, sous forme de densité spectrale en énergie des SNIa calibrées avec son évolution temporelle, est particulièrement important pour entraîner les modèles empiriques des SNIa tels que SALT2 (voir chapitre 1) ou SUGAR (LÉGET [2016]).

### 3.2.2 Échantillon de SNIa utilisé

Dans cette analyse, on utilisera un échantillon de 145 SNIa observées par la collaboration SNFACTORY entre 2004 et 2009.

Les décalages spectraux des galaxies hôtes des SNIa de la SNFACTORY sont donnés dans CHILDRESS et al. [2013]. L'échantillon de 145 SNIa utilisé ici contient les SNIa dont les paramètres des courbes de lumières sont correctement mesurés, c'est à dire qui ont passé les critères de qualité proposées par GUY et al. [2010].

La recherche de supernovas proches est plus compliquée que la recherche de supernovas lointaines étant donné que, pour sonder un même volume, il est nécessaire de couvrir un champ de ciel bien plus conséquent.

Plutôt que de cibler des zones de forte densité de galaxies pouvant potentiellement biaiser le relevé, au début de l'expérience de la SNFACTORY (2004–2008), les SNIa ont été découvertes à l'aide d'un télescope de 1,2 mètres appartenant à l'observatoire du Mont Palomar (RABINOWITZ et al. [2003]) en observant un champ de 500 deg<sup>2</sup> du ciel chaque nuit dans un mode ne privilégiant pas de direction particulière. Le champ total couvert lors de ce relevé s'élève à environ 20 000 deg<sup>2</sup>. La collaboration SNFACTORY a aussi effectué les observations de suivi de quelques SNIa découvertes par le *Palomar Transient Factory* (LAW et al. [2009]), également trouvées de manière non ciblée.

Cet échantillon comprend environ 20% de toutes les SNIa utiles sur le plan cosmologique (BETOULE et al. [2014]). Il a été choisi afin d'exploiter un ensemble de données homogène, principalement à partir d'une recherche de SNIa « à l'aveugle », de manière à éviter au maximum des biais potentiels induits par la stratégie du relevé. Cependant, parmi les 145 SNIa de cet échantillon, 22 n'ont pas été découvertes par ce programme de recherche, mais ont été suivies par SNIFS suite à des découvertes d'astronomes amateurs ou lors de relevés spécifiques sur les amas de galaxies. On peut citer en particulier la supernova SN2007nq qui a été découverte lors d'un relevé spécifique d'amas de galaxies (QUIMBY et al. [2007]), et qui est d'ailleurs associée à un amas de galaxies dans ce travail. De même, les supernovas SN2006X et SN2009hi, qui ont, elles aussi, été identifiées comme appartenant à des amas dans ce travail, proviennent de recherches ciblées (SUZUKI, et MIGLIARDI [2006], NAKANO et al. [2009]). Les figures 3.4 et 3.5 montrent les coordonnées (ascension droite  $\alpha$  et déclinaison  $\delta$ ), et la distribution des décalages spectraux vers le rouge des galaxies hôtes des SNIa du lot utilisé. La supernova SN2006X, située dans l'amas de la Vierge, subit un fort rougissement lui donnant une couleur SALT2 de  $C = 1,2$ . Cette SNIa ne serait usuellement pas conservée dans une analyse cosmologique telle que celle de BETOULE et al. [2014], mais elle n'a pas été retirée de cette analyse-ci, étant donné que l'on s'intéresse ici à l'effet des vitesses propres.



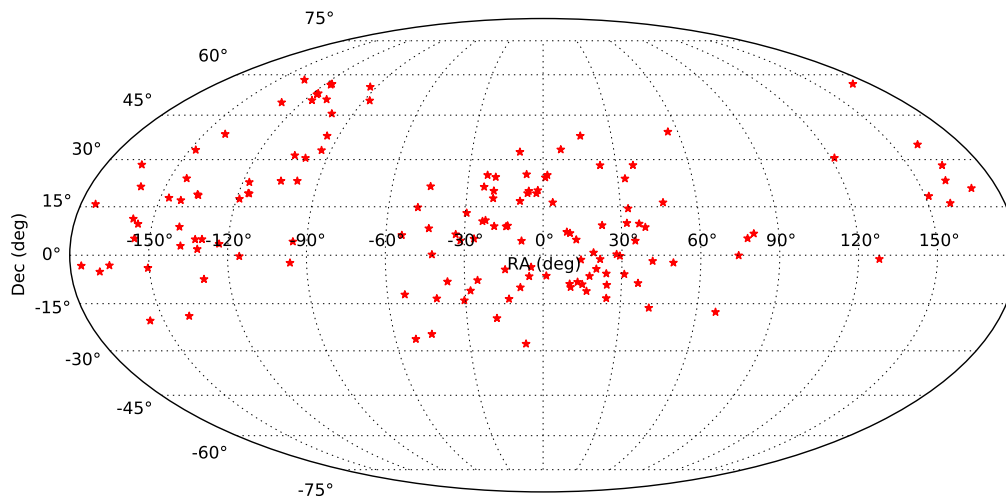


FIGURE 3.4 – Coordonnées du lot des 145 SNIa de la SNFACTORY

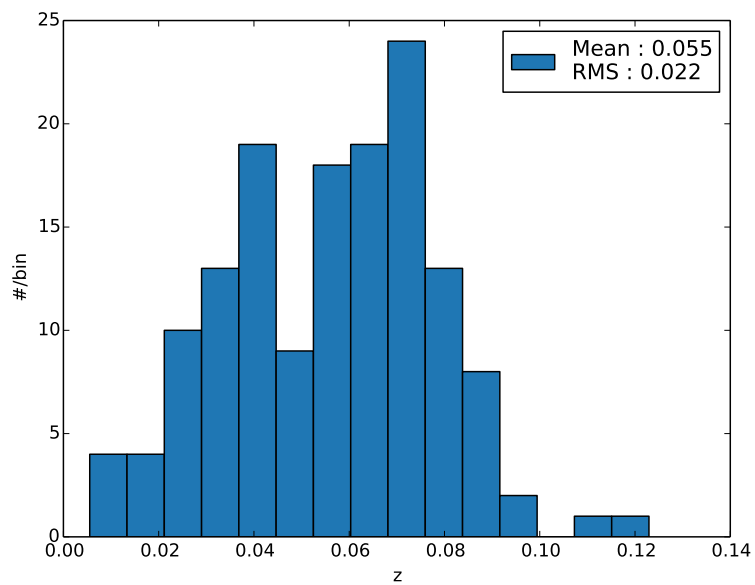


FIGURE 3.5 – Décalages spectraux vers le rouge du lot des 145 SNIa de la SNFACTORY

## 3.3 Amas de galaxies et associations aux SNIa

### 3.3.1 Détection des amas de galaxies

Les amas de galaxies (ZWICKY [1937], ZWICKY et al. [1961]) représentent les plus grandes structures gravitationnellement liées de l’Univers. Un amas de galaxies contient typiquement 100 à 1000 galaxies pour une taille voisine de quelques mégaparsecs et possède une masse typique de l’ordre de  $10^{15} M_{\odot}$  (APPLEGATE et al. [2014]). Cependant, contrairement à ce qui est suggéré par leur appellation, les amas de galaxies ne sont pas composés uniquement de galaxies. En effet, les études dynamiques (ZWICKY [1937]), ainsi que les analyses multi-longueur d’ondes (LIANG [1996]) montrent que les amas de galaxies sont composés, en plus des galaxies, de matière noire (par exemple le cas de l’amas de la Balle, illustré dans l’annexe A), ainsi que d’un gaz chaud intra-amas. La matière noire et le gaz intra-amas représentent plus de 90% de la masse des amas.

Les sections 3.3.1.1 à 3.3.1.4 montrent les différentes signatures observationnelles des amas de galaxies permettant de détecter leur présence.

#### 3.3.1.1 Observation directe d’amas

La méthode la plus ancienne utilisée pour identifier les amas était l’analyse des images optiques par la présence de régions de surdensité de galaxies. Un des principaux problèmes de cette méthode est que les amas détectés de cette manière peuvent être entachés par la présence de galaxies sur la même ligne de visée, sur un large éventail de distances, produisant ainsi un faux effet de surdensité. Cet effet de sélection d’amas erronés devient d’autant plus important que les catalogues de galaxies utilisés répertorient des galaxies lointaines. Les mesures spectroscopiques des décalages spectraux vers le rouge permettent d’établir quelles galaxies sont membres d’un amas dans une meilleure mesure, bien que cela ne suffise pas à annuler toutes les fausses associations dues à cet effet de projection.

#### 3.3.1.2 Observation d’une séquence rouge

Afin de résoudre cet effet de projection, un autre méthode que l’on peut utiliser est celle de la séquence rouge. Cette méthode est basée sur le fait que les amas de galaxies contiennent une population de galaxies de type lenticulaires et elliptiques qui suivent une relation empirique entre leur couleur et leur magnitude, forment ce qui est appelé la séquence rouge (GLADDERS et YEE [2000]). Cette méthode nécessite des observations dans plusieurs bandes spectrales. Le diagramme couleur-magnitude montre la relation entre une couleur et la magnitude absolue des galaxies. La figure 3.6 (TERLEVICH et al. [2001]) représente la couleur (ici  $B-V$ ) en fonction de la magnitude pour les galaxies de l’amas de Coma. On constate l’apparition de cette séquence rouge, matérialisée par la droite. Une projection de galaxies aléatoires à différents décalages vers le rouge et n’appartenant pas au même amas ne forme pas une séquence rouge clairement identifiable.

#### 3.3.1.3 Observation d’une source diffuse de rayons X

Une autre manière de détecter la présence d’un amas de galaxies est la mise en évidence d’une émission de rayons X provenant du gaz chaud intra-amas totalement ionisé. En effet, le gaz chaud totalement ionisé se trouvant à l’intérieur des amas de galaxies, qui possède une température de  $10^6$  à  $10^8$  K (BOLDT et al. [1966], SARAZIN [1988]), génère une

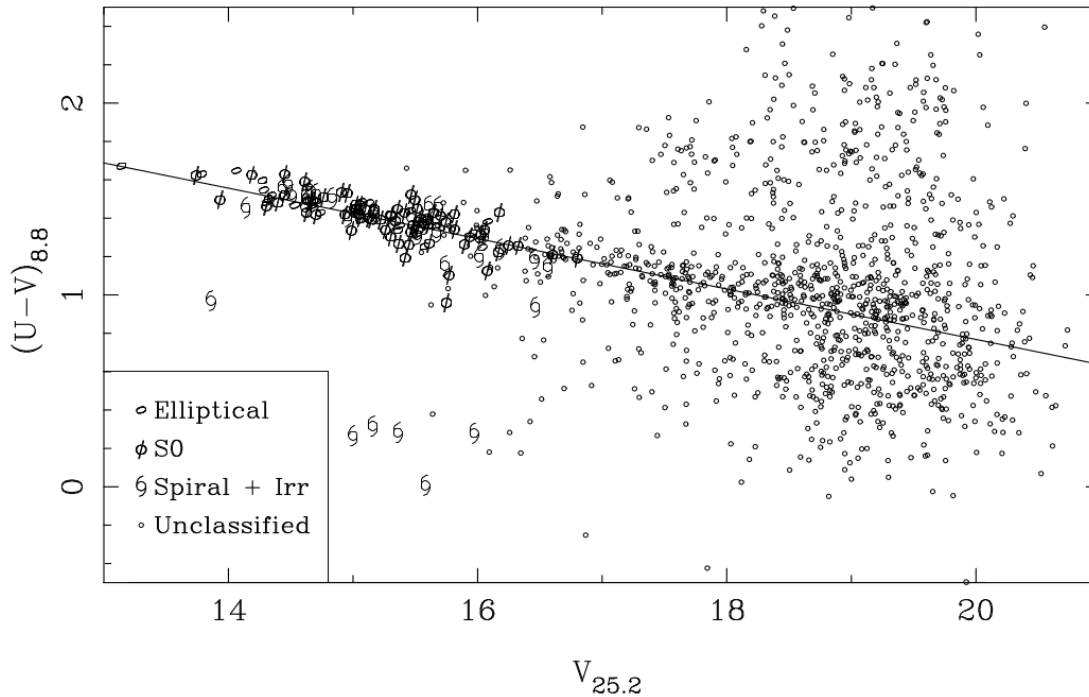


FIGURE 3.6 – Diagramme couleur magnitude pour l'amas de Coma (TERLEVICH et al. [2001])

Ce diagramme couleur magnitude de l'amas de Coma montre la présence d'une séquence rouge représentée par la droite.

source diffuse de rayons X. Le mécanisme de cette émission, signature d'un milieu intra-amas totalement ionisé, est le rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*). La partie droite de la figure 3.7 nous montre l'émission diffuse X provoquée par le gaz chaud se trouvant à l'intérieur de l'amas de Coma.

L'un des problèmes de cette méthode est que la distribution du gaz peut être plutôt compacte et donc entraîner que la source X soit non résolue<sup>2</sup> pour les relevés dans le domaine des rayons X à des décalages spectraux intermédiaires et élevés. Il devient alors difficile de différencier les sources de rayons X diffuses, relatives aux amas de galaxies, des sources X provenant des noyaux actifs de galaxies ou d'étoiles.

Cependant, les amas proches ( $z < \sim 0,1$ ) sont bien résolus<sup>3</sup>, donc ce problème ne se posera pas dans cette étude.

Le catalogue MCXC (PIFFARETTI et al. [2011]) propose une compilation d'amas provenant de plusieurs catalogues d'amas de galaxies détectés à l'aide de leur émission de rayons X.

### 3.3.1.4 Effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ)

Les amas de galaxies provoquent également des distorsions dans le fond diffus cosmologique, dues à la diffusion Compton inverse des photons du fond diffus par le gaz

2. Une source non résolue (voir chapitre 2) correspond à une source pour laquelle la taille angulaire est trop petite pour les détails de sa structure puissent être révélés. Par exemple, les étoiles et les quasars peuvent être considérés comme sources non résolues.

3. Sur un imageur, une source résolue correspond à une source étalée, dont le diamètre apparent s'étale sur plusieurs pixels.

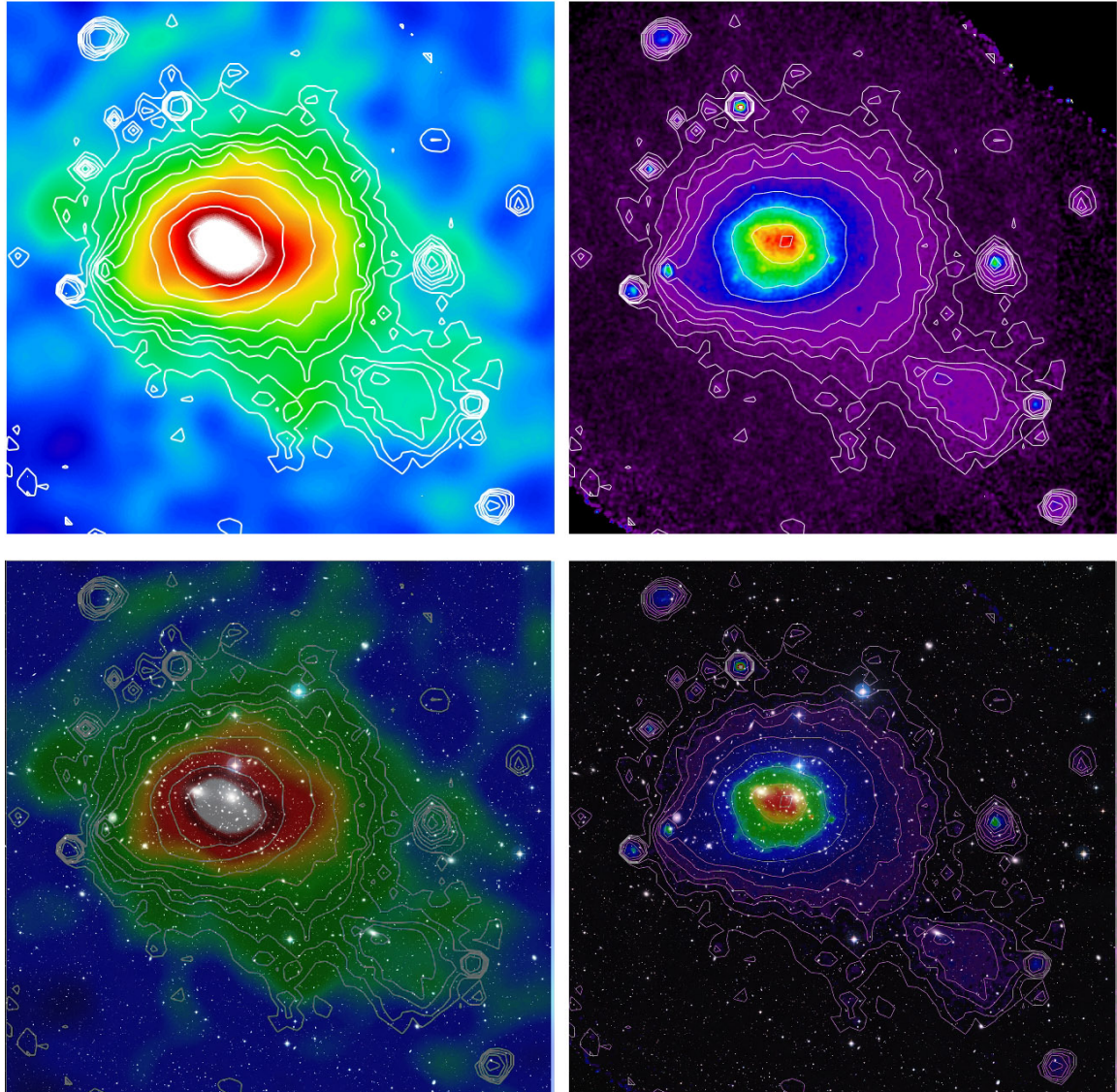


FIGURE 3.7 – Effet SZ et émission X diffuse de l'amas de Coma

En haut à gauche : anisotropies dans le spectre du CMB provoquées par l'effet SZ de l'amas de Coma vu par par le satellite Planck ([PLANCK COLLABORATION et al. \[2014a\]](#)). En haut à droite : source diffuse X provoquée par l'amas de Coma vu par le satellite X, ROSAT. En bas superposition de l'image Radio et X à l'image optique (DSS) de l'amas de Coma, où chaque source lumineuse est une galaxie appartenant à l'amas. On constate que l'effet SZ et la source diffuse X sondent la même entité physique : le milieu intra-amas. La présence de l'un ou l'autre est une signature forte de la présence d'un amas.



intra-amas chaud. Une manière d'identifier des amas est d'utiliser cette signature, connue sous le nom d'effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ) (SUNYAEV et ZELDOVICH [1970], SUNYAEV et ZELDOVICH [1972]). Les amas de galaxies du catalogue de PLANCK COLLABORATION et al. [2016d] sont détectés à l'aide de cette méthode.

La partie gauche de la figure 3.7 met en évidence le gaz présent à l'intérieur de l'amas de Coma observé à l'aide de l'effet SZ.

### 3.3.2 Sélection préliminaire d'amas de galaxies au voisinage des SNIa

En s'appuyant sur les différentes manières de détecter les amas de galaxies dans la section 3.3.1, plusieurs catalogues (par exemple ABELL [1958], ABELL et al. [1989], ZWICKY et al. [1961], GUNN et al. [1986], VIKHLININ et al. [1998], KEPNER et al. [1999], GLADDERS et YEE [2000], PIFFARETTI et al. [2011], PLANCK COLLABORATION et al. [2016d]) ont été créés. SIMBAD<sup>4</sup> est la base de données de référence pour l'identification et les références bibliographiques des objets astronomiques (WENGER et al. [2000]). Elle recense environ 9,6 millions d'objets astrophysiques possédant de nombreuses informations telles que leur(s) identifiant(s), des données basiques telles que la position et le type des objets, les références bibliographiques, et certaines mesures observationnelles telles que le décalage spectral vers le rouge. Parmi ces objets, on trouve les amas de galaxies.

Il est possible d'envoyer des requêtes sur cette base de données afin de trouver des objets se trouvant dans une région donnée et répondant à des conditions spécifiques de manière automatisée à l'aide de la librairie `astroquery.simbad`<sup>5</sup> sous Python.

Cette base de données s'est avérée d'une grande utilité afin de réaliser une sélection préliminaire des amas de galaxies se trouvant au voisinage des 145 SNIa du lot de la SN-FACTORY.

Afin de réaliser cette présélection, des critères assez larges ont été choisis. Ainsi, pour chaque SNIa, tous les amas de galaxies se trouvant à l'intérieur d'un rayon projeté de 2,5 Mpc autour de sa position, et dont la différence entre les décalages spectraux vers le rouge est inférieure à  $\Delta z = 0,015$ , ont été sélectionnés.

Afin de rechercher les amas à l'intérieur d'un rayon projeté de 2,5 Mpc, ont été sélectionnés les amas se trouvant à un rayon  $\Delta\theta_{max}$  autour des coordonnées ascension droite et déclinaison de la SNIa ( $\alpha_{sn} \delta_{sn}$ )<sup>6</sup>. L'angle  $\Delta\theta_{max}$  s'écrit donc de la manière suivante :

$$\Delta\theta_{max} = \frac{2,5 \text{ Mpc}}{d_A}, \quad (3.13)$$

où  $d_A$  est la distance de diamètre angulaire définie dans le chapitre 1 qui s'écrit avec le modèle  $\Lambda$ CDM, de la manière suivante :

$$d_A = \frac{c}{H_0(1 + z_{helio})} \int_0^{z_{cosmo}} \frac{dz}{\sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m(1+z)^3}} \quad (3.14)$$

où  $z_{helio}$  correspond au décalage spectral vers le rouge de la galaxie hôte dans le référentiel héliocentrique, le flux observé étant affecté en plus du décalage spectral cosmologique, par l'effet Doppler.

Les objets identifiés comme amas de galaxies et comme « possible » amas de galaxies (marqués par les types 'C1G' et 'C?G' dans la base de données SIMBAD), ont été considérés. Les objets classifiés comme groupes de galaxies ('GrG') n'ont pas été considérés,

4. <http://simbad.u-strasbg.fr>

5. <https://astroquery.readthedocs.io/en/latest/>

6. Une description du système de coordonnées équatoriales est donnée dans l'annexe C.

étant donné qu'ils sont caractérisés par une masse plus faible, et qu'ils possèdent une dispersion en vitesse de l'ordre de seulement  $\sim 300$  km/s (voir figure 5 dans [MULCHAEY \[2000\]](#)). Une telle dispersion de vitesses est correctement prise en compte en utilisant la méthode conventionnelle qui attribue, pour tenir compte des vitesses propres, une incertitude fixe à toutes les SNIa.

### 3.3.3 Caractérisation des amas de galaxies : Rayon et décalage spectral vers le rouge

#### 3.3.3.1 Rayon caractéristique et dispersion des vitesses d'un amas de galaxies

Afin de réaliser les associations entre les amas de galaxies et les SNIa, il est nécessaire de caractériser un rayon pour chaque amas, à l'intérieur duquel on considère qu'un objet s'y trouvant peut lui appartenir.

Le rayon du Viriel correspond au rayon pour lequel un système d'objets interagissant gravitationnellement est en équilibre dynamique. Cela veut dire que les objets de ce système interagissent entre eux, mais que le système ne s'étend ou ne s'effondre plus. Un système est dit virialisé lorsque l'énergie potentielle  $E_p$  est égale à deux fois l'opposé de l'énergie cinétique  $E_c$  :

$$E_p + 2E_c = 0 \quad (3.15)$$

Les simulations de [WU et al. \[2013\]](#) montrent que les amas de galaxies considérés dans ce travail, qui possèdent des décalages spectraux vers le rouge  $z \lesssim 0, 1$ , peuvent être considérés comme virialisés. Le rayon du Viriel a donc été choisi pour caractériser le rayon des amas.

Ce rayon correspond en bonne approximation au rayon  $R_{200}$  ([PIFFARETTI et al. \[2011\]](#)), qui est défini comme le rayon pour lequel la densité moyenne  $\bar{\rho}$  à l'intérieur de celui-ci vaut 200 fois la densité critique de l'Univers  $\rho_c$  au décalage spectral vers le rouge  $z$  :

$$\bar{\rho}(R_{200}, z) = 200 \rho_c(z) \quad (3.16)$$

avec

$$\rho_c = \frac{3H^2(z)}{8\pi G} \quad (3.17)$$

où  $H(z)$  correspond au paramètre de Hubble au décalage spectral vers le rouge  $z$  et  $G$  à la constante gravitationnelle de Newton.

On considérera donc  $R_{200}$  comme étant la taille typique pour laquelle un amas de galaxies est gravitationnellement lié. Dans le catalogue MCXC ([PIFFARETTI et al. \[2011\]](#)), la valeur moyenne de  $R_{200}$  est d'environ 1,1 Mpc.

D'après le théorème du Viriel, la dispersion de vitesses  $\sigma_V$  à l'intérieur d'un amas de galaxies est donnée par :

$$\sigma_V \approx \sqrt{\frac{GM_{200}}{R_{200}}} \quad (3.18)$$

où  $M_{200}$  correspond à la masse de l'amas à l'intérieur du rayon  $R_{200}$ , qui s'écrit de la manière suivante :

$$M_{200} = \frac{4}{3}\pi R_{200}^3 200\rho_c \quad (3.19)$$

Avec l'équation 3.17 et 3.19 on déduit :

$$\sigma_V \approx 10 R_{200} H(z) \quad (3.20)$$

Dans les systèmes virialisés, la vitesse thermique du gaz et la vitesse des galaxies au sein d'un amas sont déterminées par le potentiel gravitationnel. Les amas de galaxies à l'intérieur desquels les vitesses propres sont les plus importantes, apparaissent comme les amas émettant le plus de rayons X, avec des luminosités typiques de  $L_X \approx 10^{43}-10^{45}$  erg s<sup>-1</sup>. Une telle luminosité correspond à une dispersion en vitesses  $\sigma_V \gtrsim 700$  km s<sup>-1</sup> 7, en se basant sur les observations (figure 3.8).

De manière analogue au rayon  $R_{200}$ , le rayon  $R_{500}$  est défini comme le rayon pour lequel la densité moyenne  $\bar{\rho}$  à l'intérieur de celui-ci vaut 500 fois la densité critique de l'Univers  $\rho_c$  au décalage spectral vers le rouge  $z$ . Il est estimé qu'en moyenne,  $R_{200} = 1,52 R_{500}$  (PIFFARETTI et al. [2011]). La luminosité attendue  $L_{500}$ , correspondant à la luminosité dans la bande [0,1-2,4 keV] à l'intérieur du rayon  $R_{500}$ , peut être déduite à l'aide de la relation masse-luminosité suivante (ARNAUD et al. [2010], PIFFARETTI et al. [2011]) :

$$\left(\frac{H(z)}{H_0}\right)^{-7/3} \left(\frac{L_{500}}{10^{44} \text{ erg s}^{-1}}\right) = C \left(\frac{M_{500}}{3 \times 10^{14} M_\odot}\right)^\alpha \quad (3.21)$$

où  $C$  est défini tel que  $\log(C) = 0,274$  et  $\alpha = 1,64$  (voir tableau 1 dans ARNAUD et al. [2010]).

La figure 3.8 (LÉGET et al. [2018]) montre les valeurs de  $L_{500}$ , pour les amas provenant du catalogue MCXC (PIFFARETTI et al. [2011]), en fonction du décalage spectral vers le rouge.

La limite en dessus de laquelle la dispersion de vitesses au sein de l'amas, liée à  $L_{500}$ , provoque une déviation au diagramme de Hubble supérieure à la dispersion intrinsèque en luminosité des SNIa, est représentée par la courbe continue noire. On constate, qu'à l'exception d'un amas, tous les amas hôtes de SNIa, sont au-dessus de ce seuil. Il est donc très probable que l'effet Doppler induit par ces amas provoque une dispersion sur le diagramme de Hubble supérieure à la dispersion intrinsèque de luminosité des SNIa. On constate que plus le décalage spectral est faible, plus la part des amas de galaxies situés au dessus de ce seuil est grande, ce qui indique que la correction des vitesses particulières est d'autant plus importante pour les SNIa appartenant à un amas de galaxies avec un faible décalage spectral vers le rouge. La correction des vitesses propres est donc particulièrement importante pour les SNIa ayant des décalages spectraux  $z < 0,1$ .

On pourrait se demander, à titre de comparaison, quelle serait la dispersion des décalages spectraux pour des objets se trouvant à des distances similaires, s'ils n'avaient pas de vitesses propres et s'ils n'étaient pas gravitationnellement liés. Sans présence de structure gravitationnellement liée, une distance radiale caractéristique de  $d$ , conduirait, dans l'approximation des faibles décalages spectraux, à l'écart  $\delta z_{cosmo}$  suivant :

$$\delta z_{cosmo} \approx \frac{H_0 d}{c} \quad (3.22)$$

Pour une distance radiale caractéristique de  $d = \langle R_{200} \rangle \approx 1,1$  Mpc, cet écart vaut  $\delta z_{cosmo} \approx 0,00026$ .

Le fait qu'un amas de galaxies est une structure gravitationnellement liée annule le phénomène d'expansion dans le périmètre de l'amas. On peut donc considérer que les galaxies appartenant à l'amas se trouvent toutes au décalage spectral vers le rouge cosmologique du centre de celui-ci. L'écart entre leur décalage spectral mesuré et celui-ci n'est donc dû qu'à leur vitesse particulière.

7. En terme de dispersion sur les décalages spectraux, cela correspond à  $\sigma_z = \sigma_V / c \gtrsim 0,0023$ .



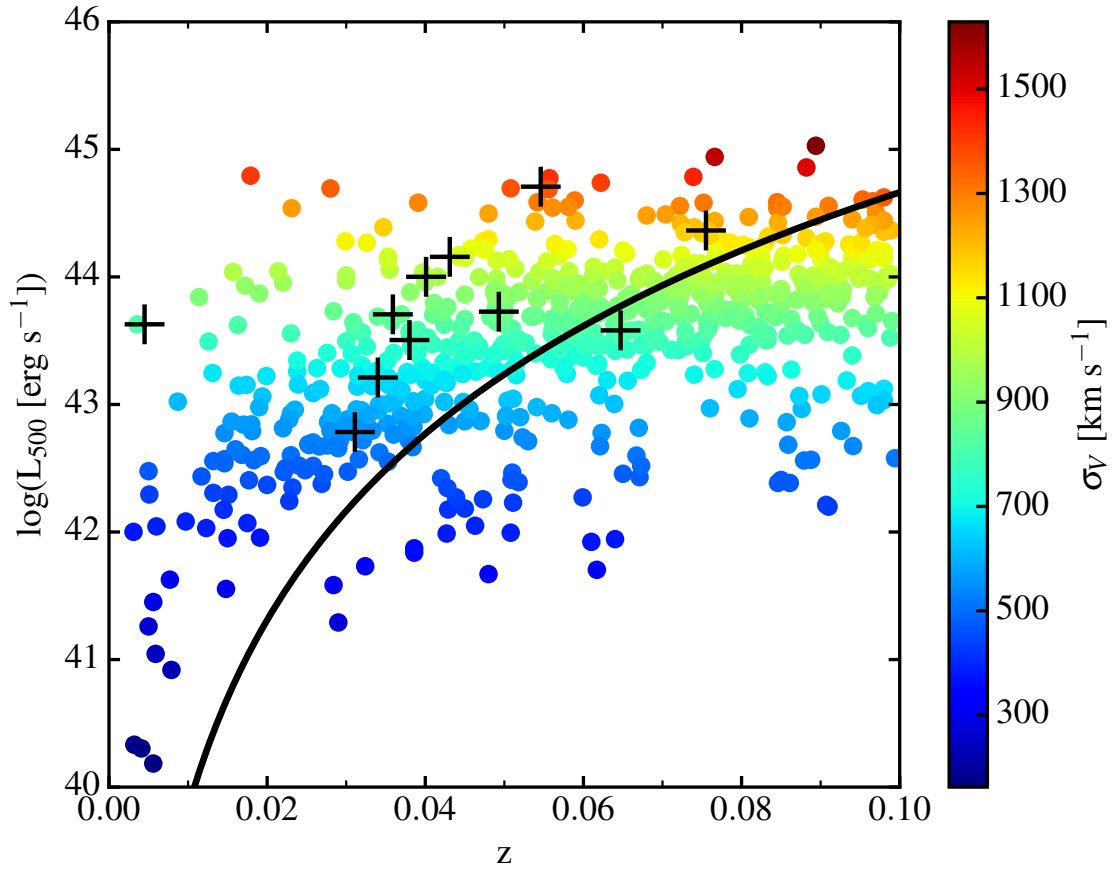


FIGURE 3.8 – Luminosité des amas de galaxies X en fonction du décalage spectral (LÉGET et al. [2018])

Chaque point correspond à la luminosité d'un amas de galaxies du catalogue MCXC (PIFFARETTI et al. [2011]) dans la bande énergétique [0,1-2,4 keV] à l'intérieur d'un rayon caractéristique  $R_{500}$  en fonction de leur décalage spectral vers le rouge, jusqu'à  $z = 0,1$ . L'échelle de couleur représente les dispersion de vitesses au sein de chaque amas  $\sigma_v$  calculées avec l'équation (3.20). La courbe noire correspond à la dispersion intrinsèque ( $\sigma_{int} = 0,11 \text{ mag}$ ) des SNIa sur le diagramme de Hubble réalisé avec les données de BÉTOULE et al. [2014], projeté sur les luminosités des amas de galaxie, en combinant la relation masse-luminosité donnée par l'équation (3.21), avec l'équation (3.18) et (3.19). Les croix correspondent aux 11 amas associés aux SNIa dans la section 3.3.4.

### 3.3.3.2 Décalage spectral vers le rouge de l'amas

Dans ce travail, on cherche à corriger les vitesses propres des SNIa se trouvant dans les amas de galaxies. Afin de pouvoir mener à bien ce défi, il est important d'avoir une estimation précise du décalage spectral de chacun d'entre eux. En effet, dans les catalogues d'amas certains décalages spectraux ont été déterminés à partir d'une seule ou d'un petit nombre de galaxies. Comme il est nécessaire de mettre en place une correction précise du décalage vers le rouge, il serait inutile de remplacer simplement le décalage spectral de la galaxie hôte par celui d'une autre galaxie du même amas.

Il est donc nécessaire d'affiner ces estimations. C'est pour cela que la procédure suivante a été établie. Afin d'estimer le décalage spectral vers le rouge d'un amas de galaxies, il est nécessaire de répertorier les galaxies du champ appartenant à l'amas.

En premier lieu, pour chaque amas, on a considéré les décalages spectraux de toutes les galaxies lui étant attribuées par la littérature. Lorsque le décalage spectral de la galaxie hôte de la SNIa n'était pas préalablement inclus dans ce calcul, il a été rajouté. Les décalages spectraux des galaxies fournis dans le référentiel héliocentrique ont été convertis dans le référentiel du fond diffus cosmologique.

Ensuite, ces données ont été combinées avec les données provenant de la publication de données *DR13* de la collaboration SDSS (EISENSTEIN et al. [2011], DAWSON et al. [2013], SMEE et al. [2013], SDSS COLLABORATION et al. [2016]). Toutes les galaxies ayant une mesure de décalage spectral effectuée par spectrométrie et se trouvant à l'intérieur du cercle matérialisé par les coordonnées du centre de l'amas et son rayon  $R_{200}$  ont été sélectionnées. Pour la sélection en décalages spectraux, seules les galaxies dont le décalage spectral  $z$  se trouve dans l'intervalle  $[z_{cl} - \Delta z; z_{cl} + \Delta z]$ , avec  $\Delta z = 5 \frac{\sigma_v}{c}$  ont été conservées (figure 3.10).

La valeur du rayon  $R_{200}$  a été extraite de la littérature lorsque cela était possible. Lorsqu'aucune référence n'a été trouvée, la valeur de  $R_{200}$  a été estimée à partir de la distribution de vitesses en suivant la procédure décrite dans BEERS et al. [1990] avec une estimation initiale de  $R_{200}$  à 1,1 Mpc. Si le nombre de membres du groupe ayant des décalages spectraux déterminés par spectroscopie était inférieur à dix, la valeur de 1,1 Mpc a été adoptée comme rayon du Viriel. Cette valeur correspond à la moyenne des  $R_{200}$  des amas de galaxies du catalogue MCXC (*Meta-Catalogue of X-ray detected Clusters*, PIFFARETTI et al. [2011]).

Afin d'estimer le décalage spectral global d'un amas à l'aide de décalages spectraux de galaxies lui appartenant, la méthode *biweight* (ANDREWS et al. [1972], BEERS et al. [1990]) a été appliquée. Cette méthode a l'avantage de permettre de déterminer le décalage spectral global d'un amas de galaxies tout en étant plus résistante à la présence de valeurs aberrantes et plus robuste, pour une large gamme de distributions de vitesse sous-jacentes, y compris celles non-gaussiennes, qu'une simple moyenne ou médiane. Cette méthode est basée sur l'utilisation de la médiane et de l'écart absolu médian (MAD)<sup>8</sup> et de la réjection des valeurs aberrantes à l'aide d'une fonction auxiliaire (ANDREWS et al. [1972], BEERS et al. [1990]).

Pour certains amas de galaxies, la littérature ne fournit que le décalage spectral vers le rouge global de l'amas et le nombre de galaxies ( $N_{paper}$ ) utilisé pour son calcul, sans publier de liste des galaxies qui ont servi pour l'estimation. Dans ce cas de figure, si le nombre de membres  $N_{gal}$  que l'on a répertorié est inférieur au nombre  $N_{paper}$  utilisés dans les estimations provenant de la littérature, c'est le décalage spectral de la littérature

---

8. Le MAD (écart absolu médian) correspond à la médiane des écarts absolus à la médiane. Pour une variable  $X$ , le MAD de  $X$  est défini par  $MAD(X) = \text{mediane}(|X - \text{mediane}(X)|)$

qui a été adopté.

La figure 3.9 présente le schéma détaillé du calcul des décalages spectraux des amas de galaxies effectué dans ce travail.

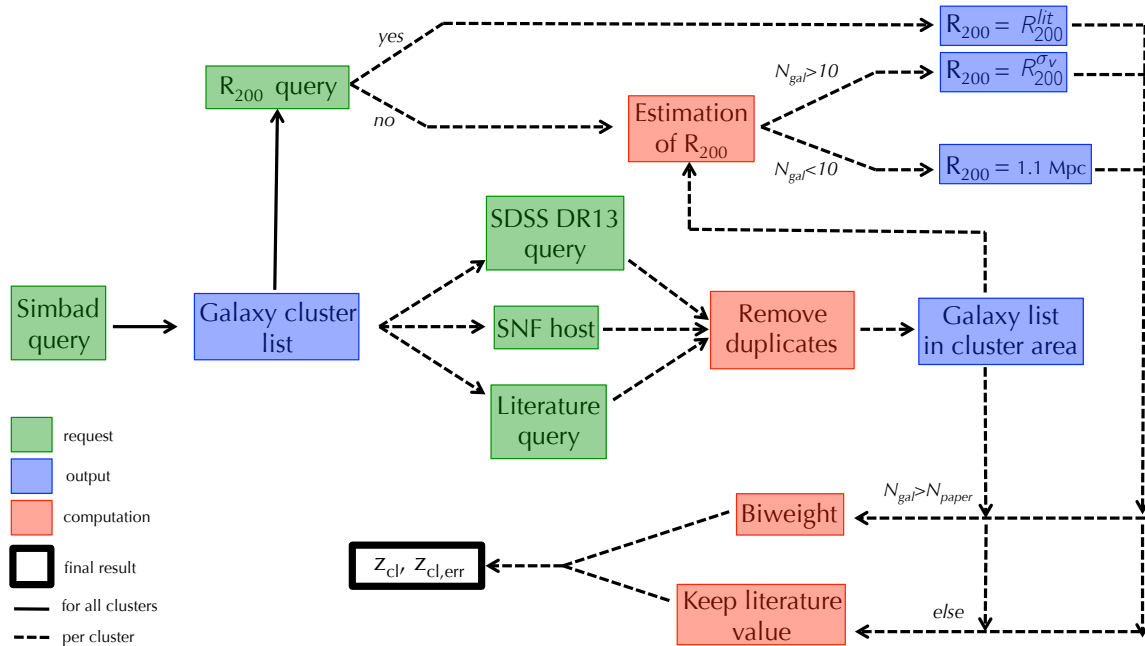


FIGURE 3.9 – Estimation des décalages spectraux et des paramètres des amas de galaxies (LÉGET et al. [2018])

La procédure mise en place pour l'estimation des décalages spectraux et des paramètres des amas de galaxies nécessaires pour l'association avec les SNIa est résumée dans ce schéma.  $N_{gal}$  correspond au nombre de galaxies utilisé pour calculer le décalage spectral et  $N_{paper}$  correspond au nombre de galaxies utilisé pour l'estimation du décalage spectral de l'amas effectuée dans les sources de littérature.

L'incertitude associée au décalage spectral de l'amas ( $z_{cl}^{err}$ ) est estimée à partir de la vitesse de dispersion de l'amas, donnée dans l'équation (3.20) :

$$z_{cl}^{err} = \frac{\sigma_v}{c \sqrt{N_{gal}}} \quad (3.23)$$

où  $N_{gal}$  est le nombre de galaxies appartenant à l'amas utilisé pour le calcul de son décalage spectral.

### 3.3.4 Associations SNIa/amas définitives et confirmation

Cette section explique la démarche, établie dans ce travail, permettant d'obtenir la liste finale des 11 SNIa associées de manière confirmée avec des amas de galaxies, données dans le tableau 3.1.

#### 3.3.4.1 Associations SNIa/amas et confirmation

On considère que la galaxie hôte d'une SNIa appartient à un amas si les deux conditions suivantes sont satisfaites :

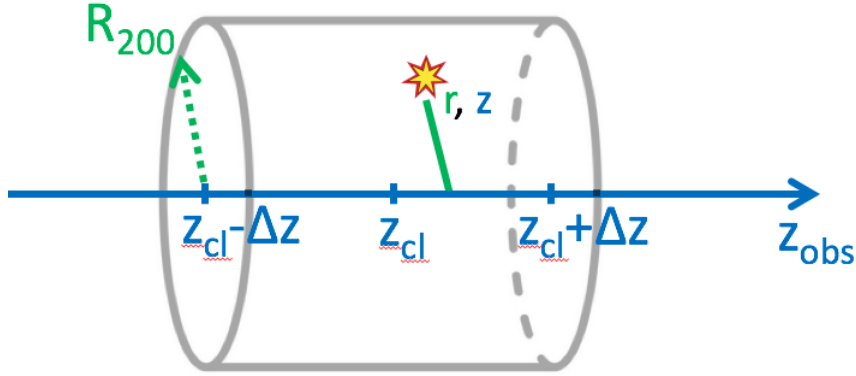


FIGURE 3.10 – Association d'un objet à un amas de galaxies

Soit un amas de galaxies matérialisé dans l'espace (décalage spectral – distance orthoradiale) par un cylindre centré au décalage spectral de l'amas  $z_{cl}$ , de hauteur  $2\Delta z$ , lié à la dispersion des vitesses des galaxies le formant, et par son rayon du viriel  $R_{200}$ . Un objet ayant un décalage spectral  $z$  et une distance orthoradiale la séparant du centre de l'amas  $r$  est considérée comme lui appartenant si  $z_{cl} - \Delta z \leq z \leq z_{cl} + \Delta z$ , et si  $r \leq R_{200}$ .

— La sélection orthoradiale :

$$r < R_{200} \quad (3.24)$$

avec  $r$ , correspondant à la distance projetée (orthoradiale) entre la SNIa et le centre de l'amas de galaxie, s'écrit comme

$$r = d_A \times \Delta\theta \quad (3.25)$$

où  $d_A$  est la distance de diamètre angulaire définie dans la section 3.3.2 par l'équation (3.14) et où  $\Delta\theta$  est la séparation angulaire entre la position du centre de l'amas et de la SNIa, qui s'écrit de manière suivante :

$$\Delta\theta = \arccos(\sin(\delta_{cl}) \sin(\delta_{SN}) + \cos(\delta_{cl}) \cos(\delta_{SN}) \cos(\alpha_{cl} - \alpha_{SN})) \quad (3.26)$$

où  $\alpha_{cl}$  et  $\delta_{cl}$  correspondent aux coordonnées équatoriales (ascension droite et déclinaison) du centre de l'amas et où  $\alpha_{SN}$  et  $\delta_{SN}$  correspondent à celles de la galaxie hôte de la SNIa.

— La sélection en décalage spectral correspond à une coupure en décalage spectral basée sur la dispersion des vitesses  $\sigma_V$  au sein des amas.

$$|z_{SN} - z_{cl}| < \Delta z \quad (3.27)$$

où  $z_{SN}$  correspond au décalage spectral vers le rouge de la galaxie hôte de la SNIa et  $z_{cl}$  à celui de l'amas, estimé en suivant la procédure explicitée dans la section 3.3.3.2. On choisit ici un  $\Delta z$  égal à trois fois la dispersion des décalages spectraux au sein de l'amas,  $\sigma_V/c$  :

$$\Delta z = 3 \frac{\sigma_V}{c} \quad (3.28)$$

La figure 3.10 illustre ces associations, l'objet associé correspondant ici à une galaxie hôte d'une SNIa.

Ces critères d'associations diffèrent quelque-peu de ceux utilisés par XAVIER et al. [2013] ( $r < 1,5$  Mpc et  $|z_{\text{SN}} - z_{cl}| < 3 \frac{\sigma_V}{c}$ , avec  $\sigma_V = 500 \text{ km s}^{-1}$ ) et par DILDAY et al. [2010] ( $r < 1$  Mpc  $h^{-1}$ <sup>9</sup> et  $|z_{\text{SN}} - z_{cl}| < 0,015$ ). Dans leur travaux, XAVIER et al. [2013] et DILDAY et al. [2010] ont étudié les propriétés et les taux de supernovas à l'intérieur des amas de galaxies. Ces valeurs permettent de caractériser grossièrement un amas de galaxie « moyen ». Leurs choix de sélection ont été effectués de manière à être consistants avec des mesures antérieures de taux de supernovas dans les amas. Les critères de sélection appliqués dans CIULLI [2015] étaient  $r < R_{200}$  pour la sélection orthoradiale, où les  $R_{200}$  correspondaient aux rayons de chaque amas et  $|z_{\text{SN}} - z_{cl}| < 0,015$  pour la sélection en décalage spectral.

On rappelle que cette association a été mise en place sur les amas pré-sélectionnés, en considérant une distance orthoradiale de 2,5 Mpc et  $\Delta z = 0,015$  (voir section 3.3.2). De cette manière, seuls les amas pré-sélectionnés ont été caractérisés suivant la méthode expliquée dans la section 3.3.3.

À l'instar de CARLBERG et al. [1997] et RINES et DIAFERIO [2006], le diagramme montré dans la figure 3.11 a été effectué. Ce diagramme montre les vitesses radiales des galaxies normalisées de la dispersion  $\sigma_V$  de l'amas de galaxies le plus proche, pour chacun des 11 amas, en fonction des distances orthoradiales les séparant du centre de ces amas et normalisées des rayons  $R_{200}$  de ces amas. L'intérêt de ce diagramme est qu'il permet de visualiser les galaxies de chacun des amas sur un seul diagramme, comme s'il s'agissait d'un unique amas. Les conditions de la sélection appliquées en décalage spectral sont matérialisées par les lignes en pointillés horizontales. La droite en pointillés verticale marque la condition correspondant à la sélection orthoradiale. Les points se trouvant à l'intérieur des lignes pleines correspondent aux galaxies considérées associées à l'un des 11 amas.

Initialement, tout objet classé comme amas de galaxies, par des études antérieures, avait été considéré. Dans le paragraphe suivant on verra que dans certains cas les données d'amas de galaxies peuvent être erronées.

### 3.3.4.2 Confirmation et cas particuliers

Afin de s'assurer que les objets classés comme des amas de galaxies par les études antérieures ne sont pas erronés, la présence d'une séquence rouge, d'une émission de rayons X, et de l'effet SZ ont été vérifiées, lorsque les données étaient disponibles.

Afin de vérifier la présence d'une séquence rouge linéaire témoignant de la présence d'un amas de galaxies, les données SDSS ont été utilisées. Pour chacun des 11 amas, toutes les galaxies (table intitulée « Galaxy » dans la base de données de SDSS) appartenant à la région délimitée par  $R_{200}$  autour de la position du centre de l'amas ont été sélectionnées. Les magnitudes en bande  $b$  et  $r$  de ces objets "étendus" ont été extraites afin de pouvoir dresser les diagrammes couleur-magnitude de ces amas. Parmi ces 11 amas, la base de données SDSS ne disposait des données nécessaires que pour 6 amas, dont les diagrammes couleur-magnitude sont présentés dans la figure 3.12. On constate l'apparition d'une séquence rouge sur chacun de ces amas. De plus, on constate que la plupart des galaxies hôte des SNIa, marquées d'un rond rouge sur la figure 3.12, se trouvent au voisinage de la séquence rouge de leur amas.

Ensuite, les détections Sunyaev-Zel'dovich (SZ) ont été recherchées, en utilisant le catalogue Planck des sources SZ (PLANCK COLLABORATION et al. [2016b]). On constate (LÉ-

---

9. où  $h$  est défini tel que  $H_0 = h \times 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ , donc si l'on considère  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $h = 0,7$ .

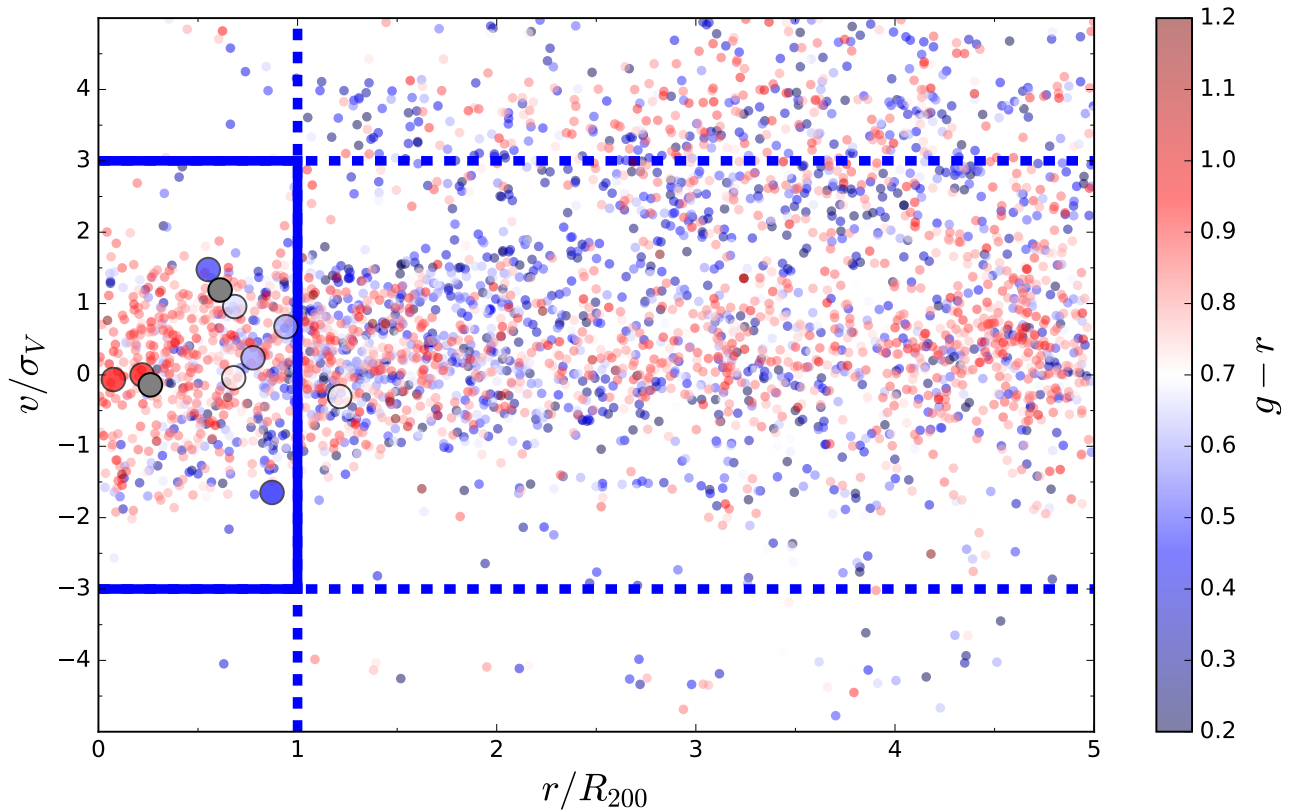


FIGURE 3.11 – Vitesses des galaxies normalisées par la dispersion de vitesses  $\sigma_V$  au sein de chaque amas en fonction de la distance orthoradiale  $r$  au centre normalisée des  $R_{200}$  des amas correspondants (LÉGET et al. [2018])

Les points correspondent aux galaxies avec des mesures spectroscopiques de SDSS, tandis que les cercles représentent les positions des galaxies hôtes des SNIa. La couleur des points correspond à la couleur des galaxies  $g-r$  (les points gris correspondant aux galaxies n'ayant pas de mesures photométriques sous les filtres  $g$  et  $r$  et donc pas de mesure de couleur disponible).

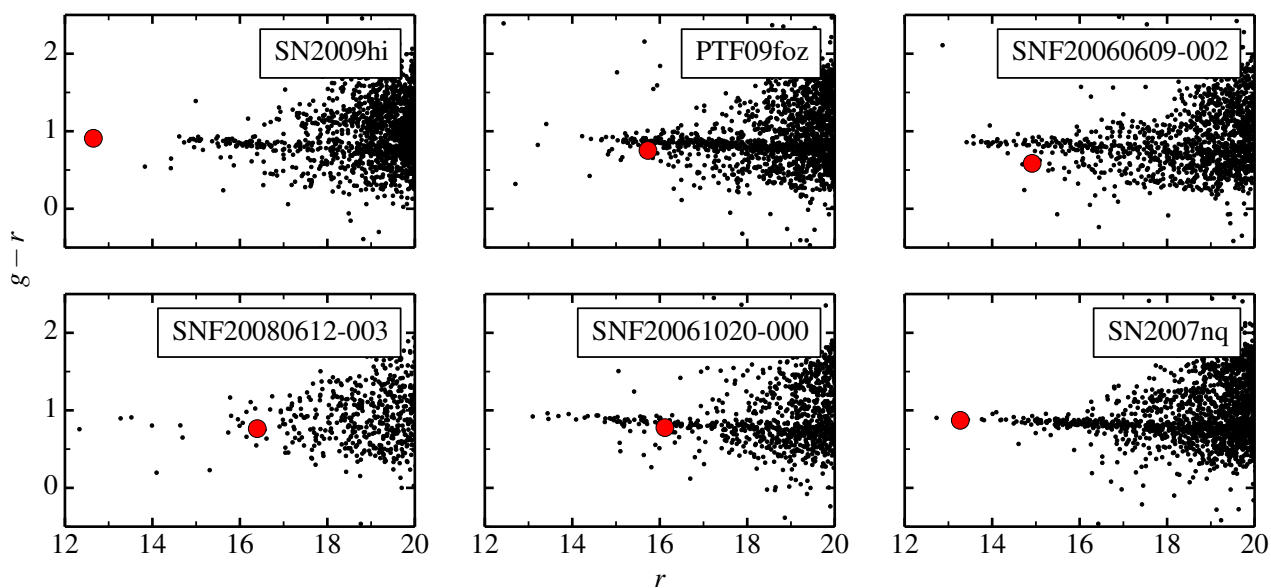


FIGURE 3.12 – Diagramme couleur-magnitude

Ce tracé représente les magnitudes  $g-r$  en fonction de  $r$  pour 6 des amas associés aux SNIa (tableau 3.1), pour lesquels les décalages spectraux et les données photométriques sous les bandes  $g$  et  $r$  étaient disponibles dans la base de données de SDSS (EISENSTEIN et al. [2011], DAWSON et al. [2013], SMEE et al. [2013], SDSS COLLABORATION et al. [2016]). Chaque point correspond aux mesures photométriques d'une galaxie. Les ronds rouges montrent les positions des galaxies hôtes des SNIa.



GET et al. [2018]) que tous les amas de galaxies de l'échantillon présentant des sources SZ sont également présentes dans les catalogues d'amas détectés par émission de rayons X.

Cependant, certains des amas de galaxies supposés et associés ne présentaient pas les signatures caractéristiques SZ/rayon X. Or, comme décrit dans la section 3.3.3.1, les amas à faible décalage spectral vers le rouge sont supposés émettre en rayons X. Par conséquent, seuls les candidats ayant une source X ont été conservés pour la suite de notre analyse.

**La cas de [WHL2012] J132045.4+211627 :** L'amas de galaxies candidat [WHL2012] J132045.4+211627 qui avait été associé avec la supernova SNF20070417-002 présente une séquence rouge caractéristique. Cependant, aucune source d'émission diffuse de rayons X n'est détectée à cet endroit. Ce type de cas de figure peut s'expliquer de différentes manières, comme par exemple la superposition d'amas voisins ou la présence d'un groupe de galaxies intégré dans un filament galactique. L'étude des coordonnées et des décalages spectraux des galaxies autour du centre de [WHL2012] J132045.4+211627 montre que la disposition de ses galaxies est plus étalée, comme le serait un filament galactique. Étant donné qu'aucune source diffuse X n'est présente à cet endroit, il a été conclu que [WHL2012] J132045.4+211627 ne répond pas aux critères satisfaisant à un amas de galaxies ; il a donc été rejeté de l'analyse.

**Le cas de ZwCl 2259+0746 :** Le supposé amas de galaxies ZwCl 2259+0746 nécessite également une étude approfondie. Une source émettant des rayons X (1RXS J230215.3+080159) est située à moins de  $2,3'$  du centre de ce supposé amas, mais la taille de la région d'émission n'est que de  $3'$ , ce qui est faible en comparaison avec la valeur du rayon  $R_{200}$  de l'amas, mesurant  $60'$ . Il se trouve que, selon MICKAELIAN et al. [2006], ce rayonnement est en réalité émis par une étoile se trouvant sur le même champ. Cet amas a donc aussi été rejeté.

**Le cas de A85/A87 :** Un autre amas candidat qui a nécessité une attention particulière est A87, qui appartient au complexe d'amas de galaxies A85/87/89. D'après DURRET et al. [1998], les vitesses des galaxies dans la région de A87 montrent l'existence de sous-groupes, qui possèdent chacun une contrepartie X, et semblent tomber sur A85 le long d'un filament. Par conséquent, A87 n'est pas exactement un amas de galaxies, mais plutôt une sous-structure de A85 qui possède une source diffuse X très grande (PIFFARETTI et al. [2011]). La méthode de mesure du décalage spectral que l'on a mise en œuvre (section 3.3.3) pour déterminer le décalage spectral dans le référentiel du fond diffus cosmologique de la région virialisée de A85 a été appliquée. Cet amas, que l'on a appelé A85/A87 est inclus dans le tableau 3.1 des associations SNIa/amas de galaxies qui révèle l'ensemble des 11 amas confirmés associés au lot des 145 SNIa de la SNFACTORY.

nom SNIa	nom amas	nom amas MCXC	coordonnées amas	r (Mpc)	R <sub>200</sub> (Mpc)	z <sub>SN</sub>	z <sub>cl</sub>	z <sub>cl</sub> <sup>err</sup>	σ <sub>v</sub> (km/s)	N <sub>gal</sub>	source	références
SNF20051003-004/SN2005eu	RXJ0228.2+2811	J0228.1+2811	02 28 09.6 +28 11 40	0,24	0,92	0,0337	0,0340	0,0015	644	2	lit.	1 ; 2 ; 3
SNF20060609-002	A2151a	J1604.5+1743	16 04 35.7 +17 43 28	0,64	1,16	0,0399	0,0359	0,0002	812	146	SDSS+lit.	1 ; 4
SNF20061020-000	A76	J0040.0+0649	00 40 00.5 +06 49 05	0,72	1,06	0,0379	0,0380	0,0008	742	9	SDSS+lit.	1 ; 5
SNF20061111-002	RXC J2306.8-1324	J2306.8-1324	23 06 51.7 -13 24 59	0,66	1,08	0,0677	0,0647	0,0018	756	2	lit.	1 ; 6
SNF20080612-003	RXC J1615.5+1927	J1615.5+1927	16 15 34.7 +19 27 36	0,52	0,76	0,0328	0,0311	0,0004	532	19	SDSS	1
SNF20080623-001	ZwCl8338	J1811.0+4954	18 11 00.1 +49 54 40	1,02	1,17	0,0448	0,0493	0,0005	819	36	lit.	1 ; 4
SNF20080731-000	ZwCl 1742+3306	J1744.2+3259	17 44 15.0 +32 59 23	0,34	1,55	0,0755	0,0755	0,0026	1085	2	lit.	1 ; 7
PTF09foz	A87/A85	J0041.8-0918	00 41 50.1 -09 18 07	2,23	1,84	0,0533	0,0546	0,0004	1288	148	SDSS	1 ; 8
SN2006X	Virgo	J1230.7+1220	12 30 47.3 +12 20 13	1,19	1,14	0,0063	0,0045	0,0001	798	607	SDSS+lit.	1 ; 9 ; 10
SN2007nq	A119	J0056.3-0112	00 56 18.3 -01 13 00	1,11	1,43	0,0439	0,0431	0,0003	1001	153	SDSS+lit.	1 ; 4 ; 11
SN2009hi	A2589	J2323.8+1648	23 23 53.5 +16 48 32	0,10	1,33	0,0399	0,0401	0,0004	931	54	SDSS+lit.	1 ; 4 ; 12

TABLEAU 3.1 – Liste des 11 associations des SNIa de la SNFACTORY avec les amas de galaxies (LÉGET et al. [2018])

La première colonne correspond au nom des SNIa. La deuxième colonne correspond au nom des amas de galaxies associés et la troisième au nom qu'ils possèdent dans le catalogue MCXC. Les coordonnées (ascension droite et déclinaison) de l'amas de galaxies associé à la galaxie hôte de la SNIa sont données dans la quatrième colonne. La cinquième colonne donne la séparation orthoradiale  $r$ , exprimée en Mpc, entre la SNIa et le centre de l'amas de galaxie associé. La valeur du rayon R<sub>200</sub> de chaque amas est contenue dans la sixième colonne. Elle a été déduite de R<sub>500</sub> à partir de l'équation R<sub>200</sub> = 1,52R<sub>500</sub> (REIPRICH et BÖHRINGER [2002], PIFFARETTI et al. [2011]). Le décalage spectral vers le rouge z<sub>SN</sub> dans le référentiel du fond diffus cosmologique de chaque SNIa est donné en septième colonne. Le décalage spectral vers le rouge z<sub>cl</sub> de chaque amas associé est donné en huitième colonne, avec son incertitude correspondante en neuvième colonne. La dispersion des vitesses σ<sub>v</sub> au sein de chaque amas, estimée à partir de R<sub>200</sub> en utilisant l'équation (3.20), est donnée dans la dixième colonne. Le nombre de galaxies utilisés pour le calcul du décalage spectral vers le rouge de chaque amas est donné dans la onzième colonne. Dans l'avant dernière colonne, les sources des décalages spectraux vers le rouge des galaxies qui ont été utilisées (lit. correspond à l'abréviation pour littérature, SDSS pour les galaxies provenant de la base de donnée de SDSS) sont indiquées. Dans la dernière colonne sont résumées toutes les références utilisées pour les coordonnées des amas, le rayon R<sub>200</sub> et les décalages spectraux des galaxies (non hôte des SNIa) appartenant aux amas qui ont permis l'estimation du décalage spectral vers le rouge des amas. Références : (1) PIFFARETTI et al. 2011 ; (2) WEGNER et al. 1993 ; (3) LI 2005 ; (4) SMITH et al. 2004 ; (5) HUDSON et al. 2001 ; (6) CRUDDACE et al. 2002 ; (7) ULRICH 1976 ; (8) NUGENT et al. 2009 ; (9) SUZUKI, et MIGLIARDI 2006 ; (10) KIM et al. 2014 ; (11) QUIMBY et al. 2007 ; (12) NAKANO et al. 2009.

### 3.3.5 Correction des vitesses propres sur le diagramme de Hubble

Afin de réaliser un diagramme de Hubble, le décalage spectral  $z_{cosmo}$ , inclus dans la distance de luminosité donnée en équation (3.11), doit se rapprocher au maximum du décalage spectral dû à l'expansion de l'Univers. Par conséquent, pour réaliser les corrections de vitesses propres pour les SNIa dont la galaxie hôte appartient à un amas, le décalage spectral vers le rouge suivant a été attribué pour chacune des SNIa :

$$z_{cosmo} = \begin{cases} z_{cl} & \text{si la galaxie hôte se trouve à l'intérieur d'un amas,} \\ z_{SN} & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3.29)$$

où  $z_{cl}$  correspond au décalage spectral de l'amas (voir tableau 3.1) et  $z_{SN}$  aux décalages spectraux des galaxies hôtes des SNIa. Ces décalages spectraux sont exprimés dans le référentiel du fond diffus cosmologique.

L'incertitude sur le décalage spectral vers le rouge se propage dans l'erreur sur la magnitude  $\sigma_{tot}$  de la manière suivante :

$$\sigma_{tot}^2 = \sigma_{LC}^2 + \sigma_z^2 \quad (3.30)$$

où  $\sigma_{LC}$  correspond à la propagation de l'incertitude des paramètres de la courbe de lumière.  $\sigma_z$ , qui représente l'incertitude sur la mesure du décalage spectral et de la correction de vitesse propre, vaut :

$$\sigma_z = \begin{cases} \frac{5 \sqrt{z_{cl}^{err\ 2}}}{z_{cl} \ln(10)} & \text{si la galaxie hôte se trouve à l'intérieur d'un amas,} \\ \frac{5 \sqrt{z_{SN}^{err\ 2} + 0.001^2}}{z_{SN} \ln(10)} & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3.31)$$

où  $z_{cl}^{err}$  est l'incertitude sur le décalage spectral d'un amas exprimée par l'équation (3.23) et  $z_{SN}^{err}$  est l'incertitude de mesure sur le décalage spectral vers le rouge de la SNIa. La valeur 0,001 correspond aux 300 km s<sup>-1</sup> ajoutés à l'erreur sur le décalage spectral des SNIa à l'extérieur des amas de galaxies pour prendre en compte les vitesses propres dans les analyses de cosmologie classiques. Lorsque les SNIa appartiennent à des amas de galaxies, on suppose que l'incertitude consiste uniquement dans l'erreur due à la mesure du décalage spectral d'un amas de galaxies.

Afin de dresser le diagramme de Hubble, les paramètres  $M_B$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  sont ajustés<sup>10</sup> en minimisant la variable  $X^2$  suivante :

$$X^2 = \sum_{SN} \frac{\Delta\mu^2}{\sigma_{tot}^2 + \sigma_{int}^2} \quad (3.32)$$

où  $\sigma_{int}$  correspond à la dispersion intrinsèque inconnue des SNIa. Les  $\Delta\mu$  aux résidus au diagramme de Hubble, définis pour chaque SNIa, de la manière suivante :

$$\Delta\mu = \mu_B - \mu_{th} \quad (3.33)$$

$\mu_{th}$  correspond au module de distance théorique défini dans l'équation (3.10).  $\mu_B$  est le module de distance observé (section 1.5.1 du chapitre 1), lié à la magnitude observée de

10. Comme on l'a mentionné au début de ce chapitre, les paramètres cosmologiques sont fixés dans cette analyse ( $\Omega_\Lambda = 0,7$  et  $\Omega_m = 0,3$ ).

la SNIa  $m_B^*$  et à la magnitude absolue  $M_B$ , en prenant compte de la standardisation SALT2 avec le paramètre de stretch  $x_1$  et la couleur  $c$ . Il s'écrit de la manière suivante :

$$\mu_B = m_B^* - M_B + \alpha x_1 - \beta c \quad (3.34)$$

Pour des raisons de commodité, l'ajustement (3.32) a été effectué en utilisant uniquement les 134 SNIa en dehors des amas de galaxies.

Pour les 11 SNIa appartenant aux amas et afin d'étudier l'impact de la correction des vitesses propres, leurs résidus au diagramme de Hubble (équation (3.33)) ont été évalués avant et après correction. La figure 3.13 montre ces résidus, en fonction du décalage spectral vers le rouge.

La moyenne quadratique pondérée ( $w$ RMS) (BLONDIN et al. [2011]) est définie de la manière suivante :

$$wRMS = \sqrt{\left( \sum_{SN} (\sigma_i^{tot})^{-2} \right)^{-1} \sum_{SN} (\sigma_i^{tot})^{-2} (\mu_{B,i} - \mu_{th,i})^2} \quad (3.35)$$

La  $w$ RMS a été utilisée afin d'estimer l'impact de la correction des vitesses propres. La supernova SN2006X n'a pas été prise en compte dans le calcul de la  $w$ RMS, étant donné qu'elle n'appartient pas à l'échantillon de SNIa « normales », puisqu'elle ne respecte pas certains critères de qualité (fort rougissement de la galaxie hôte). Cependant, SN2006X a été incluse dans les tests statistiques décrits dans la section 3.3.6.

On constate une baisse de la dispersion lorsque les vitesses propres des galaxies hôtes appartenant aux amas de galaxies ont été prises en compte. En effet, pour les SNIa corrigées (en excluant SN2006X), la  $w$ RMS passe de  $wRMS=0,137 \pm 0,036$  mag avant correction, à  $wRMS=0,130 \pm 0,038$  mag (voir figure 3.13). En dehors des amas, la  $w$ RMS vaut  $0,151 \pm 0,010$  mag.

Même si cela est compatible avec une fluctuation statistique, on peut se demander pourquoi la dispersion pour les SNIa en dehors des amas est plus élevée que celle pour les SNIa se trouvant à l'intérieur des amas. En effet, la dispersion intrinsèque en luminosité pour les SNIa se trouvant dans des amas de galaxies pourrait par exemple être de manière générale inférieure à celle des SNIa à l'extérieur des amas. Le lecteur pourra consulter la section 5.2, sur les propriétés physiques des SNIa et leur amas de galaxies hôtes, dans LÉGET et al. [2018], dans laquelle cette possibilité est explorée.

Afin d'estimer la signifiante de cette amélioration, le coefficient de corrélation de Pearson et sa signifiante entre les résidus de Hubble  $\Delta\mu$ , donnés par l'équation (3.33) avant les corrections et  $y = 5 \log_{10}(z_{cl}/z_{SN})$  sont calculés. Le coefficient de corrélation de Pearson  $\rho(\Delta\mu, y)$  entre deux sets de données est défini par :

$$\rho(\Delta\mu, y) = \frac{\sum_{i=1}^N (\Delta\mu_i - \bar{\Delta\mu})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (\Delta\mu_i - \bar{\Delta\mu})^2 \times \sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2}} \quad (3.36)$$

où  $\bar{\Delta\mu} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Delta\mu_i$  et où  $\bar{y} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i$ .  $N$  correspond aux 11 SNIa associées à des amas de galaxies.

Le calcul du coefficient de corrélation de Pearson donne  $\rho = 0,9 \pm 0,1$ , avec une signifiante de  $3,58 \sigma$ . Cela révèle une forte corrélation entre les corrections établies et les résidus au diagramme de Hubble avant correction.

Afin de confirmer cette signifiante, des simulations de type Monte-Carlo ont été établies dans lesquelles, pour chaque simulation, les différences  $z_{SN} - z_{cl}$  des 11 SNIa corrigées ont été prises, puis mélangées aléatoirement et appliquées sur ces 11 SNIa appartenant à des amas. Les simulations montrent que la probabilité d'obtenir une  $w$ RMS avec

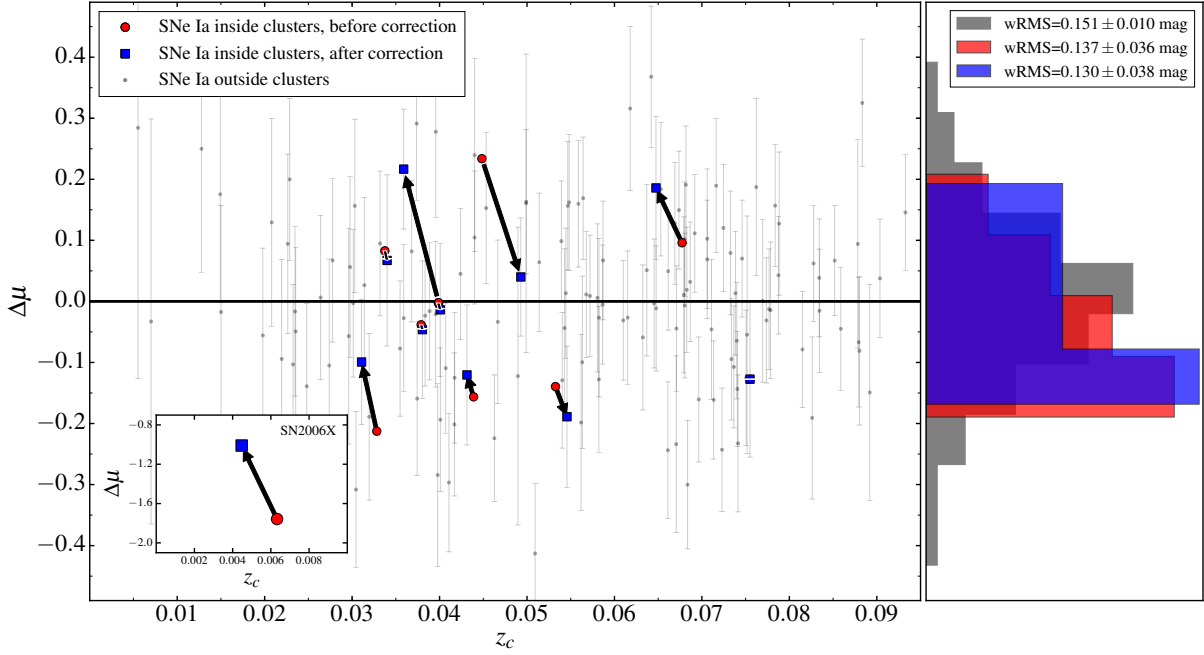


FIGURE 3.13 – Résidus au diagramme de Hubble avant et après correction (LÉGET et al. [2018])

Les cercles et histogramme bleus (rouges) correspondent aux résidus pour les SNIa appartenant à des amas de galaxies après (avant) corrections des vitesses propres. L'histogramme gris correspond aux résidus pour toutes les SNIa après correction. SN2006X a été représenté dans cadre séparé des autres à cause de son très grand décalage. Les points gris représentent les autres SNIa du lot de la SNFACTORY, n'étant pas associées à un amas de galaxies.

les corrections établies dans ce travail supérieure à celle avec les corrections aléatoires est de  $5,9 \times 10^{-4}$ . Cela est en accord avec la valeur-p de la corrélation de Pearson ( $\sim 4 \times 10^{-4}$ ). On rappelle que la valeur-p correspond, dans un test statistique, à la probabilité pour un modèle statistique donné sous l'hypothèse nulle (i.e. l'hypothèse selon laquelle les paramètres statistiques issus de deux échantillons pris sur des populations équivalentes sont égaux), d'obtenir la même valeur ou une valeur encore plus extrême que celle observée.

On peut s'interroger pour quelles raisons la diminution de la  $wRMS$  pour les objets corrigés est limitée à 7 mmag, et tenter de déterminer si les corrections effectuées sont cohérentes avec ce qui est attendu.

Le *pull* est défini comme la distribution des différences entre les décalages spectraux vers le rouge des galaxies hôtes avec ceux des amas hôtes, divisés par la dispersion en vitesses au sein de l'amas de galaxies correspondant :

$$Pull = \frac{c(z_{SN} - z_{cl})}{\sigma_v} \quad (3.37)$$

Cette quantité permet d'établir si les corrections effectuées sont compatibles avec la dispersion de vitesses observée dans les amas de galaxies. En effet, la distribution du *pull* montrée dans la figure 3.14 devrait correspondre à une loi normale centrée en zéro et avec une déviation standard de 1. La déviation standard du *pull* obtenu est de  $0,82 \pm 0,18$ , ce qui est compatible avec la valeur de 1 attendue.

Un autre vérification que l'on peut établir est de suivre l'effet de ces corrections sur les résidus au diagramme de Hubble.

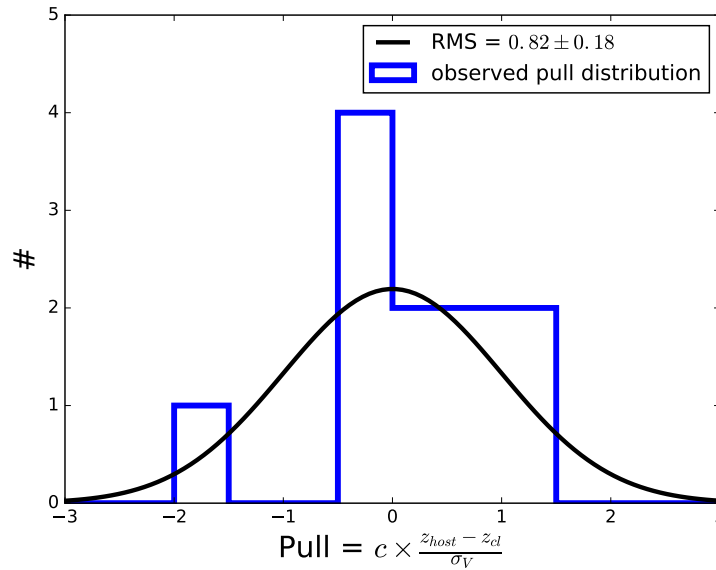


FIGURE 3.14 – *pull* des vitesses des 11 corrections de vitesses propres (LÉGET et al. [2018])

Cette figure montre la distribution des *pull* de vitesse (en bleu) comparée avec une distribution Gaussienne ayant la déviation standard des *pull* de vitesses observés.

La figure 3.15 montre la distribution des différences des résidus  $\Delta\mu$  au diagramme de Hubble après corrections ( $HR_a$ ) et avant ( $HR_b$ ), ainsi que la distribution des corrections attendues et la distribution des corrections attendues convoluées avec les incertitudes sur les résidus au diagramme de Hubble. On constate que les corrections de vitesses propres effectuées pour les 11 SNIa sont cohérentes avec ce que l'on attend, en tenant compte des dispersions en vitesses au sein des amas et des incertitudes dans l'estimation des distances de luminosité des SNIa.

### 3.3.6 Le cas de SN2006X

La supernova SN2006X correspond à l'une des SNIa ayant un bas décalage spectral vers le rouge du lot des 145 SNIa. Elle a été associée à l'amas de galaxie Virgo (voir tableau 3.1).

Le contexte de cette SNIa est cependant particulier car elle est particulièrement rouge (sa couleur SALT2 vaut 1,26), étant donné qu'elle appartient à un environnement local contenant de la poussière (PATAT et al. [2007]). Cependant, elle passe les critères de qualité de la courbe de lumière définis par GUY et al. [2010]. De plus elle présente de très grandes vitesses des éjectas et un écho de lumière (CROTTS et YOURDON [2008], PATAT et al. [2009]). Ces caractéristiques la rendent ainsi impropre à l'ajustement du diagramme de Hubble pour les analyses cosmologiques et c'est pour cette raison qu'elle est traitée séparément au cours de cette analyse. On constate qu'en effet, le résidu de Hubble mesuré est d'environ  $-1,7$  magnitudes en utilisant le décalage spectral vers le rouge de sa galaxie hôte. La supernova SN2006X a ainsi été exclue du calcul de la dispersion, étant donné qu'elle est susceptible de biaiser la dispersion.



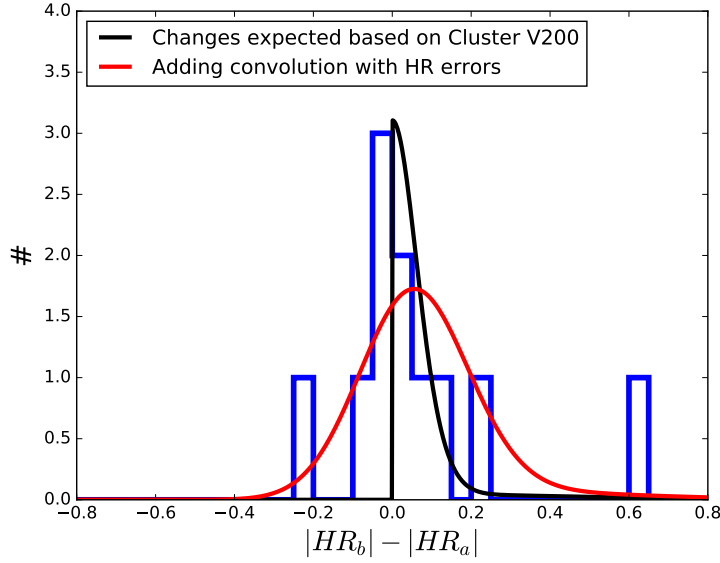


FIGURE 3.15 – Distribution des différences entre les valeurs absolues des résidus au diagramme de Hubble après ( $HR_a$ ) et avant ( $HR_b$ ) corrections (LÉGET et al. [2018])

Cette figure montre la distribution des différences entre les valeurs absolues des résidus au diagramme de Hubble après ( $HR_a$ ) et avant ( $HR_b$ ) les 11 corrections de vitesses propres (en bleu). La ligne noire représente la distribution des différences des résidus attendus du fait de la correction des vitesses propres, la ligne rouge représente cette différence convoluée avec la distribution d'erreurs.

La différence de décalage spectral  $z_{SN} - z_{cl}$  pour SN2006X est de 0.0018 ce qui correspond à une vitesse propre d'environ  $550 \text{ km s}^{-1}$ . Lorsqu'on applique cette correction, l'impact sur le résidu au diagramme de Hubble est particulièrement élevé. En effet, en utilisant le décalage spectral de l'amas de galaxies, le résidu passe à environ  $-1,0$  magnitudes, ce qui correspond à une amélioration d'environ 0,7 magnitudes. Cette correction correspond à une diminution d'environ 50% du décalage d'origine.

Si l'on ne prend pas en compte la supernova SN2006X, le coefficient de corrélation de Pearson diminue à  $\rho = 0,5 \pm 0,3$ , avec une signifiante de  $1,34 \sigma$  alors qu'il valait  $\rho = 0,9 \pm 0,1$ , avec une signifiante de  $3,58 \sigma$  en la considérant. De plus, en répétant la simulation de type Monte-Carlo montrée dans la section 3.3.5 pour le reste des SNIa de l'amas, la *valeur-p* passe de  $5,9 \times 10^{-4}$  à  $6,6 \times 10^{-2}$ . Cette baisse de la signifiante est particulièrement élevée du fait de la forte correction apportée par SN2006X et du fait que seul 11 SNIa sont associées à des amas.

## Conclusion

Dans ce chapitre, il a été montré que les vitesses propres des galaxies hôtes des SNIa sont une source d'erreur systématique pour les SNIa appartenant à des amas de galaxies. Dans les analyses cosmologiques, cette source d'erreur est prise en compte en supposant une incertitude statistique supplémentaire de 150–300 km/s et en retirant les SNIa avec un décalage spectral vers le rouge inférieur à 0,015, ou en appliquant des corrections basées sur des cartes linéaires de vitesses propres. Cependant, les dispersions des vitesses



des galaxies au sein des amas sont plutôt de l'ordre de 1000 km/s, ce qui est largement supérieur à celles prises en compte par ces méthodes.

Dans ce travail, une méthode est proposée afin de corriger ces vitesses propres lorsque les galaxies hôtes des SNIa appartiennent à un amas de galaxies. Pour effectuer ces corrections, on associe les SNIa se trouvant à l'intérieur d'un amas avec leur amas et, après avoir effectué une caractérisation approfondie de chacun des amas et confirmé les associations, on corrige en partie l'effet des vitesses propres en considérant le décalage spectral global de l'amas à la place de celui de la galaxie hôte de la SNIa.

En considérant l'échantillon de 145 SNIa à faible décalage spectral ( $0,005 < z < 0,123$ ) observées par la collaboration Nearby SuperNova Factory (ALDERING et al. [2002]), 11 SNIa ont ainsi été associées par cette méthode avec des amas de galaxies. L'amélioration des mesures des décalages spectraux vers le rouge obtenue à l'aide de ces corrections a permis de diminuer la dispersion sur le diagramme de Hubble de  $w_{\text{RMS}}=0,137 \pm 0,036$  mag (avant corrections) à  $w_{\text{RMS}}=0,130 \pm 0,038$  mag, lorsque les vitesses propres sont corrigées pour les SNIa appartenant à des amas. La correction est statistiquement significative puisque l'on obtient une corrélation entre les résidus avant correction et les corrections sur les décalages spectraux de  $\rho = 0,9 \pm 0,1$ , avec une signifiante de  $3,58 \sigma$ . Cependant, lorsque l'on exclue la supernova SN2006X, cette corrélation diminue à  $\rho = 0,5 \pm 0,3$  et la signifiante baisse à  $1,34 \sigma$ . Cette baisse particulièrement élevée est liée au fait que seul 11 SNIa sont associées à des amas et à la forte correction que cette SNIa apporte.

Les relevés tels que ZTF (*Zwicky Transient Facility*, BELLM [2014]) ou LSST permettront d'observer des milliers de SNIa, et par conséquent d'obtenir un nombre de SNIa associées à des amas de galaxies largement supérieur à 11. Il serait intéressant de mener une étude approfondie des taux de SNIa appartenant aux amas devra être réalisée afin de déterminer une estimation de ce nombre. Le relevé LSST devrait permettre d'obtenir des SNIa allant jusqu'à un décalage spectral d'environ 0,4 pour le relevé principal (qui couvre environ 20 000 deg<sup>2</sup>), et pouvant aller jusqu'à  $\sim 1,1$  pour les champs profonds, ce qui est largement supérieur à la limite de  $\sim 0,1$  pour les SNIa observée par la SNFACTORY. La méthode de sélection des amas, basée sur la présence de sources diffuses de rayons X, ne sera plus suffisante tant que des relevés X complets dans ces gammes de décalages spectraux ne seront pas effectués. Cependant cette correction est surtout importante pour des décalages spectraux vers le rouge faibles ( $z < 0,1$ ), étant donné que l'impact des vitesses propres diminue avec la distance. Par contre, l'étude des taux de SNIa se trouvant dans les amas de galaxies (SHARON et al. [2010], BARBARY et al. [2012]) et de la différence entre les paramètres des courbes de lumière des SNIa intérieures ou extérieures aux amas (LÉGET et al. [2018]) pourraient constituer des sujets intéressants à étudier. De plus, l'étude des corrélations angulaires des vitesses propres (HOWLETT et al. [2017b], HOWLETT et al. [2017a]) constitue une autre piste intéressante permettant d'obtenir des contraintes pour de futures analyses cosmologiques.



# Chapitre 4

## Recherche d'anisotropies dans l'Univers avec LSST

### Sommaire

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>114</b>
<b>4.1 Motivations</b> . . . . .	<b>114</b>
4.1.1 Observation d'anisotropies . . . . .	115
4.1.2 Anisotropies avec les SNIa . . . . .	116
<b>4.2 Recherche d'anisotropies dans les données existantes de SNIa en suivant une approche phénoménologique</b> . . . . .	<b>118</b>
4.2.1 Différentes approches phénoménologiques . . . . .	119
4.2.2 Discussion et résultats antérieurs . . . . .	120
<b>4.3 Observation de dipôle avec les données futures de LSST</b> . . . . .	<b>125</b>
4.3.1 Méthodologie et outils . . . . .	125
4.3.2 Analyse des données simulées . . . . .	129
<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>149</b>

---

## Introduction

Ce chapitre est consacré à la question de l'isotropie de l'Univers. Après avoir introduit les motivations poussant à cette étude et quelques modèles cosmologiques anisotropes, on dressera une liste, non exhaustive, des recherches phénoménologiques d'anisotropies à l'aide des SNIa.

Par la suite, on tentera de déterminer si les observations de SNIa du futur relevé LSST seront aptes à permettre la détection d'un effet anisotrope au premier ordre (dipôle) ayant une amplitude comparable à la limite de détection des recherches antérieures. Pour cela, des données de SNIa permettant de reproduire en première approximation des observations semblables à celles que devrait apporter le télescope LSST, en incluant, ou non, une modulation dipolaire seront simulées, puis ajustées.

### 4.1 Motivations

Le principe cosmologique stipule que l'Univers est homogène et isotrope aux grandes échelles (voir chapitre 1). Le modèle  $\Lambda$ CDM, considéré comme le modèle standard de la cosmologie, est basé sur la métrique de FLRW liée à ce principe cosmologique. Il a été montré dans le chapitre 1 que ce modèle reproduit les observations menées à l'aide de sondes cosmologiques diverses, telles que les SNIa, les oscillations acoustiques des baryons, ou le fond diffus cosmologique.

Cependant, il est légitime de s'intéresser à la validité du modèle  $\Lambda$ CDM et de ses hypothèses, à savoir le principe cosmologique. Une déviation statistiquement significative à l'isotropie engendrerait un changement de paradigme majeur, et remettrait en cause le principe de Copernic stipulant qu'il n'existe pas de point privilégié dans l'Univers. Par ailleurs, la conclusion que l'Univers est en expansion accélérée est étroitement liée au principe de Copernic (UZAN [2010]), principe impliquant l'isotropie de l'Univers.

La plupart des observations cosmologiques fournissent des mesures de quantités physiques, telles que la magnitude, la taille ou la forme des objets, en fonction de leur position sur la sphère céleste et de leur décalage spectral vers le rouge. Dans un espace quelconque, l'expression du décalage spectral vers le rouge, défini par l'équation (1.2), devient (ELLIS [1971]) :

$$1 + z = \frac{(k^\mu u_\mu)_{\text{source}}}{(k^\mu u_\mu)_{\text{observateur}}} \quad (4.1)$$

où  $u^\mu$  correspond à la 4-vitesse du fluide cosmique tangente à la ligne d'univers<sup>1</sup> de la source étudiée, et  $k^\mu$  correspond au vecteur tangent à la géodésique nulle reliant le point de l'espace temps d'émission de la source à l'observateur. Le décalage spectral dépend ainsi de la structure de l'espace-temps. La figure 4.1 montre que les observations des sources ayant un décalage spectral  $z$  sont localisées dans le cône de lumière du passé. Or, dans un espace non homogène, il n'y a pas de relation directe entre le décalage spectral observé, et le temps cosmique  $t$ .

Il est important de noter que le décalage spectral vers le rouge, usuellement considéré dans les analyses cosmologiques (équation 1.37), n'est valide que lorsque la métrique FLRW est considérée (équation 1.12). Une relation observationnelle donnée, telle que la

1. voir section 1.2.2.2 du chapitre 1

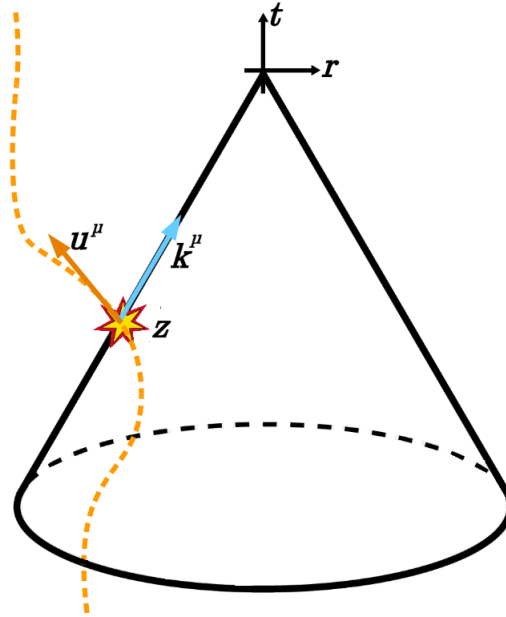


FIGURE 4.1 – Décalage spectral vers le rouge dans un espace-temps quelconque

La ligne en pointillés représente la ligne d'univers de l'objet source, ayant un décalage spectral vers le rouge  $z$  vu par un observateur situé au sommet de son cône de lumière.  $k^\mu$  correspond au 4-vecteur tangent à la géodésique nulle liant la source à l'observateur, et  $u^\mu$  à la 4-vitesse du fluide cosmique, à la position de la source (figure inspirée de [UZAN \[2010\]](#)).

relation entre la magnitude et le décalage spectral vers le rouge, pourrait être compatible avec une autre géométrie spatiale ([UZAN \[2010\]](#)).

#### 4.1.1 Observation d'anisotropies

Certaines observations laissent entrevoir que l'Univers pourrait ne pas être isotrope. Parmi elles, on pourra citer celle du « point froid » observé sur le fond diffus cosmologique dans les données de WMAP ([VIELVA et al. \[2004\]](#)), puis par Planck ([PLANCK COLLABORATION et al. \[2014b\]](#)). Ce « point froid » est caractérisé par une région d'environ  $5^\circ$  de diamètre centrée, en coordonnées galactiques, à une longitude de  $l = 207,8^\circ$  et une latitude de  $b = -56,3^\circ$ . Il est plus froid d'environ  $70 \mu\text{K}$  par rapport à la température moyenne du fond diffus cosmologique, pour lequel la moyenne quadratique des déviations se situe à  $18 \mu\text{K}^2$ . D'après [MACKENZIE et al. \[2017\]](#), ce « point froid » n'est pas causé par des effets sur la ligne de visée, mais possède bien son origine dans l'Univers primordial.

Une autre observation, pouvant laisser à penser que l'Univers pourrait ne pas être isotrope, est celle de l'orientation des bras des galaxies spirales ([LONGO \[2011\]](#)). La figure 4.2 illustre comment l'orientation des bras des galaxies est définie par [LONGO \[2011\]](#). Dans son article, [LONGO \[2011\]](#) montre qu'il existe une asymétrie entre les galaxies spirales orientées à gauche et celles orientées à droite suivant une direction privilégiée. Sur un lot de 15158 galaxies, observées par SDSS, ayant un décalage spectral vers le rouge  $z < 0,085$ , une asymétrie de  $-0,041 \pm 0,011$  à été observée dans la direction  $(l; b) = (52^\circ; 68,5^\circ)$ , avec une probabilité d'arriver « par hasard » de  $7,9 \times 10^{-4}$ .

2. après avoir corrigé l'effet dipolaire impliqué par l'effet Doppler du mouvement de la Terre par rapport au référentiel du fond diffus cosmologique

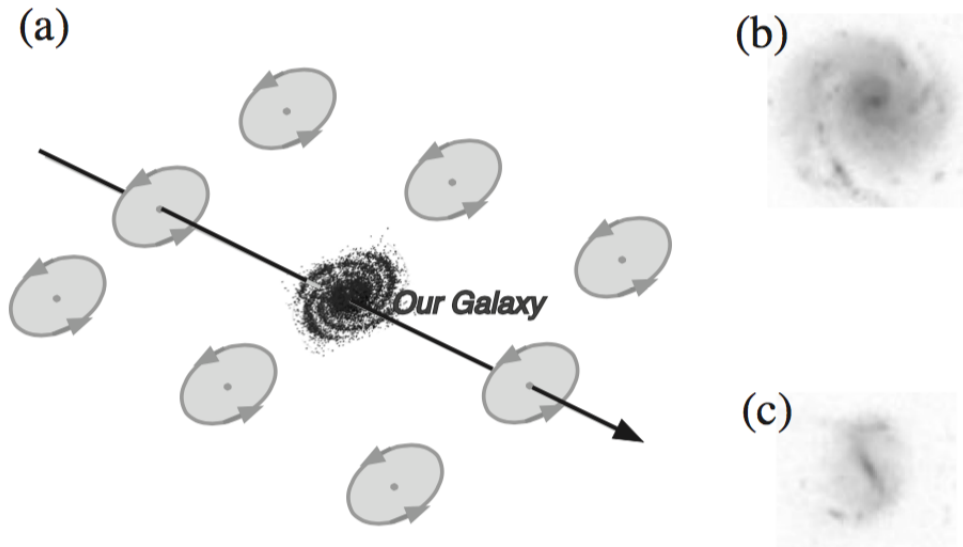


FIGURE 4.2 – Orientation des bras des galaxies spirales (LONGO [2011])

(a) Un cas hypothétique dans lequel toutes les galaxies possèdent la même orientation – on observerait, dans ce cas, une orientation droite pour la totalité des galaxies d’un hémisphère, et une orientation gauche pour l’autre hémisphère. (b) Une galaxie spirale « typique » observée par SDSS définie comme ayant une orientation droite (c) Un exemple de galaxie orientée vers la gauche.

Pour étudier la question de l’isotropie de l’Univers, il est judicieux de s’intéresser en particulier aux sondes cosmologiques permettant d’estimer les paramètres cosmologiques (voir section 1.5). Comme on l’a déjà vu dans ce manuscrit, les SNIa représentent un indicateur de distance fournissant un moyen privilégié de tester et d’évaluer les paramètres du modèle cosmologique donné. De plus, elles permettent, contrairement aux autres sondes cosmologiques, de contraindre les paramètres cosmologiques individuellement pour chaque direction observée. Cette caractéristique est particulièrement intéressante pour la recherche d’une dépendance directionnelle des paramètres de l’Univers. Ainsi, dans la suite de ce chapitre, on s’intéressera à la recherche d’anisotropies à l’aide des SNIa.

## 4.1.2 Anisotropies avec les SNIa

Il existe deux manières de traiter la question de l’isotropie de l’accélération de l’expansion à l’aide des SNIa. La première approche est de confronter directement les données avec des modèles cosmologiques anisotropiques spécifiques (section 4.1.2.1). La seconde approche est d’analyser directement les données de manière phénoménologique (section 4.1.2.2).

### 4.1.2.1 Modèles spécifiques

Plusieurs modèles anisotropiques d’Univers ont été proposés. Par exemple, les modèles cosmologiques dits de Bianchi (BIANCHI [1898]), qui comprennent une métrique elliptique, c’est à dire ayant des facteurs d’échelle  $a(t)$  différents selon la direction (CAMPANELLI et al. [2011]). Ce qui revient, pour les modèles dits de Bianchi I, à avoir une mé-

trique de ce type (RUSSELL et al. [2014]) :

$$ds^2 = (cdt)^2 - a_x^2(t)dx^2 - a_y^2(t)dy^2 - a_z^2(t)dz^2 \quad (4.2)$$

où  $a_x(t)$ ,  $a_y(t)$  et  $a_z(t)$  correspondent respectivement aux facteurs d'échelle suivant les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ . On retrouve une métrique homogène dans le cas où  $a_x(t) = a_y(t) = a_z(t)$ .

Un autre modèle non isotrope que l'on peut citer est celui de Finsler-Randers (RANDERS [1941], CHANG et al. [2014]), qui reprend la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker en ajoutant un terme supplémentaire qui dépend d'une direction privilégiée de l'espace-temps :

$$ds = \sqrt{(cdt)^2 - a^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2)} + Ddz, \quad (4.3)$$

où  $D$  est une constante représentant une « magnitude anisotropique » de l'Univers.

On pourra aussi nommer le modèle de quintessence étendu qui induit une distribution sphérique non homogène pour la densité d'énergie noire, proposé par MARIANO et PERIVOLAROPOULOS [2012].

Enfin, un autre modèle que l'on peut alléguer est celui de Lemaître-Tolman-Bondi (LEMAÎTRE [1933], TOLMAN [1934], BONDI [1947]), qui a la particularité d'être un modèle d'Univers non homogène pouvant impliquer une expansion accélérée de l'Univers sans présence d'énergie noire ou de modification des lois de la gravité. La métrique de Lemaître-Tolman-Bondi (LTB) considère un univers de poussière avec des inhomogénéités radiales, lorsqu'on se positionne au centre de cet univers. En choisissant des coordonnées spatiales comobiles (voir section 1.2.2.2) avec la matière, et l'origine spatiale ( $x^i = 0$ ) comme le centre de symétries de cet univers, l'élément  $ds$  s'écrit de la manière suivante (ENQVIST [2008]) :

$$ds^2 = (cdt)^2 - X^2(r, t)dr^2 - A^2(r, t)(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2), \quad (4.4)$$

où les fonctions  $A(r, t)$  et  $X(r, t)$  possèdent une dépendance temporelle et spatiale. On peut retrouver la métrique homogène de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (équation (1.12)) dans le cas limite suivant :

$$X(r, t) \rightarrow \frac{a(t)}{\sqrt{1 - kr^2}}, \quad A(r, t) \rightarrow a(t)r. \quad (4.5)$$

Ce modèle considère que l'observateur pourrait se trouver dans une région locale de sous-densité de l'Univers située au cœur d'une zone de sur-densité qui génère un phénomène local d'expansion accélérée. Avec ce modèle, la distance de luminosité se réécrit (ENQVIST et MATTSSON [2007]) :

$$d_L(z) = (1 + z)^2 A(r(z), t(z))$$

Il existe une multitude de variantes de modèles LTB. Afin d'imiter l'expansion accélérée, le taux d'expansion doit être croissant lorsqu'on regarde dans le cône de lumière passé. On peut, par exemple, considérer le modèle LTB à 4 paramètres suivant (ENQVIST et MATTSSON [2007]) :

$$H_0(r) = H + \Delta H e^{-\frac{r}{r_0}}$$

$$\Omega_m(r) = \Omega_0 = C^{te}$$



où  $H$ ,  $\Delta H$ ,  $\Omega_0$  et  $r_0$  sont des paramètres libres, ajustables à l'aide des observations de SNIa. Ce modèle est confronté au lot données de 157 SNIa « gold » de [RIESS et al. \[2004\]](#) dans [ENQVIST et MATTSSON \[2007\]](#). Les meilleures valeurs d'ajustement sont  $H + \Delta H = 66,8 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Delta H = 10,5$ ,  $\Omega_0 = 0,45$  et  $r_0 = 500 \text{ Mpc}$ . On pourra trouver les intervalles de confiance à 68,3% 95,4% et 99,7% dans la figure 1 de [ENQVIST et MATTSSON \[2007\]](#). D'autres variantes du modèle LTB sont discutés par [ENQVIST et MATTSSON \[2007\]](#) et par [BLOMQVIST et MÖRTSELL \[2010\]](#). Cependant, [CÉLÉRIER \[2000\]](#) montre que n'importe quelle relation magnitude – décalage spectral vers le rouge est dégénérée avec les modèles de type LTB, et qu'ainsi l'hypothétique expansion accélérée de l'Univers pourrait être modélisée par une large variété de profils de densité inhomogènes.

#### 4.1.2.2 Approche phénoménologique

La question de l'isotropie de l'Univers peut être traitée à l'aide d'approches phénoménologiques ([ANTONIOU et PERIVOLAROPOULOS \[2010\]](#), [MARIANO et PERIVOLAROPOULOS \[2012\]](#), [JAVANMARDI et al. \[2015\]](#), [LIN et al. \[2016\]](#)), en analysant directement les données tout en s'affranchissant d'utiliser un modèle cosmologique anisotropique particulier. Les méthodes de comparaison hémisphérique ou d'ajustement de dipôle sont couramment utilisées dans la littérature. L'avantage de traiter la question de l'isotropie de cette manière est qu'elle pourrait donner une preuve observationnelle que l'Univers n'est pas homogène, indépendamment d'un modèle particulier.

On présentera dans la section suivante une liste non exhaustive des recherches d'anisotropies à l'aide de données de SNIa et indépendamment de tout modèle cosmologique.

## 4.2 Recherche d'anisotropies dans les données existantes de SNIa en suivant une approche phénoménologique

Afin de rechercher des anisotropies, les décalages spectraux des SNIa sont exprimés dans le référentiel du fond diffus cosmologique de manière à ne pas prendre en compte la vitesse propre de la Terre par rapport au fond diffus cosmologique. La prise en compte de cet effet est nécessaire, étant donné que l'on cherche ici à observer des effets anisotropiques dus à la cosmologie, et non des effets dus à la vitesse propre de l'observateur par rapport au fond diffus cosmologique. Le mouvement relatif du soleil par rapport au fond diffus cosmologique est de  $369,5 \pm 3,0 \text{ km s}^{-1}$  dans la direction suivante  $(l; b) = (264,4^\circ \pm 0,3^\circ; 48,4^\circ \pm 0,5^\circ)$  en coordonnées galactiques ([KOGUT et al. \[1993\]](#)). Ce mouvement peut être aussi mesuré, avec une précision moindre, avec les SNIa si l'on considère les décalages spectraux dans le référentiel héliocentrique, ([FEINDT et al. \[2013\]](#), [FEINDT et al. \[2015\]](#)), qui mesurent une vitesse de  $388 \pm 88 \text{ km s}^{-1}$  dans la direction  $(l; b) = (298^\circ \pm 25^\circ; 15^\circ \pm 20^\circ)$  (incertitudes à  $1\sigma$ ) pour un lot de 128 SNIa issues de la compilation Union2 combiné avec les SNIa observées par la *nearby Supernova factory* pour des décalages spectraux compris entre 0,015 et 0,035.

Plusieurs approches phénoménologiques permettant de rechercher des anisotropies à l'aide des SNIa seront discutées dans la section 4.2.1. Une liste non exhaustive de résultats publiés dans des études antérieures sera effectuée dans la section 4.2.2.

## 4.2.1 Différentes approches phénoménologiques

### 4.2.1.1 Comparaison hémisphérique

La méthode de la comparaison hémisphérique (CAMPANELLI et al. [2011], ANTONIOU et PERIVOLAROPOULOS [2010]) divise les données en deux sous-lots comprenant les SNIa dans deux hémisphères indépendants perpendiculaires à un axe. Elle consiste à ajuster les paramètres cosmologiques dans chacun des deux hémisphères, tout en modifiant l'axe des hémisphères, de manière à trouver la direction pour laquelle on obtient une différence maximale entre les deux valeurs d'un paramètre cosmologique choisi. ANTONIOU et PERIVOLAROPOULOS [2010] effectuent cette comparaison sur le paramètre de densité de matière  $\Omega_m$ , en mesurant la quantité  $D_\Omega(l, b)$  suivante :

$$D_\Omega(l, b) = \frac{\Delta\Omega_m}{\langle \Omega_m \rangle} = 2 \frac{\Omega_{m,up} - \Omega_{m,down}}{\Omega_{m,up} + \Omega_{m,down}} \quad (4.6)$$

où  $\Omega_{m,up}$  correspond au paramètre de densité de matière ajusté pour l'hémisphère du dessus, et  $\Omega_{m,down}$  pour celui d'en dessous, et où  $(l, b)$  correspondent aux coordonnées galactiques (longitude, latitude) de l'axe perpendiculaire au plan séparant les deux hémisphères et pointant vers l'hémisphère du haut (up). CHANG et LIN [2015] effectuent cette même comparaison avec  $\Omega_m$ , mais aussi une comparaison analogue, en étudiant le paramètre de Hubble  $H_0$  que l'on appellera  $D_H(l, b) = \frac{\Delta H_0}{\langle H_0 \rangle}$ .

### 4.2.1.2 Analyse en cônes

Une autre méthode consiste à diviser la sphère céleste en plusieurs parties, et à ajuster le diagramme de Hubble indépendamment dans des cônes d'Univers ayant une ouverture donnée. L'analyse en cônes (JAVANMARDI et al. [2015]) consiste à ajuster les paramètres cosmologiques dans un cône d'Univers ayant un axe pointant dans une direction donnée avec une ouverture d'angle  $\theta$ . Dans JAVANMARDI et al. [2015] cette analyse est effectuée pour des angles d'ouverture de  $\theta = \frac{\pi}{2}$  (ce qui revient à considérer un hémisphère), puis avec  $\theta = \frac{\pi}{3}$  et enfin avec  $\theta = \frac{\pi}{6}$ . La sphère céleste est ensuite divisée en pixels HEALPix<sup>3</sup> donnant les directions des cônes. Un ajustement cosmologique pour les SNIa appartenant aux cônes pointant dans chacune des directions. Une étude semblable est celle de CARVALHO et MARQUES [2016], qui divisent le ciel en 12 sous-parties (HEALPix) de surfaces égales de  $\sim 3438 \text{ deg}^2$  et effectuent un ajustement cosmologique dans chaque sous-partie de manière à observer les effets angulaire des paramètres cosmologiques.

### 4.2.1.3 Ajustement d'un dipôle

La méthode de l'ajustement dipolaire consiste dans l'adjonction d'un terme dépendant de la direction sur le module de distance. Cette approche mesure le premier ordre d'anisotropies pouvant provenir de diverses origines. C'est l'approche utilisée par MARIANO et PERIVOLAROPOULOS [2012], CHANG et LIN [2015], LIN et al. [2016] et SUN et WANG [2018].

**Dipôle sur le module de distance** Lorsqu'on effectue un diagramme de Hubble, l'observable est le module de distance. On cherchera donc une anisotropie de forme dipolaire dont l'effet s'exprime sur le module de distance  $\mu_i$  de la  $i^{\text{eme}}$  SNIa de la manière suivante :

3. Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelisation

$$\mu_{dip,i} = \mu_i (1 + A_D(\vec{n} \cdot \vec{p}_i)) \quad (4.7)$$

où  $A_D$  correspond à l'amplitude du dipôle,  $\vec{p}_i$  au vecteur unitaire caractérisant la direction de la SNIa observée et  $\vec{n}$  au vecteur unitaire caractérisant l'orientation de ce dipôle (voir figure 4.3).

On peut réécrire  $\vec{p}_i$  et  $\vec{n}$  en fonction de la longitude  $l$  et latitude  $b$  de la manière suivante :

$$\vec{p}_i = \cos(b_i) \cos(l_i) \vec{i} + \cos(b_i) \sin(l_i) \vec{j} + \sin(b_i) \vec{k} \quad (4.8)$$

$$\vec{n} = \cos(b) \cos(l) \vec{i} + \cos(b) \sin(l) \vec{j} + \sin(b) \vec{k} \quad (4.9)$$

où  $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$  représentent les 3 vecteurs unitaires orthonormaux en coordonnées cartésiennes.  $l, b$  représentent les coordonnées (longitude, latitude) du dipôle et  $l_i, b_i$  représentent les coordonnées (longitude, latitude) de chacune des SNIa  $i$  utilisées pour le diagramme de Hubble. La figure 4.4 montre l'effet d'un dipôle sur le module de distance représenté dans un diagramme de Hubble.

**Modulation dipolaire sur d'autres paramètres** D'autres formes de dipôles auraient pu être considérées, cependant, elles peuvent toutes, en première approximation, se ramener à un dipôle sur le module de distance :

— dipôle sur la distance de luminosité :

$$d_{L,dip} = d_L (1 + A_D(\vec{n} \cdot \vec{p})) \quad (4.10)$$

— dipôle sur la densité de matière  $\Omega_m$  :

$$\Omega_{m,dip} = \Omega_m (1 + A_D(\vec{n} \cdot \vec{p})) \quad (4.11)$$

— dipôle sur le décalage spectral vers le rouge  $z$  :

$$z_{dip} = z (1 + A_D(\vec{n} \cdot \vec{p})) \quad (4.12)$$

La figure 4.5 montre que ces effets dipolaires inclus sur d'autres paramètres sont corrélés.

## 4.2.2 Discussion et résultats antérieurs

Le tableau 4.1 représente une liste non exhaustive des recherches antérieures d'anisotropies effectuées de manière phénoménologique.

Chacune de ces méthodes présente des avantages et des inconvénients. La méthode d'analyse en cône (JAVANMARDI et al. [2015]) a comme avantage d'analyser les anisotropies non seulement au premier ordre, mais aussi à des ordres supérieurs, par exemple en effectuant une décomposition en harmoniques sphériques, la précision dépendant de la pixellisation choisie. Elle est intéressante, mais particulièrement sensible au manque de données de SNIa dans certaines zones du ciel. En effet, si l'on divise le ciel en cônes trop petits ( $\sim 859 \text{ deg}^2$ ), on obtient des zones possédant un nombre trop faible ou nul de données dans certains pixels, provoquant des incertitudes très grandes dans ces zones. Il devient alors difficile de définir s'il existe une zone privilégiée.

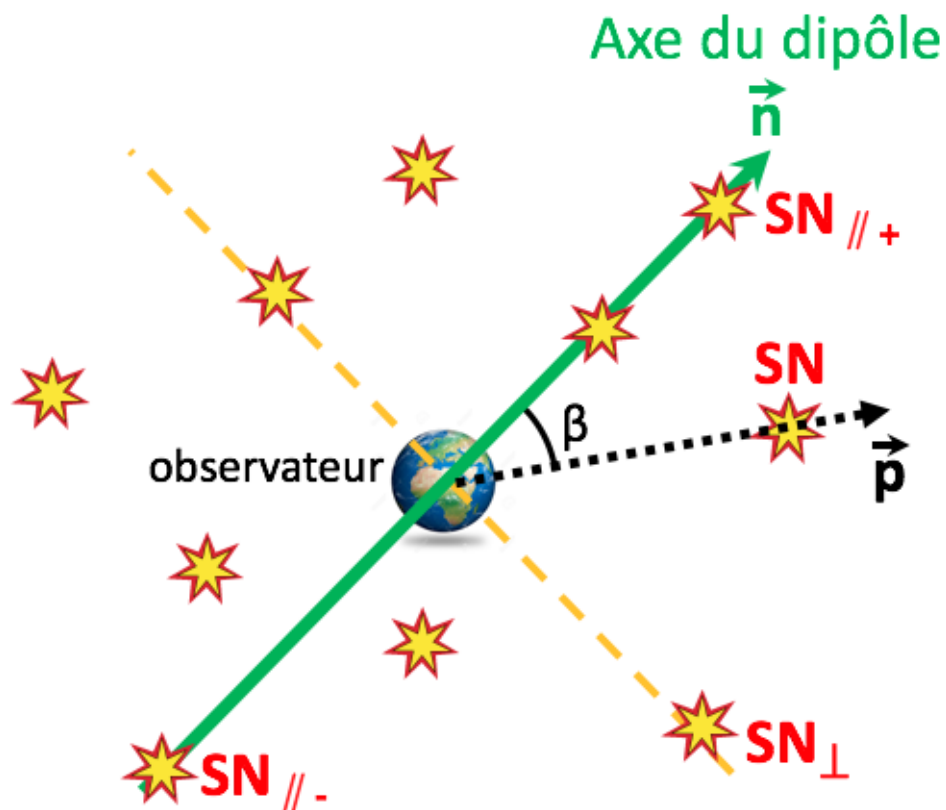


FIGURE 4.3 – Dipôle

Pour une SNIa se trouvant dans une position  $\vec{p}$  pointant dans une direction marquée d'un angle  $\beta$  par rapport à l'axe du dipôle  $\vec{n}$ , l'effet du dipôle suivant une direction dépendra du produit scalaire entre la direction de la SNIa et l'axe du dipôle ( $\cos\beta$ ). L'effet du dipôle est ainsi maximal pour les objets se trouvant sur l'axe du dipôle ( $SN_{\parallel}$ ), et nul pour les objets situés perpendiculairement à cet axe ( $SN_{\perp}$ ).

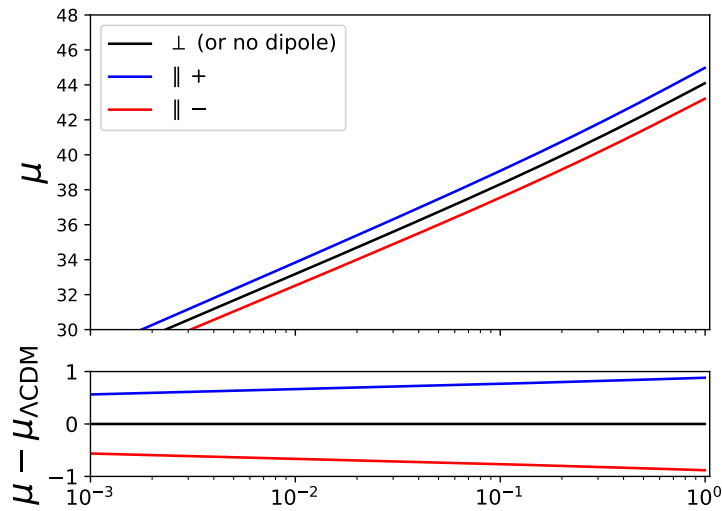


FIGURE 4.4 – Effet d'un dipôle sur le diagramme de Hubble

Effet d'un dipôle d'amplitude volontairement grande ( $A_D = 0,02$ ) sur le diagramme de Hubble. La courbe noire représente le diagramme de Hubble pour des SNIa orientées perpendiculairement à l'axe du dipôle ( $SN_{\perp}$ ), et ne ressentant aucun effet du dipôle. Les courbes rouge et bleues correspondent au diagramme de Hubble que l'on aurait pour des supernovas disposées respectivement dans l'axe du dipôle ( $SN_{\parallel+}$ ) et dans le sens inverse ( $SN_{\parallel-}$ ).

La méthode de comparaison hémisphérique est moins sensible à ce problème, étant donné qu'elle divise le ciel en uniquement 2 hémisphères. Cependant, elle est assez coûteuse en temps de calcul, étant donné qu'il faut effectuer des variations de la sélection entre les deux hémisphères jusqu'à ce que l'on trouve un écart maximal entre les paramètres cosmologiques.

La méthode de l'ajustement dipolaire permet d'ajuster la toute anisotropie au premier ordre. Quelle que soit la raison d'éventuelles inhomogénéités, elles seront ainsi ajustées au premier ordre dans cette forme dipolaire. Dans la suite de ce travail, on a choisi d'utiliser cette méthode.

Globalement, les résultats des recherches d'anisotropies sont compatibles, dans la limite de leurs incertitudes, avec l'absence d'anisotropie. Pour ce qui est des dipôles, il est seulement possible de poser une limite supérieure sur l'amplitude estimée.

Les ajustements de dipôles effectués dans la littérature (voir tableau 4.1, [MARIANO et PERIVOLAROPOULOS \[2012\]](#), [CHANG et LIN \[2015\]](#), [LIN et al. \[2016\]](#) et [SUN et WANG \[2018\]](#)) sont compatibles avec l'absence de dipôle. Ils donnent une limite supérieure pour l'amplitude de l'ordre de  $A_D \sim 10^{-3}$  à  $2\sigma$ , les directions ajustées de ces dipôles n'étant pas concordantes. Les données de SNIa actuelles sont insuffisantes pour détecter un dipôle de cet ordre.

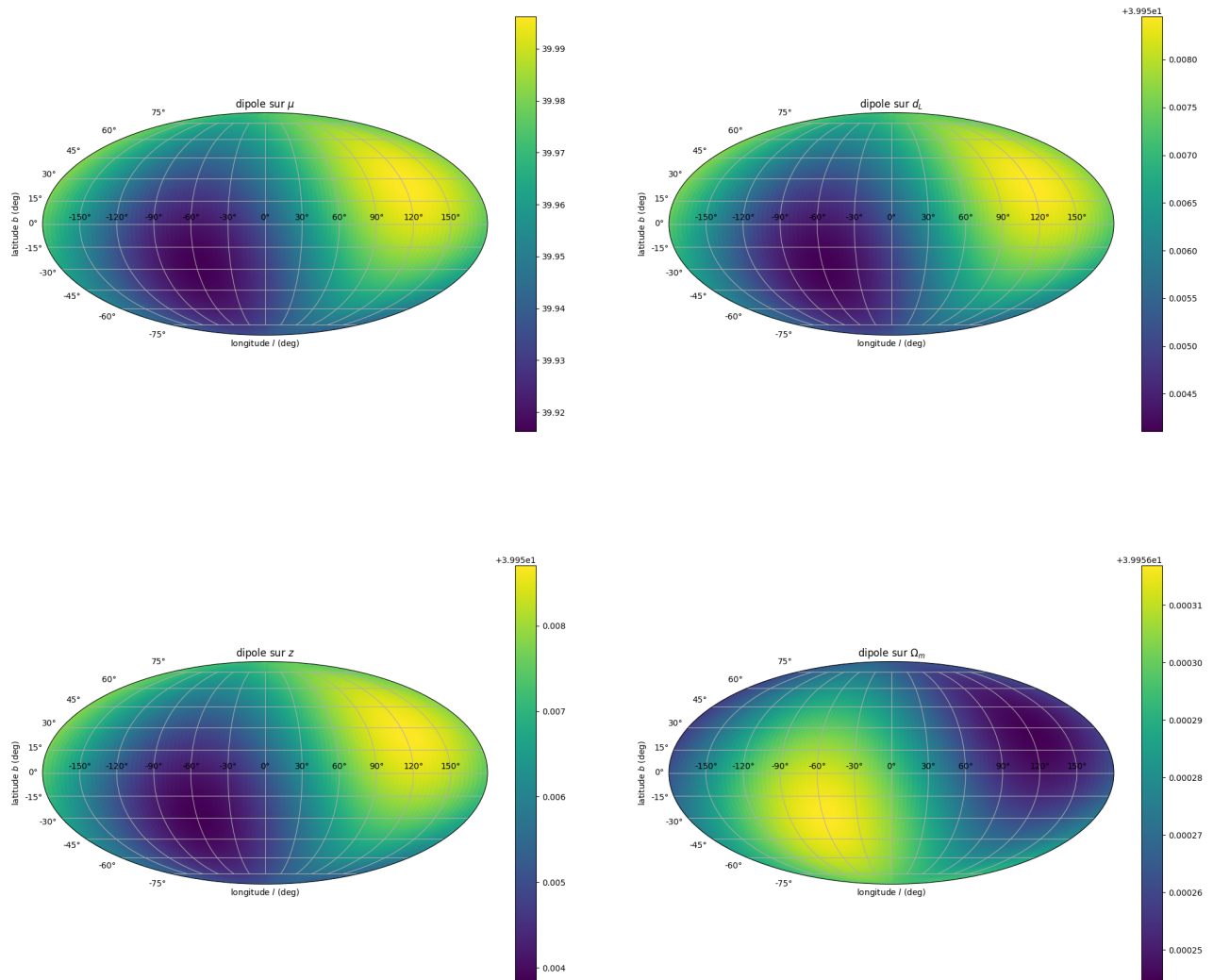


FIGURE 4.5 – Effet de dipôle inclus sur différents paramètres sur le module de distance pour  $z = 0, 2$   
 En haut à gauche : dipôle sur le module de distance (cf. équation 4.7) ; En haut à droite :  
 dipôle sur la distance de luminosité (cf. équation 4.10) ; En bas à gauche : dipôle sur le dé-  
 calage spectral (cf. équation 4.12) ; En bas à droite : dipôle sur le paramètre de densité de  
 matière (cf. équation 4.11).

référence	données (#SNIa)	méthode	amplitude anisotropie	direction ( $l$ ; $b$ ) en degrés	CL
<b>ANTONIOU et PERIVOLAROPOULOS [2010]</b>	Union2 (557)	C. Hem. ( $\Omega_m$ )	$\frac{\Delta\Omega_m}{\langle\Omega_m\rangle} = 0,42$	$l = 309^{+23}_{-3}$ , $b = -18^{+10}_{-11}$	
<b>CAMPANELLI et al. [2011]</b>	Union/Union2 (557)	C. Hem.			
<b>MARIANO et PERIVOLAROPOULOS [2012]</b>	Union2 (557)	Aj. Dip.	$A_{de} = 1,3 \pm 0,6 \times 10^{-3}$	$l = 309 \pm 18$ , $b = -15 \pm 12$	
<b>CHANG et LIN [2015]</b>	Union2 (557)	C. Hem. ( $\Omega_m$ )	$\frac{\Delta\Omega_m}{\langle\Omega_m\rangle} = 0,43 \pm 0,06$	$l = 309^{+23}_{-3}$ , $b = -18^{+10}_{-11}$	
	Union2 (557)	C. Hem. ( $H_0$ )	$\frac{\Delta H_0}{\langle H_0 \rangle} = 0,03 \pm 0,06$	$l = 334^{+6}_{-6}$ , $b = -30^{+2}_{-8}$	
	Union2 (557)	Aj. Dip.	$A_d = 1,0 \pm 0,5 \times 10^{-3}$	$l = 309 \pm 22$ , $b = -19 \pm 13$	
<b>JAVANMARDI et al. [2015]</b>	Union2.1 (580)	An. Côté.			
<b>LIN et al. [2016]</b>	JLA (740)	Aj. Dip.	$A_D < 1,98 \times 10^{-3}$ à 95%	$l = 316^{+107}_{-110}$ , $b = -5^{+41}_{-60}$	
	Union2 (557)	Aj. Dip.	$A_D < 1,40 \times 10^{-3}$ à 95%	$l = 142^{+41}_{-72}$ , $b = 11^{+42}_{-27}$	
<b>SUN et WANG [2018]</b>	Union2.1 (580)	Aj. Dip.	$A_D = (1,46 \pm 0,56) \times 10^{-3}$	$l = 309,3^{+15,5}_{-15,7}$ , $b = -8,9^{+11,2}_{-9,8}$	98,3%
	Constitution (977)	Aj. Dip.	$A_D = (0,4 \pm 0,5) \times 10^{-3}$	$l = 67,0^{+66,5}_{-66,2}$ , $b = -0,6^{+25,2}_{-26,3}$	19,6%
	JLA (740)	Aj. Dip.	$A_D = 0,78 \times 10^{-3}$	$l = 94,4^\circ$ , $b = -51,7^\circ$	0,23%

TABLEAU 4.1 – Ajustement de dipôles sur les données antérieures – La première colonne correspond aux références de chaque article recherchant des anisotropies, la deuxième colonne correspond au nom du lot de SNIa utilisé, ainsi que du nombre de SNIa compris dans ce lot entre parenthèses. Dans la troisième colonne se trouve le nom de la méthode employée (C. Hem pour comparaison hémisphérique, Aj. Dip. pour ajustement de dipôle, et An. Côté. pour Analyse en cône), la quatrième colonne donne l'amplitude de l'anisotropie (amplitude  $A_D$  du dipôle détecté si la méthode de l'ajustement de dipôle est utilisée, ou le rapport à la différence du paramètre ajusté dans chaque hémisphère lorsqu'il s'agit de la méthode de comparaison hémisphérique). La cinquième colonne informe de la direction privilégiée par l'anisotropie. La sixième colonne correspond au niveau de confiance, lorsqu'il est donné, de l'estimation de dipôle, défini dans **SUN et WANG [2018]** comme étant la probabilité que l'amplitude du dipôle détecté sur les données JLA soit supérieure à l'amplitude du dipôle détecté sur des données simulées à partir du module de distance théorique sans comporter d'effet dipolaire. Lorsque rien n'est précisé, les valeurs des incertitudes correspondent aux barres d'erreur à 68% ( $1\sigma$ ). Les valeurs limites pour les amplitudes dipolaires  $A_D$  correspondent aux valeurs limites supérieures au niveau de confiance de 95% ( $2\sigma$ ).



### 4.3 Observation de dipôle avec les données futures de LSST

Les prochains relevés tels que LSST apporteront des observations de SNIa en nombre supérieur, et disposées de manière plus uniforme aussi bien sur le ciel qu'en décalage spectral.

Il est raisonnable de se demander si un dipôle ayant une amplitude du même ordre que celle observée dans les données précédentes, présentées dans le tableau 4.1, pourrait être détecté avec un degré de certitude plus élevé à l'aide des données de SNIa qui seront fournies par le télescope LSST, d'où nécessité de simulations.

La section 4.3.1 décrira comment les simulations sont effectuées, tandis que la section 4.3.2 sera consacrée aux résultats de l'ajustement sur ces simulations.

#### 4.3.1 Méthodologie et outils

Pour chaque cas, on effectuera 10 000 ajustements simulés afin de disposer d'une statistique suffisante dans les résultats présentés.

Pour une simulation d'observations d'un échantillon de SNIa, les quantités suivantes devront être fixées :

- nombre de SNIa :  $N_{\text{SN}}$ ,
- modèle d'erreur sur la magnitude mesurée des SNIa :  $\sigma$ ,
- distribution des positions (coordonnées  $(l; b)$ ) des SNIa dans le ciel,
- distribution des décalages spectraux vers le rouge des SNIa,

Pour ce qui concerne le nombre de  $N_{\text{SN}}$  de SNIa considérées dans l'échantillon, une séquence de scénarios a été étudiée en faisant varier ce nombre – en considérant dans un premier temps un scénario avec seulement 100 SNIa, puis un scénario avec un nombre proche du nombre de SNIa se trouvant dans les analyses cosmologiques actuelles ( $\sim 1000$  SNIa), mais en supposant les conditions d'observations de LSST, et enfin un scénario dans lequel on considère  $N_{\text{SN}} = 5000$  SNIa utiles pour la cosmologie. Il est probable que les dix années de relevé LSST en produiront plus, cependant cela est suffisant pour l'objectif de cette étude, qui considérera un dipôle avec une amplitude comparable à la limite de détection des recherches antérieures.

Les distributions en coordonnées et en décalages spectraux utilisées dans chaque simulation, comportant  $N_{\text{SN}}$  SNIa, seront décrites dans les sections 4.3.1.1 et 4.3.1.2.

##### 4.3.1.1 Distribution des coordonnées utilisée dans les simulations

La génération de points aléatoires de coordonnées (ascension droite  $\alpha$ , déclinaison  $\delta$ ) sur la surface d'une sphère suivant une distribution uniforme peut être faite de la manière suivante :

- l'angle  $\alpha$  d'ascension droite (RA) admettra une valeur aléatoire suivant une loi uniforme, entre  $\alpha_{\min}$  et  $\alpha_{\max}$ .

$$\alpha_{\text{random}} = \mathcal{U}(\alpha_{\min}, \alpha_{\max}) \quad (4.13)$$

- l'angle  $\delta$  correspondant à la déclinaison (Dec) n'est pas uniformément distribué, étant donné qu'un élément de surface  $\Delta A$  couverte à un angle  $\delta$  varie avec  $\cos(\delta)$ .

En effet, pour une sphère de rayon 1, l'élément de surface  $\Delta A$  s'écrit de la manière suivante :

$$\Delta A = \Delta \alpha \cos(\delta) \Delta \delta \quad (4.14)$$

Ainsi, afin de générer un angle de déclinaison  $\delta_{random}$  avec une distribution uniforme sur le ciel, entre  $\delta_{min}$  et  $\delta_{max}$ , on procédera de la manière suivante :

$$\delta_{random} = \arcsin [\mathcal{U}(\sin(\delta_{min}), \sin(\delta_{max}))] \quad (4.15)$$

Dans le cas des tests sans dipôle (tests « zéro »), les coordonnées générées n'auront aucune utilité pour la génération du module de distance ; elles ne serviront que lors de l'ajustement qui sera effectué par la suite, en utilisant le modèle contenant les termes du dipôle, défini dans l'équation (4.7).

**Distribution uniforme sur toute la sphère céleste :** Pour avoir la totalité du ciel, les bornes sur  $\alpha$  et  $\delta$  sont :

$$\alpha_{min} = 0^\circ, \alpha_{max} = 360^\circ \quad (4.16)$$

$$\delta_{min} = -90^\circ, \delta_{max} = +90^\circ \quad (4.17)$$

**Champ de LSST « wide » :** Pour obtenir une distribution analogue en première approximation à celle qui sera observée par le champ *wide* du télescope LSST on génère une distribution uniforme en coordonnées sur la partie du ciel qu'il observera.

Pour obtenir une distribution plus proche de ce qui peut être obtenu avec le champ *wide* de LSST, les bornes sur les coordonnées équatoriales  $\alpha$  et  $\delta$  deviennent :

$$\alpha_{min} = 0^\circ, \alpha_{max} = 360^\circ \quad (4.18)$$

$$\delta_{min} = -60^\circ, \delta_{max} = 0^\circ \quad (4.19)$$

Les coordonnées  $\alpha$ ,  $\delta$  ainsi générées (système de coordonnées équatoriales) sont ensuite converties dans le système de coordonnées galactiques ( $l$ ;  $b$ ). On trouvera une description des systèmes de coordonnées équatoriales et galactiques dans l'annexe C. La figure 4.6 représente cette distribution en coordonnées équatoriales (à gauche) et convertie en coordonnées galactiques (à droite) pour un lot généré de 5000 SNIa.

#### 4.3.1.2 Distribution des décalages spectraux vers le rouge utilisées dans les simulations

**Distribution Uniforme** Une distribution en décalages spectraux vers le rouge qui suit une loi uniforme  $\mathcal{U}$ ,

$$z_{random} = \mathcal{U}(0, z_{max}), \quad (4.20)$$

ne correspond pas à une distribution réaliste observable à l'aide d'un télescope. Cette distribution est utilisée dans un test préliminaire afin d'observer son impact sur l'apparition d'un effet dipolaire sur des données sans effet dipolaire (cf. annexe D.1).

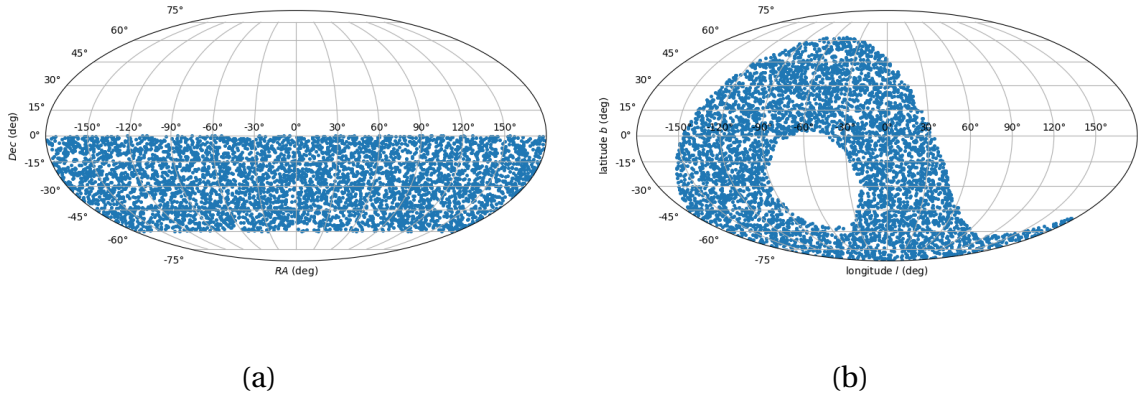


FIGURE 4.6 – Distribution des coordonnées pour 5000 SNIa simulées

Distribution des SNIa simulées sur l'emplacement du champ *wide* de LSST, en coordonnées équatoriales (ascension droite, déclinaison) sur la figure (a), converties en coordonnées galactiques (longitude  $l$ , latitude  $b$ ) sur la figure (b).

**Distribution plus réaliste** Pour obtenir une distribution en décalage spectraux analogue en première approximation à celle qui sera observée par le champ *wide* du télescope LSST, on utilise la distribution en décalage spectral vers le rouge provenant des simulations réalisées avec SNANA (KESSLER et al. [2009]) qui ont été utilisées pour les simulations MINION (MARSHALL et al. [2017]). Une sélection à  $z = 0,4$ , correspondant à la sensibilité maximale de LSST dans le champ principal, a été ajoutée de manière à obtenir une distribution semblable à celle des SNIa qui seront observées avec LSST.

Pour chacune des simulations, les décalages spectraux seront tirés aléatoirement de cette distribution. La figure 4.7 montre un exemple de distribution obtenue pour une simulation contenant 5000 SNIa.

Les résultats qui seront montrés dans ce chapitre sont élaborés en utilisant les simulations de données suivant les distributions de coordonnées et de décalages spectraux se rapprochant en première approximation de LSST. On trouvera en annexe D.1 les tests effectués à titre de comparaison en prenant les distributions uniformes.

#### 4.3.1.3 Simulation d'un module de distance d'une SNIa

Chaque module de distance d'une SNIa est simulée de la manière suivante : on génère un module de distance  $\mu_{th}$  ne dépendant que de paramètres du modèle cosmologique standard (modèle  $\Lambda$ CDM). On fixe les paramètres suivants :

- $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$
- $\Omega_m = 0,3$
- Afin de considérer uniquement le modèle  $\Lambda$ CDM avec un univers plat :  $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m$  et  $w_0 = -1$ ,

$$\mu_{th} = 5 \log(d_L(\Omega_m, z)) - 5. \quad (4.21)$$

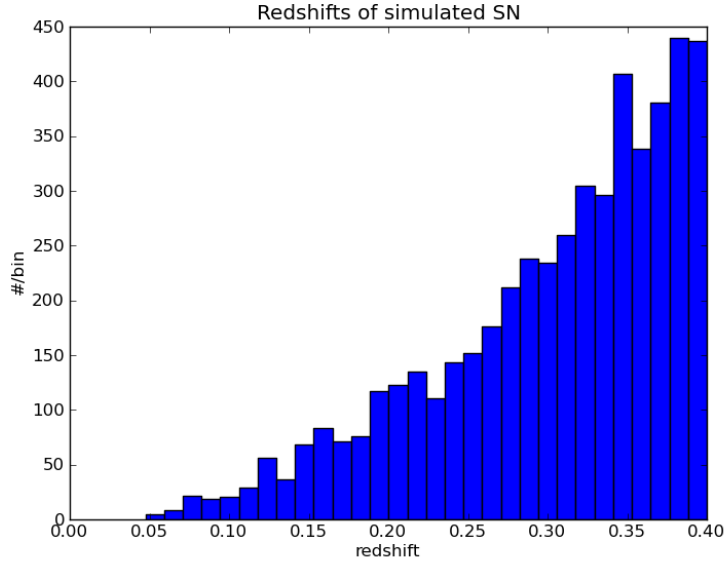


FIGURE 4.7 – Distribution des décalages spectraux vers le rouge

Distribution de décalages spectraux générés avec SNANA (KESLER et al. [2009]) pour  $z \leq 0,4$

#### 4.3.1.4 Simulation d'un dipôle

Pour ajouter une modulation dipolaire d'une amplitude et d'une direction donnée sur le module de distance  $\mu$ , on utilise l'équation (4.7).

#### 4.3.1.5 Incertitude ajoutée sur les simulations

Afin de simuler une mesure réaliste, il est nécessaire d'ajouter une incertitude sur la valeur théorique simulée de  $\mu$ . Pour ce faire, on doit considérer un modèle d'erreur. On a choisi d'ajouter une incertitude suivant une loi normale  $\mathcal{N}(0, \sigma)$  :

$$\mu'_{th} = \mu_{th} + \mathcal{N}(0, \sigma) \quad (4.22)$$

où  $\sigma$  correspond à l'erreur standard typique sur  $\mu_{th}$ .

Dans les analyses cosmologiques standards, la dispersion obtenue lors de l'estimation des distances provient de différents éléments (section 5.5 de BÉTOULE et al. [2014]). L'un de ces éléments correspond à la dispersion intrinsèque, quasiment irréductible,  $\sigma_{int}$ . La valeur de  $\sigma_{int}$  est considérée commune pour toutes les SNIa observées dans un relevé donné, et dépend du domaine de décalages spectraux vers le rouge couvert par ce relevé.

Dans JLA (voir tableau 9 dans BÉTOULE et al. [2014]), Pantheon (voir tableau 6 dans SCOLNIC et al. [2018]), la valeur maximale de la dispersion intrinsèque de 0,12 mag est attribuée au lot à faible décalage vers le rouge (low- $z$ ). Pour les échantillons à plus haut décalage vers le rouge, cette dispersion intrinsèque varie entre 0,08 mag et 0,11 mag.

Les simulations de SNIa avec LSST les plus récentes présentées par DAI et al. [2018] utilisent une valeur constante de 0,11 mag pour tous leurs échantillons simulés, tandis que le *LSST science book* (LSST SCIENCE COLLABORATION et al. [2009]) indique qu'une

dispersion intrinsèque de 0,12 mag sur tout le relevé serait suffisante afin d'obtenir les contraintes exigées sur les paramètres caractérisant l'énergie noire (voir chapitre 2).

Dans ce travail, la valeur de  $\sigma = 0,12$  à été adoptée pour toutes les simulations. Ce choix est un peu plus conservateur que celui effectué par [DAI et al. \[2018\]](#), mais assure que les hypothèses respectent le seuil actuel des échantillons à faible décalage spectral vers le rouge. De plus, on considérera uniquement la dispersion intrinsèque comme modèle d'erreur pour les simulations effectuées ( $\sigma = \sigma_{int}$ ). Les effets systématiques, pouvant conduire à une perturbation supplémentaire sur l'effet dipolaire pourront être pris en compte dans un travail ultérieur.

### 4.3.2 Analyse des données simulées

Afin d'analyser les données, on procède à un ajustement par la méthode des moindres carrés, en minimisant la variable  $X^2$  :

$$X^2 = \sum_{i=1}^{N_{SN}} \frac{(\mu(z_i, l_i, b_i, \Omega_m, l, b, A_D) - \mu_i)^2}{\sigma^2} \quad (4.23)$$

où  $\mu(z_i, l_i, b_i, \Omega_m, l, b, A_D)$  correspond au module de distance ajusté, dépendant de  $z_i$ ,  $l_i$  et  $b_i$ , qui correspondent respectivement au décalage spectral vers le rouge, à la longitude et la latitude de chaque SNIa, et des paramètres  $\Omega_m$ ,  $l$ ,  $b$  et  $A_D$  qui seront ajustés.

Les  $\mu_i$  correspondent au module de distance des SNIa préalablement simulées.  $N_{SN}$  correspond au nombre de SNIa considérés lors d'une simulation.

La variable  $X^2$ , qui suit une loi de  $\chi^2$  sera minimisée à l'aide de MINUIT ([JAMES et ROOS \[1975\]](#)) adapté pour PYTHON<sup>4</sup>.

Il existe une dégénérescence lors de l'ajustement entre le paramètre  $A_D$  et l'orientation du dipôle, donnée par les coordonnées ( $l; b$ ). En effet, un dipôle ayant une direction donnée avec une amplitude positive est identique à un dipôle ayant une amplitude opposée et des coordonnées opposées. Si on laisse les paramètres libres, la minimisation de la variable  $X^2$  aboutira aléatoirement dans une de ces deux configurations (cas (b) sur la figure 4.8). Comme illustré sur la figure 4.8 cette dégénérescence peut être levée de deux manières :

- en définissant l'amplitude  $A_D$  du dipôle comme étant positive (cas (a) sur la figure 4.8).
- en restreignant l'espace de définition de la direction du dipôle à une moitié de la sphère céleste (cas (c) sur la figure 4.8).

Afin de lever cette dégénérescence, on optera pour une amplitude dipolaire  $A_D$  définie comme positive. Le choix d'un dipôle défini sur une moitié de la sphère céleste impliquerait des complications, étant donné que l'on devrait poser une convention supplémentaire sur quelle partie du ciel serait choisie. De plus, dans les analyses précédentes que l'on peut trouver dans la littérature, c'est l'amplitude dipolaire  $A_D > 0$  qui est retenue.

Étant donné que la minimisation à l'aide de MINUIT est quelquefois limitée lorsqu'on introduit une limite inférieure de 0 sur l'amplitude dipolaire ajustée, on a opté pour laisser l'ajustement se faire avec les paramètres ( $l; b$ ) et  $A_D$  libres. Ce n'est qu'après que les résultats sont exprimés suivant le choix de l'amplitude définie positive. En effet, lorsque le dipôle ajusté par MINUIT est donné sous forme d'une amplitude  $A_D$  négative, il a été réécrit, de manière à lever la dégénérescence entre la direction et l'amplitude, dans sa

4. <https://github.com/iminuit/iminuit>

« forme canonique », i.e. avec une amplitude définie positive, en effectuant la transformation suivante :

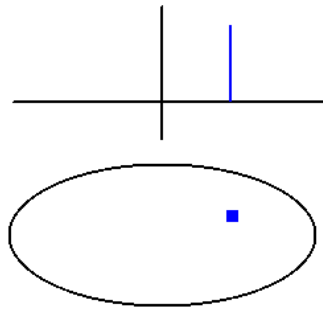
$$A_D \leftarrow -A_D \quad (4.24)$$

$$l \leftarrow l + \pi \quad (4.25)$$

$$b \leftarrow -b \quad (4.26)$$

De plus on réécrit l'angle de longitude  $l$  de manière qu'il soit compris entre 0 et  $2\pi$  et l'angle de latitude  $b$  de manière qu'il soit compris entre  $-\frac{\pi}{2}$  et  $\frac{\pi}{2}$ .

Dipôle simulé, inclus  
dans les données :



Ajustements :

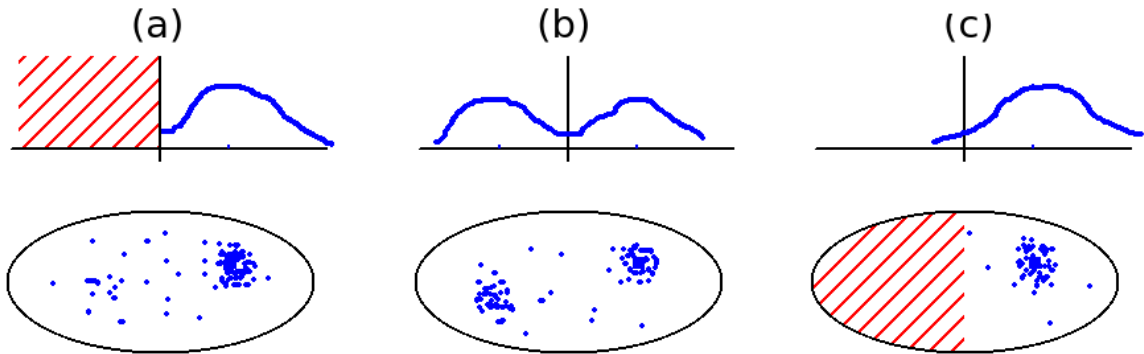


FIGURE 4.8 – Dégénérescence sur l'ajustement du dipôle

Cette figure illustre la dégénérescence, entre l'amplitude  $A_D$  et les coordonnées  $(l, b)$ , impliquée par l'ajustement dipolaire. On suppose des données simulées possédant un dipôle ayant une amplitude et une direction donnée. L'ajustement peut être effectué de plusieurs manières ; cas (a) coordonnées libres et amplitude définie positive, cas (b) coordonnées et amplitude libres (cas dégénéré) ; cas (c) coordonnées définies sur la moitié de la sphère céleste. Les zones hachurées en rouge correspondent aux zones interdites.

Après avoir réalisé un ajustement sur les données de JLA de [BETOULE et al. \[2014\]](#) (section 4.3.2.1), on étudiera le cas de données simulées sans modulation dipolaire (test

« zéro », section 4.3.2.2). Ensuite on simulera des données comportant une anisotropie dipolaire, de  $A_D = 0,001$  et suivant deux directions choisies (section 4.3.2.3).

Pour chaque test, on réalise 10000 fois chaque simulation de  $N_{SN}$  SNIa, suivi d'un ajustement du paramètre  $\Omega_m$  et des paramètres du dipôle  $A_D$ ,  $l$ , et  $b$ . Afin de pouvoir les effectuer dans un temps raisonnable, elles ont été envoyées de manière parallèle sur le *Centre de Calculs de l'IN2P3* à l'aide de jobs de 100 simulations.

#### 4.3.2.1 Test préliminaire : recherche de dipôle dans les données JLA

**Matrice de covariance de BÉTOULE et al. [2014]** : Dans un premier temps, un ajustement du diagramme de Hubble, en reprenant la méthode effectuée par BÉTOULE et al. [2014], à laquelle les paramètres de la modulation dipolaire donnée par l'équation 4.7 ont été considérés, a été réalisé.

Afin de procéder à cet ajustement du diagramme de Hubble, la variable donnée dans l'équation (1.55), définie dans la section 1.5.1 a été minimisée, en reprenant les données ( $m_B$ ,  $x_1$ ,  $c$ ,  $M_{stellaire}$ ) des SNIa, ainsi que la matrice de covariance, de la compilation JLA (BÉTOULE et al. [2014]) :

$$X^2 = (\mu_i - \mu_{th,i})^\dagger C^{-1} (\mu_i - \mu_{th,i}) \quad (4.27)$$

Lors des ajustements incluant un dipôle, le module de distance théorique  $\mu_{th,i}$  utilisé pour cette minimisation sera remplacé par  $\mu_{th,dip,i}$ , considérant la modulation dipolaire. Il s'écrit de la manière suivante :

$$\mu_{th,dip,i} = \mu_{th,i} (1 + A_D (\vec{n} \cdot \vec{p}_i)) \quad (4.28)$$

où  $\vec{n}$  correspond à la direction du dipôle défini dans l'équation (4.9),  $\vec{p}_i$  à la direction de la  $i^{i\text{ème}}$  SNIa (équation (4.8)) et où  $\mu_{th,i}$  correspond au module de distance théorique dépendant des paramètres cosmologiques du modèle utilisé. Ainsi, lors de la minimisation de la variable  $X^2$ , les paramètres de nuisance  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $M_B$ , les paramètres cosmologiques du modèle utilisé et, lorsqu'il est considéré, les paramètres du dipôle (amplitude  $A_D$  et direction ( $l$ ;  $b$ )) sont ajustés.

Lorsqu'on ajuste le modèle  $\Lambda$ CDM, on retrouve les résultats de BÉTOULE et al. [2014] pour le paramètre  $\Omega_m$  ainsi que pour les paramètres  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $M_B$ , et  $\Delta_M$  (cf. tableau 4.2)

Lorsque le modèle  $\Lambda$ CDM avec un dipôle sur le module de distance a été considéré, en ajoutant les paramètres de direction ( $l$ ;  $b$ ) et d'amplitude  $A_D$  de l'effet dipolaire à l'ajustement, on obtient<sup>5</sup> :

$$l = -38^\circ \pm 86^\circ (= 322^\circ \pm 86^\circ), b = -11 \pm 63,$$

$$A_D = 0,00022 \pm 0,00059$$

L'amplitude détectée n'est pas significative par rapport à l'incertitude. Le point rouge avec ses barres d'erreurs, sur la figure 4.9, montre les coordonnées longitude et latitude ( $l$ ;  $b$ ) ajustées de ce dipôle, la barre horizontale et la barre verticale autour de ce point correspondant aux incertitudes à  $1\sigma$ . À  $2\sigma$ , ces incertitudes couvrent l'intégralité du ciel, l'information sur la direction préférentielle de l'anisotropie dipolaire n'est donc pas significative. On peut néanmoins affirmer que si une anisotropie dipolaire existe, son amplitude  $A_D$  est inférieure à 0,0014 pour un intervalle de confiance à  $2\sigma$ , si l'on considère, par approximation, qu'elle suit une loi normale centrée en 0,00022 avec  $\sigma = 0,00059$ .

5. les valeurs de tous les paramètres ajustés sont données dans le tableau 4.2



Dans le tableau 4.2, figurent aussi les ajustements en considérant les modèles cosmologiques  $w$ CDM et CPL (CHEVALLIER et POLARSKI [2001] et LINDER [2003]), dont la paramétrisation est montrée dans le tableau 1.1). Le paramètre  $\Omega_m$  a été fixé pour ces modèles, étant donné que l'information donnée par les SNIa est insuffisante pour contraindre à la fois tous les paramètres de ces modèles BÉTOULE et al. [2014]. On aurait pu considérer, comme dans BÉTOULE et al. [2014] les contraintes provenant des autres sondes cosmologiques. Cependant, étant donné que l'approche de l'ajustement dipolaire est relativement indépendante du modèle utilisé, seul le modèle  $\Lambda$ CDM a été considéré dans la suite de ce travail.

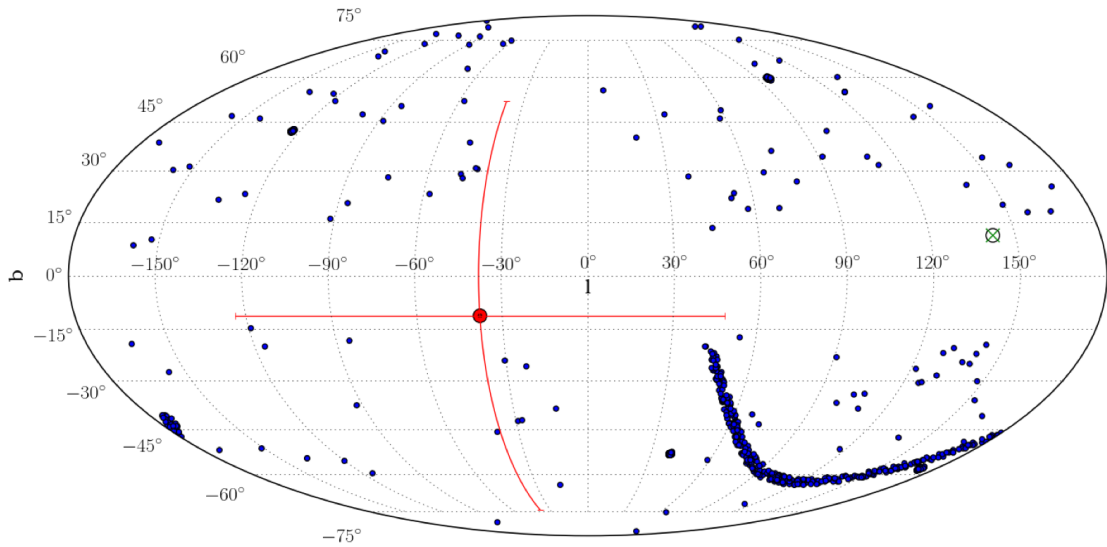


FIGURE 4.9 – Ajustement d'un dipôle sur les données de JLA

Les points bleus correspondent aux coordonnées des 740 SNIa de la compilation JLA. Le point rouge représente la direction de l'ajustement effectué, les barres horizontales et verticales correspondant aux incertitudes à  $1\sigma$ . La croix verte marque la direction opposée de ce même dipôle.

Sur la figure 4.9, les points bleus correspondent aux emplacements des SNIa du lot de JLA (BÉTOULE et al. [2014]) qui ont été utilisées pour cet ajustement. On remarque que leur distribution sur le ciel n'est pas uniforme. De plus on constate (figure 4.10) que la distribution des décalages spectraux de la compilation JLA possède aussi une certaine non uniformité. La principale raison de cette non uniformité des positions et des décalages spectraux est le fait que les SNIa de la compilation JLA proviennent de différents relevés, à savoir des SNIa à bas décalage spectral vers le rouge ( $z \lesssim 0, 1$ ) provenant de la littérature, de SDSS<sup>6</sup>, de SNLS<sup>7</sup> et de HST<sup>8</sup>.

6. Sloan Digital Sky Survey

7. SuperNova Legacy Survey

8. Hubble Space Telescope

	$\Omega_m$	$w_0$	$w_a$	$\alpha$	$\beta$	$M_B^1$	$\Delta_M$	$A_b$	$l, b$	$\chi^2/\text{d.o.f.}$
$\Lambda$ CDM (BETOULE et al. [2014])	$0.295 \pm 0.034$			$0.141 \pm 0.006$	$3.101 \pm 0.075$	$-19.05 \pm 0.02$	$-0.070 \pm 0.023$			0.929
$\Lambda$ CDM	$0.295 \pm 0.034$			$0.141 \pm 0.007$	$3.103 \pm 0.081$	$-19.05 \pm 0.02$	$-0.070 \pm 0.023$			0.928
$\Lambda$ CDM+dip	$0.295 \pm 0.034$			$0.141 \pm 0.007$	$3.105 \pm 0.081$	$-19.05 \pm 0.02$	$-0.070 \pm 0.023$	$0.00022 \pm 0.00059$	$-38 \pm 86, -11 \pm 63$	0.929
$w$ CDM	0.295 (fixé)	$-0.98 \pm 0.08$		$0.141 \pm 0.007$	$3.101 \pm 0.081$	$-19.05 \pm 0.03$	$-0.070 \pm 0.023$			0.928
$w$ CDM+dip	0.295 (fixé)	$-0.98 \pm 0.08$		$0.141 \pm 0.007$	$3.101 \pm 0.081$	$-19.05 \pm 0.03$	$-0.070 \pm 0.023$	$0.00022 \pm 0.00059$	$-39 \pm 80, -10 \pm 57$	0.929
CPL	0.295 (fixé)	$-0.89 \pm 0.20$	$-0.7 \pm 1.3$	$0.141 \pm 0.007$	$3.100 \pm 0.081$	$-19.04 \pm 0.03$	$-0.070 \pm 0.023$			0.928
CPL+dip	0.295 (fixé)	$-0.88 \pm 0.20$	$-0.7 \pm 1.3$	$0.141 \pm 0.007$	$3.102 \pm 0.081$	$-19.04 \pm 0.03$	$-0.070 \pm 0.023$	$0.00023 \pm 0.00058$	$-36 \pm 86, -13 \pm 62$	0.928

TABLEAU 4.2 – Ajustement des données JLA – Ce tableau présente les paramètres cosmologiques ajustés (sans et avec la prise en compte de la modulation dipolaire), pour le modèle  $\Lambda$ CDM, puis pour les modèle  $w$ CDM et CPL (voir tableau 1.1), permettant respectivement d'ajuster le paramètre d'équation d'état de l'énergie noire  $w_0$  et les paramètres donnés par la paramétrisation CPL (CHEVALLIER et POLARSKI [2001] et LINDER [2003]). La première ligne représente l'ajustement cosmologique de BETOULE et al. [2014] pour le modèle  $\Lambda$ CDM, tandis que les autres représentent les ajustements que l'on a effectués.

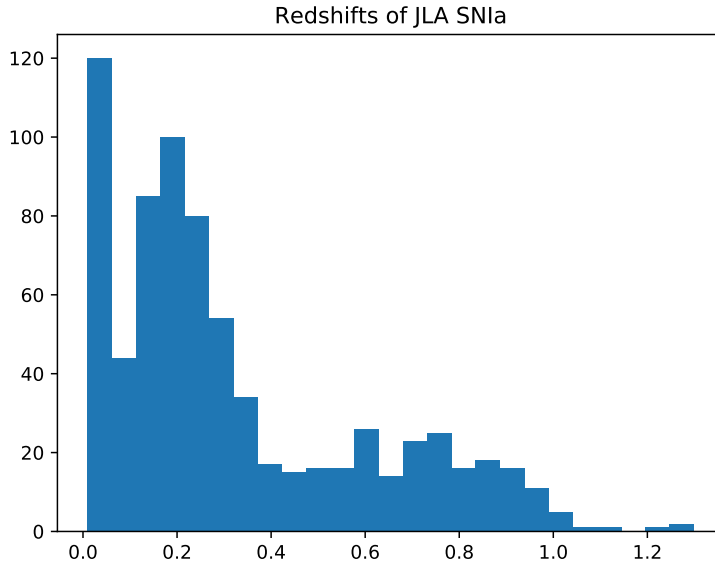


FIGURE 4.10 – Décalages spectraux du lot de 740 SNIa de JLA (BETOULE et al. [2014])

**Test du modèle simplifié :** Afin de tester le modèle simplifié, où l'on ne considère pas l'ajustement des paramètres de nuisance  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $M_B$  ainsi que celui de *mass step*, on estime les modules de distances des SNIa de la compilation JLA, en reprenant le module de distance (équation (4.29)) auquel on considère les valeurs ajustées dans BETOULE et al. [2014] :

$$\mu_{\text{JLA}} = m_B - M_B + \alpha x_1 - \beta c - \delta_{\Delta_M} \Delta_M \quad (4.29)$$

avec

$$\delta_{\Delta_M} = \begin{cases} 0 & M_{\text{stellar}} < 10^{10} M_{\odot} \\ 1 & M_{\text{stellar}} \geq 10^{10} M_{\odot}. \end{cases} \quad (4.30)$$

où  $M_{\text{stellar}}$  correspond à la masse stellaire de la galaxie hôte.

Les incertitudes ont été estimées comme la somme quadratique des incertitudes provenant des différents paramètres.

$$\sigma_{\text{JLA}}^2 = \sigma_{mb}^2 + M_{B, \text{err}}^2 + (\alpha x_{1, \text{err}})^2 + (\alpha_{\text{err}} x_1)^2 + (\beta c_{\text{err}})^2 + (\beta_{\text{err}} c)^2 + (\delta_{\Delta_M} \Delta_{M, \text{err}})^2 \quad (4.31)$$

La distribution des incertitudes  $\sigma_{\text{JLA}}$  sur  $\mu_{\text{JLA}}$  des données JLA est représentée dans la figure 4.11.

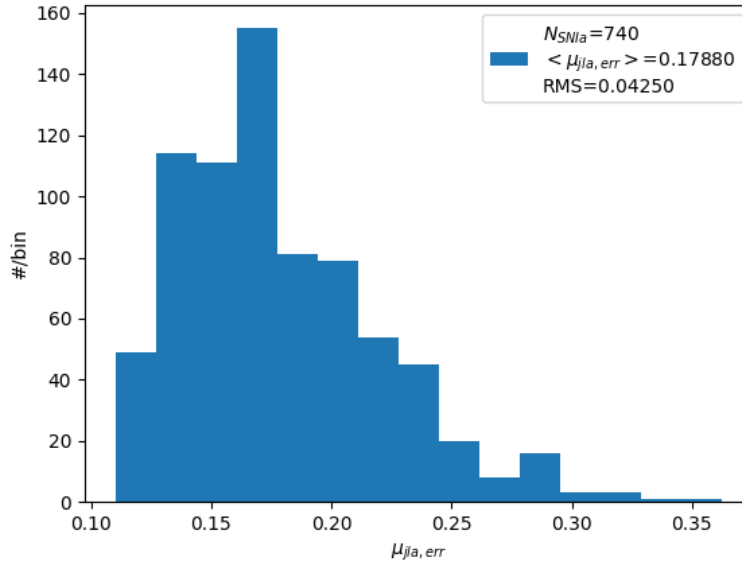
On effectue cet ajustement sur les données JLA afin de vérifier que l'on trouve des résultats compatibles à ceux obtenus en considérant les termes de la matrice de covariance de BETOULE et al. [2014]. On trouve l'amplitude et la direction suivantes :

$$A_D = 0,00023 \pm 0,00048$$

$$(l, b) = (-22^\circ \pm 95^\circ, -12^\circ \pm 54^\circ)$$

Effectivement, ce résultat est en accord avec le résultat trouvé précédemment (figure 4.9).

Afin d'évaluer l'importance du modèle d'erreur, un ajustement du diagramme de Hubble a été effectué en considérant  $\sigma = 0,17$ , qui correspond en première approximation à la


 FIGURE 4.11 – Distribution des incertitudes  $\sigma$  sur  $\mu$  des données (740 SNIa) de JLA

médiane des incertitudes (figure 4.11), pour toutes les SNIa. L'amplitude et la direction détectée sont les suivantes :

$$A_D = 0,00016 \pm 0,00034,$$

$$(l; b) = (22^\circ \pm 170^\circ; -16^\circ \pm 81^\circ)$$

Bien que plus simples à obtenir, ces résultats montrent que l'hypothèse d'une erreur statistique de  $\sigma = 0,17$  mag (résidus médians de JLA), peut produire des résultats compatibles avec le comportement décrit par l'analyse en considérant la matrice de covariance complète. Ceci n'est qu'une description simplifiée, mais elle conserve le budget d'erreur de l'échantillon de JLA, i.e. bien que ce ne soit pas une description détaillée, les barres d'erreurs sont suffisamment grandes pour contenir le résultat ayant des incertitudes avec une structure plus complète.

On utilise une hypothèse semblable dans le contexte des simulations réalisées dans la suite de ce chapitre.

#### 4.3.2.2 Test « zéro » : données sans dipôle

Pour chaque simulation effectuée, on réalise préalablement un test « zéro », dans lequel on simule des données sans dipôle. On réalisera l'ajustement sur ces données en laissant les paramètres du dipôle libres. On utilisera ensuite ces résultats afin de les comparer à ceux obtenus pour des données simulées contenant un dipôle.

Chaque simulation comprend un nombre donné  $N_{SN}$  et est effectuée avec les paramètres définis dans la section 4.3.1.3.

**Test « zéro »** On considère des SNIa générées suivant une distribution uniforme en coordonnées sur le domaine qui sera observé par le champ *wide* de LSST (figure 4.6) et une distribution en décalage spectral réaliste (figure 4.7). On ajoute, sur les modules de distances, une dispersion suivant une loi normale, définie dans l'équation (4.22), avec  $\sigma = 0,12$  mag (voir section 4.3.1.5).

La figure 4.12 montre la distribution des amplitudes et les coordonnées des dipôles qui ont été ajustées sur les simulations pour le test « zéro » avec 5000 SNIa.

Les caractéristiques de la distribution obtenue sont dues au fait que l'amplitude est une quantité de nature essentiellement positive et affectée par la statistique et la dispersion sur le module de distance.

De plus, on remarque que ces dipôles ajustés ont tendance à s'aligner suivant deux directions privilégiées, illustrée dans la figure 4.13. Cette tendance est influencée par la distribution initiale des données.

Les tests « zéros », donnés en annexe D.1, ont été effectués en considérant des combinaisons entre les distributions de positions et de décalages spectraux énumérées dans les sections 4.3.1.2 et 4.3.1.1.

Comme on peut s'y attendre, les tests « zéros » effectués avec une distribution de positions uniforme sur toute la sphère céleste enseignent que les positions des dipôles ajustés sont réparties de manière uniforme sur le ciel et ne présentent pas la tendance illustrée dans la figure 4.13.

Les simulations avec dipôle montrent pour quel nombre de SNIa un dipôle d'amplitude  $A_D = 0,001$  pourra émerger du bruit de fond.

Les résultats des ajustements sont présentés dans le tableau 4.3, résumant les valeurs de  $\Omega_m$  et des paramètres dipolaires ( $A_D$ ,  $l$  et  $b$ ) obtenus lors des ajustements effectués.

#### 4.3.2.3 Simulations en incluant un dipôle

Dans ce qui suit, on étudiera ce qu'il en est si l'on considère des données qui possèdent une anisotropie de forme dipolaire sur le module de distance décrite en section 4.3.1.3. Pour cela, on inclut dans les simulations une anisotropie de forme dipolaire, ayant une amplitude de  $A_D = 10^{-3}$ . Ce dipôle « pointe » dans deux directions différentes (figure 4.14), de manière à comprendre comment la précision des ajustements varie en fonction de cette direction lorsque la distribution utilisée n'est pas uniforme sur la totalité du ciel.

Ces deux directions ont été choisies de manière à représenter des cas extrêmes.

- **direction « polaire »** : « pointant », dans le système de coordonnées équatoriales, vers le pôle  $\alpha = 0^\circ$ , et  $\delta = 90^\circ$ . Cela correspond, en coordonnées galactiques, à  $l = 122,93^\circ$  et  $b = 27,13^\circ$ . Cette direction a été choisie car elle correspond à la direction pour laquelle les données de SNIa observée par LSST (voir figure 4.6) sont distribuées symétriquement autour d'elle.
- **direction « équatoriale »** : pointant sur l'équateur  $\alpha = 0^\circ$ , et  $\delta = 0^\circ$ , ce qui correspond en coordonnées galactiques, à  $l = 96,34^\circ$  et  $b = -60,19^\circ$ . Cette direction a été choisie car elle est perpendiculaire à la direction précédente (voir figure 4.6). Les données sont donc disposées de manière asymétrique par rapport à l'axe donné par cette direction de dipôle.

Dans ce qui suit, en plus de simuler deux cas de dipôle ayant une direction différente, on effectuera des variations du nombre  $N_{SN}$  de supernovas incluses dans les simulations, et du bruit gaussien  $\mathcal{N}(0, \sigma)$  considéré (cf. section 4.3.1.5), de manière à étudier la sensibilité de la détection d'une anisotropie de forme dipolaire par rapport à ces paramètres.

**Simulations avec  $N_{SN} = 5000$**  La figure 4.15 montre les résultats des ajustements pour les simulations incluant un dipôle orienté dans la direction « polaire », tandis que la figure 4.16 montre les résultats pour des simulations incluant un dipôle orienté dans la direction « équatoriale ».

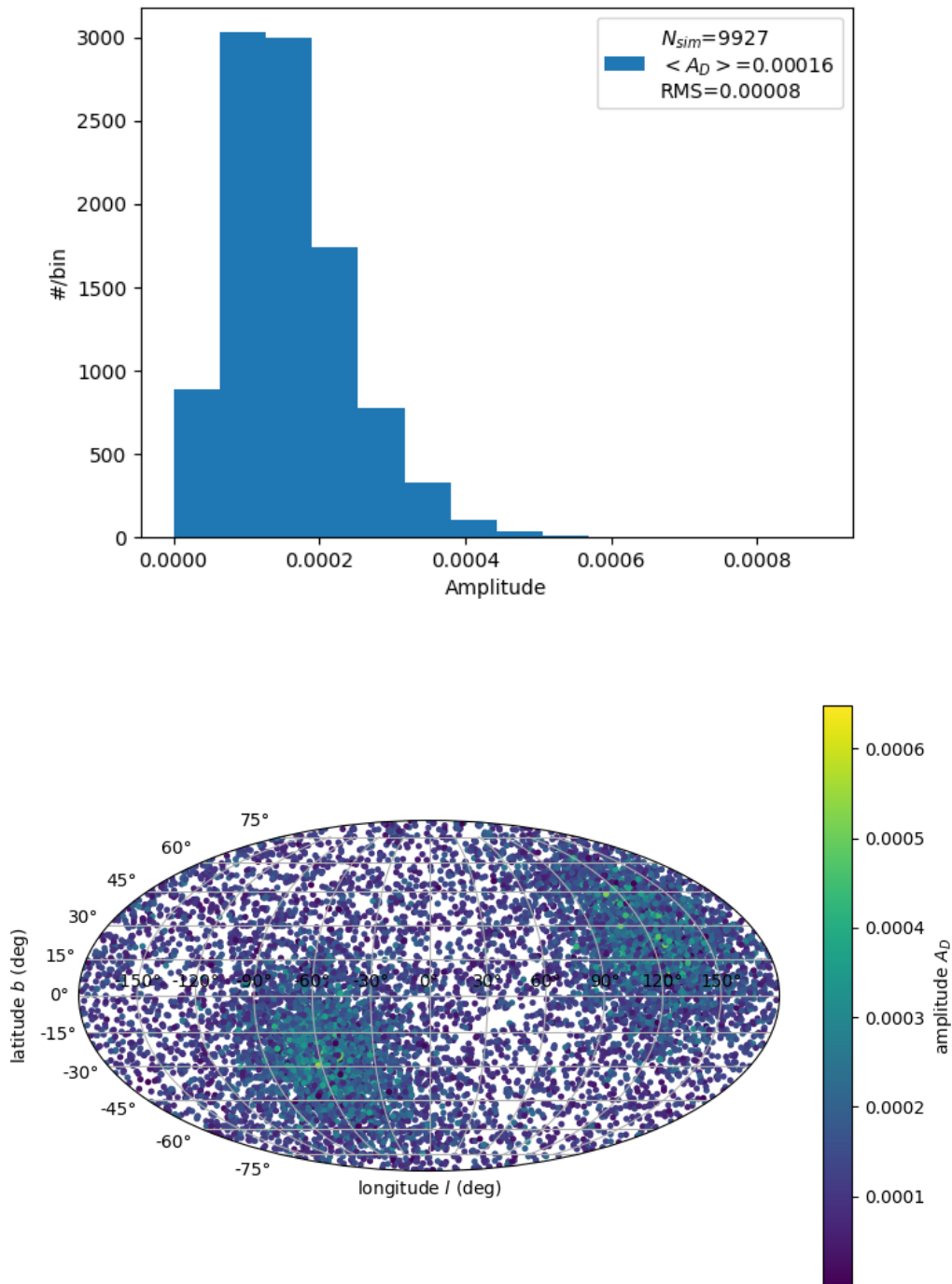


FIGURE 4.12 – Amplitudes et coordonnées des dipôles ajustés sur des simulations avec  $N_{SN} = 5000$ ,  $\sigma = 0, 12$  pour le test « zéro »

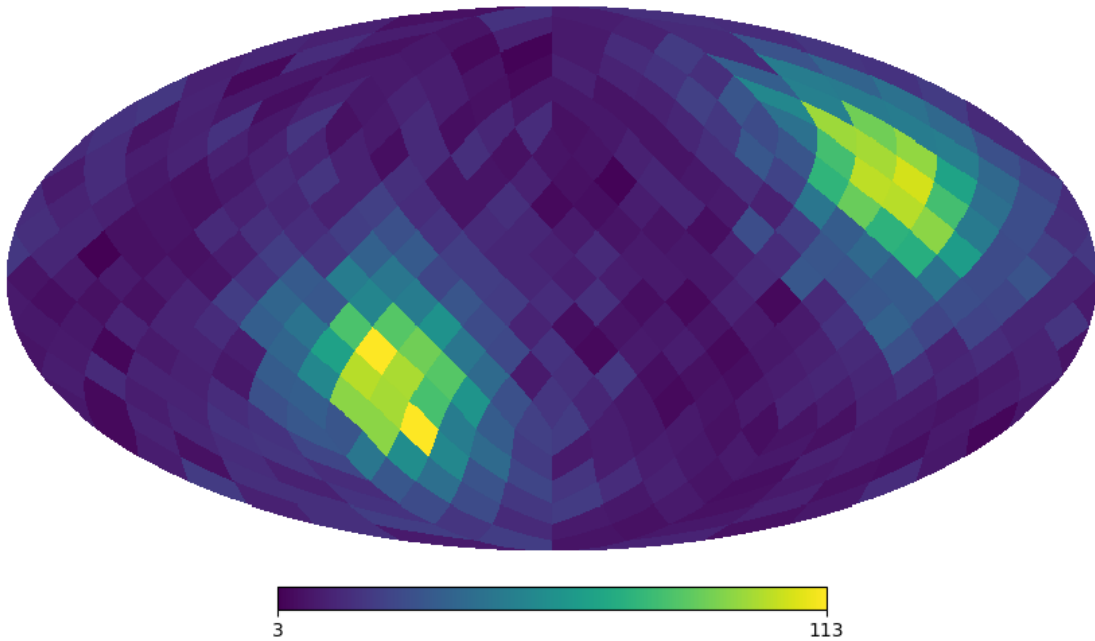


FIGURE 4.13 – Densité des directions des dipôles ajustées pour le test « zéro » avec  $N_{SN} = 5000$ ,  $\sigma = 0,12$

Cet histogramme sur la sphère céleste est réalisé sur 432 pixels HEALPIX ( $n_{side} = 6$ ), représentant des surfaces du ciel identiques d'environ  $95,5 \text{ deg}^2$ . La couleur correspond au nombre de fois qu'un dipôle est ajusté dans un pixel donné. On constate que les coordonnées des dipôles ajustées sur le test « zéro » ont tendance à s'aligner suivant la direction correspondant à l'axe de symétrie de la distribution utilisée pour les positions des SNIa simulées (figure 4.6).

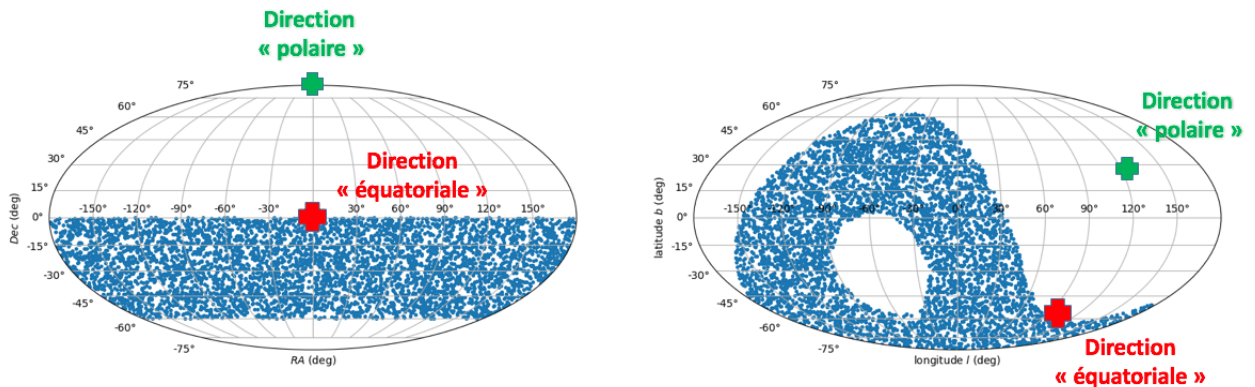


FIGURE 4.14 – Directions des dipôles simulés

Directions « polaire » et « équatoriale » en coordonnées équatoriales (à gauche) et en coordonnées galactiques (à droite).



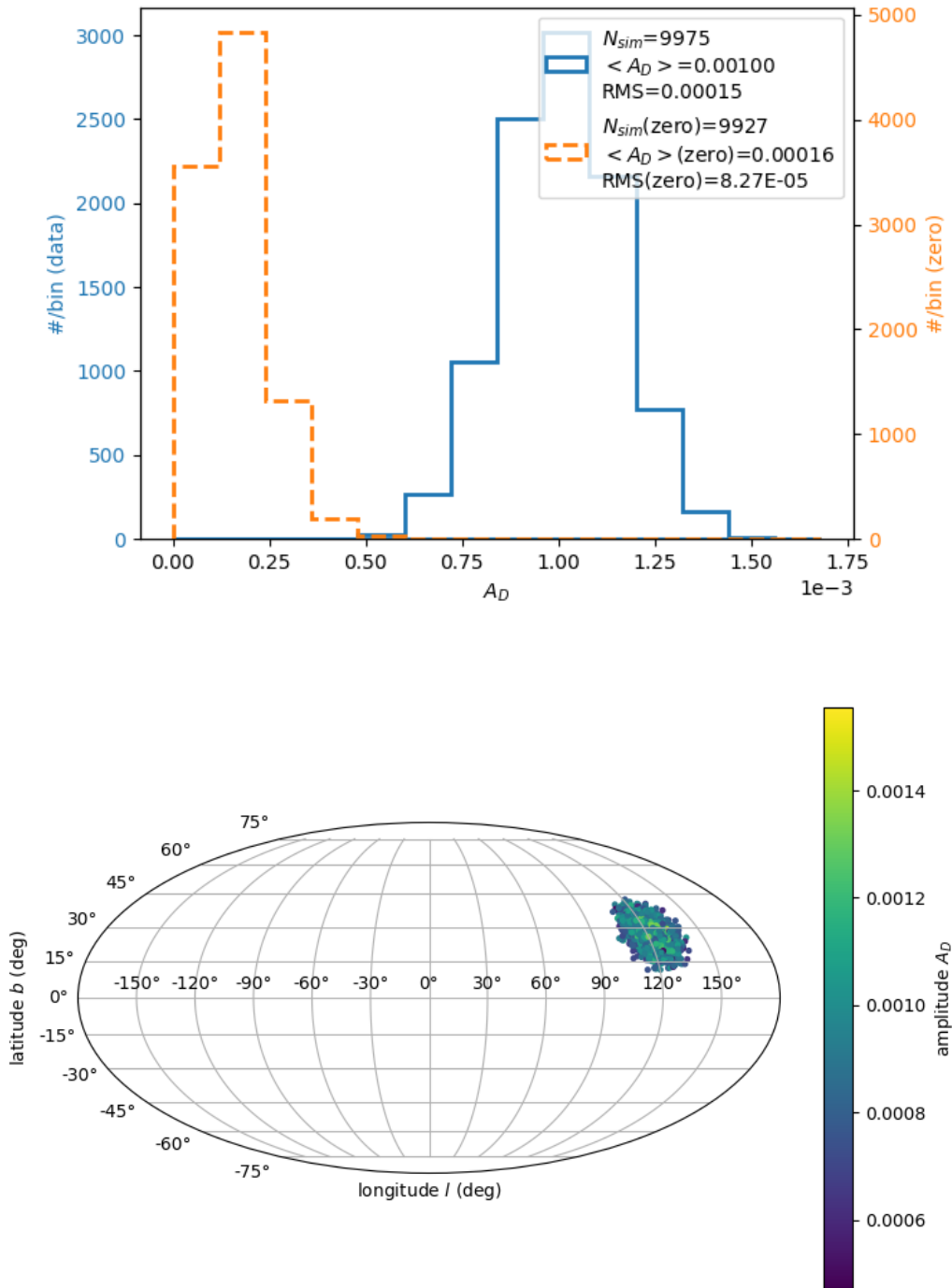


FIGURE 4.15 – Simulations avec  $N_{SN} = 5000$ , avec un dipôle orienté dans la direction « polaire » d'amplitude  $A_D = 0,001$

Le diagramme du haut montre les amplitudes des dipôles ajustés sur les simulations avec  $N_{SN} = 5000$  et un dipôle orienté dans la direction « polaire » d'amplitude  $A_D = 0,001$  (histogramme bleu), ainsi que le test « zéro » correspondant (tracé orange). Le tracé du bas montre les positions ajustées pour chacune des simulations en coordonnées galactiques, la couleur des points correspondant à l'amplitude ajustée associée aux positions de ces dipôles.

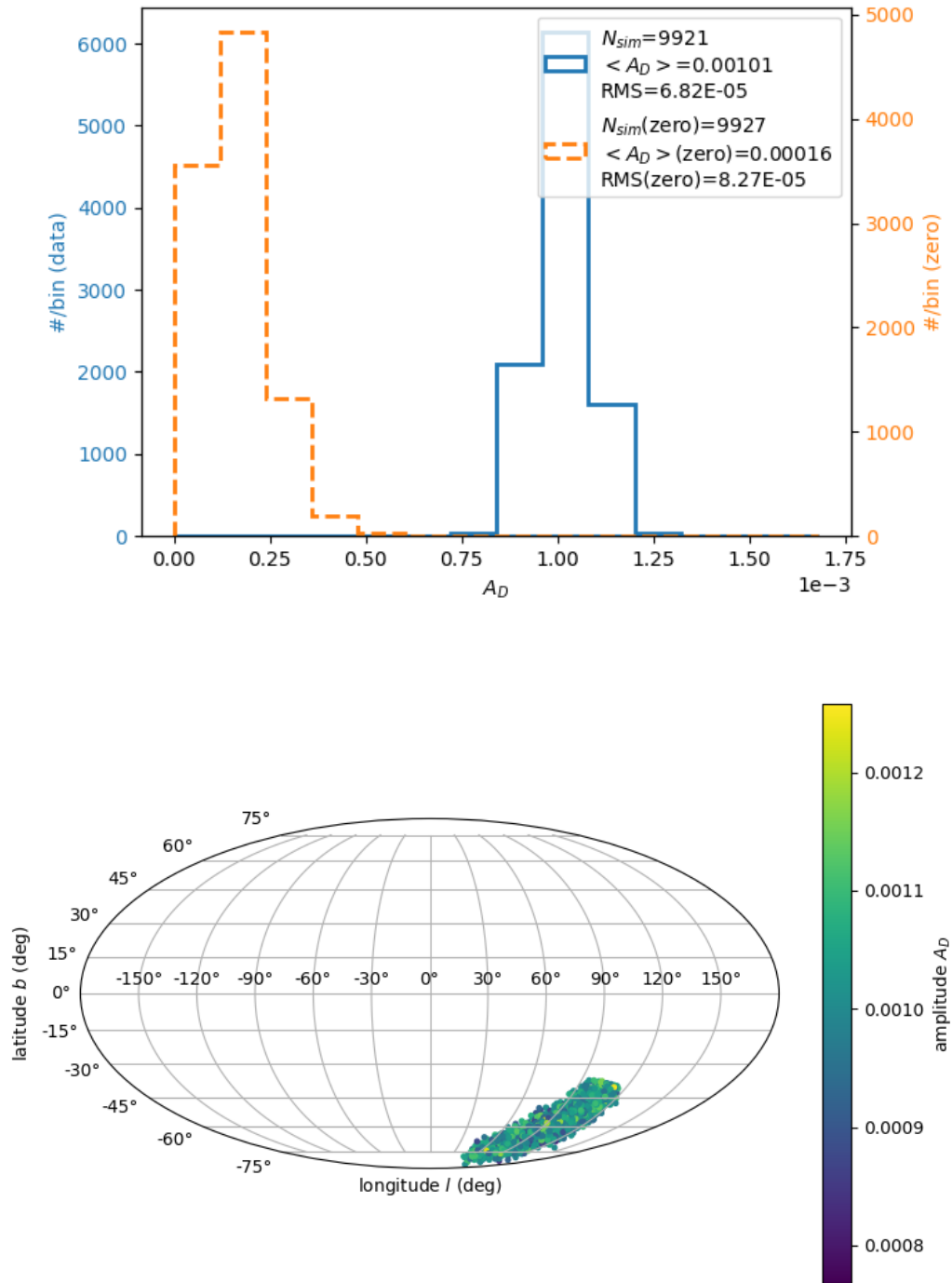


FIGURE 4.16 – Amplitudes et coordonnées des dipôles ajustés sur des simulations avec  $N_{SN} = 5000$  et avec un dipôle orienté dans la direction « équatoriale » d'amplitude  $A_D = 0,001$

Les histogrammes sur les figures représentent les amplitudes dipolaires détectées. Les tracés en lignes continues bleues représentent les distributions des amplitudes dipolaires ajustées sur les données simulées comportant une anisotropie dipolaire, et ceux en pointillés orange représentent les distributions obtenues pour les simulations du test « zéro » sans dipôle.

On constate que la dispersion en amplitude est plus élevée pour les données incluant un dipôle orienté dans la direction polaire. En effet, dans cette configuration, un dipôle d'amplitude  $A_D = 0.001$  serait détecté.

À présent on étudiera la sensibilité des résultats en fonction du nombre de SNIa considérées dans les simulations.

**Simulations avec  $N_{SN} = 1000$**  Les figures 4.17 et 4.18 montrent les résultats des ajustements pour les simulations contenant 1000 SNIa, incluant un dipôle orienté dans la direction « polaire » et « équatoriale » respectivement.

**Simulations avec  $N_{SN} = 100$**  Les figures 4.19 et 4.20 montrent les résultats des ajustements pour les simulations en baissant le nombre de SNIa contenues à 100, incluant un dipôle orienté dans la direction « polaire » et « équatoriale » respectivement.

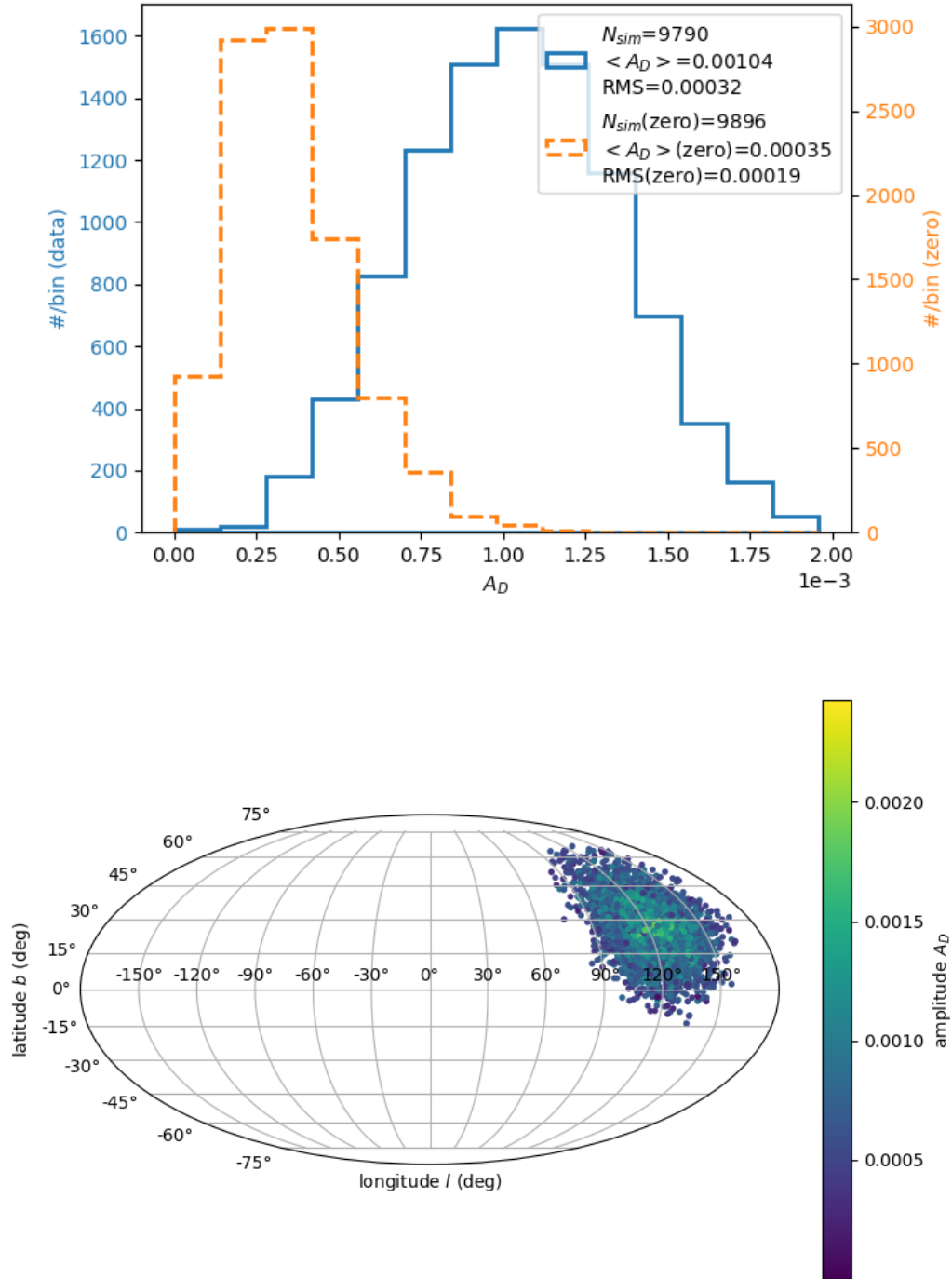


FIGURE 4.17 – Amplitudes et coordonnées des dipôles ajustés sur des simulations avec  $N_{SN} = 1000$  et un dipôle orienté dans la direction « polaire » d'amplitude  $A_D = 0,001$

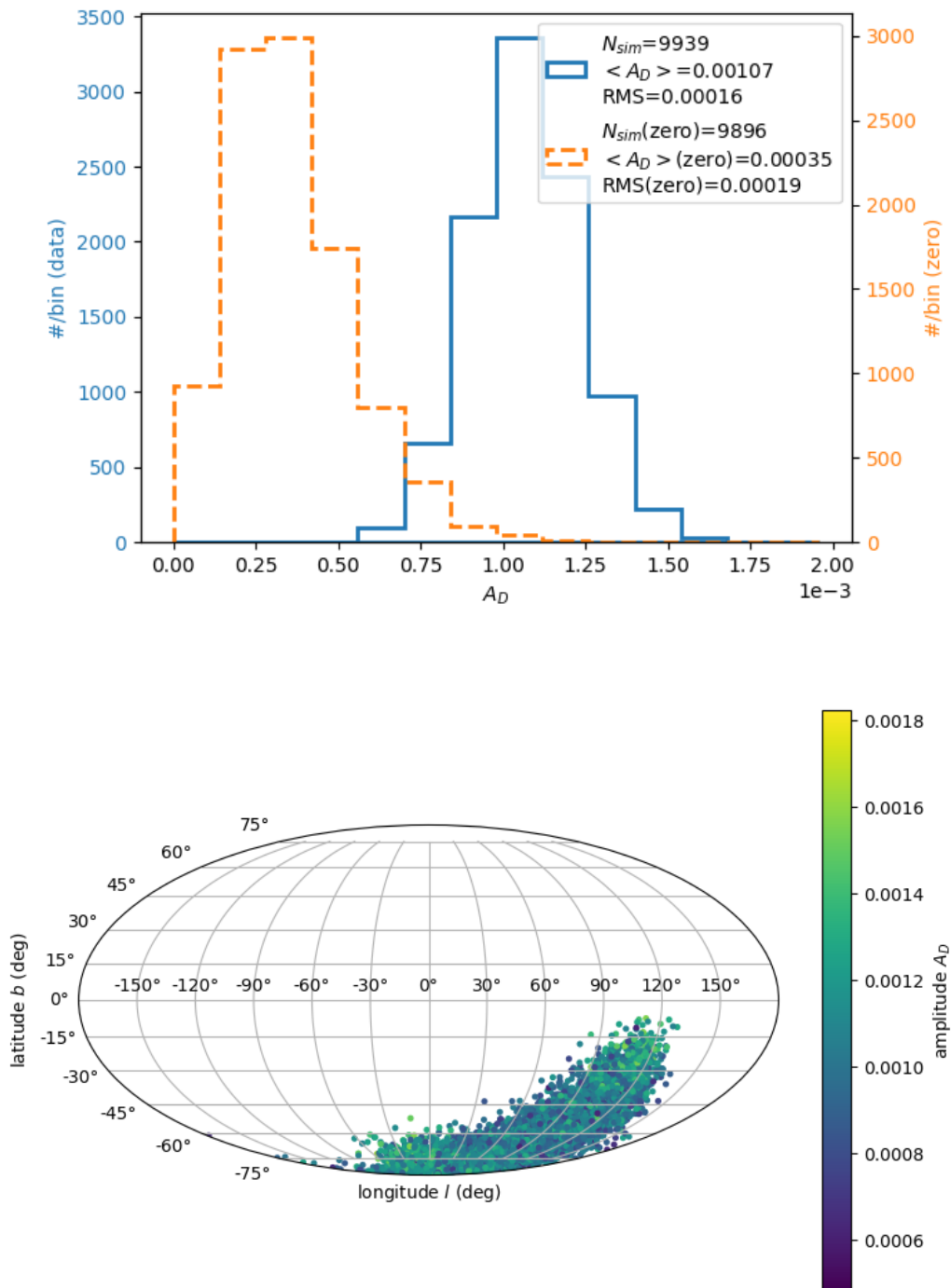


FIGURE 4.18 – Amplitudes et coordonnées des dipôles ajustés sur des simulations avec  $N_{SN} = 1000$  et un dipôle orienté dans la direction « équatoriale » d'amplitude  $A_D = 0,001$

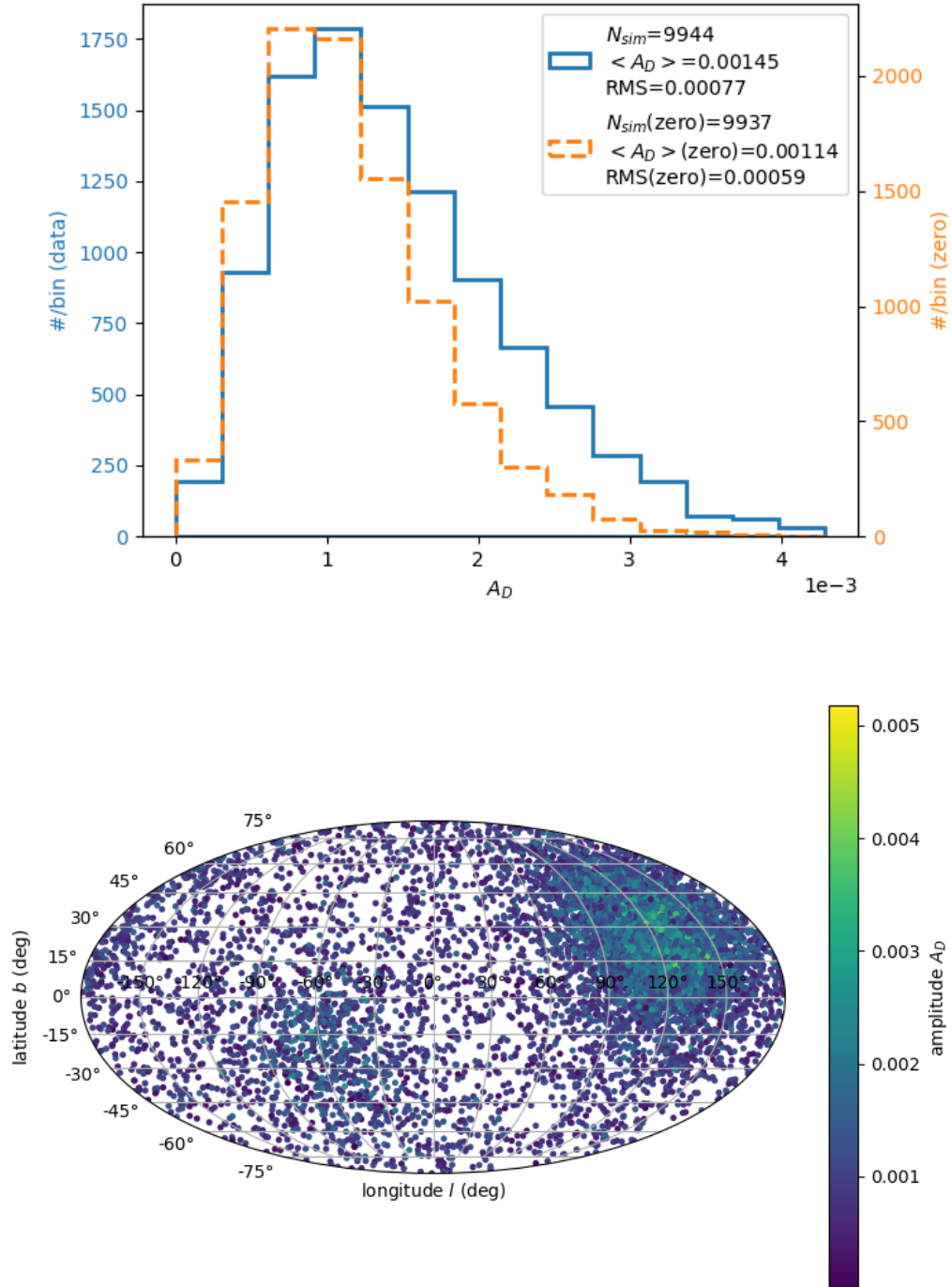


FIGURE 4.19 – Amplitudes et coordonnées des dipôles ajustés sur des simulations avec  $N_{SN} = 100$  et un dipôle orienté dans la direction « polaire » d'amplitude  $A_D = 0,001$

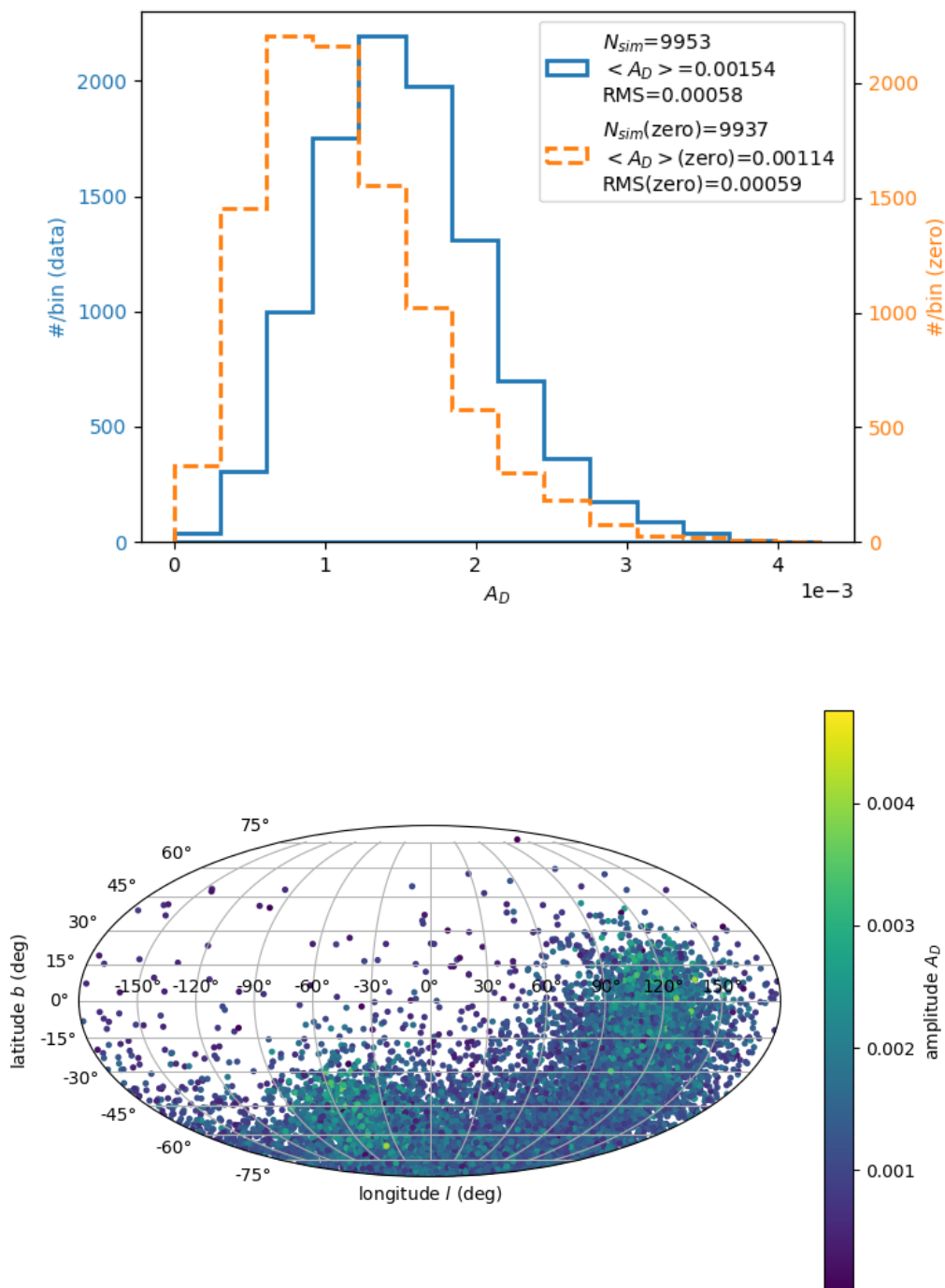


FIGURE 4.20 – Amplitudes et coordonnées des dipôles ajustés sur des simulations avec  $N_{SN} = 100$  et un dipôle orienté dans la direction « équatoriale » d'amplitude  $A_D = 0,001$



**Discussion des résultats** Le tableau 4.3 résume les valeurs obtenues sur les dipôles et les amplitudes ajustés pour les simulations que l'on a effectuées.

Le test de Kolmogorov-Smirnov (KOLMOGOROV [1931]) permet d'estimer la compatibilité de deux lots de données. Lorsqu'on compare deux lots de données à l'aide de ce test on obtient une valeur  $D$  correspondant à la différence statistique maximale entre les deux distributions cumulées et normalisées. Ainsi, une valeur  $D$  de 0 correspond à deux distributions identiques, tandis qu'une valeur s'approchant de 1 correspond à des distributions incompatibles. PEACOCK [1983] propose une généralisation de ce test pour des distributions en plusieurs dimensions.

Afin de comparer les distribution des dipôles obtenus (amplitudes  $A_D$ , longitudes  $l$  et latitudes  $b$ ) pour les simulations incluant une modulation dipolaire avec leurs tests « zéros » respectifs, on utilisera le test de PEACOCK [1983] pour 3 dimensions, à l'aide de la librairie de XIAO [2016], écrite dans le langage de programmation  $R$ .

La méthode dite de « bootstrap » (EFRON et TIBSHIRANI [1994]) consiste à réaliser les comparaisons sur des sous-échantillons de  $N$  résultats. Cela permet d'avoir une estimation des propriétés statistiques de la distance  $D$  (moyenne, écart type, forme de la distribution, etc.) et aussi de tester la stabilité de la distance  $D$ . Cette estimation sera d'autant plus nécessaire, étant donné qu'en augmentant le nombre de dimensions d'un espace de paramètres (3 dimensions ici), celui-ci devient plus clairsemé, ce qui conduit à une variabilité des propriétés statistiques bien plus élevée.

La figure 4.21 montre les distances  $D$  obtenues pour chacune des simulations, en réalisant des sous-échantillons de  $N = 100$  (marqués par des croix) et des sous-échantillons de  $N = 300$  résultats (marqués par les cercles), pris parmi les 10 000 simulations. Les valeurs de  $D$  en considérant des sous-échantillons de 300 simulations sont présentées dans le tableau 4.4.

Si on considère les résultats précédents appliqués à un lot de 5000 SNIa ayant une incertitude de  $\sigma = 0,12$  mag sur leur module de distance, il apparaît que les observations de LSST permettront de détecter une anisotropie dipolaire d'amplitude  $A_D \geq 10^{-3}$  avec une distance statistique par rapport au test « zéro » de l'ordre de 1 ( $1,000 \pm 0,000$ ,  $1,000 \pm 0,001$  respectivement pour un dipôle dans la direction équatoriale et dans la direction polaire).

Si l'on diminue le nombre de SNIa à 1000, cette distance est  $0,987 \pm 0,006$  pour un dipôle orienté vers la direction équatoriale et  $0,890 \pm 0,019$  pour un dipôle orienté vers la direction polaire, toujours pour une amplitude  $A_D$  de  $10^{-3}$ .

Si l'on observe seulement 100 SNIa, les distributions des amplitudes obtenues par observations et celles provenant des tests « zéro » ont tendance à se confondre. On obtient une distance  $D$  de  $0,576 \pm 0,028$  pour les simulations avec un dipôle dans la direction équatoriale, et de  $0,380 \pm 0,032$  pour la direction polaire.

Les valeurs de ces distances statistiques  $D$  sont à comparer avec les valeurs  $D$  obtenues entre deux sous-échantillons de 100 points parmi les tests « zéros » (points gris sur figure 4.21) ainsi que les valeurs  $D$  entre deux sous-échantillons de 100 points issus des simulations avec dipôle (points noirs situés à gauche de la figure 4.21).

Pour ces points on trouve la valeur de  $D = 0,136 \pm 0,020$  quel que soit le scénario de simulation, étant donné que cette distance est due à la statistique de l'échantillonnage ( $N=300$ ). (Cette valeur se rapproche de 0 à mesure que le nombre de simulations considéré dans les sous-échantillons se rapproche de celui de l'échantillon total. Le calcul de cette distance statistique étant relativement coûteux en temps, les simulations ont été effectuées avec seulement pour  $N=300$  et  $N=100$ ; la valeur de cette distance obtenue pour des sous échantillons de  $N=100$  étant de  $D = 0,234 \pm 0,034$ .

simulation	direction	$N_{\text{SN}}$	$\sigma(\mu)$	distr $z$	distr coord	$A_D$	$l$	$b$	$\Omega_m$
Zéro test		5000	0.12	uniforme	uniforme	$0.000119 \pm 0.000051$	$0.6 \pm 103.9$	$0.5 \pm 39.7$	$0.300 \pm 0.010$
Zéro test		5000	0.12	LSST	uniforme	$0.000114 \pm 0.000048$	$-1.8 \pm 103.8$	$-0.2 \pm 39.2$	$0.300 \pm 0.007$
Zéro test		5000	0.12	uniforme	LSST	$0.000148 \pm 0.000072$	$12.0 \pm 101.0$	$-0.2 \pm 36.9$	$0.300 \pm 0.016$
Zéro test		5000	0.12	LSST	LSST	$0.000158 \pm 0.000083$	$14.8 \pm 100.6$	$-0.2 \pm 36.3$	$0.300 \pm 0.014$
Dipôle ( $A_D = 0.001$ )	polaire	5000	0.12	LSST	LSST	$0.001003 \pm 0.000153$	$122.8 \pm 5.5$	$27.1 \pm 4.2$	$0.300 \pm 0.014$
Dipôle ( $A_D = 0.001$ )	équatorial	5000	0.12	LSST	LSST	$0.001014 \pm 0.000069$	$94.9 \pm 11.8$	$-59.7 \pm 7.9$	$0.300 \pm 0.014$
Zéro test		1000	0.12	LSST	LSST	$0.000352 \pm 0.000188$	$13.6 \pm 99.7$	$-0.7 \pm 35.8$	$0.301 \pm 0.030$
Dipôle ( $A_D = 0.001$ )	polaire	1000	0.12	LSST	LSST	$0.001026 \pm 0.000331$	$121.8 \pm 20.1$	$26.5 \pm 11.2$	$0.300 \pm 0.031$
Dipôle ( $A_D = 0.001$ )	équatorial	1000	0.12	LSST	LSST	$0.001069 \pm 0.000164$	$87.3 \pm 36.8$	$-57.7 \pm 15.2$	$0.300 \pm 0.031$
Zéro test		100	0.12	LSST	LSST	$0.001139 \pm 0.000591$	$16.7 \pm 100.5$	$0.3 \pm 35.9$	$0.301 \pm 0.097$
Dipôle ( $A_D = 0.001$ )	polaire	100	0.12	LSST	LSST	$0.001446 \pm 0.000774$	$73.6 \pm 91.4$	$15.7 \pm 30.2$	$0.303 \pm 0.099$
Dipôle ( $A_D = 0.001$ )	équatorial	100	0.12	LSST	LSST	$0.001534 \pm 0.000578$	$50.9 \pm 84.4$	$-39.8 \pm 27.2$	$0.302 \pm 0.098$

TABLEAU 4.3 – Valeurs obtenues sur les zéro tests et les détections de dipôle

Les six premières colonnes donnent une description succincte de chaque simulation permettant de les caractériser, tandis que les quatre dernières colonnes donnent le résultat des ajustements. La première colonne informe s'il s'agit d'un test « zéro » sans dipôle ou d'une simulation incluant un dipôle dont la direction est donnée dans la deuxième colonne. La troisième colonne donne le nombre de SNIa considérées pour chaque simulation. La quatrième colonne donne l'incertitude ajoutée sur le module de distance. La cinquième et la sixième colonnes indiquent les distributions de décalages spectraux et de position utilisées. La septième colonne indique l'amplitude  $A_D$  ajustée, tandis que la huitième et la neuvième correspondent aux longitudes et latitudes ajustées, et la dernière colonne correspond au paramètre cosmologique de densité de matière  $\Omega_m$ .

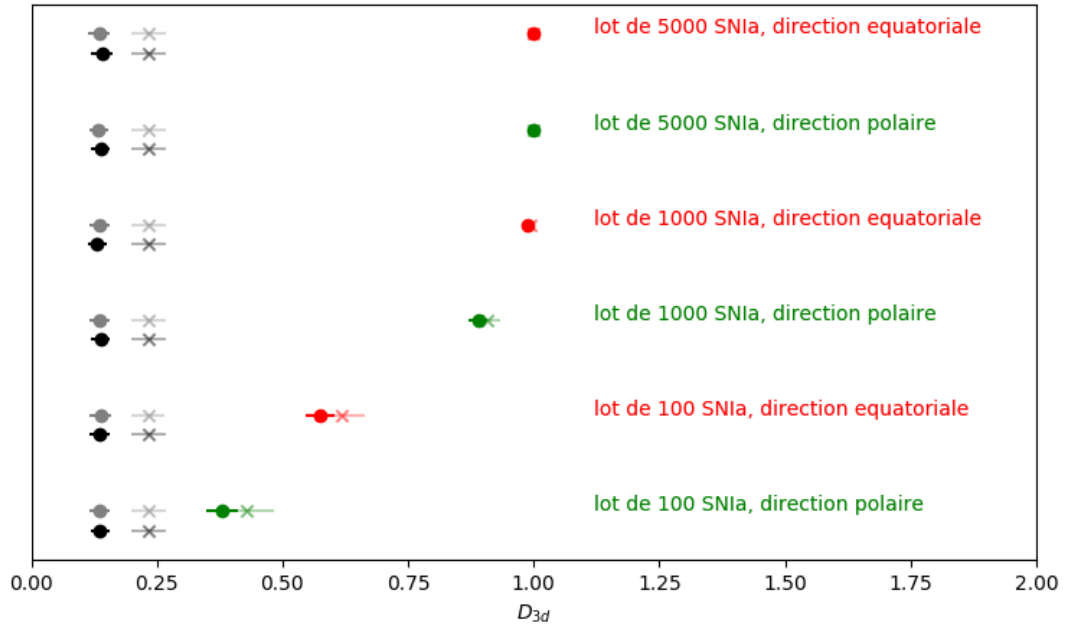


FIGURE 4.21 – Distances statistiques données par le test de Peacock (PEACOCK [1983], XIAO [2016])

Les points marqués par des cercles correspondent aux estimations effectués à l'aide de sous-échantillons de 300 simulations tandis que ceux marqués par des croix correspondent à celles effectués avec des sous-échantillons de 100 simulations.

Les points colorés de droite représentent les distances  $D$  entre les simulations avec dipôle et les tests « zéros » correspondants (les points verts correspondant aux simulations avec un dipôle simulé dans la direction polaire et les points rouges dans la direction équatoriale).

Pour chaque lot de simulations, les points gris (situés à gauche) représentent les distances  $D$  entre deux sous-échantillons de 100 points parmi les tests « zéros ».

Les points noirs représentent les distances  $D$  entre deux sous-échantillons de 100 points issus des simulations avec dipôle.

rang	simulation, direction, $N_{SN}$ , $\sigma(\mu)$	distance $D$
1	Dipôle $A_D = 0.001$ , équatorial, $N_{SN} = 5000$ , $\sigma(\mu) = 0.12$	$1.000 \pm 0.000$
2	Dipôle $A_D = 0.001$ , polaire, $N_{SN} = 5000$ , $\sigma(\mu) = 0.12$	$1.000 \pm 0.001$
3	Dipôle $A_D = 0.001$ , équatorial, $N_{SN} = 1000$ , $\sigma(\mu) = 0.12$	$0.987 \pm 0.006$
4	Dipôle $A_D = 0.001$ , polaire, $N_{SN} = 1000$ , $\sigma(\mu) = 0.12$	$0.890 \pm 0.019$
5	Dipôle $A_D = 0.001$ , équatorial, $N_{SN} = 100$ , $\sigma(\mu) = 0.12$	$0.576 \pm 0.028$
6	Dipôle $A_D = 0.001$ , polaire, $N_{SN} = 100$ , $\sigma(\mu) = 0.12$	$0.380 \pm 0.032$

 TABLEAU 4.4 – Distances statistiques de chaque dipôle ajusté pour une simulation incluant un dipôle par rapport à leurs tests « zéro » respectifs, obtenues en considérant des sous-échantillons de  $N=300$  simulations

On peut conclure qu'avec seulement 1000 SNIa (ce qui correspond grosso modo au nombre de SNIa des analyses cosmologiques récentes), on serait capable de détecter un dipôle possédant une amplitude  $A_D$  supérieure à 0,001.

## Conclusion

La mesure d'anisotropies de l'Univers a été une question centrale de la cosmologie depuis longtemps. Le modèle standard de la cosmologie est basé sur le principe stipulant que l'Univers est homogène et isotrope.

Certaines observations astronomiques (section 4.1.1), telles que le « point froid » du fond diffus cosmologique (VIELVA et al. [2004], PLANCK COLLABORATION et al. [2014b]) ou l'asymétrie dans l'orientation des galaxies observées pour des décalages spectraux vers le rouge inférieur à 0.085 (LONGO [2011]), révèlent de possibles anisotropies.

Une multitude de modèles cosmologiques anisotropiques existent (section 4.1.2.1), dont certains peuvent rendre compte de l'apparente expansion accélérée de l'Univers sans présence d'énergie noire ou de modifications des lois de la gravité, tel celui de Lemaître-Tolman-Bondi (LEMAÎTRE [1933], TOLMAN [1934], BONDI [1947]).

Il est possible de tenter d'ajuster ces modèles spécifiques aux observations. Cependant, il est plus judicieux de considérer une approche phénoménologique, de manière à pouvoir rechercher des anisotropies de manière indépendante d'un modèle spécifique. Parmi ces méthodes (section 4.2.1), figurent celles de comparaison hémisphérique, d'ajustement en cônes, ou d'ajustement de dipôle.

Pour déterminer les conditions de mise en évidence des anisotropies, on a utilisé la méthode de l'ajustement dipolaire. À l'heure actuelle il n'est pas possible de déterminer si une forme quelconque d'anisotropie de ce type existe. La recherche d'une anisotropie de forme dipolaire dans les données existantes de SNIa ne permet que de donner une borne supérieure sur l'amplitude de cette anisotropie de forme dipolaire, de l'ordre de  $A_D \sim 10^{-3}$ .

On s'attend à pouvoir abaisser cette contrainte sur la détection d'un dipôle en module de distance avec les prochains relevés cosmologiques. En particulier, on peut se demander ce qu'il en est avec les données du futur télescope LSST. Pour y répondre, des simulations reproduisant des modules de distance observés de SNIa, incluant ou non une anisotropie de forme dipolaire ont été effectuées.

Avec LSST, on devrait pouvoir détecter, si elle existe, une anisotropie d'amplitude  $A_D \gtrsim 0,001$  sous forme de dipôle sur le module de distance. Cependant, pour obtenir une simulation plus réaliste, on devra mettre à jour les résultats lorsqu'on en saura plus sur la stratégie d'observation des SNIa avec le champ principal (*wide*) de LSST.

Afin de continuer ce travail, on pourra réaliser des simulations plus réalistes (distribution des positions et des décalages spectraux, modèle d'erreur et nombre de SNIa) quant aux données de SNIa qui seront observées par LSST. De plus, on pourra considérer d'autres futurs relevés qui compléteront les données de LSST.

Bien que la détection d'une anisotropie telle que celle décrite dans ce travail ne serait pas forcément en mesure d'expliquer ce que l'on peut représenter comme l'expansion accélérée de l'Univers, l'identification d'anisotropies pourrait marquer un changement majeur de paradigme dans la conception actuelle de l'Univers.



# Conclusion générale

Les analyses cosmologiques effectuées à l'aide des SNIa montrent qu'il reste une variabilité médiane sur les résidus de 0,17 magnitude sur le diagramme de Hubble (BETOULE et al. [2014]). Dans cette thèse, de multiples sources pouvant provoquer cette variabilité sont explorées, allant d'effets à l'échelle instrumentale, d'effets intrinsèques et extrinsèques (modélisation des SNIa, effets environnementaux tels que les vitesses propres des galaxies hôtes, etc.) au modèle cosmologique considéré (par exemple la question de l'isotropie de l'Univers).

Le chapitre 1 de ce document présente un bref historique de l'estimation des distances, suivi d'une introduction au contexte théorique (relativité générale et principe cosmologique) amenant à l'établissement du modèle standard de la cosmologie  $\Lambda$ CDM et de ses variantes. Ensuite, l'un des plus puissants estimateurs de distances est décrit : les SNIa, utilisées en tant que chandelles standard. Cependant, afin de pouvoir contraindre un modèle cosmologique de manière précise, il est nécessaire de corriger les variabilités intrinsèques et extrinsèques à ces SNIa. Une partie significative de ces variabilités est corrigée à l'aide d'une relation empirique établie sur la distribution spectrale en énergie (modèle SALT2) lors d'une étape appelée standardisation. Une fois cette standardisation effectuée, il est possible, à partir de la relation entre la magnitude standardisée et le décalage spectral vers le rouge (diagramme de Hubble), d'ajuster les paramètres cosmologiques. D'autres types d'observations, telles que celles du fond diffus cosmologique ou des oscillations acoustiques des baryons, permettent d'obtenir des contraintes cosmologiques complémentaires avec celles des SNIa.

Le chapitre 2 aborde le projet LSST (Large Synoptic Survey Telescope), un relevé de grande envergure qui permettra d'augmenter de manière significative le nombre de SNIa observées. Actuellement en construction sur le Cerro Pachón (Chili), à une altitude de 2682 m, le télescope LSST, d'un diamètre de 8,4 m et doté d'un champ de 9,6 deg<sup>2</sup>, observera une bonne moitié du ciel (environ 20 000 degrés carré) dans 6 bandes spectrales, avec une haute répétitivité (une visite tous les 3 jours environ). Il couvrira un large champ de sujets scientifiques : les objets transitoires, l'étude de la Voie Lactée et du système solaire (astéroïdes et géocroiseurs) et la Cosmologie. Pour ce qui est des SNIa, on s'attend à en observer plusieurs milliers chaque année, ce qui permettra d'augmenter la statistique (il y en a 740 dans le diagramme de Hubble le plus récent (BETOULE et al. [2014])). De ce fait, il devrait permettre de contraindre le paramètre  $w$  qui caractérise l'équation d'état du fluide cosmologique représentant l'énergie noire avec une précision de 1% (actuellement les observations combinées donnent  $w = -0,97 \pm 0,05$  (PATRIGNANI et al. [2017])). Il faudra pour cela mettre en œuvre la chaîne de production des données de LSST, à l'aide d'algorithmes performants respectant certains critères de qualité. Une étude de la qualité de ce traitement, qui correspond à l'une des premières étapes de la chaîne de production,

a été effectuée sur les images calibrées provenant d'un champ profond du CFHT (Canada France Hawai Telescope). Ces estimations ont été comparées avec les exigences de qualité données par le *LSST Science Requirements Document* (IVEZIC et LSST SCIENCE COLLABORATION [2011]). Pour ce qui est de la qualité photométrique, on obtient une dispersion légèrement supérieure aux paramètres requis. Bien que ce dépassement soit faible, les sources de cette dispersion restent à être comprises. Pour ce qui est de l'astrométrie, la qualité obtenue sera vraisemblablement suffisante lorsque l'ajustement par astrométrie simultanée sera implémenté (PAREJKO et ASTIER [2017]).

Le chapitre 3 de ce document traite des vitesses propres des galaxies hôtes des SNIa, qui induisent une source d'erreur additionnelle sur le diagramme de Hubble. Dans les analyses cosmologiques classiques, une incertitude de 150 à 300 km/s sur les vitesses propres est prise en compte. Cependant, cet effet est plus important pour les SNIa dont la galaxie hôte appartient à un amas au sein duquel la dispersion en vitesses des galaxies s'élève à environ 1000 km/s. On propose une méthode permettant de corriger ces vitesses propres, en utilisant le décalage spectral global de l'amas auquel appartient la galaxie hôte, et non le décalage spectral de la galaxie hôte, usuellement considéré. Des corrections ont été établies sur un échantillon de 145 SNIa à faible décalage spectral ( $0,005 < z < 0,123$ ), observées par la collaboration Nearby SuperNova Factory (ALDERING et al. [2002]). Parmi ces SNIa, 11 SNIa ont été associées à des amas de galaxies. Les corrections des vitesses propres ont ainsi permis de diminuer la dispersion sur le diagramme de Hubble, en la faisant passer de  $w_{\text{RMS}}=0,137 \pm 0,036$  mag (avant corrections) à  $w_{\text{RMS}}=0,130 \pm 0,038$  mag, lorsque les vitesses propres sont corrigées pour les SNIa appartenant à des amas. La prise en compte des vitesses propres est statistiquement significative puisque l'on obtient une corrélation entre les résidus avant corrections et les corrections sur les décalages spectraux de  $\rho = 0,9 \pm 0,1$ , avec une signifiante de  $3,58 \sigma$ . Cependant, lorsque l'on exclut la supernova SN2006X, cette corrélation diminue à  $\rho = 0,5 \pm 0,3$  et la signifiante baisse à  $1,34 \sigma$ . Cette baisse particulièrement importante s'explique par la forte correction apportée sur SN2006X et le fait que seules 11 SNIa sont associées à des amas.

Bien que le poids de ces corrections soit relativement modeste, on a montré qu'elles sont statistiquement significatives. Ces corrections pourraient être prises en considération dans de futures analyses cosmologiques.

Le chapitre 4 se penche sur la question de l'isotropie de l'Univers à l'échelle cosmologique. Après avoir donné des arguments en faveur de la recherche d'anisotropies, quelques modèles cosmologiques anisotropiques, tel que celui de Lemaître-Tolman-Bondi, sont décrits. On pourrait tenter d'ajuster chacun de ces modèles, cependant une formulation permettant de couvrir l'ensemble des modèles est préférable. Pour cela, on a choisi d'effectuer une étude phénoménologique de l'anisotropie en se concentrant sur un effet dipolaire inclus sur le module de distance, correspondant aux anisotropies de premier ordre. Les recherches antérieures ainsi que notre propre estimation sur les données de BÉTOULE et al. [2014] donnent une borne supérieure pour l'amplitude de ce dipôle autour de  $10^{-3}$ . On a ensuite réalisé des simulations afin de déterminer si une modulation dipolaire de cette amplitude pourrait être détectée sur des données provenant d'observations futures de LSST. Plusieurs scénarios ont été considérés, l'un optimiste, considérant 5000 SNIa utiles avec LSST, un autre avec 1000 SNIa et enfin un scénario, plus pessimiste, avec 100 SNIa. Chacun de ces scénarios est étudié suivant deux variantes correspondant à deux directions, l'une pour laquelle la distribution de données de LSST serait la plus symétrique possible, que l'on a appelée direction « polaire », l'autre suivant une direction



perpendiculaire à celle-ci, appelée « équatoriale ». On montre que pour les simulations avec 5000 SNIa, un dipôle d'amplitude  $A_D = 10^{-3}$  serait détecté indépendamment de sa direction. Cependant, on constate que la distance statistique entre les distributions obtenues pour un dipôle simulé et l'hypothèse nulle (test « zéro », sans dipôle simulé) est plus grande pour les scénarios suivant la direction « équatoriale » que pour ceux suivant la direction « polaire ».

Les travaux effectués durant cette thèse engendrent des perspectives diverses. En ce qui concerne le traitement des données et l'estimation de la qualité de la chaîne de production (chapitre 2), on pourrait prendre en considération les paramètres du *LSST Science Requirements* non pris en compte à l'heure actuelle. De plus, il serait intéressant de tester la chaîne de production de données des SNIa, en produisant des courbes de lumière et d'estimer la qualité de celles-ci.

L'étude des vitesses propres des SNIa se trouvant dans des amas (chapitre 3) apporte aussi de nombreuses perspectives. Tout d'abord on pourrait prendre en compte ces corrections dans les analyses cosmologiques, cependant la méthode de sélection des amas de galaxies plus lointains sera à repenser, étant donné que les catalogues de sources diffuses  $X$  ne sont plus complets au delà de  $z \sim 0,1$ . D'autre part, ces vitesses propres pourraient être utilisées directement pour extraire des paramètres cosmologiques.

La recherche phénoménologique d'anisotropies à l'échelle de l'Univers à l'aide de LSST (chapitre 4) peut être améliorée de plusieurs manières. On pourrait considérer en premier lieu des simulations plus réalistes (modèles d'erreur, distributions des coordonnées, décalages spectraux et nombre de SNIa observées par LSST). Afin de prendre en compte ces effets, on a besoin de connaître la stratégie d'observation définitive de LSST. De plus on pourrait considérer des dipôles ayant des amplitudes diverses, de manière à pouvoir établir une contrainte sur l'amplitude minimale d'un dipôle qui serait détecté avec LSST. Dans le même registre, on devrait considérer d'autres directions pour le dipôle simulé, particulièrement si la distribution spatiale des SNIa prises en compte ne possède pas d'axe de symétrie. On pourrait considérer des simulations en incluant d'autres relevés, tels que ZTF. Pour aller plus loin, on pourrait aussi considérer des effets multipolaires d'ordre supérieur au dipôle, décomposés en harmoniques sphériques.

Il reste donc beaucoup à faire, et sans doute beaucoup plus encore que l'on peut imaginer, tant l'Univers est accoutumé à réserver des surprises aux scientifiques qui essaient de mieux le connaître.



# Annexe A

## Discussion sur la matière noire

Dans les années 1930, Fritz Zwicky ([ZWICKY \[1937\]](#)) fit le constat, en étudiant la dispersion des vitesses particulières au sein d'un amas, que 96% de la masse totale de l'amas de Coma était de nature invisible, tandis que la masse estimée d'après la lumière stellaire correspondait aux 4% restants. Cependant, à cette époque, Zwicky ne pouvait pas établir des mesures sur toute la bande électromagnétique. Il était donc possible que cette matière manquante soit seulement non observable dans le domaine optique. En effet, les analyses multi-longueurs d'onde ont montré par la suite la présence d'un milieu intra-amas émetteur en X, représentant en moyenne environ 16% de la masse totale de l'amas. Il reste donc autour de 80% de matière invisible. Depuis cette découverte de Zwicky, d'autres observations, telles que l'effet de lentillage gravitationnel, ont confirmé la présence de cette matière invisible, qui est plus communément appelée matière noire (ou sombre), dans les amas.

Une découverte analogue fut celle de Louise Volders ([VOLDERS \[1959\]](#)), qui montra que la galaxie spirale du Triangle (M33) ne tournait pas comme on s'y attendait d'après la dynamique de Kepler, en supposant la densité de la matière visible. Des observations sur d'autres galaxies confirmèrent cela. La présence de cette forme de matière noire permet également d'expliquer les courbes de rotation des galaxies ([CORBELLI et SALUCCI \[2000\]](#)). La figure [A.1](#) illustre cet effet pour la galaxie NGC3198.

Par ailleurs, il se trouve aussi que cette matière noire est nécessaire pour que la formation des structures, telles qu'on les observe actuellement, soit possible ([PRIMACK \[1997\]](#)).

Le phénomène de l'hypothétique expansion accélérée de l'Univers ([PERLMUTTER et al. \[1999\]](#), [RIESS et al. \[1998\]](#)), peut être modélisé, d'une part par l'ajout d'un fluide cosmologique appelé « énergie noire », mais par une seconde approche qui consiste à modifier les lois de la gravité. De nombreux modèles de gravité modifiée existent (théories MOND <sup>1</sup>,  $f(R)$ ). Ils permettent aussi de justifier les courbes de rotation des galaxies et les autres phénomènes habituellement attribués à la matière noire. Le lecteur pourra consulter la revue des modèles de gravitation modifiés de [NOJIRI et al. \[2017\]](#). Cependant la plupart d'entre eux sont en contradiction avec des phénomènes observables tel que la formation des structures de l'Univers ([PRIMACK \[1997\]](#)), ou le cas de l'amas de galaxies de la Balle ([MARKEVITCH et al. \[2004\]](#), [CLOWE et al. \[2006\]](#)).

En effet, comme la figure [A.2](#) le montre, la matière visible (gaz chaud émettant des rayons X par rayonnement de freinage) ne se superpose pas à l'essentiel de la masse de l'amas. L'amas de la Balle résulte d'une collision de deux amas plus petits. Le gaz qui se trouvait avant la collision au sein des deux amas a interagi et s'est retrouvé freiné entre les

---

1. MOdified Newtonian Dynamics

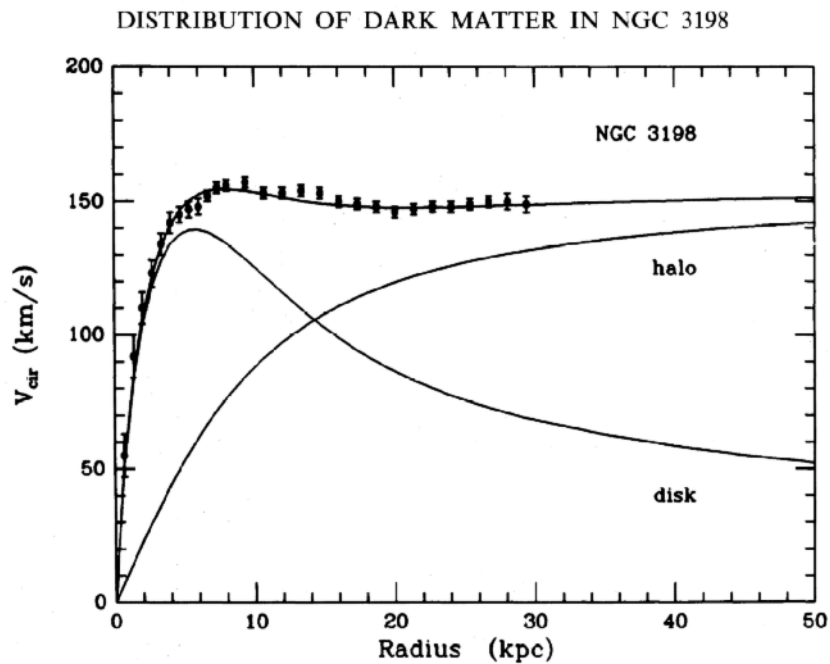


FIGURE A.1 – Courbe des vitesses de rotation de la galaxie NGC3198 (VAN ALBADA et al. [1985])

Les points représentent les mesures de vitesse de rotation des étoiles de la galaxie NGC3198, en fonction de la distance par rapport au centre (en kpc). La courbe noire modélisant les données est un modèle comprenant la somme de l'effet que devrait la matière stellaire observable (courbe libellée par « disk ») et un halo de matière noire (courbe libellée par « halo »).

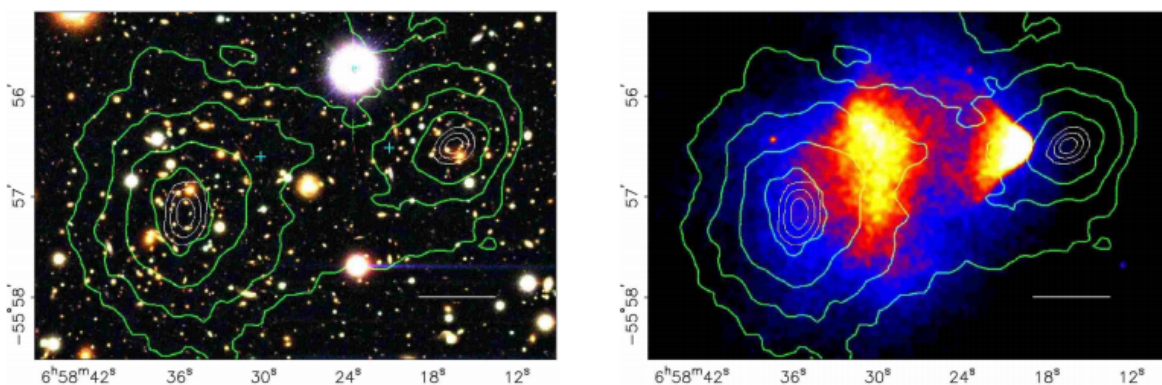


FIGURE A.2 – Amas de la Balle, en visible, UV et vu par lentillage gravitationnel (CLOWE et al. [2006])

L'image de gauche montre la superposition des images optique du télescope Magellan, avec les contours de la distribution spatiale en masse, observée à l'aide du lentillage gravitationnel. La figure de droite montre les mêmes contours avec les détections en rayon X du télescope Chandra (CHANDRA), qui met en évidence la présence de plasma chaud à l'intérieur de cet amas de galaxies. Ce plasma chaud représente l'essentiel en masse de la matière visible au sein de l'amas. Cependant on peut constater que l'essentiel de la masse ne se trouve aucunement en cette région.

deux amas, tandis que les galaxies ont continué leur course. Le point intéressant est que les effets de lentillage gravitationnel montrent qu'une énorme masse diffuse, indétectable par rayonnement, a continué son chemin avec les galaxies. Les modèles de gravité modifiée alternatifs à la matière noire ne sont donc pas en accord avec ces observations car leurs effets devraient se manifester autour de la matière visible, c'est à dire le gaz chaud qui représente les trois quarts de la masse de matière ordinaire de l'amas.



## Annexe B

# Effet de l'ajustement d'astrométrie simultanée (jointcal)

L'ajustement par astrométrie simultanée (PAREJKO et ASTIER [2017]) permet un ajustement simultané des coordonnées WCS (world coordinate system) des sources sur un lot d'images provenant d'un même champ. Dans ce qui suit, l'effet de l'ajout de cette étape a été évalué.

Pour chaque image provenant d'une visite on obtient un catalogue comprenant les positions (ascension droite et déclinaison). Pour pouvoir tracer la dispersion de chaque source à travers les visites, une association de ces sources est nécessaire. Afin de procéder à cette association de manière optimisée, l'algorithme dit de *kd-tree* (BENTLEY [1975]), pour deux dimensions ( $k = 2$ ), a été utilisé. Pour les sources associées, chaque mesure de position (ascension droite et déclinaison) est soustraite de sa valeur moyenne à travers les visites, de manière à obtenir les écarts relatifs.

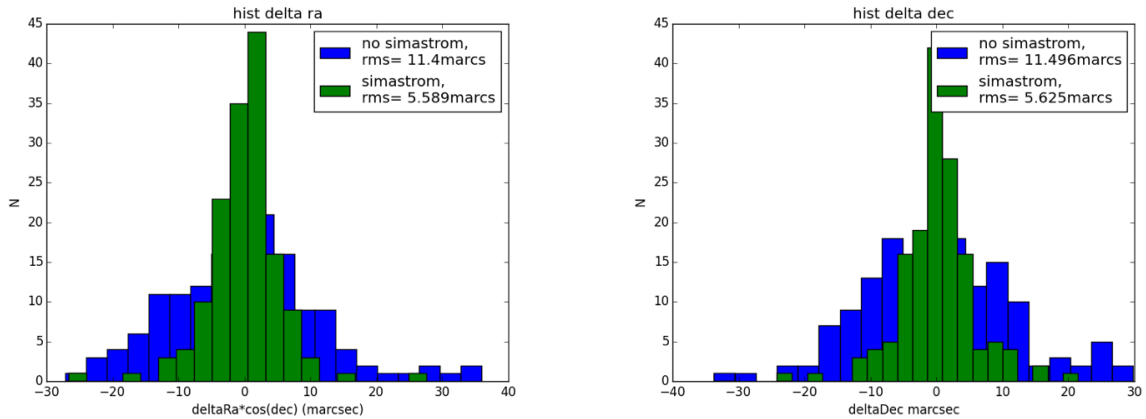


FIGURE B.1 – Effet de l'astrométrie simultanée

Les distributions bleues montrent les écarts des positions pour chaque source par rapport à leur moyenne, pour l'ascension droite (tracé de gauche) et la déclinaison (tracé de droite), en millisecondes d'arc. Les écarts en ascension droite sur figure de gauche sont multipliés par le cosinus de la déclinaison, de manière à obtenir des résultats comparables. Les distributions vertes montrent ces mêmes écarts, après mise en œuvre de l'ajustement d'astrométrie simultanée.

La figure B.1 montre les distributions de ces écarts obtenues avant et après l'ajuste-



ment d'astrométrie simultanée (ayant une magnitude limite en bande  $r$  de 19) provenant de l'un des champs profonds du CFHT. Une diminution de l'ordre de 50% sur la dispersion des positions est constatée pour les sources ayant subi l'ajustement d'astrométrie simultanée.

## Annexe C

# Systèmes de coordonnées astronomiques

Un système de coordonnées astronomique permet de déterminer la position d'un objet dans le ciel. Dans ce manuscrit, on utilise deux représentations possibles, à savoir le système de coordonnées équatoriales et le système de coordonnées galactiques.

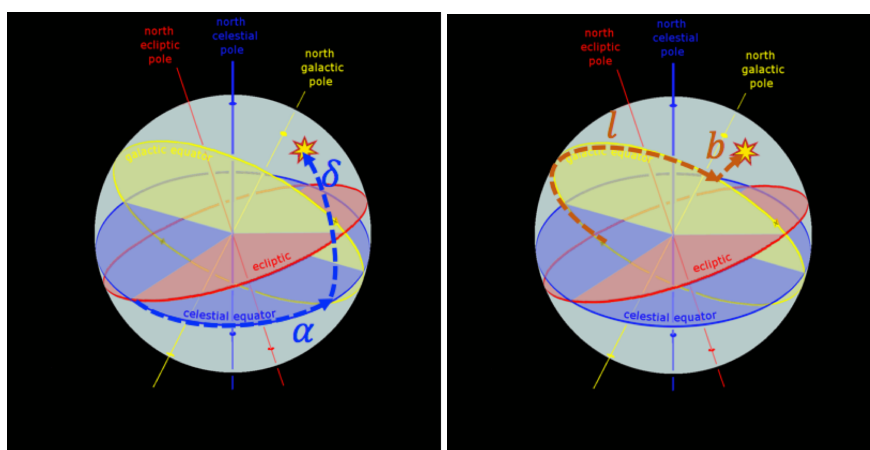


FIGURE C.1 – Systèmes de coordonnées équatorial et galactique

**À gauche :** Représentation d'un objet avec ses coordonnées équatoriales, où  $\alpha$  et  $\delta$  représentent respectivement l'ascension droite et la déclinaison. **À droite :** Représentation d'un objet avec ses coordonnées galactiques, où  $l$  et  $b$  représentent respectivement la longitude et la latitude galactiques.

Le système de coordonnées équatorial utilise comme plan de référence la projection, sur la sphère céleste, de l'équateur de la Terre. Ce plan représente l'équateur céleste, divisant ainsi le ciel en deux hémisphères en suivant l'axe perpendiculaire à l'équateur céleste orienté vers le pôle nord terrestre. Ce système permet ainsi de donner la position d'un objet sur la voûte céleste, à l'aide des deux coordonnées angulaires  $\alpha$  et  $\delta$  (voir tracé de gauche sur la figure C.1) suivantes :

- l'ascension droite  $\alpha$  représente l'angle mesuré sur l'équateur céleste à partir d'un point de référence, appelé le point vernal, qui correspond à l'intersection entre le plan l'équateur céleste et l'écliptique lors de l'équinoxe de printemps. L'angle d'ascension droite varie ainsi entre 0 et 360° selon la position.
- la déclinaison  $\delta$ , qui représente l'angle entre l'équateur céleste et l'objet. La déclinaison peut donc varier entre -90°, pour un point situé sur le pôle sud, et +90° pour

le pôle nord.

Le système de coordonnées galactiques utilise comme plan de référence la projection, sur la sphère céleste, le plan galactique de la Voie Lactée. De manière analogue au système équatorial, la position d'un objet sur la voûte céleste est représentée à l'aide de deux coordonnées angulaires (voir tracé de droite sur la figure C.1) :

- la longitude galactique  $l$  représente l'angle se mesurant sur l'équateur galactique, à partir d'un point de référence, défini par le centre galactique. Les valeurs possibles pour cet angle se trouvent entre 0 et  $360^\circ$ .
- la latitude galactique  $b$  mesure de l'angle entre le plan de référence et le point étudié mesuré à partir du Soleil. Sa valeur évolue entre  $-90^\circ$  (pôle sud galactique) et  $+90^\circ$  (pôle nord galactique).

# Annexe D

## Tests « zéro » des simulations dipolaires

### D.1 Tests « zéro » avec différentes distributions

**Test « zéro » : décalages spectraux uniformes, distribution en coordonnées uniforme sur tout le ciel** On considère dans un premier temps des données simulées sans inclure de dipôle, en utilisant la distribution en coordonnées uniforme sur tout le ciel et la distribution en décalage spectral uniforme. La figure D.1 montre les amplitudes et les coordonnées des ajustements dipolaires effectuées sur ces simulations.

On constate que l'amplitude du dipôle est toujours compatible avec 0. On obtient, avec cette configuration, une contrainte sur l'amplitude du dipôle à  $2\sigma$  de  $2,1 \times 10^{-4}$ . On ne pourra donc vraisemblablement pas détecter de dipôle s'il possède une amplitude inférieure à celle-ci.

**Test « zéro » : décalages spectraux « réalistes », distribution en coordonnées uniforme sur tout le ciel** On utilise toujours une simulation avec une distribution en coordonnées uniforme sur le ciel complet. Le but est de changer la distribution en décalages spectraux vers le rouge uniforme pour celle de la figure 4.7, plus réaliste, et de déterminer si cela a un effet sur les résultats.

La figure D.2 montre les amplitudes et les coordonnées des dipôles ajustées.

On constate qu'il n'y a pas de différence notable lorsque l'on fait le choix d'une distribution de décalages spectraux uniforme ou d'une distribution plus réaliste. On considérera néanmoins cette distribution plus réaliste (figure 4.7) dans toutes les simulations incluant un dipôle (chapitre 4).

**Test « zéro » : décalages spectraux uniformes, distribution en coordonnées uniforme sur la partie observée par le champ *wide* de LSST** On réalise des simulations avec une distribution en coordonnées uniforme sur la partie du ciel susceptible d'être observée par le champ principal (*wide*) de LSST. La figure 4.6 représente cette distribution, convertie en coordonnées galactiques. On reprend ici la distribution des décalages spectraux uniforme.

La figure D.3 montre les amplitudes et les coordonnées des dipôles qui ont été ajustées sur les simulations.

On remarque que les directions trouvées lors des ajustements dipolaires ne suivent plus une distribution uniforme en coordonnées. On constate l'apparition de sur-densité dans la direction des pôles, et de sous-densité dans les zones perpendiculaires à cet axe. Les amplitudes dipolaires ajustées sont toujours compatibles, à  $2\sigma$ , avec le dipôle nul.

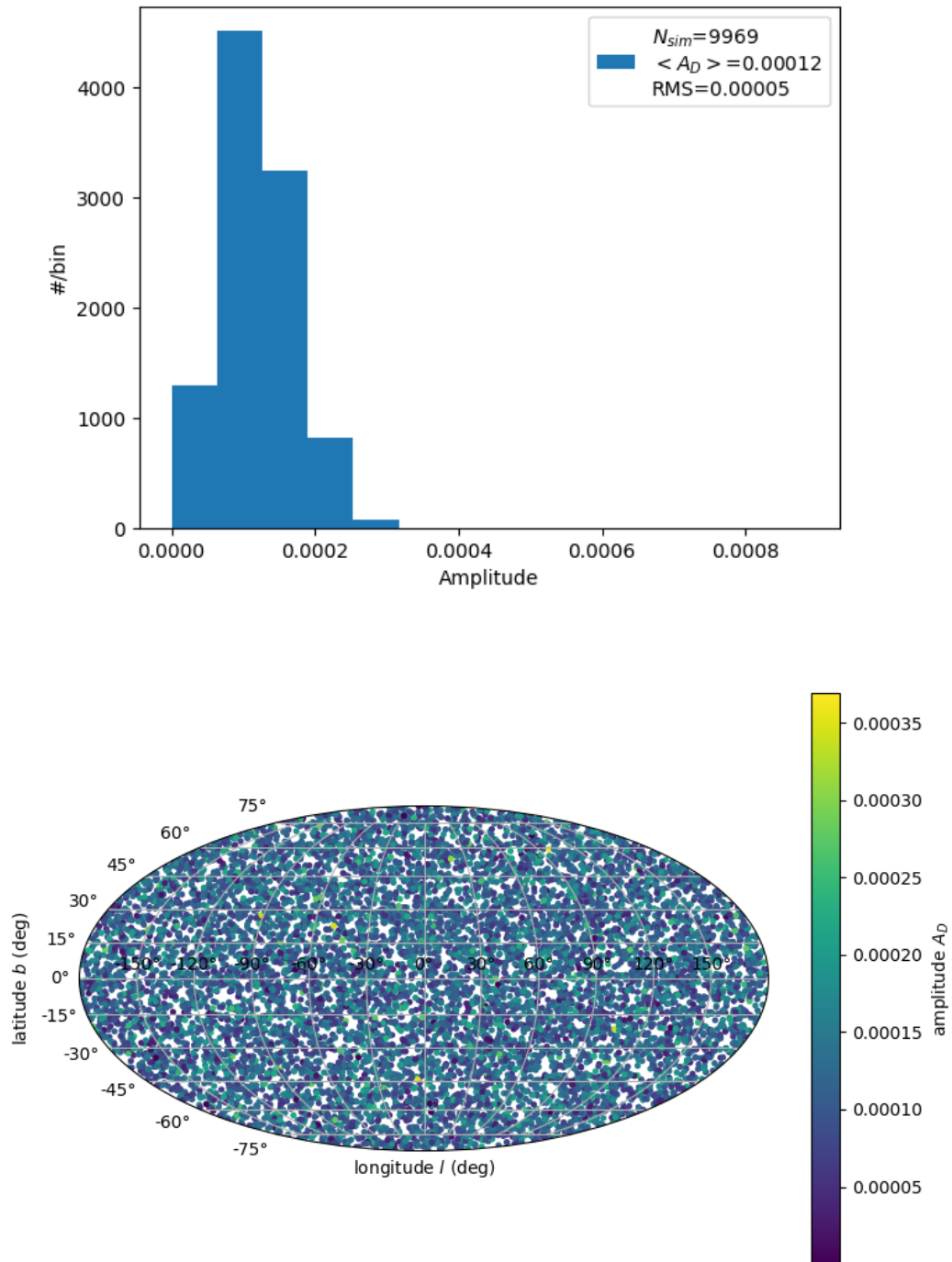


FIGURE D.1 – Amplitudes et coordonnées des dipôles ajustés

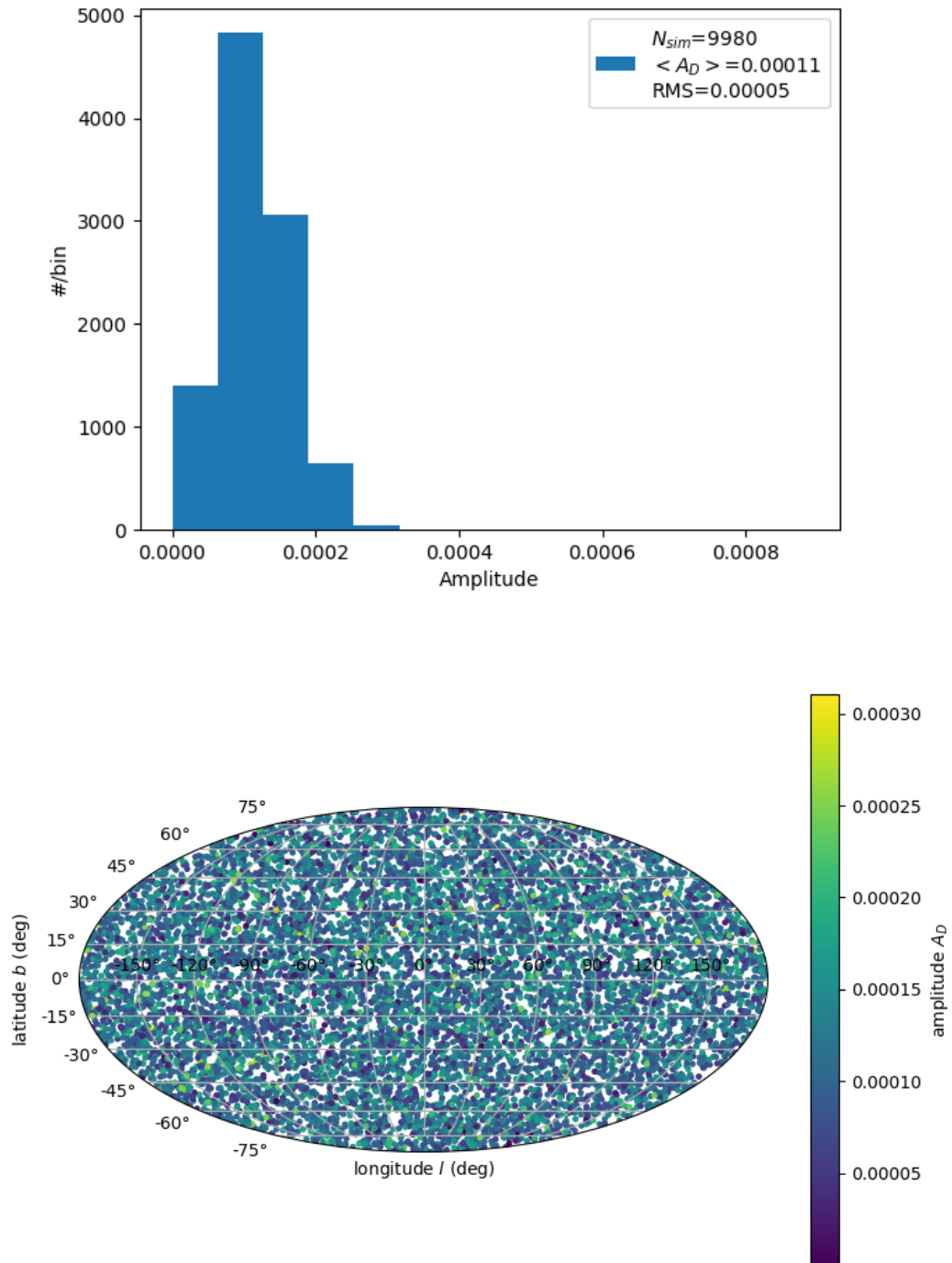


FIGURE D.2 – Amplitudes et coordonnées des dipôles ajustés

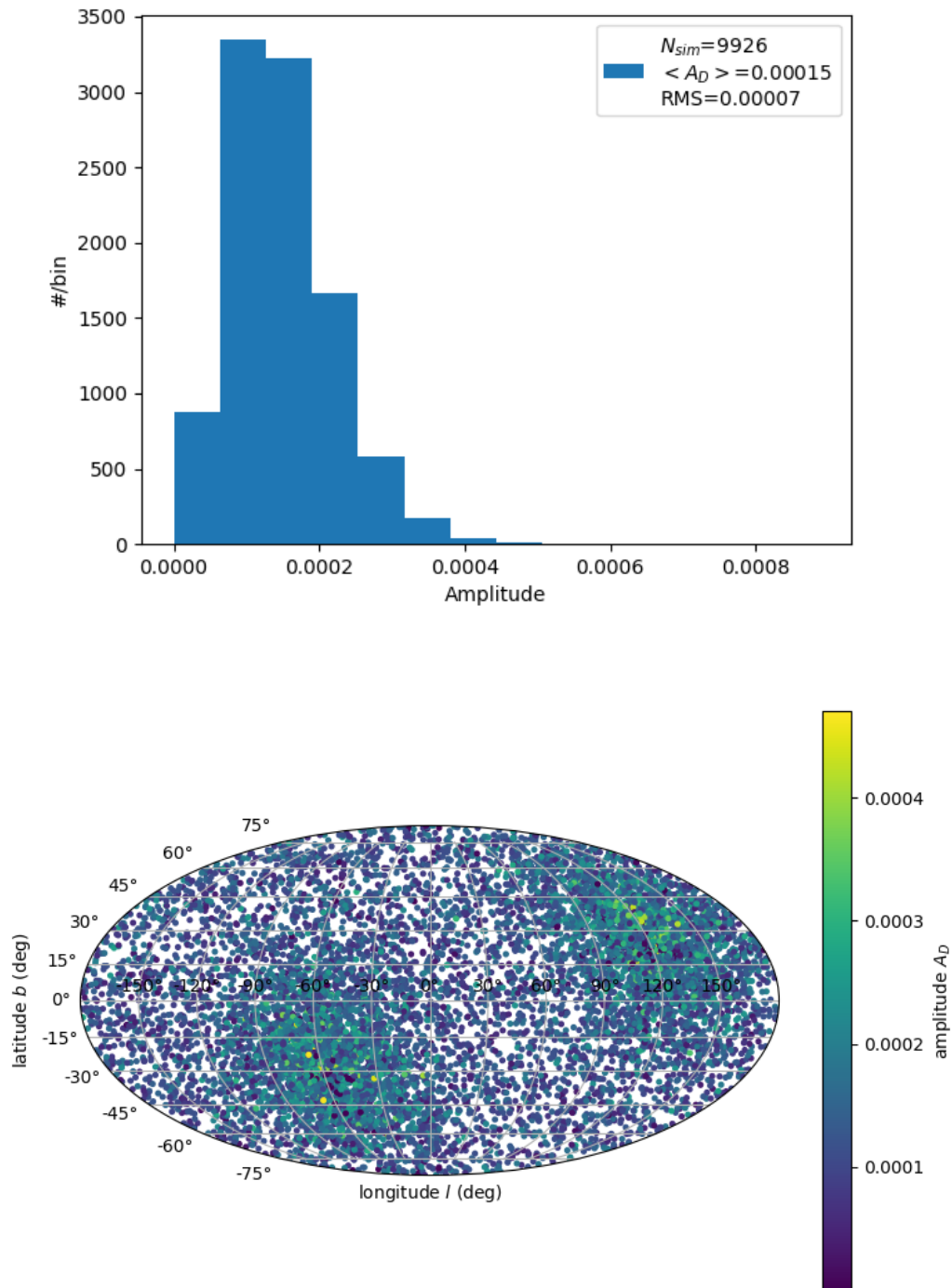


FIGURE D.3 – Amplitudes et coordonnées des dipôles ajustés



Les ajustements sur le test avec la distribution « réaliste » de décalages spectraux et une distribution en coordonnées uniforme sur la partie observée par le champ *wide* de LSST sont donnés dans la figure 4.12 du chapitre 4.

Les valeurs moyennes ainsi que les déviations standards des paramètres dipolaires ajustés sont résumées dans le tableau 4.3.



# Bibliographie

- ABELL, G. O. 1958, «The Distribution of Rich Clusters of Galaxies.», *ApJS*, vol. 3, p. 211. [94](#)
- ABELL, G. O., H. G. CORWIN, JR. et R. P. OLOWIN. 1989, «A catalog of rich clusters of galaxies», *ApJS*, vol. 70, p. 1–138. [94](#)
- ALDERING, G., G. ADAM, P. ANTILOGUS, P. ASTIER, R. BACON et al. 2002, «Overview of the Nearby Supernova Factory», dans *SPIE Conference Series*, vol. 4836, p. 61–72. [2](#), [24](#), [26](#), [82](#), [88](#), [111](#), [152](#)
- ALDERING, G., P. ANTILOGUS, S. BAILEY, C. BALTAY, A. BAUER et al. 2006, «Nearby Supernova Factory Observations of SN 2005gj : Another Type Ia Supernova in a Massive Circumstellar Envelope», *ApJ*, vol. 650, p. 510–527. [88](#)
- ALSABTI, A. W. et Y. P. MURDIN, P. *Supernovae and Supernova Remnants : The Big Picture in Low Resolution*. [21](#)
- AMANULLAH, R., C. LIDMAN, D. RUBIN, G. ALDERING, P. ASTIER et al. 2010, «Spectra and Hubble Space Telescope Light Curves of Six Type Ia Supernovae at  $0.511 < z < 1.12$  and the Union2 Compilation», *arXiv : 1004.1711*. [85](#)
- ANDREWS, D. F., P. J. BICKEL, F. R. HAMPEL, P. J. HUBER, W. H. ROGERS et al. 1972, *Robust Estimates of Location : Survey and Advances*, Princeton University Press. [98](#)
- ANGELI, G. Z., B. XIN, C. CLAVER, D. MACMARTIN, D. NEILL et al. 2014, «Real time wavefront control system for the Large Synoptic Survey Telescope (LSST)», dans *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 9150. [55](#)
- ANTONIOU, I. et L. PERIVOLAROPOULOS. 2010, «Searching for a cosmological preferred axis : Union2 data analysis and comparison with other probes», *JCAP*, vol. 12, doi :10.1088/1475-7516/2010/12/012, 012. [118](#), [119](#), [124](#)
- APPLEGATE, D. E., A. VON DER LINDEN, P. L. KELLY, M. T. ALLEN, S. W. ALLEN et al. 2014, «Weighing the Giants - III. Methods and measurements of accurate galaxy cluster weak-lensing masses», *MNRAS*, vol. 439, doi :10.1093/mnras/stt2129, p. 48–72. [91](#)
- ARNAUD, M., G. W. PRATT, R. PIFFARETTI, H. BÖHRINGER, J. H. CROSTON et al. 2010, «The universal galaxy cluster pressure profile from a representative sample of nearby systems (REXCESS) and the  $Y_{SZ} - M_{500}$  relation», *A&A*, vol. 517, A92. [96](#)
- ASTIER, P., J. GUY, N. REGNAULT, R. PAIN, E. AUBOURG et al. 2006, «The Supernova Legacy Survey : measurement of  $\Omega_M$ ,  $\Omega_\Lambda$  and  $w$  from the first year data set», *A&A*, vol. 447, p. 31–48. [26](#), [85](#)
- AUBOURG, É., S. BAILEY, J. E. BAUTISTA, F. BEUTLER, V. BHARDWAJ et al. 2015, «Cosmological implications of baryon acoustic oscillation measurements», *arXiv : 1411.1074*. [38](#)
- BAADE, W. et F. ZWICKY. 1934, «On super-novae», . [18](#)

- BACON, R., G. ADAM, A. BARANNE, G. COURTES, D. DUBET et al. 1995, «3D spectrography at high spatial resolution. I. Concept and realization of the integral field spectrograph TIGER.», *A&AS*, vol. 113, p. 347. [88](#)
- BAHCALL, N. A. et S. P. OH. 1996, «The Peculiar Velocity Function of Galaxy Clusters», *ApJ*, vol. 462, p. L49. [88](#)
- BAILEY, S., G. ALDERING, P. ANTILOGUS, C. ARAGON, C. BALTAY et al. 2009, «Using spectral flux ratios to standardize SN Ia luminosities», *A&A*, vol. 500, p. L17–L20. [89](#)
- BARBARY, K., G. ALDERING, R. AMANULLAH, M. BRODWIN, N. CONNOLLY et al. 2012, «The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey. II. The Type Ia Supernova Rate in High-redshift Galaxy Clusters», *ApJ*, vol. 745, 32. [111](#)
- BEERS, T. C., K. FLYNN et K. GEBHARDT. 1990, «Measures of location and scale for velocities in clusters of galaxies - A robust approach», *AJ*, vol. 100, p. 32–46. [98](#)
- BELLM, E. 2014, «The Zwicky Transient Facility», dans *The Third Hot-wiring the Transient Universe Workshop*, édité par P. R. Wozniak, M. J. Graham, A. A. Mahabal et R. Seaman, p. 27–33. [111](#)
- BENTLEY, J. 1975, «Multidimensional Binary Search Trees Used for Associative Searching », *ACM*. [159](#)
- BESSEL, F. W. 1838, «Bestimmung der Entfernung des 61sten Sterns des Schwans», *Astronomische Nachrichten*, 365, 366. [5](#)
- BETOULE, M., R. KESSLER, J. GUY, J. MOSHER, D. HARDIN et al. 2014, «Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples», *arXiv: 1401.4064*. [ix](#), [xi](#), [2](#), [29](#), [31](#), [32](#), [33](#), [34](#), [36](#), [40](#), [41](#), [48](#), [82](#), [85](#), [87](#), [89](#), [97](#), [128](#), [130](#), [131](#), [132](#), [133](#), [134](#), [151](#), [152](#)
- BIANCHI, L. 1898, «On the three-dimensional spaces which admit a continuous group of motions», *Memorie di Matematica e di Fisica della Società Italiana delle Scienze, Serie Terza XI*, 267-352 (1898), vol. 11. [116](#)
- BLOMQUIST, M. et E. MÖRTSELL. 2010, «Supernovae as seen by off-center observers in a local void», *JCAP*, vol. 5, doi :10.1088/1475-7516/2010/05/006, 006. [118](#)
- BLONDIN, S., K. S. MANDEL et R. P. KIRSHNER. 2011, «Do spectra improve distance measurements of Type Ia supernovae?», *A&A*, vol. 526, p. A81. [107](#)
- BOLDT, E., F. B. MCDONALD, G. RIEGLER et P. SERLEMITSOS. 1966, «Extended Source of Energetic Cosmic X Rays», *Physical Review Letters*, vol. 17, p. 447–450. [91](#)
- BONDI, H. 1947, «Spherically symmetrical models in general relativity», *MNRAS*, vol. 107, doi : 10.1093/mnras/107.5-6.410, p. 410. [117](#), [149](#)
- BONGARD, S., F. SOULEZ, É. THIÉBAUT et É. PECONTAL. 2011, «3D deconvolution of hyper-spectral astronomical data», *MNRAS*, vol. 418, p. 258–270. [88](#)
- BOUQUET, A. 1999, «Introduction aux Supernovae», *Laboratoire de physique corpusculaire et de cosmologie - Collège de France*. [18](#)
- BRANCH, D., M. LIVIO, L. R. YUNGELSON, F. R. BOFFI et E. BARON. 1995, «In search of the progenitors of type Ia supernovae», *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. [22](#)

- BURKE, D. L., T. AXELROD, A. BARRAU, S. BAUMONT, S. BLONDIN et al. 2010, «Calibration of the LSST instrumental and atmospheric photometric passbands», dans *Observatory Operations : Strategies, Processes, and Systems III, Proc.SPIE*, vol. 7737. [63](#)
- BUTON, C., Y. COPIN, G. ALDERING, P. ANTILOGUS, C. ARAGON et al. 2013, «Atmospheric extinction properties above Mauna Kea from the Nearby SuperNova Factory spectro-photometric data set», *A&A*, vol. 549, p. A8. [88](#)
- CAMPANELLI, L., P. CEA, G. L. FOGLI et A. MARRONE. 2011, «Testing the isotropy of the Universe with type Ia supernovae», *Phys. Rev.*, vol. 83, n° 10, doi :10.1103/PhysRevD.83.103503, 103503. [116](#), [119](#), [124](#)
- CAMPANELLI, L., G. L. FOGLI, T. KAHNIASHVILI, A. MARRONE et B. RATRA. 2012, «Galaxy cluster number count data constraints on cosmological parameters», *European Physical Journal C*, vol. 72, doi :10.1140/epjc/s10052-012-2218-4, 2218. [39](#)
- CARDELLI, J. A., G. C. CLAYTON et J. S. MATHIS. 1989, «The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction», *The Astro-physical Journal*. [30](#)
- CARLBERG, R. G., H. K. C. YEE et E. ELLINGSON. 1997, «The Average Mass and Light Profiles of Galaxy Clusters», *ApJ*, vol. 478, p. 462–475. [101](#)
- CARROLL, B. W. et D. A. OSTLIE. 2017, *A history of ancient mathematical astronomy*, Cambridge university press. [31](#)
- CARVALHO, C. S. et K. MARQUES. 2016, «Angular distribution of cosmological parameters as a probe of space-time inhomogeneities», *A&A*, vol. 592, doi :10.1051/0004-6361/201628177, A102. [119](#)
- CÉLÉRIER, M.-N. 2000, «Do we really see a cosmological constant in the supernovae data?», *A&A*, vol. 353, p. 63–71. [118](#)
- CHANDRA, C. «Site web de Chandra X-ray observatory», <http://chandra.harvard.edu>. [18](#), [21](#), [22](#), [156](#)
- CHANDRASEKHAR, S. 1931, «The maximum mass of ideal white dwarfs», . [20](#), [21](#)
- CHANG, Z., X. LI, H.-N. LIN et S. WANG. 2014, «Constraining anisotropy of the universe from different groups of type-Ia supernovae», *European Physical Journal C*, vol. 74, 2821. [117](#)
- CHANG, Z. et H.-N. LIN. 2015, «Comparison between hemisphere comparison method and dipole-fitting method in tracing the anisotropic expansion of the Universe use the Union2 data set», *MNRAS*, vol. 446, doi :10.1093/mnras/stu2349, p. 2952–2958. [119](#), [122](#), [124](#)
- CHEVALLIER, M. et D. POLARSKI. 2001, «Accelerating Universes with Scaling Dark Matter», *International Journal of Modern Physics D*, vol. 10, p. 213–223. [13](#), [39](#), [47](#), [48](#), [132](#), [133](#)
- CHILDRESS, M., G. ALDERING, P. ANTILOGUS, C. ARAGON, S. BAILEY et al. 2013, «Host Galaxies of Type Ia Supernovae from the Nearby Supernova Factory», *ApJ*, vol. 770, 107. [89](#)
- CHOTARD, N. 2011, «Etude de la variabilité des supernovae de type Ia observées par la collaboration Nearby Supernova Factory», *PhD thesis*. [ix](#), [27](#)
- CHOTARD, N., E. GANGLER, G. ALDERING, P. ANTILOGUS, C. ARAGON et al. 2011, «The reddening law of type Ia supernovae : separating intrinsic variability from dust using equivalent widths», *A&A*, vol. 529, L4. [35](#), [82](#), [89](#)

- CIULLI, A. 2015, «Cosmologie avec les supernovas de Type Ia et mesures des vitesses propres des galaxies hôtes», *Rapport de stage, Master, Université de Montpellier*. URL <http://lsst-clermont.in2p3.fr/wp-content/uploads/2015/06/supernovae.pdf>. 82, 88, 101
- CLOWE, D., M. BRADAČ, A. H. GONZALEZ, M. MARKEVITCH, S. W. RANDALL et al. 2006, «A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter», *ApJ*, vol. 648, p. L109–L113. xi, 88, 155, 156
- COLLESS, M. et A. M. DUNN. 1996, «Structure and Dynamics of the Coma Cluster», *ApJ*, vol. 458, p. 435. 82, 86
- CONLEY, A., J. GUY, M. SULLIVAN, N. REGNAULT, P. ASTIER et al. 2011, «Supernova Constraints and Systematic Uncertainties from the First Three Years of the Supernova Legacy Survey», *arXiv : 1104.1443*, vol. 192, 1. 31, 82, 85
- COOK, K. et S. RIDGWAY. 2014, «A Rolling Cadence Strategy for the Operations Simulator», *Document 16370*. 59
- COORAY, A. et R. R. CALDWELL. 2006, «Large-scale bulk motions complicate the Hubble diagram», *astro-ph/0601377*. 82
- COPERNIC, N. 1543, *De revolutionibus orbium coelestium*, Johann Petreius. 4, 5
- CORBELLI, E. et P. SALUCCI. 2000, «The extended rotation curve and the dark matter halo of M33», *astro-ph/9909252*. 155
- COURTOIS, H. M., D. POMARÈDE, R. B. TULLY, Y. HOFFMAN et D. COURTOIS. 2013, «Cosmography of the Local Universe», *AJ*, vol. 146, doi :10.1088/0004-6256/146/3/69, 69. 83
- CROTTS, A. P. S. et D. YOURDON. 2008, «The Nature and Geometry of the Light Echo from SN 2006X», *ApJ*, vol. 689, doi :10.1086/592318, p. 1186–1190. 109
- CRUDDACE, R., W. VOGES, H. BÖHRINGER, C. A. COLLINS, A. K. ROMER et al. 2002, «The ROSAT All-Sky Survey : a Catalog of Clusters of Galaxies in a Region of 1 steradian around the South Galactic Pole», *ApJS*, vol. 140, p. 239–264. 105
- DAI, M., S. KUHLMANN, Y. WANG et E. KOVACS. 2018, «Photometric classification and redshift estimation of LSST Supernovae», *MNRAS*, vol. 477, doi :10.1093/mnras/sty965, p. 4142–4151. 128, 129
- DALE, D. A., R. GIOVANELLI, M. P. HAYNES, L. E. CAMPUSANO et E. HARDY. 1999, «Seeking the local convergence depth. v. tully-fisher peculiar velocities for 52 abell clusters», *The Astronomical Journal*, vol. 118, n° 4, p. 1489. URL <http://stacks.iop.org/1538-3881/118/i=4/a=1489>. 88
- DAVIS, T. M., L. HUI, J. A. FRIEMAN, T. HAUGBØLLE, R. KESSLER et al. 2011, «The Effect of Peculiar Velocities on Supernova Cosmology», *ApJ*, vol. 741, 67. 82, 84
- DAWSON, K. S., D. J. SCHLEGEL, C. P. AHN, S. F. ANDERSON, É. AUBOURG et al. 2013, «The Baryon Oscillation Spectroscopic Survey of SDSS-III», *AJ*, vol. 145, 10. 98, 103
- DE BOER, K. S. et W. SEGGEWISS. 2002, *Stars and Stellar Evolution*, EDP Sciences. 20, 21
- DILDAY, B., B. BASSETT, A. BECKER, R. BENDER, F. CASTANDER et al. 2010, «A Measurement of the Rate of Type Ia Supernovae in Galaxy Clusters from the SDSS-II Supernova Survey», *ApJ*, vol. 715, p. 1021–1035. 101

- DURRET, F., W. FORMAN, D. GERBAL, C. JONES et A. VIKHLININ. 1998, «The rich cluster of galaxies ABCG 85. III. Analyzing the ABCG 85/87/89 complex», *A&A*, vol. 335, p. 41–48. [104](#)
- EFRON, B. et R. TIBSHIRANI. 1994, *An Introduction to the Bootstrap*, Chapman & Hall/CRC Monographs on Statistics & Applied Probability, Taylor & Francis, ISBN 9780412042317. URL <https://books.google.fr/books?id=gLlpIUxRntoC>. [146](#)
- EINSTEIN, A. 1916, «Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie», *Annalen der Physik*, 49, 769. [8](#)
- EISENSTEIN, D. J. 2005, «Dark energy and cosmic sound [review article]», *New Astronomy Reviews*, vol. 49, doi :10.1016/j.newar.2005.08.005, p. 360–365. [38](#)
- EISENSTEIN, D. J., D. H. WEINBERG, E. AGOL, H. AIHARA, C. ALLENDE PRIETO et al. 2011, «SDSS-III : Massive Spectroscopic Surveys of the Distant Universe, the Milky Way, and Extra-Solar Planetary Systems», *AJ*, vol. 142, doi :10.1088/0004-6256/142/3/72, 72. [98](#), [103](#)
- ELIAS, J. H., K. MATTHEWS, G. NEUGEBAUER et S. E. PERSSON. 1985, «Type I supernovae in the infrared and their use as distance indicators», *ApJ*, 296, 379–389. [18](#)
- ELLIS, G. F. R. 1971, «relativistic cosmology.», dans *General Relativity and Cosmology*, édité par R. K. Sachs, p. 104–182. [114](#)
- ENQVIST, K. 2008, «Lemaitre Tolman Bondi model and accelerating expansion», *General Relativity and Gravitation*, vol. 40, doi :10.1007/s10714-007-0553-9, p. 451–466. [117](#)
- ENQVIST, K. et T. MATTSSON. 2007, «The effect of inhomogeneous expansion on the supernova observations», *JCAP*, vol. 2, doi :10.1088/1475-7516/2007/02/019, 019. [117](#), [118](#)
- FEINDT, U., M. KERSCHHAGGL, M. KOWALSKI, G. ALDERING, P. ANTILOGUS et al. 2013, «Measuring cosmic bulk flows with Type Ia supernovae from the Nearby Supernova Factory», *A&A*, vol. 560, doi :10.1051/0004-6361/201321880, A90. [118](#)
- FEINDT, U., M. KERSCHHAGGL, M. KOWALSKI, G. ALDERING, P. ANTILOGUS et al. 2015, «Measuring cosmic bulk flows with Type Ia supernovae from the Nearby Supernova Factory (Corrigendum)», *A&A*, vol. 578, doi :10.1051/0004-6361/201321880e, C1. [118](#)
- FILIPPENKO, A. V. 1988, «Taxonomy of supernovae», *Proceedings of the Astronomical Society of Australia*, 7, 540–547. [19](#)
- FILIPPENKO, A. V. 1997, «Optical Spectra of Supernovae», *Annual Reviews*, vol. 35, p. 309–355. [ix](#), [19](#), [20](#)
- FIXSEN, D. J. 2009, «The Temperature of the Cosmic Microwave Background», *arXiv : 0911.1955*. [37](#)
- FUKUGITA, M., T. ICHIKAWA, J. E. GUNN, M. DOI, K. SHIMASAKU et al. 1996, «The Sloan Digital Sky Survey Photometric System», *AJ* 0.1086/117915. [49](#), [55](#)
- GAL-YAM, A. 2016, «Observational and Physical Classification of Supernovae», *ArXiv : 1611.09353*. [19](#)
- GLADDERS, M. D. et H. K. C. YEE. 2000, «A New Method For Galaxy Cluster Detection. I. The Algorithm», *AJ*, vol. 120, p. 2148–2162. [91](#), [94](#)
- GRAY, M. 2012, *Maser Sources in Astrophysics*, Cambridge University Press. [6](#)



- GUNN, J. E., J. G. HOESSEL et J. B. OKE. 1986, «A systematic survey for distant galaxy clusters», *ApJ*, vol. 306, p. 30–37. [94](#)
- GUNNARSSON, C., T. DAHLÉN, A. GOOBAR, J. JÖNSSON et E. MÖRTSELL. 2006, «Corrections for Gravitational Lensing of Supernovae : Better than Average?», *ApJ*, vol. 640, doi :10.1086/499346, p. 417–427. [82](#)
- GUY, J., P. ASTIER, S. BAUMONT, D. HARDIN, R. PAIN et al. 2007, «Salt2 : Using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators», *Astronomy and Astrophysics*. [29, 30](#)
- GUY, J., M. SULLIVAN, A. CONLEY, N. REGNAULT, P. ASTIER et al. 2010, «The Supernova Legacy Survey 3-year sample : Type Ia supernovae photometric distances and cosmological constraints», *A&A*, vol. 523, A7. [89, 109](#)
- HABIBI, F., S. BAGHRAM et S. TAVASOLI. 2018, «Peculiar velocity measurement in a clumpy universe», *International Journal of Modern Physics D, arXiv : 1412.8457*. [82](#)
- HAMUY, M. et P. A. PINTO. 2002, «Type II Supernovae as Standardized Candles», *ApJ*, 566, L63–L65. [21](#)
- HELMI, A., Ž. IVEZIĆ, F. PRADA, L. PENTERICCI, C. M. ROCKOSI et al. 2003, «Selection of Metal-poor Giant Stars Using the Sloan Digital Sky Survey Photometric System», *astro-ph/0211562*. [46](#)
- HERTZSPRUNG, E. 1913, «Über die räumliche Verteilung der Veränderlichen vom  $\delta$  Cephei-Typus», *Astronomischen Nachrichten*. [7](#)
- HOBSON, M., G. EFSTATHIOU et A. LASENBY. 2010, *Relativité générale*, De Boeck. [9, 10, 12, 16](#)
- HOWLETT, C., A. S. G. ROBOTHAM, C. D. P. LAGOS et A. G. KIM. 2017a, «Measuring the Growth Rate of Structure with Type IA Supernovae from LSST», *ApJ*, vol. 847, doi :10.3847/1538-4357/aa88c8, 128. [111](#)
- HOWLETT, C., L. STAVELEY-SMITH et C. BLAKE. 2017b, «Cosmological forecasts for combined and next-generation peculiar velocity surveys», *MNRAS*, vol. 464, doi :10.1093/mnras/stw2466, p. 2517–2544. [111](#)
- HUBBLE, E. 1929, «A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae», *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 15, 168-173. [ix, 4, 8](#)
- HUBBLE, E. P. 1925, «Cepheids in spiral nebulae», *The Observatory*, vol. 48, p. 139–142. [7](#)
- HUDSON, M. J., J. R. LUCEY, R. J. SMITH, D. J. SCHLEGEL et R. L. DAVIES. 2001, «Streaming motions of galaxy clusters within 12 000 km s<sup>-1</sup> - III. A standardized catalogue of Fundamental Plane data», *MNRAS*, vol. 327, p. 265–295. [105](#)
- HUDSON, M. J., R. J. SMITH, J. R. LUCEY et E. BRANCHINI. 2004, «Streaming motions of galaxy clusters within 12 000 km s<sup>-1</sup> - V. The peculiar velocity field», *astro-ph/0404386*. [85](#)
- HUI, L. et P. B. GREENE. 2006, «Correlated fluctuations in luminosity distance and the importance of peculiar motion in supernova surveys», *astro-ph/0512159*. [82](#)
- HUMPHREYS, E. M. L., M. J. REID, J. M. MORAN, L. J. GREENHILL et A. L. ARGON. 2013, «Toward a new geometric distance to the active galaxy ngc 4258. iii. final results and the hubble constant», *The Astrophysical Journal*, vol. 775, n° 1, p. 13. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/775/i=1/a=13>. [6](#)

- IBEN, I., JR. et A. V. TUTUKOV. 1984, «Supernovae of type I as end products of the evolution of binaries with components of moderate initial mass (M not greater than about 9 solar masses)», *ApJS*, vol. 54, doi :10.1086/190932, p. 335–372. [24](#)
- IHARA, Y., J. OZAKI, M. DOI, T. SHIGEYAMA, N. KASHIKAWA et al. 2007, «Searching for a companion star of Tycho's Type Ia supernova with optical spectroscopic observations», *Astronomical Society of Japan*. [24](#)
- IVEZIC, Z. et LSST SCIENCE COLLABORATION. 2011, «Large synoptic survey telescope (lsst) science requirements document», <https://docushare.lsstcorp.org/docushare/dsweb/Get/LPM-17>. [48](#), [49](#), [56](#), [60](#), [64](#), [65](#), [66](#), [67](#), [68](#), [69](#), [72](#), [78](#), [152](#)
- IVEZIĆ, Ž., R. LUPTON, D. SCHLEGEL, V. SMOLČIĆ, D. JOHNSTON et al. 2003, «Halo Structure Traced by SDSS RR Lyrae», . [46](#)
- IVEZIC, Z., J. A. TYSON, B. ABEL, E. ACOSTA, R. ALLSMAN et al. 2018, «Lsst : from science drivers to reference design and anticipated data products», *ArXiv : 0805.2366v5*. [ix](#), [x](#), [44](#), [45](#), [46](#), [47](#), [48](#), [50](#), [51](#), [53](#), [57](#), [64](#), [71](#), [73](#), [75](#), [76](#)
- IVEZIĆ, Ž., J. A. TYSON, M. JURIC, J. KUBICA, A. CONNOLLY et al. 2007, «LSST : Comprehensive NEO detection, characterization, and orbits», . [46](#)
- JAMES, F. et M. ROOS. 1975, «Minuit - a system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations», *Computer Physics Communications*, vol. 10, doi :10.1016/0010-4655(75)90039-9, p. 343–367. [129](#)
- JANKA, H.-T., F. HANKE, L. HÜDEPOHL, A. MAREK, B. MÜLLER et al. 2012, «Core-collapse supernovae : Reflections and directions», *Progress of Theoretical and Experimental Physics*. [20](#)
- JAVANMARDI, B., C. PORCIANI, P. KROUPA et J. PFLAMM-ALTENBURG. 2015, «Probing the Isotropy of Cosmic Acceleration Traced By Type Ia Supernovae», *ApJ*, vol. 810, doi :10.1088/0004-637X/810/1/47, 47. [118](#), [119](#), [120](#), [124](#)
- JURIC, M. et LSST SCIENCE COLLABORATION. 2013, «Large synoptic survey telescope (lsst) data products definition document», <https://docushare.lsstcorp.org/docushare/dsweb/Get/LSE-163/>. [61](#), [62](#)
- KASEN, D. 2006, «Secondary Maximum in the Near-Infrared Light Curves of Type Ia Supernovae», *ApJ*, vol. 649, doi :10.1086/506588, p. 939–953. [22](#), [24](#), [26](#)
- KEPNER, J., X. FAN, N. BAHCALL, J. GUNN, R. LUPTON et al. 1999, «An Automated Cluster Finder : The Adaptive Matched Filter», *ApJ*, vol. 517, p. 78–91. [94](#)
- KESSLER, R., J. P. BERNSTEIN, D. CINABRO, B. DILDAY, J. A. FRIEMAN et al. 2009, «SNANA : A Public Software Package for Supernova Analysis», *PASP*, vol. 121, doi :10.1086/605984, p. 1028. [127](#), [128](#)
- KIM, A. 2004, «Stretched and non-stretched B-band supernova light curves», *Report. No. LBNL-56164*. [ix](#), [30](#)
- KIM, S., S.-C. REY, H. JERJEN, T. LISKER, E.-C. SUNG et al. 2014, «The Extended Virgo Cluster Catalog», *ApJS*, vol. 215, 22. [105](#)
- KJÆR, K., B. LEIBUNDGUT, C. FRANSSON, A. JERKSTRAND et J. SPYROMILIO. 2010, «The 3-D Structure of SN 1987A's inner Ejecta», *Astronomy and Astrophysics manuscript no. 14538*. [18](#), [21](#)

- KOGUT, A., C. LINEWEAVER, G. F. SMOOT, C. L. BENNETT, A. BANDAY et al. 1993, «Dipole Anisotropy in the COBE Differential Microwave Radiometers First-Year Sky Maps», *ApJ*, vol. 419, doi :10.1086/173453, p. 1. 84, 118
- KOLMOGOROV, A. 1931, *Über die analytischen Methoden in der Wahrscheinlichkeitsrechnung*, Springer. 146
- LAW, N. M., S. R. KULKARNI, R. G. DEKANY, E. O. OFEK, R. M. QUIMBY et al. 2009, «The Palomar Transient Factory : System Overview, Performance, and First Results», *PASP*, vol. 121, p. 1395–1408. 17, 89
- LEAVITT, H. S. 1908, «1777 variables in the Magellanic Clouds», *Annals of Harvard College Observatory*. 7
- LÉGET, P.-F. 2016, *Modélisation des spectres des Supernovas de Type Ia observés par la collaboration The Nearby Supernova Factory dans le but d'améliorer les mesures de distances extragalactiques*, Phd thesis, Université Blaise Pascal. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01467899>. 35, 89
- LÉGET, P.-F., M. V. PRUZHINSKAYA, A. CIULLI, E. GANGLER, G. ALDERING et al. 2018, «Correcting for peculiar velocities of Type Ia Supernovae in clusters of galaxies», *ArXiv e-prints*. x, xiii, 82, 86, 87, 88, 96, 97, 99, 101, 102, 105, 107, 108, 109, 110, 111
- LEMAÎTRE, G. 1933, «L'Univers en expansion», *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, vol. 53. 117, 149
- 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*. 9
- LI, W. 2005, «Supernovae 2005ds, 2005em, 2005er, 2005es, 2005et, 2005eu», *IAU Circ*, vol. 8611. 105
- LIANG, H. 1996, «A Multi-Wavelength Analysis-of Matter Distribution In Clusters of Galaxies», dans *Astrophysical Applications of Gravitational Lensing, IAU Symposium*, vol. 173, édité par C. S. Kochanek et J. N. Hewitt, p. 157. 91
- LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et VIRGO COLLABORATION. 2016, «Observation of gravitational waves from a binary black hole merger», *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116. 39
- LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et VIRGO COLLABORATION. 2017, «Gw170817 : Observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral», *arXiv :1710.05832*. 39
- LIN, H.-N., S. WANG, Z. CHANG et X. LI. 2016, «Testing the isotropy of the Universe by using the JLA compilation of Type Ia supernovae», *MNRAS*, vol. 456, doi :10.1093/mnras/stv2804, p. 1881–1885. 118, 119, 122, 124
- LINDER, E. V. 2003, «Exploring the Expansion History of the Universe», *Physical Review Letters*, *astro-ph/0208512*. 13, 39, 47, 48, 132, 133
- LONGO, M. J. 2011, «Detection of a dipole in the handedness of spiral galaxies with redshifts  $z < 0.04$ », *Physics Letters B*, vol. 699, p. 224–229. x, 115, 116, 149
- LSST SCIENCE COLLABORATION, P. A. ABELL, J. ALLISON, S. F. ANDERSON, J. R. ANDREW et al. 46, 48, 52, 128

- LSST SCIENCE COLLABORATION, G. DUBOIS-FELSMAN et T. JENNESS. 2007, «Large Synoptic Survey Telescope (LSST) Data Management System (DMS) Requirements», *Key Project Documents, LSE-61*. [61](#)
- LURI, X., A. G. A. BROWN, L. M. SARRO, F. ARENOU, C. A. L. BAILER-JONES et al. 2018, «Gaia Data Release 2 : using Gaia parallaxes», *ArXiv e-prints*. [6](#), [46](#), [64](#)
- MACKENZIE, R., T. SHANKS, M. N. BREMER, Y.-C. CAI, M. L. P. GUNAWARDHANA et al. 2017, «Evidence against a supervoid causing the CMB Cold Spot», *MNRAS*, vol. 470, doi :10.1093/mnras/stx931, p. 2328–2338. [115](#)
- MANDELBAUM, R. 2017, «Weak lensing for precision cosmology», *ArXiv e-prints*. [39](#)
- MARIANO, A. et L. PERIVOLAROPOULOS. 2012, «Is there correlation between fine structure and dark energy cosmic dipoles?», *Phys. Rev.*, vol. 86, n° 8, doi :10.1103/PhysRevD.86.083517, 083517. [117](#), [118](#), [119](#), [122](#), [124](#)
- MARKEVITCH, M., A. H. GONZALEZ, D. CLOWE, A. VIKHLININ, W. FORMAN et al. 2004, «Direct Constraints on the Dark Matter Self-Interaction Cross Section from the Merging Galaxy Cluster 1E 0657-56», *Apj, astro-ph/0309303*. [88](#), [155](#)
- MARSHALL, P., T. ANGUITA, F. B. BIANCO, E. C. BELLM, N. BRANDT et al. 2017, «Science-Driven Optimization of the LSST Observing Strategy», *ArXiv : 1708.04058*. [59](#), [127](#)
- MASTERS, K. L., C. M. SPRINGOB, M. P. HAYNES et R. GIOVANELLI. 2006, «SFI++ I : A New I-Band Tully-Fisher Template, the Cluster Peculiar Velocity Dispersion, and  $H_0$ », *ApJ*, vol. 653, p. 861–880. [88](#)
- MICKAELIAN, A. M., L. R. HOVHANNISYAN, D. ENGELS, H.-J. HAGEN et W. VOGES. 2006, «Optical identification of ROSAT-FSC sources», *A&A*, vol. 449, p. 425–433. [104](#)
- MINKOWSKI, R. 1941, «Spectra of supernovae», *Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Vol. 53, No. 314, p.224*. [18](#)
- MULCHAEY, J. S. 2000, «X-ray Properties of Groups of Galaxies», *ARA&A*, vol. 38, p. 289–335. [95](#)
- NAKANO, S., K. ITAGAKI, W. LI, S. B. CENKO et A. V. FILIPPENKO. 2009, «Supernova 2009hi in NGC 7647», *Central Bureau Electronic Telegrams*, vol. 1872. [89](#), [105](#)
- NOJIRI, S., S. D. ODINTSOV et V. K. OIKONOMOU. 2017, «Modified gravity theories on a nutshell : Inflation, bounce and late-time evolution», *Phys. Rep.*, vol. 692, doi :10.1016/j.physrep.2017.06.001, p. 1–104. [155](#)
- NOMOTO, K., F.-K. THIELEMANN et K. YOKOI. 1984, «Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III - Carbon deflagration supernovae», *apj*. [22](#)
- NUGENT, P., M. SULLIVAN et D. A. HOWELL. 2009, «2 New Supernova Discoveries/Classifications», *The Astronomer's Telegram*, vol. 2255. [105](#)
- PAREJKO, J. et P. ASTIER. 2017, «jointcal : Simultaneous Astrometry and Photometry for thousands of Exposures with Large CCD Mosaics», *https://dmtn-036.lsst.io/*. [72](#), [152](#), [159](#)
- PATAT, F., D. BAADE, P. HÖFLICH, J. R. MAUND, L. WANG et al. 2009, «VLT spectropolarimetry of the fast expanding type Ia SN 2006X», *A&A*, vol. 508, p. 229–246. [109](#)
- PATAT, F., P. CHANDRA, R. CHEVALIER, S. JUSTHAM, P. PODSIADLOWSKI et al. 2007, «Detection of Circumstellar Material in a Normal Type Ia Supernova», *Science*, vol. 317, p. 924. [109](#)

- PATRIGNANI, C. et al. 2017, «The Review of Particle Physics», *Chin. Phys.*, vol. C, 40, p. 100 001. [5](#), [6](#), [9](#), [14](#), [20](#), [48](#), [151](#)
- PEACOCK, J. A. 1983, «Two-dimensional goodness-of-fit testing in astronomy», *MNRAS*, vol. 202, doi :10.1093/mnras/202.3.615, p. 615–627. [xi](#), [146](#), [148](#)
- PEEBLES, P. J. E. 1965, «The Black-Body Radiation Content of the Universe and the Formation of Galaxies.», *ApJ*, vol. 142, doi :10.1086/148417, p. 1317. [37](#)
- PENZIAS, A. A. et R. W. WILSON. 1965, «A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s.», *apj* [10.1086/148307](#). [35](#)
- PERCY, J.-R. 2007, *Understanding variable stars*, Cambridge University Press. [75](#)
- PEREIRA, R., R. C. THOMAS, G. ALDERING, P. ANTILOGUS, C. BALTAY et al. 2013, «Spectrophotometric time series of SN 2011fe from the Nearby Supernova Factory», *arXiv : 1302.1292v1 [astro-ph.CO]*. [ix](#), [26](#), [28](#), [88](#)
- PERLMUTTER, S., G. ALDERING, G. GOLDHABER, R. A. KNOP, P. NUGENT et al. 1999, «Measurements of  $\Omega$  and  $\Lambda$  from 42 High-Redshift Supernovae», *Astrophysical Journal*, *517*, 565–586, *astro-ph/9812133*. [1](#), [4](#), [9](#), [31](#), [36](#), [41](#), [155](#)
- PERRYMAN, M. A. C., L. LINDEGREN, J. KOVALEVSKY, E. HOEG, U. BASTIAN et al. 1997, «The HIPPARCOS Catalogue», *A&A*, vol. 323, p. L49–L52. [6](#)
- PHILLIPS, M. M. 1993, «The absolute magnitudes of Type IA supernovae», *ApJ*, vol. 413, doi :10.1086/186970, p. L105–L108. [17](#)
- PIFFARETTI, R., M. ARNAUD, G. W. PRATT, E. POINTECOUTEAU et J.-B. MELIN. 2011, «The MCXC : a meta-catalogue of x-ray detected clusters of galaxies», *A&A*, vol. 534, A109. [92](#), [94](#), [95](#), [96](#), [97](#), [98](#), [104](#), [105](#)
- PLANCK COLLABORATION, R. ADAM, A. R. ADE, N. AGHANIM, Y. AKRAMI et al. 2016a, «Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results», *arXiv : 1502.01582*. [ix](#), [37](#), [38](#)
- PLANCK COLLABORATION, P. A. R. ADE, N. AGHANIM, C. ARMITAGE-CAPLAN, M. ARNAUD et al. 2014a, «Planck 2013 results. XX. Cosmology from Sunyaev–Zeldovich cluster counts», *astro-ph, arXiv :1303.5080*. [39](#), [93](#)
- PLANCK COLLABORATION, P. A. R. ADE, N. AGHANIM, C. ARMITAGE-CAPLAN, M. ARNAUD et al. 2014b, «Planck 2013 results. XXIII. Isotropy and statistics of the CMB», *A&A*, vol. 571, doi :10.1051/0004-6361/201321534, A23. [115](#), [149](#)
- PLANCK COLLABORATION, P. A. R. ADE, N. AGHANIM, M. ARNAUD, M. ASHDOWN et al. 2016b, «Planck 2015 results. XXVII. The second Planck catalogue of Sunyaev-Zeldovich sources», *A&A*, vol. 594, A27. [101](#)
- PLANCK COLLABORATION, P. A. R. ADE, N. AGHANIM, M. ARNAUD, M. ASHDOWN et al. 2016c, «Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters», *A&A*, vol. 594, A13. [7](#), [35](#), [37](#), [39](#)
- PLANCK COLLABORATION, P. A. R. ADE, N. AGHANIM, M. ARNAUD, M. ASHDOWN et al. 2016d, «Planck 2015 results. XXIV. Cosmology from Sunyaev-Zeldovich cluster counts», *A&A*, vol. 594, A24. [94](#)
- PRIMACK, J. R. 1997, «Dark Matter and Structure Formation in the Universe», *astro-ph, astro-ph/9707285*. [155](#)

- QUIMBY, R., F. YUAN, C. AKERLOFF, J. C. WHEELER, M. SHETRONE et al. 2007, «Supernova 2007nq in UGC 595», *Central Bureau Electronic Telegrams*, vol. 1106. [89](#), [105](#)
- RABINOWITZ, D., C. BALTAY, W. EMMET, T. HURTEAU, J. SNYDER et al. 2003, «The Palomar-QUEST large-area CCD camera», dans *American Astronomical Society Meeting Abstracts, Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 35, p. 1262. [89](#)
- RANDERS, G. 1941, «On an asymmetrical metric in the four-space of general relativity», *Phys. Rev.*, vol. 59, p. 195–199. [117](#)
- REFREGIER, A. 2003, «Weak Gravitational Lensing by Large-Scale Structure», *astro-ph/0307212*. [38](#)
- REIPRICH, T. H. et H. BÖHRINGER. 2002, «The Mass Function of an X-Ray Flux-limited Sample of Galaxy Clusters», *ApJ*, vol. 567, p. 716–740. [105](#)
- RIESS, A. G., M. DAVIS, J. BAKER et R. P. KIRSHNER. 1997, «The Velocity Field from Type IA Supernovae Matches the Gravity Field from Galaxy Surveys», *ApJ*, vol. 488, p. L1–L5. [82](#), [85](#)
- RIESS, A. G., A. V. FILIPPENKO, P. CHALLIS, A. CLOCCHIATTI, A. DIERCKS et al. 1998, «Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant», *Astronomical Journal*, 116, 1009-1038, *astro-ph/9805201*. [1](#), [4](#), [9](#), [31](#), [155](#)
- RIESS, A. G., L. MACRI, S. CASERTANO, H. LAMPEITL, H. C. FERGUSON et al. 2011, «A 3% Solution : Determination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope and Wide Field Camera 3», *Apj*, *astro-ph.CO*, *arXiv : 1103.2976*. [41](#)
- RIESS, A. G., L. M. MACRI, S. L. HOFFMANN, D. SCOLNIC, S. CASERTANO et al. 2016, «A 2.4% Determination of the Local Value of the Hubble Constant», *ArXiv e-prints*. [6](#), [7](#), [31](#), [37](#), [39](#)
- RIESS, A. G., L.-G. STOLGER, J. TONRY, S. CASERTANO, H. C. FERGUSON et al. 2004, «Type Ia Supernova Discoveries at  $z > 1$  from the Hubble Space Telescope : Evidence for Past Deceleration and Constraints on Dark Energy Evolution», *ApJ*, vol. 607, doi :10.1086/383612, p. 665–687. [118](#)
- RIGAULT, M., G. ALDERING, M. KOWALSKI, Y. COPIN, P. ANTILOGUS et al. 2015, «Confirmation of a Star Formation Bias in Type Ia Supernova Distances and its Effect on the Measurement of the Hubble Constant», *ApJ*, vol. 802, 20. [35](#), [82](#)
- RIGAULT, M., Y. COPIN, G. ALDERING, P. ANTILOGUS, C. ARAGON et al. 2013, «Evidence of environmental dependencies of Type Ia supernovae from the Nearby Supernova Factory indicated by local  $H\alpha$ », *A&A*. [32](#), [35](#), [82](#)
- RINES, K. et A. DIAFERIO. 2006, «CIRS : Cluster Infall Regions in the Sloan Digital Sky Survey. I. Infall Patterns and Mass Profiles», *AJ*, vol. 132, p. 1275–1297. [101](#)
- RÖPKE, F. K., I. R. SEITENZAHL, S. BENITEZ, M. FINK, R. PAKMOR et al. 2011, «Modeling Type Ia supernova explosions», *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 66, doi :10.1016/j.pnpnp.2011.01.026, p. 309–318. [ix](#), [22](#), [24](#), [25](#)
- RUEL, J., G. BAZIN, M. BAYLISS, M. BRODWIN, R. J. FOLEY et al. 2014, «Optical Spectroscopy and Velocity Dispersions of Galaxy Clusters from the SPT-SZ Survey», *ApJ*, vol. 792, doi :10.1088/0004-637X/792/1/45, 45. [86](#)
- RUIZ-LAPUENTE, P., F. COMERON, J. MÉNDEZ, R. CANAL, S. J. SMARTT et al. 2004, «The binary progenitor of Tycho Brahe's 1572 supernova», *Nature*. [24](#)
- RUIZ-LAPUENTE, P., J. I. GÓNZALEZ HERNÁNDEZ, M. ROMERO-GÓMEZ, R. CANAL, R. MOR et al. 2018, «Tycho's supernova : the view from {it Gaia}», *ArXiv e-prints*. [24](#)



- RUSSELL, E., C. B. KILINÇ et O. K. PASHAEV. 2014, «Bianchi I model : an alternative way to model the present-day Universe», *MNRAS*, vol. 442, doi :10.1093/mnras/stu932, p. 2331–2341. [117](#)
- SARAZIN, C. L. 1988, *X-ray Emission from Clusters of Galaxies*, Cambridge University Press, London. [91](#)
- SCALZO, R., G. ALDERING, P. ANTILOGUS, C. ARAGON, S. BAILEY et al. 2014a, «Type Ia supernova bolometric light curves and ejected mass estimates from the Nearby Supernova Factory», *MNRAS*, vol. 440, p. 1498–1518. [22](#)
- SCALZO, R. A., G. ALDERING, P. ANTILOGUS, C. ARAGON, S. BAILEY et al. 2010, «Nearby Supernova Factory Observations of SN 2007if : First Total Mass Measurement of a Super-Chandrasekhar-Mass Progenitor», *ApJ*, vol. 713, doi :10.1088/0004-637X/713/2/1073, p. 1073–1094. [88](#)
- SCALZO, R. A., A. J. RUITER et S. A. SIM. 2014b, «The ejected mass distribution of Type Ia supernovae : a significant rate of non-Chandrasekhar-mass progenitors», *MNRAS*, vol. 445, p. 2535–2544. [ix](#), [22](#), [23](#), [24](#), [29](#)
- SCHMIDT, B. P., N. B. SUNTZEFF, M. M. PHILLIPS, R. A. SCHOMMER, A. CLOCCHIATTI et al. 1998, «The High-Z Supernova Search : Measuring Cosmic Deceleration and Global Curvature of the Universe Using Type IA Supernovae», *ApJ*, vol. 507, p. 46–63. [1](#)
- SCOLNIC, D. M., D. O. JONES, A. REST, Y. C. PAN, R. CHORNOCK et al. 2018, «The Complete Light-curve Sample of Spectroscopically Confirmed SNe Ia from Pan-STARRS1 and Cosmological Constraints from the Combined Pantheon Sample», *ApJ*, vol. 859, doi :10.3847/1538-4357/aab9bb, 101. [128](#)
- SDSS COLLABORATION, F. D. ALBARETI, C. ALLENDE PRIETO, A. ALMEIDA, F. ANDERS et al. 2016, «The Thirteenth Data Release of the Sloan Digital Sky Survey : First Spectroscopic Data from the SDSS-IV Survey MAPPING Nearby Galaxies at Apache Point Observatory», *ArXiv e-prints*. [98](#), [103](#)
- SEBAG, J., W. J. GRESSLER, M. LIANG, T. AXELROD, C. CLAVER et al. 2014, «Calibration systems for LSST», dans *Ground-based and Airborne Telescopes V, Proc.SPIE*, vol. 9145, p. 91453L, doi : 10.1117/12.2055232. [63](#)
- SERJEANT, S. 2010, *Observational Cosmology*, Cambridge University Press. [15](#), [16](#)
- SHARON, K., A. GAL-YAM, D. MAOZ, A. V. FILIPPENKO, R. J. FOLEY et al. 2010, «The Type Ia Supernova Rate in Redshift 0.5-0.9 Galaxy Clusters», *ApJ*, vol. 718, p. 876–893. [111](#)
- SMEE, S. A., J. E. GUNN, A. UOMOTO, N. ROE, D. SCHLEGEL et al. 2013, «The Multi-object, Fiber-fed Spectrographs for the Sloan Digital Sky Survey and the Baryon Oscillation Spectroscopic Survey», *AJ*, vol. 146, 32. [98](#), [103](#)
- SMITH, R. J., M. J. HUDSON, J. E. NELAN, S. A. W. MOORE, S. J. QUINNEY et al. 2004, «NOAO Fundamental Plane Survey. I. Survey Design, Redshifts, and Velocity Dispersion Data», *AJ*, vol. 128, p. 1558–1569. [105](#)
- SOSZYNSKI, I., R. POLESKI, A. UDALSKI, M. K. SZYMANSKI, M. KUBIAK et al. 2008, «The Optical Gravitational Lensing Experiment. The OGLE-III Catalog of Variable Stars. I. Classical Cepheids in the Large Magellanic Cloud», *arXiv : 0808.2210*. [6](#)
- SULLIVAN, M., A. CONLEY, D. A. HOWELL, J. D. NEILL, P. ASTIER et al. 2010, «The dependence of type Ia supernova luminosities on their host galaxies», URL <http://arxiv.org/abs/1003.5119>. [31](#)



- SUN, Z. Q. et F. Y. WANG. 2018, «Probing the isotropy of cosmic acceleration using different supernova samples», *ArXiv e-prints*. [119](#), [122](#), [124](#)
- SUNYAEV, R. A. et Y. B. ZELDOVICH. 1970, «The Spectrum of Primordial Radiation, its Distortions and their Significance», *Comments on Astrophysics and Space Physics*, vol. 2, p. 66. [94](#)
- SUNYAEV, R. A. et Y. B. ZELDOVICH. 1972, «The Observations of Relic Radiation as a Test of the Nature of X-Ray Radiation from the Clusters of Galaxies», *Comments on Astrophysics and Space Physics*, vol. 4, p. 173. [94](#)
- SUZUKI, N., D. RUBIN, C. LIDMAN, G. ALDERING, R. AMANULLAH et al. 2012, «The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey : V. Improving the Dark Energy Constraints Above  $z > 1$  and Building an Early-Type-Hosted Supernova Sample», *astro-ph, arXiv : 1105.3470*. [85](#)
- SUZUKI,, S. et M. MIGLIARDI. 2006, «Supernovae 2006U, 2006V, 2006W, 2006X», *IAU Circ*, vol. 8667. [89](#), [105](#)
- SWINBANK, J. et LSST SCIENCE COLLABORATION. 2017, «Large Synoptic Survey Telescope (LSST) Data Management Science Pipelines Design», *Key Project Documents, LDM-151*. [61](#), [63](#)
- TERLEVICH, A. I., N. CALDWELL et R. G. BOWER. 2001, «The colour-magnitude relation for galaxies in the Coma cluster», *MNRAS*, vol. 326, doi :10.1111/j.1365-2966.2001.04702.x, p. 1547–1562. [x](#), [91](#), [92](#)
- TOLMAN, R. C. 1934, «Effect of Inhomogeneity on Cosmological Models», *Proceedings of the National Academy of Science*, vol. 20, doi :10.1073/pnas.20.3.169, p. 169–176. [117](#), [149](#)
- TRIPP, R. 1998, «A two-parameter luminosity correction for Type IA supernovae», *A&A*, vol. 331, p. 815–820. [31](#)
- TURATTO, M. 2003, «Classification of supernovae», In K. Weiler, ed., *Supernovae and Gamma-Ray Bursters*, vol. 598 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, 21–36. [ix](#), [18](#), [19](#)
- TYSON, A. et R. ANGEL. 2001, «The Large-aperture Synoptic Survey Telescope.», dans *The New Era of Wide Field Astronomy*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 232, édité par R. Clowes, A. Adamson et G. Bromage, p. 347. [44](#)
- UDALSKI, A., I. SOSZYNSKI, M. SZYMANSKI, M. KUBIAK, G. PIETRZYNSKI et al. 1999, «The Optical Gravitational Lensing Experiment. Cepheids in the Magellanic Clouds. IV. Catalog of Cepheids from the Large Magellanic Cloud», *astro-ph/9908317*. [6](#)
- ULRICH, M. -H. 1976, «Redshifts of forty-three radio sources», *ApJ*, vol. 206, p. 364–367. [105](#)
- UZAN, J.-P. 2010, *Dark energy, gravitation and the Copernican principle*, Cambridge University Press. [114](#), [115](#)
- VAN ALBADA, T. S., J. N. BAHCALL, K. BEGEMAN et R. SANCISI. 1985, «Distribution of dark matter in the spiral galaxy NGC 3198», *ApJ*, *10.1086/163375*, vol. 295, p. 305–313. [xi](#), [156](#)
- VIELVA, P., E. MARTÍNEZ-GONZÁLEZ, R. B. BARREIRO, J. L. SANZ et L. CAYÓN. 2004, «Detection of Non-Gaussianity in the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe First-Year Data Using Spherical Wavelets», *ApJ*, vol. 609, doi :10.1086/421007, p. 22–34. [115](#), [149](#)
- VIKHLININ, A., B. R. MCNAMARA, W. FORMAN, C. JONES, H. QUINTANA et al. 1998, «A Catalog of 200 Galaxy Clusters Serendipitously Detected in the ROSAT PSPC Pointed Observations», *ApJ*, vol. 502, p. 558–581. [94](#)

- VOLDERS, L. M. J. S. 1959, «Neutral hydrogen in M 33 and M 101», *Bulletin of the astronomical institutes of the Netherlands*, vol. 14, p. 323. [155](#)
- WEBBINK, R. F. 1984, «Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and Type I supernovae», *ApJ*, vol. 277, doi :10.1086/161701, p. 355–360. [24](#)
- WEGNER, G., M. P. HAYNES et R. GIOVANELLI. 1993, «A survey of the Pisces-Perseus supercluster. V - The declination strip +33.5 deg to +39.5 deg and the main supercluster ridge», *AJ*, vol. 105, p. 1251–1270. [105](#)
- WEINBERG, D. H., J. S. BULLOCK, F. GOVERNATO, R. KUZIO DE NARAY et A. H. G. PETER. 2015, «Cold dark matter : Controversies on small scales», *arXiv : 1306.0913*. [46](#)
- WENGER, M., F. OCHSENBEIN, D. EGRET, P. DUBOIS, F. BONNAREL et al. 2000, «The SIMBAD astronomical database. The CDS reference database for astronomical objects», *A&AS*, vol. 143, p. 9–22. [94](#)
- WHELAN et IBEN. 1973, «Binaries and supernovae of type I», *The Astrophysical Journal*. [22](#)
- WILLICK, J. A. et M. A. STRAUSS. 1998, «Maximum Likelihood Comparison of Tully-Fisher and Redshift Data. II. Results from an Expanded Sample», *ApJ*, vol. 507, p. 64–83. [85](#)
- WITTMAN, D. M., J. A. TYSON, I. P. DELL'ANTONIO, A. BECKER, V. MARGONINER et al. 2002, «Deep lens survey», dans *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries*. [50](#)
- WOJTAK, R., S. H. HANSEN et J. HJORTH. 2011, «Gravitational redshift of galaxies in clusters as predicted by general relativity», *Nature*, vol. 477, doi :10.1038/nature10445, p. 567–569. [83](#)
- WOLF, W. M., L. BILDSTEN, J. BROOKS et B. PAXTON. 2013, «Hydrogen Burning on Accreting White Dwarfs : Stability, Recurrent Novae, and the Post-nova Supersoft Phase», *ApJ*, 777, 136W. [18](#)
- WOOD-VASEY, W. M., G. MIKNAITIS, C. W. STUBBS, S. JHA, A. G. RIESS et al. 2007, «Observational Constraints on the Nature of Dark Energy : First Cosmological Results from the ESSENCE Supernova Survey», *ApJ*, *astro-ph/0701041*. [85](#)
- WU, H.-Y., O. HAHN, R. H. WECHSLER, Y.-Y. MAO et P. S. BEHROOZI. 2013, «Rhapsody. I. Structural Properties and Formation History from a Statistical Sample of Re-simulated Cluster-size Halos», *ApJ*, vol. 763, 70. [95](#)
- XAVIER, H. S., R. R. GUPTA, M. SAKO, C. B. D'ANDREA, J. A. FRIEMAN et al. 2013, «Properties of Type Ia supernovae inside rich galaxy clusters», *MNRAS*, vol. 434, p. 1443–1459. [101](#)
- XIAO, Y. 2016, *Peacock.test : Two and Three Dimensional Kolmogorov-Smirnov Two-Sample Tests*. URL <https://rdrr.io/cran/Peacock.test/man/Peacock.test-package.html>, r package version 1.0. [xi](#), [146](#), [148](#)
- ZWICKY, F. 1937, «On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae», *ApJ*, vol. 86, p. 217. [91](#), [155](#)
- ZWICKY, F., E. HERZOG, P. WILD, M. KARPOWICZ et C. T. KOWAL. 1961, *Catalogue of galaxies and of clusters of galaxies, Vol. I*. [91](#), [94](#)

## Résumé

Les supernovas de type Ia (SNIa) sont des objets transitoires, observables pour une durée de quelques mois et dont la luminosité à son maximum équivaut à celle d'une galaxie entière. Une fois standardisées (c'est à dire corrigées de leurs principales variabilités), elles représentent, un excellent indicateur de distance et ont permis de mettre en évidence, en 1998, ce que l'on peut représenter comme une accélération de l'expansion de l'Univers. Cette thèse s'intéresse à trois points qui concerne l'étude de la cosmologie par les SNIa :

En premier lieu on s'intéresse à la chaîne de production des données et à la qualité des images pour le Large Synoptic Survey Telescope (LSST), qui couvrira un large éventail de domaines scientifique, y compris l'observation des SNIa. Actuellement en préparation pour LSST (dont les observations commenceront en 2020), cette chaîne de production a été testée en effectuant le traitement d'images provenant d'un relevé antérieur (champ profond du CFHT). Les paramètres de qualité astrométriques et photométriques présentent une dispersion légèrement supérieure à celle requise par le cahier de charges du LSST. En ce qui concerne la photométrie, les sources de cette dispersion restent à être comprises. Pour ce qui est de l'astrométrie, la qualité obtenue sera vraisemblablement suffisante lorsque l'ajustement par astrométrie simultanée sera implémenté.

Ensuite, on propose une méthode permettant de corriger l'effet induit par les vitesses propres des SNIa se trouvant dans des amas de galaxies. En effet, ces vitesses propres sont particulièrement importantes du fait des interactions gravitationnelles, et perturbent la mesure du décalage spectral cosmologique lié à l'expansion de l'Univers. On a pris en compte un échantillon de 145 SNIa à faible décalage spectral ( $0,005 < z < 0,123$ ), observées par la collaboration Nearby SuperNova Factory. Parmi ces SNIa, 11 SNIa ont été associées à des amas de galaxies. Ces corrections de vitesses propres ont ainsi permis de diminuer la dispersion sur le diagramme de Hubble de  $0,137 \pm 0,36$  mag à  $0,130 \pm 0,38$  mag, pour les SNIa appartenant à des amas. Bien que le poids de ces corrections soit relativement modeste, on a montré qu'elles sont statistiquement significatives. Ce type de corrections pourraient être prises en considération dans de futures analyses cosmologiques.

Enfin on s'intéresse à la question de la détectabilité de possibles anisotropies de l'expansion de l'Univers avec les données de SNIa. Étant donné que la distribution spatiale des données actuelles est connue pour limiter la détection d'une anisotropie dans les distances mesurées des SNIa, on a établi des simulations permettant de déterminer si un effet dipolaire d'amplitude comparable à la borne supérieure des observations actuelles ( $A_D = 10^{-3}$ ) pourrait être détecté avec les observations futures du LSST. Plusieurs scénarios ont été considérés, chacun considérant un nombre de SNIa différent. Chacun de ces scénarios est étudié suivant deux variantes correspondant à deux directions, l'une (polaire) pour laquelle la distribution de données de LSST serait la plus symétrique possible, l'autre suivant une direction perpendiculaire à celle-ci (équatoriale). On montre que pour les simulations comportant 5000 SNIa, un dipôle d'amplitude  $A_D = 10^{-3}$  serait détecté indépendamment de sa direction. On constate que la distance statistique entre les distributions obtenues pour un dipôle simulé et les simulations sans dipôle augmente à mesure que le nombre de SNIa simulées est grand. On constate aussi que cette distance statistique est plus grande pour les dipôles alignés sur la direction équatoriale que pour ceux suivant la direction polaire.

Les effets mentionnés ci-dessus ont un impact potentiel sur les futures analyses cosmologiques. La mesure dans laquelle ces effets affecteront la compréhension du modèle cosmologique complet reste une question ouverte, mais les résultats trouvés dans cette thèse soulignent l'importance de poursuivre l'examen de ces effets systématiques, que cela soit à l'échelle de la qualité des images, des effets systématiques environnementaux comme les vitesses propres des SNIa ou bien du modèle cosmologie lui-même comme le met en évidence la question de l'isotropie de l'Univers.

# Abstract

Type Ia supernovae (SNIa) are transient objects, which remains observable in the optical for a period of a few months, and whose luminosity at its maximum is comparable to that of a whole galaxy. They represent, once standardized (i.e. corrected for their main variabilities), an excellent distance indicator and, in 1998, provided the first evidence for the acceleration of the expansion of the Universe. This thesis investigates three points in the cosmological SNIa pipeline :

First, we focused on the data processing and the quality of the images for the Large Synoptic Survey Telescope (LSST), that will provide data for a number of cosmological observables, including the observation of SNIa. In preparation for LSST (which will start operations in 2020), we carried out a similar data processing strategy on images from a previous survey (deep field of CFHT) and compared to the required parameters of LSST. A dispersion slightly higher than that required was obtained. For photometry, although this excess is small, the sources of this dispersion remain to be understood. For astrometry, the obtained quality is likely to be sufficient when simultaneous astrometry fitting will be implemented.

In a second moment, we propose a method to correct the effect of peculiar velocities of SNIa inside galaxy clusters. Indeed, these velocities are more important in the clusters of galaxies, because of the gravitational interactions, and the measurement of the cosmological redshift related to the expansion of the Universe. These peculiar velocities were corrected using a sample of 145 SNIa with a low spectral shift ( $0,005 < z < 0,123$ ), observed by the Nearby SuperNova Factory collaboration. Among these SNIa, 11 SNIa were associated with clusters of galaxies. These corrections made it possible to reduce the dispersion on the Hubble diagram, from  $0.137 \pm 0.36$  mag (before corrections) to  $0.130 \pm 0.38$  mag (after corrections), for SNIa belonging to clusters. Although the weight of these corrections is relatively modest, they have been shown to be statistically significant. Such corrections could be taken in account in future cosmological analysis.

Finally, we focused on the question of the detectability of potential anisotropies in the expansion of the Universe with SNIa data. Since the spatial distribution of current data is known to limit our capability to detect anisotropies in the SNIa measured distances, simulations were made to determine whether a dipole effect of amplitude comparable to the upper bound of current observations ( $A_D = 10^{-3}$ ) could be detected with future observations of the LSST. Several scenarios were considered, each taking into account a different number of SN. Each of these scenarios is studied according to two variants corresponding to two directions, one (polar) for which the distribution of data of LSST would be as symmetrical as possible, the other in a direction perpendicular to this one (equatorial). It is shown that for simulations with 5000 SNIa, an amplitude dipole  $A_D = 10^{-3}$  would be detected independently of its direction. It can be seen that the statistical distance between the distributions obtained for a simulated dipole and the simulations without dipole increases as the number of simulated SNIa is large. We also note that this statistical distance is greater for the scenarios considering the equatorial direction than for the ones following the polar direction.

All of the effects mentioned above will have a potential impact future cosmological results. How much these effects will affect our understanding of the complete cosmological model is still an open question, but the results we found in this thesis highlight the importance of further scrutinizing such systematics, whether at the level of the quality of images, systematic environmental effects such as the peculiar velocities of the SNIa or of the cosmology model itself such as for the question of a potentially anisotropic universe.