



**HAL**  
open science

# Analyse des 5 ans de données de l'expérience SuperNova Legacy Survey

N. Fourmanoit

► **To cite this version:**

N. Fourmanoit. Analyse des 5 ans de données de l'expérience SuperNova Legacy Survey. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2010. Français. NNT: . tel-00587450

**HAL Id: tel-00587450**

**<https://theses.hal.science/tel-00587450>**

Submitted on 20 Apr 2011

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

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



**THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité Astrophysique et Cosmologie

Particules, Noyaux et Cosmos (ED 517)

Présentée par

M. Nicolas FOURMANOIT

En vue de l'obtention du grade de

**DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE et MARIE CURIE**

**Analyse des 5 ans de données de l'expérience**

**SuperNova Legacy Survey**

Soutenance défendue le le 24 Septembre 2010

devant le jury composé de :

M. Fabrice FEINSTEIN	<i>Examineur</i>
Mme Delphine HARDIN	<i>Directrice de thèse</i>
M. Mike IRWIN	<i>Rapporteur</i>
Mme Simona MEI	<i>Rapporteur</i>
M. Reynald PAIN	<i>Directeur de thèse</i>
M. Jean-Paul TAVERNET	<i>Président du jury</i>



# Remerciements

A l'heure où sont rédigés ces remerciements, cette thèse a déjà été soutenue depuis plusieurs semaines. Et pourtant je commence à peine à saisir que cette étape si déterminante pour la carrière d'un jeune chercheur est maintenant une parenthèse qui s'est refermée. Mes débuts au LPNHE au sein du groupe Cosmologie et Supernova me paraissent infiniment lointains et trois années sont finalement peu pour condenser autant de rencontres et d'enseignements. L'étudiant de Master 2 fraîchement débarqué de sa province n'est plus ; il a plongé la tête la première dans le grand bain et prétend maintenant, peut-être encore maladroitement, qu'il est capable de nager tout seul. Cet apprentissage de l'autonomie est sans aucun doute le cœur de la thèse et pour ce présent je suis redevable à tous les personnes qui m'ont accompagné et soutenu pendant mes trois ans de thèse au LPNHE.

A ce titre, je veux remercier en tout premier lieu Delphine Hardin et Reynald Pain pour m'avoir accordé leur confiance et accueilli au sein de leur laboratoire et de leur groupe. Merci à vous deux de m'avoir donné la chance que j'attendais. Delphine, je sais bien que cette thèse n'aura pas toujours été une promenade de santé, tant ma "cool attitude" et mon côté buté sont parfois épuisants. Pourtant au cours de ces trois ans, tu as su tenir bon et même tu as su trouver des ressources inconnues pour arriver à me pousser jusqu'à la soutenance. Pour tout cela, je t'en serai éternellement reconnaissant. Je n'espère qu'une chose, c'est que cette première expérience ne t'aura pas fâchée avec le directorat de thèse et que d'autres après moi pourront bénéficier de ton encadrement et de tes conseils.

Je veux également remercier les membres de mon jury, Mike Irwin, Simona Mei, Fabrice Feinstein et Jean-Paul Tavernet, pour le temps qu'ils ont consacré à la lecture de mon manuscrit et la bienveillance qu'ils ont eu à mon égard. Merci à tous pour vos remarques et vos conseils.

Mes remerciements sincères vont également aux membres du groupe Supernova et de la collaboration SuperNova Legacy Survey sans l'aide desquels jamais je n'aurais pu aller si loin et je pense ici tout particulièrement à Pierre Astier, Julien Guy et Nicolas Regnault. Rares furent les moments où je n'avais pas de questions ou de problèmes à priori insolubles à vous soumettre et vous n'avez jamais été avares de votre temps, ni de votre patience. Je dois beaucoup également au groupe en général et je crois bien avoir sollicité chacun d'entre vous à un moment ou un autre. Merci donc à Pierre Antilogus, Christophe Balland, Etienne Barrelet, Sébastien Bongard, Michael Joyce, Claire Juradmy, Laurent Le Guillou, Jean-Michel Levy et Kyan Schahmaneche. J'ai également une pensée spéciale pour Eli Ben Haïm, un parrain irréprochable.

Il faut le dire, une thèse est une aventure scientifique et humaine, mais c'est également la raison d'une logistique qui se doit d'être bien huilée. Sur ce plan, il faut dire que les services techniques du LPNHE, qu'ils soient administratives, informatiques ou généraux, n'ont pas failli. Je tiens donc à remercier pour leur aide précieuse, Bernard Canton, Michael Roynel, Franck Leclercq, Annick Guillotau, Veronique Joisin, François Legrand, Madjid Belkacem et Richard Randriatoamanana. Je dédie également cette thèse à Emmanuel Hornero, dont les qualités professionnelles n'avaient

d'égaies que sa gentillesse et sa disponibilité extraordinaires. Sa disparition prématurée a laissé le laboratoire orphelin.

J'adresse une pensée particulière aux "petits jeunes" que je laisse au labo. Augustin, Arnaud, Francesca, Stephania, Pier-Francesco, Flora, Laura, je ne doute pas de votre future réussite. J'espère que vous garderez plus le souvenir de nos discussions joyeuses que de mes moments plus noirs. Et attention à la loi toujours vérifiée du "un jour devient une semaine et un mois en devient deux, si ce n'est trois", elle est redoutable en fin de thèse.

Enfin je voudrais remercier ma famille, toujours présente et compréhensive dans mes choix et mes amis les plus proches pour m'avoir changé d'air quand il le fallait. A tous les Vieux Sacs, un docteur c'est bien mais deux ça sera encore mieux. Souhaitons bon courage à Néli.

Ève, cette dernière pensée t'est adressée. Sans toi il m'est évident que je n'aurais pas pu achever ces 3 ans de thèse tant j'ai pu avoir besoin de ton soutien au cours de cette thèse. Je sais que ces trois ans n'ont pas été simples, ni pour toi, ni pour moi, mais ta persévérance m'a toujours impressionnée. Merci.



*"It's somewhere between a nova and a supernova -- probably a pretty good nova."*

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Modèle standard du Big Bang</b>	<b>3</b>
1.1 Principe cosmologique . . . . .	3
1.2 Relativité générale et équations de Friedmann-Lemaître . . . . .	4
1.2.1 Métrique de Robertson-Walker . . . . .	4
1.2.2 Loi de Hubble . . . . .	5
1.2.3 Décalage spectral . . . . .	6
1.2.4 Distances en cosmologie . . . . .	7
1.2.5 Équations d'Einstein . . . . .	9
1.2.6 Équations de Friedmann-Lemaître . . . . .	10
1.3 Modèles Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker . . . . .	10
1.3.1 Contenu énergétique de l'univers . . . . .	10
1.3.2 Paramètres cosmologiques . . . . .	11
1.3.3 Histoire de l'expansion . . . . .	12
1.4 Mesures de distance . . . . .	12
1.4.1 Estimation du modèle cosmologique . . . . .	12
1.4.2 Notion d'horizon . . . . .	14
1.5 Chronologie du Big-Bang . . . . .	15
1.5.1 Univers très primordial . . . . .	15
1.5.2 Nucléosynthèse primordiale . . . . .	15
1.5.3 Fond diffus cosmologique . . . . .	17
1.5.4 Grandes structures . . . . .	21
1.6 Combinaison des sondes . . . . .	23
1.6.1 Sondes du modèle standard . . . . .	23
1.6.2 Dégénérescences et complémentarités . . . . .	23
1.7 Problèmes classiques du modèle standard . . . . .	25
1.7.1 Horizon et platitude . . . . .	25
1.7.2 Coïncidences cosmiques . . . . .	25
1.8 Problème de la masse manquante . . . . .	26
1.8.1 Évidences observationnelles . . . . .	26
1.8.2 Candidats pour la matière noire et alternative MONDienne . . . . .	26
1.9 Problème de l'énergie noire . . . . .	28
1.9.1 Évidences observationnelles . . . . .	28
1.9.2 Modèles d'énergie noire et alternatives exotiques . . . . .	28
<b>2 Supernovae et Diagramme de Hubble</b>	<b>31</b>
2.1 Abrégé très abrégé de physique stellaire . . . . .	31
2.1.1 Fin cataclysmique des étoiles massives . . . . .	32
2.1.2 Cas particulier des supernovæ thermonucléaires . . . . .	33

## TABLE DES MATIÈRES

---

2.2	Classification spectrale . . . . .	34
2.2.1	Type I : absence de raies de l'hydrogène . . . . .	34
2.2.2	Type II : présence des raies $H\alpha$ et $H\beta$ . . . . .	36
2.2.3	Diversité spectrale . . . . .	36
2.3	Propriétés photométriques . . . . .	36
2.3.1	Maximum de luminosité . . . . .	36
2.3.2	Courbes de lumière . . . . .	38
2.4	Taux d'explosion . . . . .	39
2.5	Photométrie des supernovæ . . . . .	41
2.5.1	Photométrie "large bande" et systèmes photométriques . . . . .	41
2.5.2	Effet du décalage spectral . . . . .	42
2.5.3	Poussières et extinction . . . . .	43
2.6	Paramétrisation des courbes de lumière . . . . .	44
2.6.1	Maximum de luminosité et taux de décroissance . . . . .	45
2.6.2	Maximum de luminosité et couleur . . . . .	46
2.6.3	Vers une paramétrisation plus exhaustive . . . . .	48
2.7	Modélisation de la courbe de lumière . . . . .	49
2.7.1	MLCS2k2 . . . . .	49
2.7.2	SALT2 . . . . .	50
2.7.3	SiFTO . . . . .	50
2.8	Diagramme de Hubble . . . . .	51
2.8.1	Magnitude et distance de luminosité . . . . .	51
2.8.2	Ajustement du diagramme . . . . .	52
2.9	Effets systématiques . . . . .	54
2.9.1	Incertitudes sur les mesures . . . . .	54
2.9.2	Effets de sélection et de contamination . . . . .	54
2.9.3	Effets d'évolution . . . . .	56
2.9.4	Effets astrophysiques . . . . .	57
<b>3</b>	<b>Expérience SuperNova Legacy Survey</b> . . . . .	<b>59</b>
3.1	Cadre expérimental . . . . .	59
3.1.1	Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey . . . . .	59
3.1.2	Instruments du CFHT . . . . .	60
3.2	Stratégie d'observation . . . . .	61
3.2.1	Champs Deep/SNLS . . . . .	62
3.2.2	Méthode de recherche glissante . . . . .	63
3.3	Chaîne de détection en temps réel . . . . .	64
3.3.1	Réduction Elixir . . . . .	64
3.3.2	Alignement des images . . . . .	67
3.3.3	Soustraction et détection . . . . .	68
3.4	Suivi spectroscopique . . . . .	69
3.5	Estimation des effets de sélection . . . . .	71
3.6	Calibration photométrique . . . . .	72
3.6.1	Non-uniformités de réponse photométrique . . . . .	72
3.6.2	Système de magnitudes de Landolt . . . . .	73
3.6.3	Conversion en flux physique . . . . .	74
3.7	Supernovæ Ia des 5 ans de données . . . . .	76
3.8	Programmes de recherche de supernovæ Ia . . . . .	77
3.8.1	Projets actuels contemporains du SNLS . . . . .	77
3.8.2	Projets futurs . . . . .	79

## TABLE DES MATIÈRES

---

<b>4</b>	<b>Analyse des données à 5 ans</b>	<b>81</b>
4.1	Lot de données SNLS-5	81
4.1.1	Stockage et logistique	81
4.1.2	Gestion des tâches	81
4.2	Catalogues et propriétés de chaque image	83
4.2.1	Réduction Elixir “off-line”	83
4.2.2	Catalogue SExtractor	84
4.2.3	Catalogue de photométrie d’ouverture	85
4.2.4	Catalogue de photométrie de PSF	86
4.2.5	Astrométrie des images	89
4.3	Alignement des images	89
4.3.1	Sélection des images de référence	89
4.3.2	Alignement géométrique	89
4.3.3	Alignement photométrique et noyau de convolution	91
4.4	Production des courbes de lumière	93
4.4.1	Objectifs de la photométrie des supernovæ	93
4.4.2	Modèle de photométrie différentielle	93
4.4.3	Ajustement des flux par nuit	96
4.4.4	Calibration des courbes de lumière	96
4.5	Modélisation SALT2	98
4.5.1	Implémentation	98
4.5.2	Entraînement du modèle	98
4.5.3	Ajustement sur les courbes de lumière	101
<b>5</b>	<b>Photométrie différentielle sans rééchantillonnage</b>	<b>103</b>
5.1	Photométrie différentielle sans rééchantillonnage des images	103
5.1.1	Modèle de photométrie WNR	103
5.1.2	Noyau de convolution et rapport photométrique	104
5.1.3	Ajustement de la photométrie WNR	105
5.1.4	Ajustement des flux par nuit	106
5.1.5	Calibration des courbes de lumières et ajustement SALT2	106
5.2	Précision photométrique et linéarité de la méthode	107
5.2.1	Précision des mesures de flux	108
5.2.2	Conservation des rapports de flux entre sources	109
5.3	Biais en position et biais en flux	110
5.3.1	Mouvement propre des étoiles	111
5.3.2	Réfraction atmosphérique différentielle	115
5.3.3	Variation d’asymétrie des PSFs	116
5.4	Biais liés aux propriétés des images	119
5.4.1	Qualité des images	119
5.4.2	Fond de ciel	120
5.5	Courbes de lumière calibrées et modélisation SALT2	121
5.5.1	Comportement en l’absence de flux	121
5.5.2	Amplitude des courbes de lumière	122
5.5.3	Contamination par le flux de la galaxie hôte	124
5.6	Comparaison avec la démarche du SDSS-II	125
	<b>Conclusion</b>	<b>129</b>
	<b>A Tables des supernovæ Ia exploitées dans cette analyse</b>	<b>131</b>

## TABLE DES MATIÈRES

---

<b>B Réfraction atmosphérique différentielle</b>	<b>145</b>
B.1 Rappel de quelques bases d'astronomie de position . . . . .	145
B.2 Effet de réfraction atmosphérique différentielle . . . . .	147
B.3 Positions mesurées des étoiles . . . . .	147
B.4 Modélisation des variations d'indice de l'air . . . . .	148
B.5 Modélisation et correction de la variation de position des étoiles . . . . .	148
<b>C Compléments sur les tests de cohérence entre les photométries A06 et WNR</b>	<b>153</b>
<b>Références</b>	<b>168</b>

# Liste des figures

1.1	Relation distance - vitesse de récession dans l'article original de Hubble . . . . .	5
1.2	Évolution de $d_A$ et $d_L$ en fonction du redshift et pour différentes valeurs de $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$	13
1.3	Abondances reliques des éléments légers prédites par la nucléosynthèse primordiale	16
1.4	Chronologie des observations du fond diffus cosmologique . . . . .	18
1.5	Oscillations baryoniques acoustiques et spectre de puissance des anisotropies . . . .	19
1.6	Spectre de puissance des anisotropies du CMB de l'analyse WMAP-5 . . . . .	20
1.7	Carte des galaxies lumineuses rouges recensées par le SDSS-I . . . . .	21
1.8	Fonction de corrélation des galaxies détectées par le SDSS-I . . . . .	22
1.9	Combinaison des différentes sondes de cosmologie : CMB, BAO et SNe Ia . . . . .	24
1.10	Contenu énergétique de l'univers dans le modèle $\Lambda$ CDM . . . . .	30
2.1	Images de M100 avant et après l'explosion de SN2006X et vue d'artiste de l'explosion	34
2.2	Classification spectrale des supernovæ . . . . .	35
2.3	Diversité spectrale des supernovæ . . . . .	37
2.4	Diversité de forme des courbes de lumière des supernovæ . . . . .	39
2.5	Mesures du taux d'explosion des supernovæ Ia en fonction du redshift . . . . .	40
2.6	Comparaison des systèmes photométriques UBRI et $u_M g_M r_M i_M z_M$ . . . . .	41
2.7	Transmissions effectives des filtres MegaCam . . . . .	42
2.8	Effet du décalage spectral sur des magnitudes mesurées dans des bandes fixes . . . .	43
2.9	Loi d'extinction galactique selon la prescription de Cardelli . . . . .	44
2.10	Corrélation $M_{max} - \Delta m_{15}$ des supernovæ du Calán/Tololo Survey . . . . .	46
2.11	Distribution des $(B - V)_{max}$ et des $\Delta m_{15}$ des supernovæ du Calán/Tololo Survey .	47
2.12	Diagrammes de Hubble et résidus présentés dans [Woo07] . . . . .	53
2.13	Diagrammes de Hubble et résidus présentés dans [Hic09] . . . . .	53
2.14	Effet du biais de Malmquist sur la première année de données SNLS . . . . .	55
2.15	Impact des propriétés des hôtes des SNe Ia du SNLS sur la valeur de leur maximum	56
2.16	Diagramme de Hubble présenté dans [Rie07] . . . . .	58
3.1	Dôme du CFHT et imageur Megaprime . . . . .	60
3.2	Caméra MegaCam et Wide Field Corrector . . . . .	61
3.3	Distribution dans le ciel des champs du CFHTLS Wide et Deep/SNLS . . . . .	62
3.4	Courbes de lumière reconstruites par la chaîne de détection en temps réel . . . . .	63
3.5	Détection des pixels défectueux et d'objets parasites sur les images CCD . . . . .	65
3.6	Exemple de traitement Elixir sur une image CCD dans la bande $i_M$ . . . . .	66
3.7	Exemple de détection par soustraction . . . . .	69
3.8	Télescopes au sol utilisés pour la spectroscopie des candidats du SNLS. . . . .	70
3.9	Exemple de spectre de candidat pris pour le SNLS au VLT . . . . .	70
3.10	Grille photométrique calculée pour le filtre $i_M$ . . . . .	73
3.11	Chaîne de calibration photométrique des SNe Ia du SNLS . . . . .	75
3.12	Distribution en redshift des SNe Ia du SNLS après 3 et 5 ans de programme . . . . .	77

## LISTE DES FIGURES

---

3.13	Évolution des contraintes obtenues sur la valeur de $w_{DE}$ depuis 1998 . . . . .	80
4.1	Vue d'ensemble de la chaîne d'analyse . . . . .	82
4.2	Distribution des paramètres de forme des objets d'une image en fonc. de leur FWHM . . . . .	84
4.3	Distribution des moments gaussiens des étoiles en fonc. de leur position sur la caméra . . . . .	85
4.4	Exemple de fonction Moffat et comparaison avec une gaussienne . . . . .	86
4.5	Exemple de modélisation de la PSF sur un CCD de centre . . . . .	87
4.6	Exemple de modélisation de la PSF sur un CCD de coin . . . . .	87
4.7	Distribution des résidus de l'alignement géométrique pour un CCD de centre . . . . .	90
4.8	Même figure que 4.7 en fonction du logarithme du flux . . . . .	90
4.9	Exemple d'ajustement d'un noyau de convolution sur les pixels des images . . . . .	92
4.10	Exemple d'ajustement de la photométrie A06 pour une image de la SN Ia 03D4ag . . . . .	95
4.11	Courbes de lumière produite par la photométrie A06 pour la SN Ia 03D4ag . . . . .	95
4.12	Distribution du $\chi^2_{A06,nuit}$ par degré de liberté de l'ajustement des flux par nuit des courbes de lumière A06 . . . . .	97
4.13	Courbes de lumière A06 de la SN Ia 03D4ag après ajustement des flux par nuit . . . . .	97
4.14	Loi de couleur ajustée par le modèle SALT2 . . . . .	99
4.15	Modèle spectrophotométrique SALT2 obtenu après entraînement . . . . .	100
4.16	Distributions des paramètres $X_1$ et $C$ ajustés sur les courbes de lumière A06 des supernovæ SNLS-3 et SNLS-5 . . . . .	101
4.17	Exemple d'ajustement SALT2 sur les courbes de lumière A06 de la SN Ia 03D4ag . . . . .	102
5.1	Exemple d'ajustement d'un noyau de convolution sur les modèles de PSFs des images . . . . .	105
5.2	Exemple d'ajustement de la photométrie WNR pour la même image que 4.10 . . . . .	106
5.3	Comparaison des distributions du $\chi^2_{WNR,nuit}$ et du $\chi^2_{A06,nuit}$ . . . . .	107
5.4	Distributions des paramètres $X_1$ et $C$ ajustés sur les courbes de lumière A06 et WNR des supernovæ SNLS-5 . . . . .	108
5.5	Précision photométrique accessible par la photométrie WNR . . . . .	109
5.6	Comparaison des rapports de flux entre sources entre les photométries A06 et WNR . . . . .	110
5.7	Exemple de mouvement propre d'étoile de calibration . . . . .	111
5.8	Résultats de l'ajustement des coefficients du mouvement propre des étoiles . . . . .	112
5.9	Impact de la correction du mouvement propre sur la dispersion des positions . . . . .	112
5.10	Impact du mouvement propre sur la stabilité temporelle du flux des étoiles . . . . .	113
5.11	Même figure que 5.10 mais en ne gardant que les étoiles à fort mouvement propre . . . . .	113
5.12	Même figure que 5.10 mais en rejetant les étoiles à fort mouvement propre . . . . .	113
5.13	Dispersion résiduelle des positions en $g_M$ après correction du mouvement propre . . . . .	115
5.14	Impact de la correction de la réfraction différentielle sur la dispersion des positions . . . . .	116
5.15	Stabilité des flux des étoiles, après élimination de celles variables en flux ou à fort mouvement propre . . . . .	116
5.16	Décalage entre les positions APER et PSF des étoiles du CCD 13 . . . . .	117
5.17	Même figure et même image que 5.16 mais pour les étoiles du CCD 29 . . . . .	118
5.18	Stabilité du flux des étoiles mesurés par la photom. WNR dans des CCDs de bord . . . . .	118
5.19	Stabilité du flux des étoiles mesuré par la photométrie WNR en fonction du seeing . . . . .	119
5.20	Stabilité du flux des étoiles mesuré par la photométrie A06 en fonction du seeing . . . . .	120
5.21	Stabilité du flux des étoiles mesuré par la photométrie WNR en fonction de la variance du fond de ciel . . . . .	120
5.22	Distributions des flux mesurés par la photom. WNR pour des images sans supernova . . . . .	121
5.23	Écarts entre les amplitudes A06 et WNR, rapportés à l'erreur calculée par l'ajustement SALT2 . . . . .	123
5.24	Écarts entre les amplitudes A06 et WNR en fonction du redshift . . . . .	123
5.25	Ajustement d'une corrélation linéaire entre les écarts en amplitude et le redshift . . . . .	124

## LISTE DES FIGURES

---

5.26	Ajustement d'une corrélation linéaire entre les écarts en amplitude et le flux de l'hôte	125
5.27	Exemple d'ajustement de la photométrie H08 . . . . .	126
5.28	Exemple d'ajustement SALT2 sur les courbes de lumière WNR de la SN Ia 03D4ag	127
B.1	Systèmes de coordonnées horizontales et équatoriales . . . . .	146
B.2	Triangle PZM et angle parallactique . . . . .	146
B.3	Évolution de $206265 \times (n_{\star} - \bar{n})$ en fonction de la couleur de l'étoile pour les bande $g_M^r M^i_M$ . . . . .	149
B.4	Corrélation des décalages de position observés avec la couleur des étoiles . . . . .	150
B.5	Impact de la correction de la réfraction différentielle sur la dispersion des positions en $x$ et $y$ . . . . .	151
C.1	Exemples de mesures de flux d'étoiles variables . . . . .	153
C.2	Précision photométrique accessible par les photométries A06 et WNR . . . . .	154
C.3	Stabilité temporelle du flux des étoiles mesuré par les photométrie WNR et A06 . . . . .	155
C.4	Stabilité du flux des étoiles mesuré par les photométrie WNR et A06 en fonction du seeing . . . . .	156
C.5	Stabilité du flux des étoiles mesuré par les photométries WNR et A06 en fonction de la variance du fond de ciel . . . . .	157
C.6	Distributions des flux mesurés par les photométries WNR et A06 pour des images sans supernova . . . . .	158



# Liste des tableaux

1.1	Histoire de l'expansion de l'univers . . . . .	12
3.1	Description des propriétés essentielles de chaque composante du CFHTLS . . . . .	60
3.2	Descriptif du jeu de filtres utilisés par MegaCam . . . . .	61
3.3	Descriptif des principales caractéristiques des champs Deep/SNLS . . . . .	62
3.4	Répartition des candidats supernovæ SNLS selon leur type spectroscopique . . . . .	76
4.1	Répartition en bande et en champ des images des données SNLS-5 . . . . .	83
4.2	Statistiques des courbes de lumière produites par la photométrie A06 et sur lesquelles le modèle SALT2 est ajusté . . . . .	101
5.1	Mêmes statistiques que le tableau 4.2 mais pour la photométrie WNR . . . . .	107
5.2	Résultats de cosmologie obtenus par l'ajustement des courbes de lumière A06 et WNR des SNe Ia SNLS-5 dans l'hypothèse d'un univers plat . . . . .	128
A.1	Répartition des SNe Ia des données SNLS-5 en fonction de leur champ et de leur année de détection . . . . .	131
A.2	Table des SNe Ia des identifiées pour les données SNLS-5 . . . . .	132
B.1	Résultats de l'ajustement des coefficients C et D en fonction du champ considéré. . . . .	149



# Introduction

Ce travail de thèse s'est donné pour objectif d'effectuer l'analyse des 5 ans de données du SuperNova Legacy Survey (SNLS-5). Pour y parvenir, l'ensemble des images disponibles au terme du programme est traité et les courbes de lumière en  $gMrMiMz_M$  des 419 supernovæ Ia spectroscopiquement identifiées sont produites. Une nouvelle méthode de photométrie des supernovæ est également implémentée dans le cadre de cette analyse. Celle-ci fait un usage plus robuste des mesures de flux des pixels de chaque image et permet par conséquent une propagation plus directe de leurs propriétés statistiques vers les mesures de flux des objets. Elle permet ainsi de mieux contrôler une partie du budget des incertitudes statistiques affectant la mesure de la distance des supernovæ et au delà, la précision sur la mesure des paramètres régissant l'expansion de l'univers.

Depuis les premiers résultats du Supernova Cosmology Project [Per99] et du High-Z Supernovae Search Team [Rie98], les programmes de recherche de supernovæ Ia lointaines ont confirmé l'évidence observationnelle d'une accélération de l'expansion de l'univers. Pour un univers supposé isotrope et homogène à grande échelle, cette accélération implique l'existence d'une composante inconnue du contenu énergétique de l'univers, une énergie noire, dont la nature semble celle d'une constante cosmologique. L'observation et l'étude des anisotropies de température du fond diffus cosmologique ainsi que celle de la distribution des grandes structures renforcent encore ce constat. Les observations de supernovæ Ia demeurent cependant la méthode la plus sensible à ce jour pour étudier la nature de l'énergie noire car elles permettent d'accéder directement à l'histoire de l'expansion de l'univers.

Le SuperNova Legacy Survey est un projet de recherche de supernovæ Ia de seconde génération ayant débuté en mars 2003 et ayant achevé sa prise de données en juillet 2008. Le programme utilise la caméra grand champ Megacam montée sur le Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) afin de détecter et étudier plusieurs centaines de supernovæ Ia. La statistique à terme du programme est de 419 supernovæ Ia avec des redshifts allant de 0.1 à 1.1, soit environ 10 fois la statistique des programmes de première génération. La qualité des mesures photométriques est assurée par une stratégie innovante d'observation, dite de recherche glissante, qui assure un échantillonnage régulier des courbes de lumière des supernovæ. L'analyse des 3 premières années de données (SNLS-3) est en cours de publication et porte sur environ 250 supernovæ Ia. Elle a permis de mettre des contraintes fortes sur la valeur de la composante matérielle de l'univers et, en incluant des lots extérieurs de supernovæ (supernovæ proches, SDSS, HST), sur la nature de l'énergie noire. Les incertitudes systématiques sur la valeur du paramètre d'état de l'énergie noire sont aujourd'hui du même ordre que les incertitudes statistiques, soit environ 10% [Guy10, Con10].

Dans un premier chapitre, ce mémoire s'attache à présenter le cadre théorique et observationnel dans lequel s'inscrit cette thèse. Le modèle standard et les principales observations de cosmologie sont présentés. Les succès et les problèmes du paradigme actuel sont discutés.

Dans un second chapitre ce mémoire aborde l'origine et la nature des objets astrophysiques particuliers que sont les supernovæ Ia. Leurs propriétés photométriques et spectroscopiques en

## INTRODUCTION

---

font une classe d'objets extrêmement homogène. Leur utilisation en temps que chandelles standard pour la cosmologie s'appuie sur des corrections empiriques et photométriques qui font des supernovæ Ia les indicateurs de distances cosmologiques les plus précis connus à ce jour. L'ajustement du diagramme de Hubble des supernovæ et la mesure des paramètres cosmologiques qui s'en déduisent sont décrits.

Le troisième chapitre est consacré à la description du contexte expérimental de cette analyse. Les instruments du CFHT ainsi que la stratégie d'observation des champs du programme assurent une qualité optimale et un échantillonnage régulier des mesures de flux. La chaîne de détection des candidats supernovæ et la chaîne de calibration photométrique des mesures de flux sont présentées.

Le quatrième chapitre de ce mémoire présente l'analyse photométrique des données à 5 ans du SNLS. L'ensemble des images disponibles au terme du programme est traité afin de permettre la photométrie des supernovæ. Je présente la réduction des images, l'estimation de leurs propriétés et des caractéristiques des sources lumineuses qui y sont détectées ainsi que les procédures d'alignement géométrique et photométrique appliquées à chaque image. Les courbes de lumière des supernovæ Ia des données SNLS-5 sont mesurées par photométrie différentielle simultanée. La calibration photométrique des images est effectuée en s'appuyant sur la photométrie des étoiles de champ. Un modèle spectrophotométrique est ajusté pour chaque supernova sur le jeu de ses courbes de lumière mesurées et calibrées.

Une nouvelle méthode de photométrie différentielle des supernovæ est présentée dans le cinquième chapitre. Cette méthode ne nécessite pas d'aligner les images entre elles et, en permettant de propager plus directement les incertitudes, offre ainsi un traitement statistique plus rigoureux du flux de chaque pixel. Je décris dans ce chapitre les tests mis en œuvre pour s'assurer des propriétés statistiques de la méthode. Ses performances sont comparées à celles de la photométrie utilisée pour les analyses SNLS précédentes (SNLS-1 [Ast06], SNLS-3 [Guy10]). Je montre que les écarts observés entre les deux méthodes, une fois propagés sur les résultats de cosmologie, sont du même ordre de grandeur que l'erreur calculée sur la mesure de ces paramètres.

Cette nouvelle photométrie des supernovæ offre donc une alternative plus rigoureuse que celle utilisée pour les analyses précédentes. Elle est amenée à devenir la méthode de référence pour la production des courbes de lumière des supernovæ Ia du SuperNova Legacy Survey et les courbes de lumière ainsi produites sont d'ores et déjà disponibles pour l'analyse de cosmologie des 5 ans de données du programme.

# Chapitre 1

## Modèle standard du Big Bang

La cosmologie traite de l'étude des caractéristiques globales de l'univers. A l'échelle locale, l'univers est un objet complexe et structuré. Planètes, étoiles, galaxies formées de ces étoiles, puis amas et super-amas de galaxies constituent la gamme des objets astrophysiques. Toutefois au-delà d'une échelle de quelques centaines de mégaparsecs<sup>1</sup>, il devient possible d'attribuer des valeurs aux paramètres de l'univers considéré dans son ensemble, comme une densité moyenne, une composition moyenne, une température moyenne mais aussi une dynamique générale. Un modèle cosmologique est déterminé par l'estimation de l'ensemble de ces *paramètres cosmologiques*.

Le modèle standard du Big Bang fournit un cadre cohérent pour l'interprétation de la majorité des observations cosmologiques et astrophysiques ainsi que pour la détermination des modèles d'univers les plus en accord avec ces observations. Pour cela le modèle s'appuie sur le cadre théorique fourni par la relativité générale, décrit dans la première partie de ce chapitre. Les modèles considérés comme pertinents d'un point de vue physique sont développés sous le nom de modèles de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW). Dans une seconde partie ce chapitre présente les observations modernes qui ont fait entrer la cosmologie dans une ère de précision et permis l'édification d'un modèle cosmologique cohérent et robuste : le modèle  $\Lambda$ CDM. Les problèmes classiques associés à ce paradigme et quelques alternatives possibles sont discutés en fin de chapitre.

### 1.1 Principe cosmologique

Le présupposé copernicien qu'il n'existe pas d'observateur privilégié au sein de l'univers constitue un fondement de l'astronomie. Dans le cadre de la cosmologie moderne, ce principe copernicien se trouve traduit par le biais du *principe cosmologique*. Celui-ci stipule qu'à grande échelle l'univers est supposé spatialement *isotrope* et *homogène*. Par hypothèse l'univers est donc invariant par rotation et par translation dans l'espace. On suppose donc qu'il n'existe aucune direction ni aucune situation qui ne soit privilégiée.

Introduit par A. Einstein pour des raisons de simplicité de la théorie [Ein17], ce principe s'est vu jusqu'à aujourd'hui conforté par un nombre croissant d'observations. L'exceptionnelle isotropie du fond diffus cosmologique dont les anisotropies relatives de température excèdent à peine  $10^{-5}$  [Kom10] ainsi que la distribution quasi-homogène de la matière au sein des structures observables à grande échelle [Eis05] sont de bons exemples de ces confirmations observationnelles. Les sections 1.5.3 et 1.5.4 présentent leur statut actuel.

---

1. Le parsec (pc) est défini comme étant la distance à laquelle une unité astronomique sous-tend un angle d'une seconde d'arc. Un parsec est égal à  $3,085677 \times 10^{16}$  m, soit environ 3,26 années-lumière.

## 1.2 Relativité générale et équations de Friedmann-Lemaître

La relativité générale est la théorie fondamentale qui a permis le développement de la cosmologie moderne. Dans cette théorie géométrique de la gravitation, cette dernière n'est plus interprétée comme une force d'attraction, mais comme la manifestation de la déformation des propriétés géométriques de l'espace-temps sous l'action des corps qui l'occupent. Les équations dites de Friedmann-Lemaître décrites dans cette section découlent de cette interprétation.

### 1.2.1 Métrique de Robertson-Walker

Un modèle cosmologique est caractérisé par la *métrique* de son espace-temps, qui caractérise les propriétés géométriques de ce dernier. Le tenseur métrique  $g_{\mu\nu}(x)$  définit en tout point  $x$  la géométrie locale et l'élément de distance  $ds$  s'écrit :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (1.1)$$

Pour un univers considéré localement istrope et homogène, la métrique prend la forme générale suivante appelée métrique de Robertson-Walker (RW) :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right], \quad (1.2)$$

où les conventions usuelles suivantes sont appliquées :  $t$  est le temps propre,  $r, \theta, \varphi$  les coordonnées spatiales polaires comobiles,  $R(t)$  le *facteur d'échelle*, qui décrit une expansion ou contraction de l'espace et enfin  $k$  la *courbure spatiale* de l'univers, qui prend les valeurs 1,0 ou -1 suivant que ce dernier soit fermé, plat ou ouvert.

Dans l'expression précédente, seule la partie radiale dépend de  $k$ . On peut faire le changement de coordonnées suivant  $\{r, \theta, \phi\} \rightarrow \{\chi, \theta, \phi\}$  défini tel que  $d\chi = \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}$ , soit  $r = S_k(\chi)$  avec  $S_k(\chi)$  prenant trois valeurs distinctes :

- $S_k(\chi) = \sin(\chi)$  dans le cas d'un univers fermé ( $k = 1$ ).
- $S_k(\chi) = \chi$  dans le cas d'un univers plat ( $k = 0$ ).
- $S_k(\chi) = \sinh(\chi)$  dans le cas d'un univers ouvert ( $k = -1$ ).

La métrique RW se réécrit alors comme :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) [d\chi^2 + S_k^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)] \quad (1.3)$$

Le facteur d'échelle s'exprime généralement sous une forme adimensionnée :  $a(t) = R(t)/R_0$  où  $R_0$  est la valeur du facteur d'échelle aujourd'hui ( $a(t_0) \equiv 1$ ). Le taux d'expansion de l'univers, appelé *paramètre de Hubble*, s'écrit alors comme :

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

Dans ce système de coordonnées la distance  $dl$  entre deux points de coordonnées  $(\chi, 0, 0)$  et  $(\chi + d\chi, 0, 0)$  est proportionnelle à  $R(t)$  et la vitesse relative de ces deux points est proportionnelle à cette distance via le paramètre de Hubble :

$$dl = R(t) d\chi \quad dv = H(t) dl \quad (1.5)$$

### 1.2.2 Loi de Hubble

En 1929, l'astronome E. Hubble met en évidence la "fuite des nébuleuses extragalactiques" par l'observation d'une vingtaine de galaxies dont il estime la vitesse de récession par rapport à la Terre par une mesure du décalage vers le rouge de ces galaxies, qu'il interprète comme un effet Doppler-Fizeau. La section 1.2.3 revient sur la nature réelle de ce décalage spectral. Hubble observe que cette vitesse de récession est proportionnelle à leur distance (Fig. 1.1). Autrement dit, plus une galaxie est loin de nous, plus elle semble s'éloigner rapidement, comme l'exprime la loi empirique de Hubble :

$$v = H_0 r , \quad (1.6)$$

où  $H_0$ , la *constante de Hubble*, exprime la valeur actuelle du paramètre de Hubble. Pour Hubble, dont la nature extragalactique de ces "nébuleuses" apparaît évidente, cette récession ne peut s'expliquer par un mouvement général de fuite de ces objets mais au contraire par une expansion globale de l'espace, comme celle déjà prévue par la métrique RW (eq. 1.5). Hubble estime à l'époque que  $H_0 \approx 500 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  [Hub29]. Toutefois la mesure par Hubble de la distance de ces galaxies repose sur une valeur erronée de la luminosité intrinsèque de ces objets qui explique que cette valeur de  $H_0$  soit très supérieure à celle estimée de nos jours (eq. 1.8). Cela ne remet pas en cause la validité de la loi de Hubble.

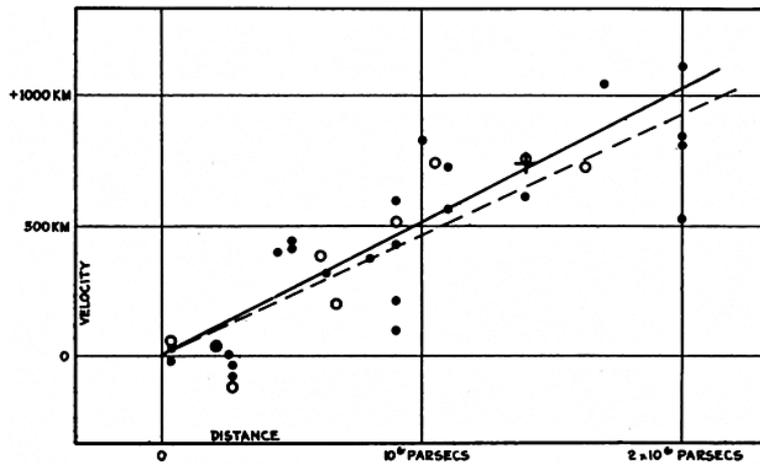


FIGURE 1  
Velocity-Distance Relation among Extra-Galactic Nebulae.

**Fig. 1.1** – Figure extraite de l'article original de Hubble [Hub29] sur la relation distance - vitesse de récession des "nébuleuses extra-galactiques". Les deux droites figurent deux corrections possibles pour le mouvement du système solaire.

Cette loi n'est valable que pour des vitesses de récession, et donc des distances, faibles. A grande distance le temps de trajet du signal lumineux n'est plus négligeable devant le temps caractéristique de l'expansion et il convient d'apporter des corrections à la loi de Hubble puisque l'effet de décalage vers le rouge généré par l'expansion se démarque alors d'un effet Doppler-Fizeau (section 1.2.3). On utilise alors l'expression suivante :

$$v = H_0 r + \frac{1}{2} (1 + q_0) \frac{(H_0 r)^2}{c} , \quad (1.7)$$

où  $q_0$  est le *paramètre de décélération* avec  $q_0 = -\frac{a\ddot{a}}{\dot{a}^2}$ . Dans un diagramme distance-redshift, communément appelé diagramme de Hubble, la dynamique cosmologique entraîne par conséquent une déviation par rapport au régime linéaire (section 1.4).

De nos jours, la valeur de la constante de Hubble peut être estimée à l'aide d'un faisceau de méthodes observationnelles qui consistent à sélectionner des objets astrophysiques dont la distance peut être établie par une mesure indépendante du redshift (relation période - luminosité pour les étoiles Céphéides, relation de Faber-Jackson pour les galaxies elliptiques ou de Tully-Fisher pour les spirales, ...). Une méthode de référence est également fournie par l'étude combinée du fond diffus cosmologique (section 1.5.3) et de la distribution des grandes structures (section 1.5.4) dont une mesure récente [Kom10] est :

$$H_0 = 71.9^{+2.6}_{-2.7} \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}, \quad (1.8)$$

On utilisera dans la suite de ce mémoire une notation équivalente introduisant une constante de Hubble réduite telle que  $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ , avec  $h \sim 0.7$ .

On peut définir quelques grandeurs simples associées à la constante de Hubble dont la dimension est celle de l'inverse d'un temps :

- $t_H = 1/H_0$ , le temps de Hubble que l'on peut interpréter comme une estimation de l'échelle de temps caractéristique de l'expansion ;
- $R_H = c/H_0$ , le rayon de Hubble que l'on peut interpréter comme une estimation de la distance maximale qu'aurait parcourue un photon depuis le Big-Bang.

Ces deux valeurs donnent des ordres de grandeur pertinents pour l'âge et la taille de l'univers observable aujourd'hui et seraient des valeurs exactes si le taux d'expansion était demeuré constant et égal à sa valeur actuelle. On obtient :  $t_H = 9.78 h^{-1} 10^9$  années  $\sim 14 \times 10^9$  années et  $R_H = 3000 h^{-1} \text{ Mpc} \sim 4.3 \text{ Gpc}$ .

### 1.2.3 Décalage spectral

Le signal lumineux reste la meilleure sonde disponible pour l'observation et l'étude du cosmos. Comprendre comment ce signal est affecté par la dynamique cosmologique est donc un enjeu important.

Pour une source lumineuse en mouvement par rapport à l'observateur, et dans l'hypothèse d'un espace-temps plat et statique, on observe un déplacement de la longueur d'onde des marqueurs spectraux de la source, par exemple des raies spectrales. Si la source s'éloigne, celles-ci seront déplacées vers le rouge (ou plus généralement vers les grandes longueurs d'onde) et inversement vers le bleu si la source se rapproche. Le spectre de la source est affecté par un effet Doppler-Fizeau que l'on caractérise par la valeur du *décalage vers le rouge* (on parle aussi de décalage spectral ou de *redshift*),  $z$  :

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \simeq \frac{v}{c} \quad (1.9)$$

Dans le cadre d'un espace-temps décrit par la métrique RW, la distance parcourue par un photon le long de sa géodésique, donnée par  $ds^2 = 0$ , est  $c dt = R(t)d\chi$ . Si l'on considère maintenant deux photons émis par une source de coordonnée radiale comobile  $\chi$  aux instants  $t_e$  et  $t_e + \delta t_e$  et reçus à  $t_0$  et  $t_0 + \delta t_0$ , alors on peut écrire que :

$$\chi = \int_{t_e + \delta t_e}^{t_0 + \delta t_0} \frac{cdt}{R(t)} = \int_{t_e}^{t_0} \frac{cdt}{R(t)} \quad (1.10)$$

## 1.2 Relativité générale et équations de Friedmann-Lemaître

---

Par conséquent  $\frac{dt_e}{a(t_e)} = \frac{dt_0}{a(t_0)}$  et on peut écrire :

$$\frac{a(t_0)}{a(t_e)} = \frac{\lambda_0}{\lambda_e} \equiv 1 + z \quad \text{et comme} \quad a(t_0) \equiv 1 \quad \text{alors} \quad a(z) = \frac{1}{1+z} \quad (1.11)$$

De manière rigoureuse et sans connaissance du modèle cosmologique, le redshift d'un objet n'est ni une mesure de sa distance, ni une mesure du temps écoulé depuis l'émission d'un photon mais une mesure du rapport du facteur d'expansion entre son émission et son observation.

### 1.2.4 Distances en cosmologie

Dans un univers en expansion la distance à une source lumineuse lointaine varie durant le temps de propagation du signal lumineux et par conséquent la notion de distance perd de sa simplicité. Or la mesure de distance est au centre de beaucoup de tests cosmologiques et cela s'applique particulièrement au travail effectué dans cette thèse. Il est donc nécessaire d'explicitier sans ambiguïté la nature de la mesure de distance effectuée.

#### Coordonnée comobile $\chi$

La coordonnée comobile  $\chi$  d'une source lumineuse dont on reçoit à l'instant  $t_0$  un photon émis à l'instant  $t_e$  s'écrit :  $\chi(t_e) = \int_{t_0}^{t_e} \frac{c dt}{R(t)}$ . Cependant il est plus naturel d'exprimer l'expression précédente en fonction du redshift, accessible par l'observation, qu'en fonction de l'instant d'émission. On cherche donc à expliciter  $\chi(z) = \int_0^z \frac{c dz'}{R_0 H(z')}$ . En posant le développement limité pour  $z \sim 0$  suivant  $a(t) = 1 + H_0(t - t_0) - \frac{1}{2}q_0 H_0^2 (t - t_0)^2 + \mathcal{O}(z^2)$ , on montre que :

$$\chi(z) = \frac{c}{R_0 H_0} z \left[ 1 - \frac{1+q_0}{2} z + \mathcal{O}(z^2) \right] \quad (1.12)$$

La coordonnée comobile apparaît dans l'expression des distances physiques. Compte tenu que la dynamique de l'univers  $q_0$  est liée à son contenu énergétique, comme le montre la section 1.2.6, l'expression 1.12 montre que  $\chi(z)$  dépend de ce contenu.

#### Distance propre radiale

La distance propre radiale,  $d_p$ , entre deux points de coordonnées comobiles  $(0, \theta, \phi)$  et  $(\chi, \theta, \phi)$  est définie à  $t_0$  par :

$$d_p = R_0 \chi \quad (1.13)$$

En pratique cette distance physique est d'une utilité restreinte car elle ne correspond à aucune réalité observationnelle : on ne peut accéder à la somme de l'ensemble des éléments de distance  $R_0 d\chi$  mesurés au même instant  $t_0$ . On imagine mal en effet pouvoir mesurer une distance aux échelles astrophysiques avec une telle règle cosmique.

#### Distance angulaire

Une première définition de distance mesurable d'un objet lointain se base sur la relation qui relie la distance au diamètre apparent de l'objet. Dans un univers euclidien et pour des petits angles, le diamètre apparent  $\delta$  d'un objet de taille  $D$  à la distance  $r$  s'écrit comme  $\delta = \frac{D}{r}$ . On définit dans un univers de métrique RW, une distance angulaire  $d_A$  telle que :

$$d_A \equiv \frac{D}{\delta} \quad (1.14)$$

Si on considère un objet dont la taille physique  $D$  définit un arc joignant les points de coordonnées  $(\chi,0,0)$  et  $(\chi,\delta,0)$  alors deux photons issus de ces extrémités atteignent le point de coordonnées  $(0,0,0)$  avec un angle  $\delta$  puisque les photons se sont propagés uniquement radialement ( $\theta = \text{cste}$ ,  $\phi = \text{cste}$ ).  $\delta$  exprime donc bien le diamètre apparent et  $\delta = \frac{D}{R(t_e)S_k(\chi)}$ .

En utilisant le développement 1.12 la distance angulaire  $d_A$  s'exprime alors :

$$d_A = R(t_e)S_k(\chi) = R_0 S_k(\chi)(1+z)^{-1} = \frac{cz}{H_0} \left[ 1 - \frac{3+q_0}{2}z + \mathcal{O}(z^2) \right] \quad (1.15)$$

### Distance de luminosité

Une seconde définition de distance mesurable consiste à se servir de la relation qui relie la distance au flux d'énergie lumineuse émis par l'objet et mesuré par un observateur. Dans un univers euclidien, le flux  $f$  d'un objet lointain de luminosité  $L$  décroît comme l'inverse du carré de sa distance  $r$ , soit  $f = \frac{L}{4\pi r^2}$ . On définit dans un univers de métrique RW une distance de luminosité  $d_L$  telle que :

$$d_L = \sqrt{\frac{L}{4\pi f}} \quad (1.16)$$

Si on considère un objet de coordonnées  $(\chi,0,0)$  alors son flux reçu au point  $(0,0,0)$  s'est propagé selon la sphère centrée en  $(\chi,0,0)$  et de surface  $S = 4\pi R_0^2 S_k(\chi)^2$ . De plus les photons émis à la longueur d'onde  $\lambda_e$  pendant un intervalle de temps  $dt_e$  sont du fait de l'expansion mesurés avec une longueur d'onde  $(1+z)^{-1}\lambda_e$  dans un intervalle de temps  $(1+z) dt_e$ . Par conséquent le flux  $f$  peut s'écrire :

$$f = \frac{L}{4\pi R_0^2 S_k(\chi)^2} \frac{1}{(1+z)^2} \quad (1.17)$$

En utilisant le développement 1.12 la distance de luminosité  $d_L$  s'exprime alors :

$$d_L = R_0 S_k(\chi)(1+z) = \frac{cz}{H_0} \left( 1 + \frac{1-q_0}{2}z + \mathcal{O}(z^2) \right) \quad (1.18)$$

On constate en premier lieu que  $d_L = d_A(1+z)^2$ ; ces définitions de distances physiques mesurables ne sont pas équivalentes. Deuxièmement pour  $z \ll 1$ , les expressions de  $d_A$  et  $d_L$  convergent vers  $\frac{cz}{H_0}$  : on retrouve la loi de Hubble. Une mesure de distance est donc au premier ordre une mesure de la valeur du paramètre de Hubble ( $H_0$ ) et au deuxième ordre de la valeur de la dynamique cosmologique ( $q_0$ ). Cependant pour mesurer cette dynamique il est nécessaire de pouvoir disposer d'objets de taille reproductible, des *règles standard* (*standard rulers*) ou d'objets de luminosité reproductible, des *chandelles standard* (*standard candles*).

### Magnitudes

La magnitude est une échelle logarithmique inversée de la luminosité, héritée de l'Antiquité où les étoiles se classaient en six "grandeurs" : les étoiles les plus lumineuses étaient de première magnitude, et les moins lumineuses étaient de sixième magnitude. Cela traduit la sensibilité logarithmique naturelle de l'œil à l'intensité lumineuse.

## 1.2 Relativité générale et équations de Friedmann-Lemaître

---

La *magnitude apparente*  $m$  est une mesure de l'éclat apparent d'un corps céleste. L'échelle qu'elle fixe permet de pouvoir comparer l'éclat des objets entre eux :

$$m = -2.5 \log_{10} \frac{f}{f_*} = -2.5 \log_{10} f + C , \quad (1.19)$$

où  $f$  est le flux mesuré de l'étoile et  $f_*$  celui d'une étoile de référence. Cette étoile de référence définit par construction le "zéro" (ici la constance  $C$ ) de l'échelle de magnitude. L'étoile très brillante Véga ( $\alpha$  Lyræ) est prise par convention historique comme référence. Le facteur 2.5 vient du constat que dans le système de magnitude historique, une différence de 5 magnitudes correspondait à un rapport de flux de 100 ( $\sqrt[5]{100} \approx 2.512$ ).

La *magnitude absolue*  $M$  traduit quant à elle la luminosité intrinsèque d'un corps céleste. Elle est donc indépendante de la distance, contrairement à la magnitude apparente. Par définition de l'Union Astronomique Internationale, "la magnitude absolue d'un objet est la magnitude apparente que percevrait un observateur situé à une distance d'exactly 10 parsecs". Ainsi :

$$M = -2.5 \log_{10} \frac{L}{4\pi(10 \text{ pc})^2} + C, \text{ où } L \text{ est la luminosité de l'étoile}$$

Comme  $f = \frac{L}{4\pi d_L^2}$ , les quantités  $m$ ,  $M$ , et  $d_L$  (exprimée en pc) sont liées. La différence entre la magnitude apparente  $m$  et la magnitude absolue  $M$  d'un objet lumineux,  $\mu = m - M = 5 \log_{10} d_L - 5$ , est appelée *module de distance* (*distance modulus*).

### 1.2.5 Équations d'Einstein

Dans le cadre défini par la relativité générale, le *tenseur énergie-impulsion*  $T_{\mu\nu}(x)$  qui décrit le contenu en matière et/ou énergie de l'univers, et sa métrique  $g_{\mu\nu}$  sont liés par l'équation des champs d'Einstein :

$$\mathcal{R}_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}\mathcal{R} - \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} , \quad (1.20)$$

où  $\mathcal{R}_{\mu\nu}$  est le tenseur de Ricci  $\mathcal{R}$  la courbure scalaire, tous deux étant liés à la courbure de l'espace-temps,  $g_{\mu\nu}$  est la métrique,  $G$  est la constante de gravitation de Newton, et  $\Lambda$  est la constante cosmologique. La quantité  $8\pi G/c^4$  est appelée constante d'Einstein.

### La constante cosmologique

L'introduction d'un terme de constante cosmologique par A. Einstein était motivée par son souci de permettre l'existence de solutions statiques, sous la condition du principe cosmologique. Ces motivations sont tombées avec la démonstration par G. Lemaître que ces solutions étaient en réalité instables [Lem27] et avec la découverte de l'expansion par E. Hubble [Hub29]. Cependant les modèles à constante cosmologique trouvent aujourd'hui un nouvel essor depuis la mise en évidence à la fin des années 90 que cette expansion est accélérée. Il est en effet possible de "déplacer" le terme de constante cosmologique vers la partie droite de l'équation et de l'interpréter comme un terme de source du vide. Ce terme supplémentaire peut alors représenter la source inconnue de l'accélération de l'expansion (les sections 1.3.3 et 1.9 donnent plus détails sur les enjeux théoriques et observationnels de cette constante cosmologique).

## Fluide parfait

On admet généralement que le contenu de l'univers peut se modéliser par un fluide parfait<sup>2</sup>. L'univers que l'on observe à grande échelle pourrait d'ailleurs se décrire comme un "gaz parfait de galaxies" en expansion adiabatique.

Dans le cas d'un fluide parfait, le tenseur énergie-impulsion peut s'écrire sous la forme générale suivante :  $T_{\mu\nu} = (p + \rho c^2) u_\mu u_\nu - p g_{\mu\nu}$ , avec  $g_{\mu\nu}$  la métrique  $\rho$  la densité d'énergie  $p$  la pression et  $u_\mu$  la quadrivitesse du fluide. La conservation de l'énergie impose  $\frac{\delta T^{\mu\nu}}{\delta x^\mu} = 0$  et se traduit par :

$$\dot{\rho} = -3 \left( \rho + \frac{p}{c^2} \right) \frac{\dot{a}}{a} \quad \text{soit} \quad d(\rho a^3) = -p d(a^3) \quad (1.21)$$

On retrouve alors le premier principe de la thermodynamique pour une expansion adiabatique :  $dE = -pdV$ .

### 1.2.6 Équations de Friedmann-Lemaître

L'équation d'Einstein 1.20 met en jeu des tenseurs  $4 \times 4$  symétriques. Chaque tenseur possède 10 composantes indépendantes et les symétries d'un espace-temps à 4 dimensions impliquent que l'équation tensorielle des champs se résume à 6 équations indépendantes. Pour un univers homogène et isotrope (métrique RW) et sous l'hypothèse du fluide parfait, on montre que les équations d'Einstein se réduisent finalement aux équations de Friedmann-Lemaître :

$$\frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{kc^2}{R^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} = \left( \frac{\dot{a}}{a} \right)^2 \equiv H^2, \quad (1.22)$$

$$-\frac{4\pi G}{3} \left( \rho + \frac{3p}{c^2} \right) + \frac{\Lambda c^2}{3} = \frac{\ddot{a}}{a} \equiv \dot{H} + H^2, \quad (1.23)$$

où l'équation 1.22 décrit la composante "00" de l'équation d'Einstein et l'équation 1.23 s'appuie sur la condition de conservation locale de l'énergie. Elles lient respectivement le contenu de l'univers au taux de son expansion et à l'accélération de cette expansion.

## 1.3 Modèles Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

Pour considérer les solutions aux équations 1.22 et 1.23, il convient de paramétriser le contenu énergétique de l'univers. Les modèles de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) décrivent la dynamique cosmologique en fonction de ce contenu.

### 1.3.1 Contenu énergétique de l'univers

On peut partager ce contenu en trois composantes, caractérisées par leur équation de conservation,  $\rho = f(a)$ , et par leur équation d'état,  $p_X = w_X \rho_X c^2$ , où le paramètre  $w_X$  est le *paramètre d'état* :

- s'il s'agit de particules non-relativistes, on parle de matière. La pression de la matière est négligeable, soit  $w_m = 0$ , et sa densité évolue telle que  $\rho_m \propto a^{-3}$ .
- s'il s'agit de particules relativistes, on parle de rayonnement. Dans ce cas  $p_r = \rho_r c^2/3$  soit  $w_r = 1/3$  et sa densité évolue comme  $\rho_r \propto a^{-4}$ .

---

2. Au sens de la mécanique des fluides, un fluide parfait est un fluide dont la viscosité et la conductibilité thermique sont nulles ou négligeables.

### 1.3 Modèles Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

- s'il s'agit d'une composante de densité uniforme et non affectée par l'expansion, alors on parle d'une constante cosmologique  $\Lambda$ . On a alors simplement  $p_\Lambda = -\rho_\Lambda c^2$  soit  $w_\Lambda = -1$ .

Le cas  $w_\Lambda = -1$  est un cas particulier. De manière plus générale, on peut parler simplement d'*énergie noire* (*dark energy*) et ne faire aucun présupposé sur la valeur de  $w_{DE}$  et sur son évolution  $w_{DE}(z)$ . Il vient alors :

$$\frac{\rho_{DE}(z)}{\rho_0} = a^{-3(1+w_{DE})} \quad \text{si } \frac{dw}{dz} = \text{cste} \quad ; \quad \frac{\rho_{DE}(z)}{\rho_0} = \exp\left(3 \int_0^z \frac{1+w_{DE}(z')}{1+z'} dz'\right) \quad \text{sinon} \quad (1.24)$$

Il faut noter que pour un univers dominé par l'énergie noire, l'expansion peut être accélérée ( $\dot{a} > 0$ ) à la condition que  $w_{DE} < -1/3$ . (eq. 1.23).

#### 1.3.2 Paramètres cosmologiques

Puisque que la première équation de Friedmann associe la valeur de  $k$ , c'est-à-dire la topologie de l'univers, à son contenu il alors est possible d'exprimer une valeur critique de  $\rho$  pour laquelle l'univers est plat, dans l'hypothèse où  $\Lambda = 0$ . Cette densité critique évolue naturellement dans le temps avec  $H(t)$  selon :

$$\rho_c(t) \equiv \frac{3 H^2(t) c^2}{8\pi G} \quad (1.25)$$

Si le contenu de l'univers  $\rho_{tot}$  est inférieur à cette valeur critique, la courbure spatiale est positive et l'univers fermé et fini ; s'il est supérieur, la courbure est négative et l'univers ouvert et infini.

La densité critique introduit une échelle naturelle pour exprimer et comparer les fractions des différentes composantes de l'univers. On peut définir un *paramètre de densité réduit*  $\Omega_X$  pour chaque composante défini par  $\Omega_X = \rho_X/\rho_c$ . L'équation de Friedmann 1.22 se réécrit très simplement :

$$\Omega_{tot} \equiv \Omega_r + \Omega_m + \Omega_\Lambda = 1 + \Omega_k , \quad (1.26)$$

avec les quantités suivantes :  $\Omega_r = 8\pi G \rho_r / 3H^2 c^2$ ,  $\Omega_m = 8\pi G \rho_m / 3H^2 c^2$ ,  $\Omega_\Lambda = \Lambda c^2 / 3H^2$  et  $\Omega_k = kc^2/a^2 R_0^2 H^2$ , la composante de courbure. Celle-ci est nulle si l'univers est plat, c'est-à-dire  $\Omega_{tot} = 1$ . Notons que cette expression est vraie  $\forall t$ , mais que cela n'implique pas que  $\Omega_r$ ,  $\Omega_m$ ,  $\Omega_\Lambda$ ,  $\Omega_{tot}$  soient égaux à leurs valeurs aujourd'hui  $\Omega_{r0}$ ,  $\Omega_{m0}$ ,  $\Omega_{\Lambda0}$ ,  $\Omega_{tot0}$ . Cependant par souci de commodité, on suivra par la suite la convention usuelle que  $\Omega_r$ ,  $\Omega_m$ ,  $\Omega_\Lambda$  tiennent lieu des densités actuelles. Enfin on note également l'égalité suivante :  $\sqrt{1 - \Omega_{tot}} = c (H_0 R_0)^{-1}$ .

Suivant ce formalisme on peut réexprimer la variation du taux d'expansion d'un univers qui se composerait d'un mélange de rayonnement, de matière et d'une constante cosmologique comme :

$$\begin{aligned} H^2 &= H_0^2 [\Omega_r a^{-4} + \Omega_m a^{-3} + \Omega_\Lambda + (1 - \Omega_{tot}) a^{-2}] \\ &= H_0^2 [\Omega_r (1+z)^4 + \Omega_m (1+z)^3 + \Omega_\Lambda + (1 - \Omega_{tot}) (1+z)^2] \end{aligned} \quad (1.27)$$

L'expression 1.27 montre que chaque composante génère une dynamique différente pour l'univers. Si maintenant cet univers se compose de rayonnement, de matière et d'énergie noire, alors l'expression se réécrit cette fois comme :

$$H^2(z) = H_0^2 [\Omega_r a^{-4} + \Omega_m a^{-3} + \Omega_{DE} a^{3(1+w_{DE})} + (1 - \Omega_{tot}) a^{-2}] \quad \text{si } \frac{dw}{dz} = \text{cste} \quad (1.28)$$

$$H^2(z) = H_0^2 [\Omega_r a^{-4} + \Omega_m a^{-3} + \Omega_{DE} \exp\left(3 \int_0^z \frac{1+w_{DE}(z')}{1+z'} dz'\right) + (1 - \Omega_{tot}) a^{-2}] \quad \text{sinon} \quad (1.29)$$

### 1.3.3 Histoire de l'expansion

La résolution de l'équation de Friedmann n'est simple que dans quelques cas spécifiques, en particulier quand la densité d'énergie de l'univers est dominée par l'une de ses composantes : matière, rayonnement ou  $\Lambda$ . Dans les autres cas, la résolution numérique s'avère souvent nécessaire.

L'univers actuel est selon toute vraisemblance composé d'un mélange de ces trois composantes. Sans résoudre explicitement l'équation, on peut toutefois saisir quelques éléments de l'évolution passée de notre univers :

- à une époque primordiale la composante de radiation devait dominer la composition de l'univers puisque  $\rho_r \propto a^{-4}$  ;
- l'univers est passé ensuite par une ère de domination de la matière puisque  $\rho_m \propto a^{-3}$  ;
- l'égalité matière-rayonnement se situe pour  $1 + z_{eq} = a_{eq}^{-1} = (1.68)_{\gamma+\nu} \times \Omega_m h^2 / \Omega_\gamma h^2 \sim 3200$ . Le facteur  $(1.68)_{\gamma+\nu}$  tient compte du fait que les photons et les neutrinos participent à cette composante de rayonnement.
- l'expansion actuelle est accélérée : la constante cosmologique domine aujourd'hui.
- l'égalité matière- $\Lambda$  se situe pour  $1 + z_{eq2} = a_{eq2}^{-1} = (\Omega_m h^2 / \Omega_\Lambda h^2)^{-1/3} \sim 1.47$ .

Le tableau 1.1 fait le point sur la succession de ces différentes ères de domination au cours de l'histoire de l'expansion. On a considéré une courbure spatiale nulle ou négligeable afin de n'aborder que des solutions simples aux équations de Friedmann-lemaitre. C'est également un constat observationnel (section 1.7.1).

Ere	Facteur d'échelle	Redshift
Domination du rayonnement	$a(t) \propto t^{1/2}$	$z > z_{eq}$
Égalité matière-rayonnement	$a_{eq} = \frac{\Omega_r h^2}{\Omega_m h^2} = \frac{\Omega_\gamma h^2 \times (1.68)_{\gamma+\nu}^{-1}}{\Omega_m h^2}$	$z_{eq} \approx 3200$
Domination de la matière	$a(t) \propto t^{2/3}$	$z_{eq} > z > z_{eq2}$
Égalité matière-constante cosmologique	$a_\Lambda = \left( \frac{\Omega_m h^2}{\Omega_\Lambda h^2} \right)^{1/3}$	$z_{eq2} \approx 0.47$
Domination de la constante cosmologique	$a(t) \propto \exp\left(\sqrt{\frac{\Lambda c^2}{3}} t\right) = \exp(H t)$	$z < z_{eq2}$

**Tab. 1.1** – Grandes lignes de l'histoire de l'expansion de l'univers : les phases successives de domination du rayonnement et de la matière ont laissés place aujourd'hui à une domination de l'énergie noire / constante cosmologique. Celle-ci entraîne une accélération de l'expansion.

## 1.4 Mesures de distance

### 1.4.1 Estimation du modèle cosmologique

Suivant l'expression de  $\chi(z)$  (eq. 1.12) et de  $H(z)$  (eq. 1.29) on peut exprimer explicitement les mesures de distance en fonction des paramètres cosmologiques. On a vu que les distances angulaires et de luminosité s'écrivent comme :

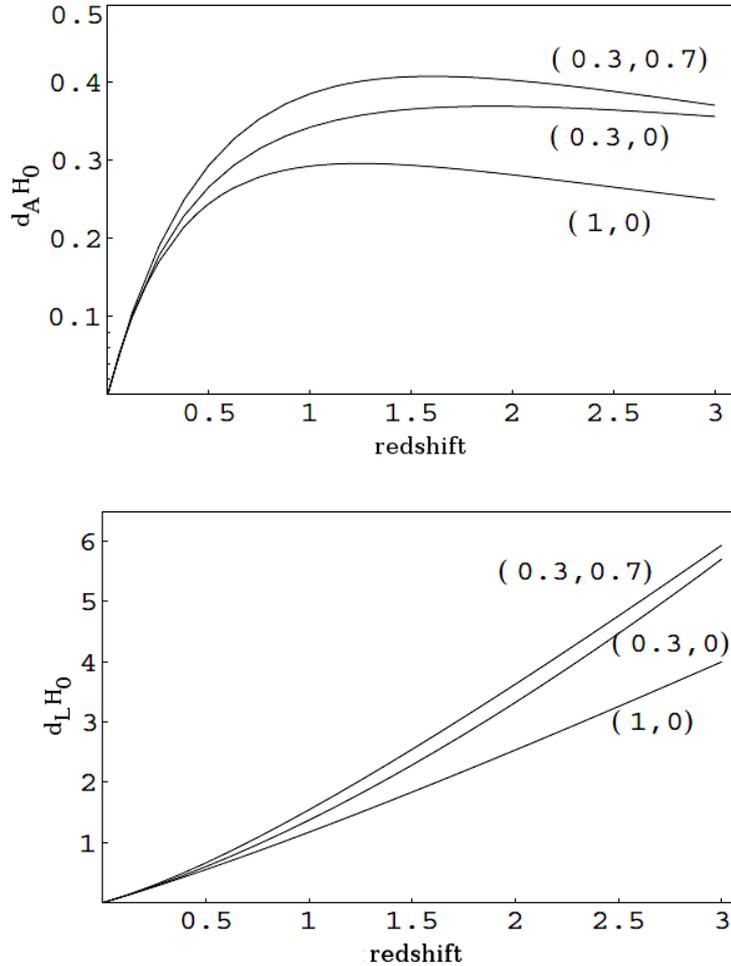
$$d_L(z) = d_A(z) (1+z)^2 = (1+z) R_0 S_k(\chi(z)) \quad (1.30)$$

## 1.4 Mesures de distance

Dans l'hypothèse où la composante radiative est négligeable dans l'équation de Friedmann (l'émission des photons doit avoir eu lieu après l'ère de radiation) et où l'énergie noire se présente sous la forme d'une constante cosmologique, il vient :

$$d_L(z) = \frac{c(1+z)}{H_0 \sqrt{|1 - \Omega_{tot}|}} S_k \left( \frac{\int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{(1+z')^2(1 + \Omega_m z') - z'(2+z')\Omega_\Lambda}}}{\sqrt{|1 - \Omega_{tot}|}} \right) \quad (1.31)$$

Suivant cette expression, on comprend que l'utilisation de chandelles standards pour contraindre l'évolution de  $d_L(z)$  où de règles standards pour contraindre  $d_A(z)$  sont des mesures directement accessibles des paramètres  $\Omega_m$  et  $\Omega_\Lambda$  (Fig. 1.2). Plus précisément pour chaque mesure de  $d_L$  à un  $z$  donné c'est une combinaison linéaire de ces paramètres qui est contrainte. En paramétrisant cette combinaison par  $\alpha(z)\Omega_m - \Omega_\Lambda$ , alors  $\alpha(z)$  va de 2 pour  $z = 0$  à 0,5 pour  $z \sim 1$ . Une coïncidence numérique intéressante est qu'à  $z = 0.5$  on effectue une mesure de  $\Omega_m - \Omega_\Lambda$  c'est-à-dire une mesure orthogonale à celle de la courbure  $\Omega_m + \Omega_\Lambda$ . Cela nous indique aussi que pour contraindre séparément  $\Omega_m$  et  $\Omega_\Lambda$  il est nécessaire de pouvoir comparer des mesures de distances proches et lointaines.



**Fig. 1.2** – Évolution des distances angulaires (en haut) et de luminosité (en bas) en fonction du redshift et pour différentes valeurs de  $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ . Les distances sont ramenées à des quantités indépendantes de  $H_0$ . A petit redshift,  $d_L(z)$  est essentiellement une mesure de  $cz/H_0$  mais pour  $z > 0.5$ , la contribution des paramètres cosmologiques se fait sentir sous la forme d'une déviation au régime linéaire.

Toujours dans l'hypothèse où la composante radiative est négligeable mais cette fois sans connaître la nature de l'énergie noire, l'expression de  $d_L(z)$  prend la forme :

$$d_L(z) = \frac{c(1+z)}{H_0 \sqrt{|1-\Omega_{tot}|}} S_k \left( \sqrt{|1-\Omega_{tot}|} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_{DE}(1+z')^{3(1+w_{DE})}}} \right) \quad \text{si } \frac{dw}{dz} = \text{cste} \quad (1.32)$$

$$d_L(z) = \frac{c(1+z)}{H_0 \sqrt{|1-\Omega_{tot}|}} S_k \left( \sqrt{|1-\Omega_{tot}|} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_{DE} \exp\left(3 \int_0^z \frac{1+w_{DE}(z')}{1+z'} dz'\right)}} \right) \quad \text{sinon} \quad (1.33)$$

Dans l'expression suivante, les dégénérescences sont fortes. On ne peut porter au travers de cette mesure de contraintes sur  $w_{DE}$  sans lever au préalable la dégénérescence intrinsèque entre géométrie ( $|1-\Omega_{tot}|$ ) et contenu/dynamique de l'univers ( $\Omega_m, \Omega_{DE}, w_{DE}$ ). La section 1.6.2 revient sur les moyens possibles de briser cette dégénérescence.

### 1.4.2 Notion d'horizon

On introduit ici la notion de distance de l'horizon, pour la compréhension de certaines observations discutées dans la suite de chapitre. Cette distance comobile correspond à la distance maximale dans le passé qu'a parcouru un photon depuis le Big Bang jusqu'à l'instant  $t$ , ou jusqu'à un redshift  $z$ <sup>3</sup>. Dans un univers composé de rayonnement et de matière (dans le passé lointain, la constante cosmologique joue un rôle très négligeable et la courbure de l'univers est pratiquement nulle) la distance de l'horizon s'écrit :

$$\chi_{hor} = \int_0^t \frac{c dt'}{R(t')} = \int_z^\infty \frac{c dz'}{R_0 H(z')} = \frac{c}{R_0 H_0} \int_z^\infty \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_r(1+z')^4 + \Omega_m(1+z')^3}} \quad (1.34)$$

En décomposant l'intégrale autour de l'égalité matière-rayonnement (on rappelle que  $1+z_{eq} = \Omega_m/\Omega_r$  et que l'on considère ici  $z < z_{eq}$ ) afin de ne considérer que la composante dominante dans chacune des parties, il vient :

$$\chi_{hor}(z) \simeq \frac{c}{R_0 H_0} \Omega_m^{-1/2} \left( \frac{2}{\sqrt{1+z}} - \frac{1}{\sqrt{1+z_{eq}}} \right) \quad (1.35)$$

Par analogie avec l'horizon des particules, il est possible de définir un horizon sonore (on parle aussi d'horizon acoustique) exprimant la distance maximale qu'aurait pu parcourir une onde sonore depuis le Big-Bang :

$$\chi_{son} = \int_z^\infty \frac{c_s dz'}{R_0 H(z')} \quad (1.36)$$

La vitesse du son dans le plasma  $c_s$  dépend directement de la densité de baryons et de photons de celui-ci. Elle introduit donc une dépendance plus complexe aux paramètres cosmologiques que  $\chi_{hor}(z)$ . Son expression est donnée dans la section 1.5.3.

---

3. C'est donc l'horizon des "particules" que l'on considère ici, par opposition à l'horizon des "événements" qui situe la distance limite, éventuelle, que le photon peut parcourir dans le futur.

### 1.5 Chronologie du Big-Bang

Dans cette section sont discutées les observations essentielles dont la compréhension théorique et les mesures sont assez robustes et cohérentes entre elles pour soutenir significativement le modèle du Big Bang.

#### 1.5.1 Univers très primordial

Le constat de l'expansion de l'univers implique que si l'on remonte profondément dans l'histoire de l'univers alors l'univers très primordial devait être beaucoup plus chaud et dense qu'aujourd'hui. L'existence d'une singularité est spéculative et les phénomènes qui pourraient prendre place lors de l'ère dite de Planck ( $t_p \sim 10^{-44}$  s,  $l_p \sim 10^{-35}$  m) ne sont pas encore du ressort de la science expérimentale.

Au sortir de cette phase, l'univers primordial était extrêmement chaud et dense ; c'est à cette époque ( $t \sim 10^{-44} - 10^{-36}$  s) que la physique des hautes énergies envisage une unification des quatre forces fondamentales (électro-magnétique, nucléaire forte et faible et gravitationnelle). Comme l'expansion de l'univers est adiabatique celui-ci se refroidit rapidement et au fur et à mesure que la température chute, les symétries du modèle standard de physique des particules se brisent et chaque force finit par se découpler. Au cours des moments qui vont suivre les différentes particules/antiparticules, quarks, gluons, puis baryons et leptons sortent de l'équilibre thermodynamique, et éventuellement s'annihilent. La compréhension de ces phases est un des domaines d'expertise de la physique en accélérateur.

#### 1.5.2 Nucléosynthèse primordiale

A  $t < 1$  s, baryons (neutrons et protons) et leptons (electrons et neutrinos) coexistent mais l'univers baigne encore dans un bain de photons assez énergétiques pour empêcher toute formation de noyaux. Le rapport du nombre de baryons sur celui des photons,  $\eta = n_b/n_\gamma$ , est constant puisque ces densités en nombre suivent chacune une dilution en  $a^{-3}$ . La valeur de ce rapport est directement liée aux conditions en température et en densité de baryons de l'univers primordial. Les neutrons et protons interagissent quant à eux par interaction faible et sont en conséquent à l'équilibre : leur abondance suit alors une statistique de Maxwell-Boltzmann. Quand les neutrinos finissent par se découpler après que la température est passée en dessous de  $10^{10}$  K, l'équilibre est rompu et le rapport protons sur neutrons est de 6 pour 1. Le déclin de l'abondance de neutrons par désintégration  $\beta^-$  commence alors à augmenter lentement ce rapport.

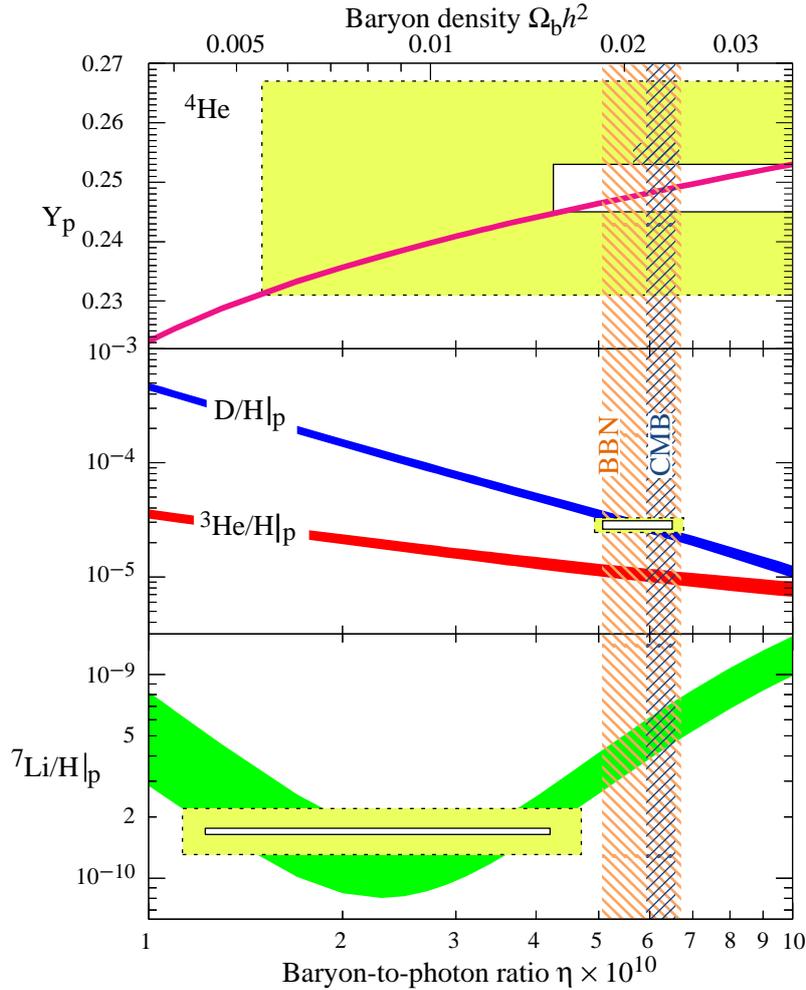
A  $t \sim 3$  min, la température devient suffisamment froide,  $T \sim 10^9 K \sim 0.1$  MeV, pour que le noyau de deutérium formé par la réaction  $n + p \rightarrow D + \gamma$  survive à sa photodissociation. Le goulot d'étranglement formé par l'absence de deutérium cède, une chaîne de réactions nucléaires débute : c'est la *nucléosynthèse primordiale* (*Big-Bang Nucleosynthesis* ou BBN). Des noyaux de  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$  et  $^7\text{Be}$  apparaissent <sup>4</sup>.

Vers  $t \sim 10^3$  s, soit à peine une dizaine de minutes plus tard, la température devient trop faible pour assurer la fusion de nouveaux noyaux. Les abondances relatives des éléments se figent.

Aujourd'hui la plupart de ces abondances n'ont que peu évolué. Le rapport des abondances d'hydrogène (75% en masse) et d'hélium (25 % en masse) est fixé par le rapport de protons sur neutrons au moment de la nucléosynthèse ( $\approx 7$ ). Tous les neutrons de l'univers finissent

---

4. La nucléosynthèse primordiale ne permet pas la création d'éléments plus lourd que le béryllium, du fait de l'absence de noyaux stables à 5 ou 8 nucléons. Tous les autres éléments sont des produits de la nucléosynthèse stellaire.



**Fig. 1.3** – Contraintes observationnelles sur les abondances reliques des éléments légers : en blanc avec les incertitudes statistiques ( $\pm 2\sigma$ ); en jaune avec les incertitudes statistiques et systématiques. Ces contraintes indiquent que le nombre de baryons par photons dans l’univers  $\eta$  est proche de  $6 \times 10^{-10}$  pour être en accord avec les abondances prédites par la BBN. En vertical et hachuré, la contrainte sur  $\eta$  apportée de manière indépendante par l’étude du fond diffus cosmologique (section 1.5.3). Figure extraite de [Fie06].

essentiellement dans les noyaux d’hélium et les abondances des autres éléments produits sont très faibles. Du point de vue de la cosmologie ces abondances reliques sont une sonde possible pour connaître les conditions de l’univers à l’époque de la nucléosynthèse. En effet, exception faite de la valeur des taux de réactions nucléaires qui sont aujourd’hui relativement bien contraints, le seul paramètre libre est le rapport baryons/photons  $\eta$  au commencement de la réaction. L’abondance la plus sensible à ce paramètre est celle du deutérium (Fig. 1.3), c’est cette mesure observationnelle qui apporte la contrainte la plus stricte sur la valeur de  $\eta$ . Elle indique que  $\eta \sim 6 \times 10^{-10}$  et que par conséquent la composante baryonique de l’univers est  $\Omega_b h^2 = (0.014 - 0.027)$ [Fie06]. La densité critique  $\rho_c$  variant comme  $H^2$ , les contraintes observationnelles sur les paramètres de densité réduits sont généralement ramenées à la quantité  $\Omega h^2$ . De plus il faut ajouter que la mesure de  $\eta$  n’est ramenable à une mesure de  $\Omega_b h^2$  seulement parce que l’on dispose également d’une mesure extrêmement précise de la température du fond diffus aujourd’hui (section 1.5.3) qui nous permet d’estimer la densité de photons actuelle  $\Omega_\gamma h^2$ .

## 1.5 Chronologie du Big-Bang

### 1.5.3 Fond diffus cosmologique

A la fin de la nucléosynthèse primordiale, l'univers se constitue d'un plasma chaud de noyaux, d'électrons et de photons. Du fait de l'expansion la température continue à chuter. La densité d'énergie de la composante de rayonnement décroît et finit par égaler celle de la composante matérielle. A  $z_{eq} \sim 3200$ , la matière commence à gouverner l'expansion de l'univers. La température est cependant toujours assez élevée pour empêcher toute combinaison atomique car elle demeure supérieure à l'énergie d'ionisation de l'hydrogène. En fait, tant que  $T > 0.3 \text{ eV} \sim 3\,600 \text{ K}$ <sup>5</sup> le bain de photons ambiant ionise presque tous les atomes d'hydrogène formés.

Vers  $t \sim 380\,000$  ans la température permet la recombinaison des électrons aux noyaux. La chute radicale de la diffusion Thomson entraine que le libre-parcours moyen des photons augmente considérablement : l'univers auparavant opaque devient transparent. Cela correspond à un redshift  $z_{rec}$  compris entre 1200 et 1400, dont la valeur exacte est fonction de  $\eta \propto \Omega_b h^2$ <sup>5</sup> ici pris entre 0.01 et 1. Le découplage des photons a lieu un peu plus tard quand le libre parcours moyen des photons devient plus grand que l'âge de l'univers soit :  $(n_{e^-} \times \sigma_{\text{Thomson}})^{-1} > c t_H$ ;  $n_{e^-}$  la densité en électrons libre dépend de  $\Omega_b h^2$  et  $t_H$  de  $\Omega_m h^2$ . Cela correspond à un redshift  $z_{dec}$  compris entre 1100 et 1200 pour le même intervalle de valeurs de  $\Omega_b h^2$  et  $\Omega_m h^2$ , ce qui correspond à  $T_{dec} \sim 0.25 \text{ eV} \sim 3\,000 \text{ K}$ .

Cette transition relativement rapide offre une sonde de choix pour la cosmologie car ces photons peuvent encore être observés aujourd'hui et emportent avec eux une excellente image de l'univers au moment de la recombinaison. On appelle ce fond de photons venu de l'univers primordial, le *fond diffus cosmologique* (*Cosmic Microwave Background* ou CMB). La confirmation en 1964 de l'existence de ce fond de photons fossiles ([Pen65, Wil67] et Fig. 1.4) a apporté une preuve considérable de la pertinence du modèle du Big-Bang. Par la suite au début des années 90 le satellite COBE (*COsmic Background Explorer*) et son instrument FIRAS (*Far-InfraRed Absolute Spectrophotometer*) ont permis de constater que l'accord entre la mesure du spectre de ce fond à 3 K et celui d'un corps noir était remarquable [Mat94]. Cela pose des contraintes très fortes sur l'existence éventuelle d'une injection d'énergie ultérieure à la recombinaison.

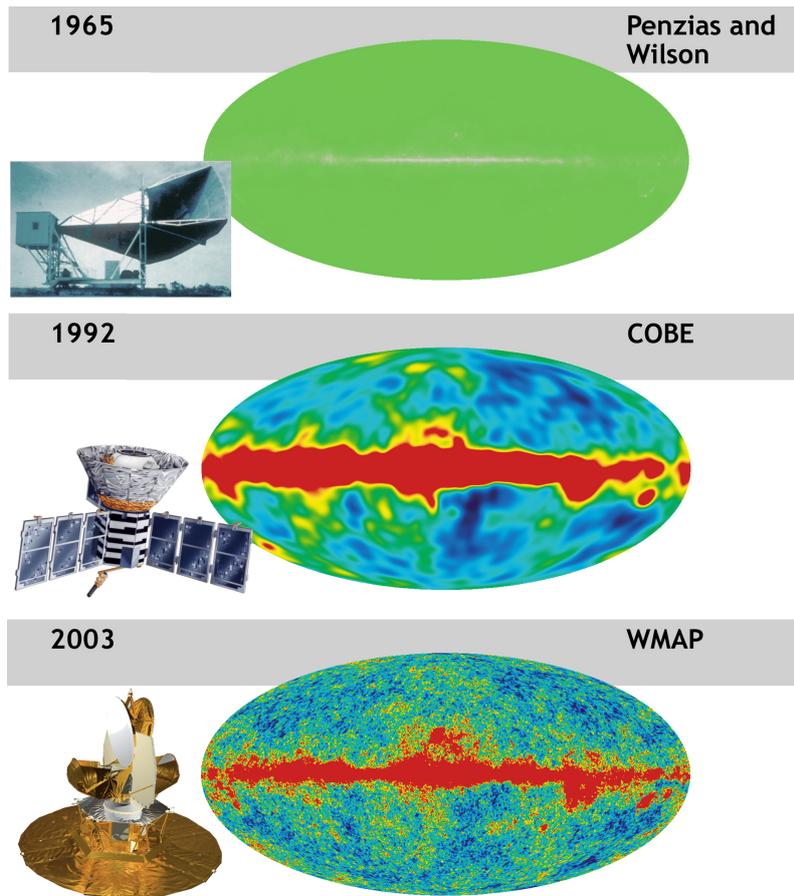
Un autre instrument de COBE nommé DMR (*Differential Microwave Radiometers*) a mis pour la première fois en évidence la présence d'anisotropies de température extrêmement faibles dans ce fond presque isotrope [Smo92]. La plus importante de ces anisotropies ( $\Delta T/T \sim 10^{-3}$ ) se présente sous la forme d'un dipôle généré par le déplacement de la Terre par rapport au référentiel de la dernière surface d'émission du CMB. Cet effet Doppler issu de notre déplacement local n'apporte aucune information sur l'univers primordial, il est le plus souvent directement soustrait des cartes de température. Il en est de même de la contribution de la Voie Lactée issue principalement de l'émission des poussières et du rayonnement synchrotron.

Il existe cependant des anisotropies plus faibles ( $\Delta T/T \sim 10^{-5}$ ) dont la distribution spatiale reflète directement celle des fluctuations de la matière au moment de la recombinaison. Les principales contributions à ces anisotropies sont :

1. le décalage d'origine gravitationnelle des photons tombant/sortant des puits de potentiel  $\Phi_{gravi}$  de la matière, nommé effet *Sachs-Wolfe* ou SW. Le rayonnement sortant des zones denses subit un décalage vers le rouge plus important et ce décalage vers le rouge compense l'effet de

---

5. La température d'ionisation de l'hydrogène est de  $13.6 \text{ eV}$  soit  $\sim 150\,000 \text{ K}$ . Cependant compte tenu du grand nombre de photons par baryons de l'univers, il est nécessaire que le milliardième de photons les plus énergétiques du bain passe en dessous de  $13.6 \text{ eV}$ . Par convention on décide que la recombinaison est effective pour une fraction d'atomes ionisés inférieure à 10%. Par résolution de l'équation de Saha, on montre que cela est possible pour une température moyenne plus basse que  $13.6 \text{ eV}$ , c'est-à-dire  $0.3 \text{ eV}$ .



**Fig. 1.4** – Le fond diffus cosmologique, de sa détection par les radio-astronomes A. Penzias et R. Wilson à la mesure précise des anisotropies de température par le satellite WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*). Crédits : NASA / WMAP Science Team [WMA].

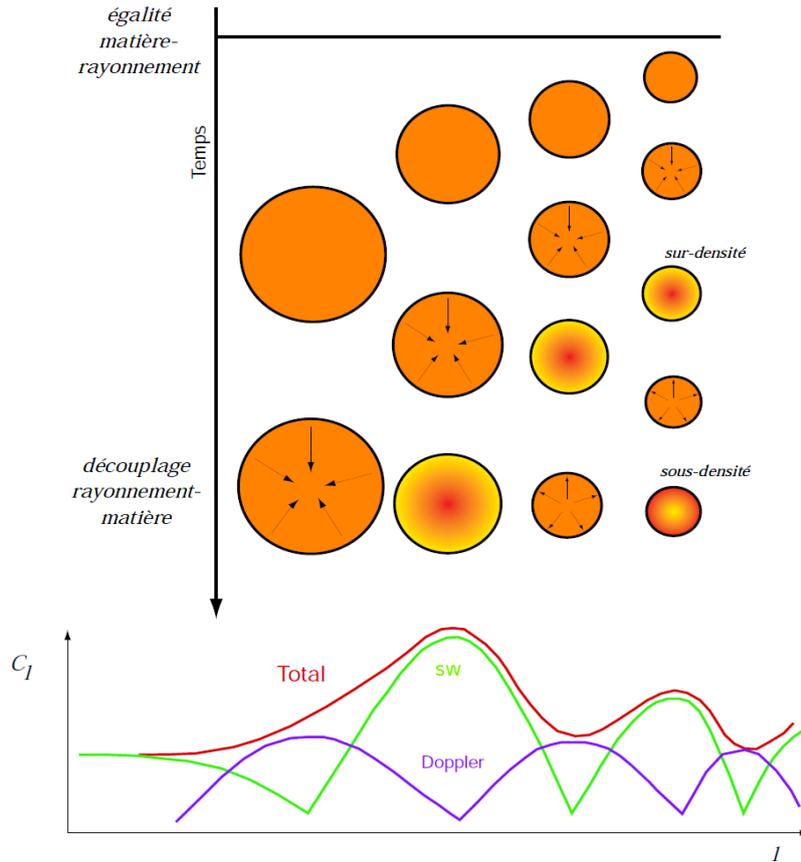
compression adiabatique de la matière impliquant que la température de ces zones dense est plus chaude que celle des zones environnantes moins denses. L'effet global est que  $\frac{\Delta T}{T}_{SW} = -1/3\Phi_{gravi}$ , en d'autres termes les zones plus denses de l'univers apparaissent aujourd'hui dans le fond diffus comme des zones froides.

2. le décalage Doppler des photons lié aux fluctuations de vitesse de la matière sur la ligne de visée.

Il faut ajouter à ces anisotropies, dites primaires, celles qui ne sont pas imprimées sur la dernière surface d'émission mais générées lors du trajet des photons jusqu'à l'observateur. L'effet *Sachs-Wolfe Intégré* ou ISW que provoque l'évolution du potentiel gravitationnel le long du trajet et l'effet *Sunyaev-Zel'dovich* ou SZ généré par la diffusion Compton inverse des photons sur les électrons du milieu intergalactique sont des exemples de ces anisotropies dites secondaires. Une revue détaillée de la physique des anisotropies est disponible à la référence [Hu02].

La diffusion des photons sur les petites distances atténue de manière drastique les anisotropies aux petites échelles ( $\theta < 0.1^\circ$ ); c'est l'*amortissement Silk* (*Silk damping*). L'effet SW domine aux grandes échelles ( $\theta > 2^\circ$ ) et traduit l'évolution du potentiel gravitationnel de l'univers. A des échelles intermédiaires les anisotropies générées par effet SW sont par contre essentiellement causées par les oscillations du plasma fortement couplé de baryons et de photons, appelées *oscil-*

## 1.5 Chronologie du Big-Bang



**Fig. 1.5** – Les oscillations baryoniques acoustiques commencent à être générées à petite échelle après l'égalité matière-rayonnement. Puis avec le temps des échelles de plus en plus grandes se mettent à osciller. Lors de la recombinaison, ces oscillations se figent et laisse une trace dans le spectre de puissance des anisotropies du CMB par effet Sachs-Wolfe et effet Doppler. Figure extraite de [Rev00].

*oscillations baryoniques acoustiques* (*Baryonic Acoustic Oscillations* ou BAO) : à partir de l'égalité matière-rayonnement les régions surdenses de l'univers commencent à attirer la matière des régions moins denses. Cet effondrement gravitationnel est toutefois contrecarré par la pression de radiation des photons qui tendent au contraire à repousser les baryons. Le résultat de ces deux forces contraires est une oscillation de la matière baryonique entre des phases contractées, plus denses et plus chaudes, et des phases dilatées, moins denses et moins chaudes, selon un mécanisme étudié par J.H. Jeans au début du XX<sup>e</sup> siècle [Jea02]. Seules les échelles inférieures à la taille de l'horizon sonore (section 1.4.2) sont concernées par cette oscillation. La taille de l'horizon sonore augmentant avec le temps, des échelles de plus en plus grandes se mettent à osciller (Fig. 1.5). Toutefois après la recombinaison et le découplage des photons, les oscillations baryoniques sont gelées. Elles laissent alors leur empreinte dans la distribution spatiale de la matière et donc dans celle des anisotropies de température. Cette empreinte est visible dans leur spectre de puissance sous la forme de pics, appelés *pics acoustiques* (Fig. 1.5).

En pratique pour estimer la contribution de ces phénomènes dans la distribution des anisotropies de température du CMB on choisit de décomposer la carte de ces anisotropies en harmoniques

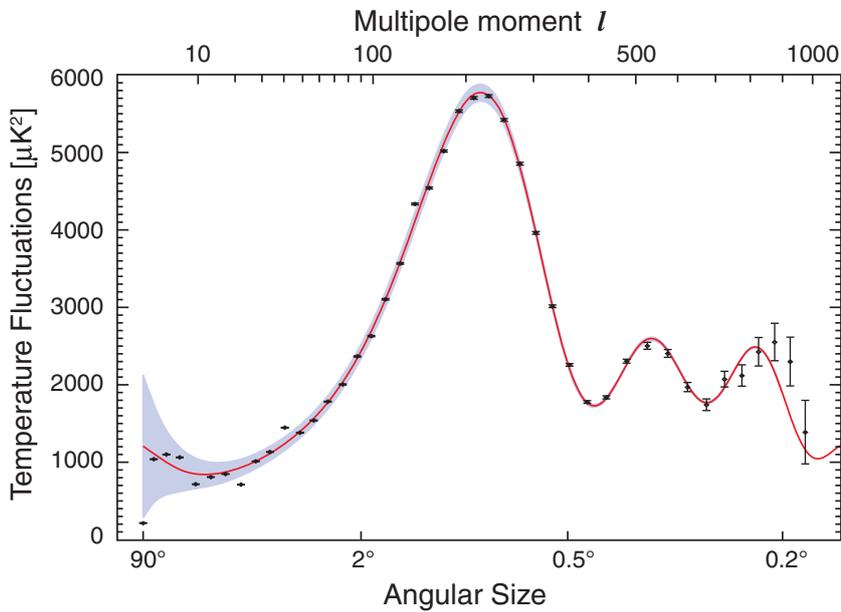
sphériques :

$$\frac{\Delta T(\theta, \phi)}{T_0} = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{l,m} Y_{l,m}(\theta, \phi) \quad (1.37)$$

Dans l'hypothèse où les  $\langle a_{l,m} \rangle$  sont indépendants, comme l'implique l'isotropie supposée de l'univers, alors ceux-ci sont complètement caractérisés par le spectre de puissance angulaire,  $C_l : \langle a_{l,m} a_{l',m'}^* \rangle = C_l \delta_{mm'} \delta_{ll'}$ . Le moment multipolaire  $l$  correspond à une échelle angulaire  $\theta$  telle que  $l \sim \pi/\theta$ <sup>6</sup>. Le spectre de puissance mesuré s'exprime alors sous la forme :

$$C_l = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |a_{l,m}|^2 \quad (1.38)$$

Le spectre de puissance des anisotropies de température est généralement représenté par la quantité :  $\Delta_T^2 \equiv \frac{l(l+1)}{2\pi} C_l T^2$  (Fig. 1.6).



**Fig. 1.6** – Spectre de puissance des anisotropies du fond diffus de l’analyse WMAP-5. La position et l’amplitude du premier pic acoustique (pic à 1°) nous renseignent sur la courbure de l’univers et sur la composante de matière. L’amplitude relative des harmoniques secondaires permet de contraindre celle baryonique. L’effet Sachs-Wolfe génère une remontée de la puissance aux grandes échelles. Aux petites échelles celle-ci est fortement atténuée par l’amortissement diffusif. Crédits : NASA/WMAP Science Team [WMA].

La position du premier pic acoustique correspond aux échelles n’ayant eu le temps d’osciller qu’une fois avant la recombinaison. C’est donc un estimateur de la taille apparente actuelle de l’horizon acoustique au moment de la recombinaison et une très bonne “règle standard” pour la cosmologie :

$$\delta\theta_{son} = \frac{R_{rec} \chi_{son}(z_{rec})}{d_A(z_{rec})}, \quad (1.39)$$

6. En d’autres termes, les petites échelles angulaires  $\theta$  correspondent aux grands moments  $l$ . A titre d’exemple, les échelles de l’ordre du degré correspondent aux  $l$  proches de  $10^2$ .

## 1.5 Chronologie du Big-Bang

Compte tenu de l'expression de la vitesse du son dans le plasma,  $c_s = c/\sqrt{3(1+\mathcal{R})}$ , avec  $\mathcal{R} = 3\rho_b/4\rho_\gamma \propto \Omega_b h^2/(1+z)$ , la taille de l'horizon sonore peut s'écrire :

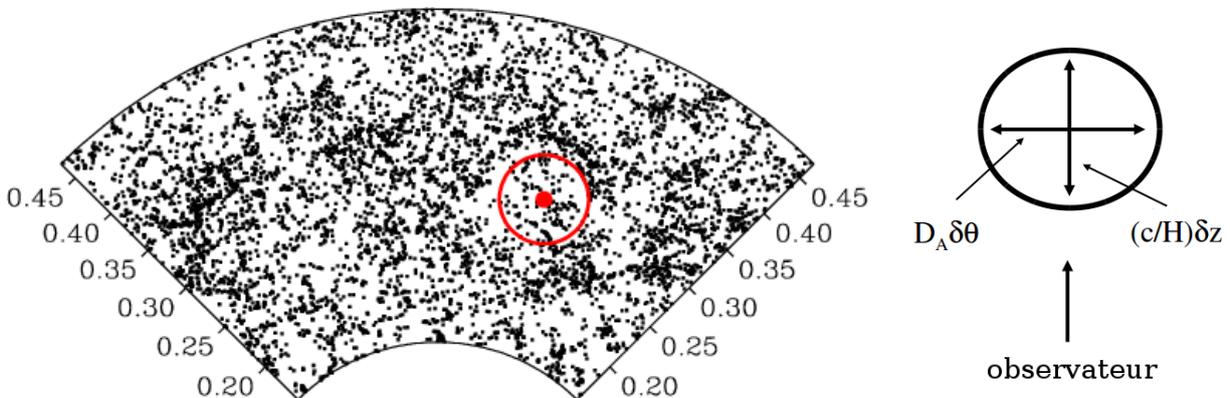
$$\chi_{son}(z_{rec}) = \int_{z_{eq}}^{\infty} \frac{c_s dz}{H(z)} = \frac{c}{H_0 \sqrt{\Omega_m}} \frac{2}{\sqrt{3(1+z_{eq})\mathcal{R}_{eq}}} f(\mathcal{R}_{eq}, \mathcal{R}_{rec}) \quad (1.40)$$

Il est donc possible d'estimer les paramètres cosmologiques avec le spectre de puissance observé.

Ce premier pic est observé à  $l \sim 200$  soit un angle  $\theta \sim 1^\circ$  (Fig. 1.6). Son échelle et son amplitude relative à celles des pics secondaires fournissent une mesure de la géométrie l'univers (de sa courbure) ainsi que celles des composantes matérielle  $\Omega_m h^2$  et baryonique  $\Omega_b h^2$ . La mission européenne Planck fournira bientôt une mesure de référence de ces paramètres. A ce jour les meilleurs contraintes issues de l'étude du fond diffus sont celles publiées par la mission WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*) :  $100\Omega_b h^2 = 2.258_{-0.056}^{+0.057}$ ,  $\Omega_m h^2 = 0.1109 \pm 0.0056$  et  $\Omega_\Lambda = 0.734 \pm 0.029$  [Kom10]<sup>7</sup>.

### 1.5.4 Grandes structures

Suite à la recombinaison et au découplage, la trace des oscillations baryoniques est imprimée dans la distribution de la matière. La matière s'effondre ensuite en suivant ces puits de potentiel pour former les grandes structures que l'on peut observer aujourd'hui (*Large-Scale Structure* ou LSS). On retrouve donc la trace de l'horizon sonore au moment de la recombinaison comme une échelle comobile caractéristique dans la distribution à grande échelle des amas de galaxies (Fig. 1.7). C'est le *pic acoustique baryonique* (*Baryonic Acoustic Peak* ou BAP), c'est-à-dire l'image du premier pic acoustique du CMB dans les structures actuelles. Une revue générale sur le sujet est disponible à la référence [Bas09].



**Fig. 1.7** – Carte des galaxies lumineuses rouges recensées par le *Sloan Digital Sky Survey*. L'échelle caractéristique de 150 Mpc associée au pic acoustique est indiquée en rouge. La mesure de cette échelle apporte des contraintes distinctes sur le modèle cosmologique selon qu'elle est faite dans la direction transverse ou radiale. Crédits : SDSS [SDSa].

Les grands relevés de galaxies étant tridimensionnels, il est possible de mesurer l'échelle de cette règle standard dans la direction transverse et dans la direction radiale. Ces deux mesures apportent des informations complémentaires sur la cosmologie<sup>8</sup> (Fig. 1.7). Transversalement, la

7. Les contraintes indiquées sont celles fournies par l'analyse des données du CMB et une valeur de  $H_0$  fournie par le télescope spatial Hubble (HST) [Kom10].

8. Leur mesure simultanée est un test du modèle standard en soi, puisque que le rapport de la taille angulaire apparente d'un objet à son épaisseur en redshift varie avec la cosmologie (test d'Alcock-Paczynski [Alc79]).

mesure de cette échelle comobile dans le fond diffus ( $z \sim 1100$ ) et dans les grands structures ( $z \sim 0.3$ ) permet de mettre en correspondance la taille apparente de l'horizon sonore  $\delta\theta(z)$  à deux redshifts très différents  $z$  et  $z_{rec}$ . La diamètre apparent à un redshift  $z$  de la taille de l'horizon sonore à la recombinaison s'écrit :

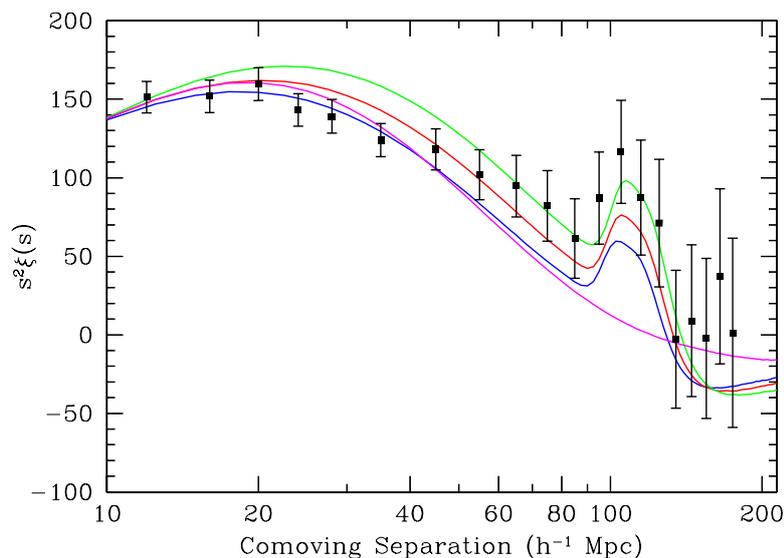
$$\delta\theta_{son}(z) = \frac{R(z) \chi_{son}(z_{rec})}{d_A(z)} \quad (1.41)$$

Dans la direction radiale, l'épaisseur en redshift de la taille de l'horizon sonore est une mesure directement proportionnelle à  $H(z)$  :

$$\delta z_{son}(z) = \frac{H(z) R(z) \chi_{son}(z_{rec})}{c} \quad (1.42)$$

Le volume à sonder pour effectuer cette mesure est considérable (de l'ordre de  $1 h^{-3} \text{ Gpc}^3$ ) et la détection statistique de ce signal est relativement complexe. L'objectif des programmes qui s'y attellent est d'effectuer une mesure du spectre de puissance de la matière  $P(k)$  à des redshifts compris entre 0.2 et 0.3. Il est d'usage d'effectuer cette analyse dans l'espace réel où les effets de biais et de non-linéarité sont mieux pris en compte plutôt que dans l'espace de Fourier comme c'est le cas pour l'étude du CMB. On recherche alors un excès de la fonction d'autocorrélation spatiale des objets de l'ordre du % et se présentant sous la forme d'une "bosse" (Fig. 1.8). Les contraintes sur les paramètres cosmologiques viennent de l'ajustement aux données de l'amplitude de cet excès et de la forme du spectre de puissance des galaxies, que l'on assimile alors au spectre de puissance de la matière ordinaire.

Les programmes du *2-degree Field Galaxy Redshift Survey* (2dFGRS) et du *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) ont réalisé cette mesure [Col05] [Eis05]. L'échantillon du SDSS représente environ 10% du ciel et 47 000 galaxies dites "lumineuses rouges" (*Luminous Red Galaxies* ou LRGs). Son analyse a permis d'établir la contrainte suivante :  $\Omega_m h^2 = 0.130 \pm 0.011$ .



**Fig. 1.8** – Fonction de corrélation à deux points des galaxies détectées par le SDDS-I. Le pic acoustique se signale à une échelle de  $110 h^{-1} \text{ Mpc} \approx 150 \text{ Mpc}$ . En couleurs des modélisations de cette fonction pour différentes valeurs de la composante de matière : en vert  $\Omega_m h^2 = 0.12$ , en rouge  $\Omega_m h^2 = 0.13$ , en bleu  $\Omega_m h^2 = 0.14$  et en violet sans BAO. Figure extraite de [Eis05].

## 1.6 Combinaison des sondes

Le modèle standard du Big Bang trouve sa robustesse dans la convergence de plusieurs observations conduisant à des mesures des paramètres cosmologiques cohérentes. Ce “modèle de concordance” se base en grande partie sur l’observation du fond diffus cosmologique, du pic acoustique baryonique et des supernovæ Ia, auxquelles est consacré le chapitre 2.

### 1.6.1 Sondes du modèle standard

Les contraintes cosmologiques fournies par l’analyse des données du SuperNova Legacy Survey s’appuie sur les supernovæ Ia exploitées en tant que chandelles standards. Ces contraintes sont combinées avec celles fournies par l’analyse du CMB avec WMAP-5 [Kom10] et par la mesure du BAO dans le SDSS-5 [Eis05]. La contrainte donnée par le CMB est pratiquement orthogonale à celle des supernovæ Ia et celle donnée par le BAO fixe essentiellement la valeur de  $\Omega_m$ . La combinaison de ces sondes permet de briser la dégénérescence des résultats de cosmologie calculés par des mesures de distance de luminosité (section 1.6.2).

Il existe d’autres sondes sensibles aux paramètres cosmologiques, que l’on mentionne seulement dans ce mémoire, parmi lesquelles :

- le *cisaillement gravitationnel* (*cosmic shear*, que l’on désigne parfois sous le terme plus général de lentilles gravitationnelles faibles, *weak lensing*) : c’est l’observation de la distorsion des images de galaxies lointaines par la masse des amas d’avant-plan [Mel99, Mum08]. C’est un effet faible par rapport à l’effet de lentille gravitationnelle (*strong lensing*) et sa détection est purement statistique. Celle-ci se base sur l’excès d’alignement de l’image de ces galaxies.
- le *comptage d’amas de galaxies* (*galaxy cluster counting*) : mesure de la densité réelle de galaxies dans de grands volumes [Bin88, Koo92]. Par opposition à la densité comobile constante, la densité réelle évolue avec la dynamique cosmologique et avec le redshift.
- les *simulations numériques* : simulations N-corps et/ou hydrodynamiques d’un échantillon de l’univers de taille statistiquement significative. Elles permettent de tester les prédictions des différents modèles [Spr05].

### 1.6.2 Dégénérescences et complémentarités

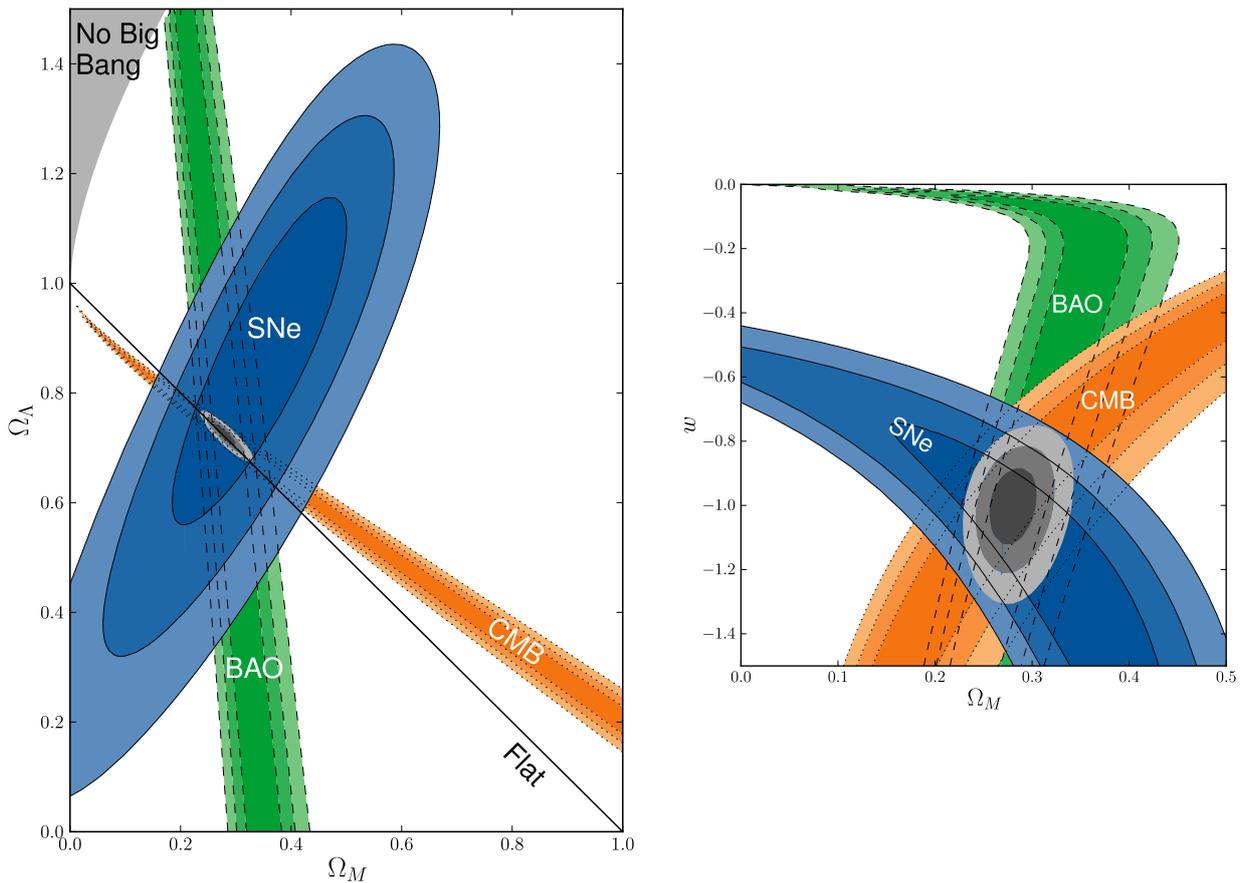
Chaque sonde cosmologique permet au travers de sa mesure de poser des contraintes sur les paramètres cosmologiques. Toutefois les dégénérescences sur la détermination de ces paramètres peuvent être fortes et sont intrinsèques à chaque sonde. Ainsi, dans le cas du CMB la forme du spectre de puissance dépend de :

- la courbure spatiale de l’univers  $k$  ;
- la densité de matière baryonique  $\Omega_b h^2$  ;
- la densité de matière totale  $\Omega_m h^2$  ;
- l’amplitude du spectre de puissance à  $8h^{-1}\text{Mpc}$   $\sigma_8$  ;
- l’indice spectral scalaire des fluctuations primordiales  $n_s$  ;
- l’indice spectral tensoriel de ces mêmes fluctuations  $n_T$  ;
- le nombre de familles de neutrinos et leur masse ;
- l’époque de la réionisation  $z_{reion}$  ;
- l’épaisseur optique de la surface de dernière diffusion  $\tau_S$  ;

Ces dégénérescences sont complexes. La seule mesure de la position du premier pic acoustique apporte une bonne information sur la géométrie de l’univers, donc sur  $\Omega_m + \Omega_\Lambda$ , mais ce n’est

pas exclusivement une mesure de ces paramètres. Rapportée à un plan  $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ , la contrainte donnée par le CMB se rapproche d'une droite  $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$  figurant l'univers plat. Les mesures de distances de luminosité effectuées avec des supernovæ Ia sont quant à elles sensibles à une combinaison de  $\Omega_m$  et  $\Omega_\Lambda$  qui évolue avec le redshift (section 1.4). A  $z = 0.5$  par exemple, cette mesure donne par coïncidence numérique une contrainte sur  $\Omega_m - \Omega_\Lambda$ . Enfin la mesure de l'échelle du BAO et du spectre de puissance des grandes structures peuvent se ramener à une mesure de  $\Omega_m$ , car sensibles plus marginalement à  $\Omega_\Lambda$ . Ces dégénérescences particulières expliquent la forme de leurs contraintes quand celles-ci sont exprimées dans le plan  $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$  (Fig. 1.9).

Cela implique également qu'une sonde n'a pas la possibilité de fixer à elle seule des contraintes sur  $H_0$ ,  $\Omega_m$ ,  $\Omega_{DE}$  et  $w_{DE}$  pris séparément. Les contraintes sur la cosmologie calculées d'après l'observation du CMB nécessitent par exemple une mesure externe (*prior*) de la valeur de  $H_0$ . Les résultats de WMAP s'appuient sur une mesure de  $H_0$  donnée par les Céphéïdes détectées par le télescope spatial Hubble (HST). De plus comme les contraintes sur les paramètres cosmologiques sont plus strictes si elles proviennent de la combinaison de plusieurs sondes, par exemple CMB+SN, CMB+BAO, il est d'usage d'associer ces trois sondes. La figure 1.9 présente des contraintes sur  $\Omega_m$ ,  $\Omega_\Lambda$  et  $w_{DE}$  dans le cadre de ce type d'analyse [Ama10].



**Fig. 1.9** – En haut : contraintes à 68%, 95% et 99.7% de confiance sur  $\Omega_m$  et  $\Omega_\Lambda$ , obtenues par la combinaison des contraintes obtenues par les observations de supernovæ Ia, celles du pic acoustique des grandes structures et celles des anisotropies du fond diffus. On a supposé  $w_{DE} = -1$ . En trait plein, la frontière entre un univers ouvert et fermé. En bas : contraintes à 68%, 95% et 99.7% de confiance sur  $\Omega_m$  et  $w_{DE}$  avec la même combinaison de sondes. On a supposé un univers plat. Figures extraites de [Ama10].

## 1.7 Problèmes classiques du modèle standard

Le modèle  $\Lambda$ CDM est le paradigme cosmologique corroboré par les observations actuelles, décrites dans la section 1.5. Cette section aborde les quelques problèmes et paradoxes qu’il soulève.

### 1.7.1 Horizon et platitude

L’observation du fond diffus cosmologique a montré que des régions du ciel pourtant très éloignées possèdent des températures extrêmement semblables. Pourtant la distance parcourue par un photon depuis le Big-Bang jusqu’à la recombinaison sous-tend aujourd’hui un angle de l’ordre du degré. Deux points du CMB séparés de plus d’un degré n’auraient donc pas pu être en contact causal au moment de la recombinaison. Ce problème lié à l’isotropie extrême de l’univers est connu depuis les années 70 sous le nom de problème de l’horizon.

De plus l’observation du fond diffus montre également que la courbure actuelle de l’univers est quasiment nulle ; en d’autres termes l’univers semble extrêmement plat [Kom10]. Compte tenu qu’une déviation à cette platitude ne fait qu’augmenter avec le temps cosmique, si on remonte suffisamment loin dans le passé la contrainte sur la courbure devient extrême. Si on considère comme contrainte actuelle que  $0.01 < \Omega_{tot,0} - 1 < 100$  alors cela implique qu’au moment de la nucléosynthèse ( $z \sim 10^9$ )  $\Omega_{tot} - 1 \sim 10^{-14}$  ! Rien n’explique cette coïncidence qui exige un ajustement remarquable (*fine-tuning*) des paramètres cosmologiques. On parle du problème de la platitude, ou de la coïncidence de Dicke, celui-ci ayant été le premier à la pointer du doigt [Dic70].

Une solution possible à ces deux problèmes fait appel à une phase primordiale ( $t \sim 10^{-36} - 10^{-32}$  s) d’expansion très rapide de l’univers : l’*inflation*. Elle explique que des régions aujourd’hui éloignées furent en contact par le passé et que la courbure soit nulle à l’échelle de l’univers observable actuel. Les premiers modèles d’inflation font appel à un champ scalaire unique, statique et uniforme pour expliquer cette expansion exponentielle primordiale [Gut81] mais les modèles actuels peuvent être plus complexes. On pourra consulter les revues suivantes [Lid99, Gut04, Lin08a]. Les prédictions observationnelles des modèles inflationnaires sont variables mais concernent surtout la valeur de l’indice spectral des fluctuations primordiales ( $n_s < 1$ ) et son évolution avec les échelles ( $n_s(k)$ ). La mesure de la gaussiannité du CMB [Kom09] ou de l’amplitude de ses modes B de polarisation [Bau09] sont aussi des tests possibles. La mission Planck apportera pour tous ces tests des premières contraintes intéressantes.

### 1.7.2 Coïncidences cosmiques

La valeur observationnelle de la densité de l’énergie noire est  $\rho_{DE}^{obs} = 1 \times 10^{-29}$  g/cm<sup>3</sup>  $\approx 10^{-47}$  GeV<sup>4</sup>. Cette valeur relativement faible représente un problème majeur pour le modèle standard.

Si l’énergie noire est la manifestation à l’échelle cosmologique des fluctuations du vide quantique (dont l’effet Casimir est un exemple de manifestation locale) alors on se heurte une incompatibilité très forte. La contribution totale de cet effet d’origine quantique est en effet supérieure de plusieurs dizaines d’ordres de grandeur à la valeur observationnelle de l’énergie noire<sup>9</sup>. En d’autres termes quelque chose fait nécessairement s’annuler presque toutes les contributions quantiques et

9. La valeur théorique de l’énergie du vide peut être estimée comme une collection infinie d’oscillateurs harmoniques. La contribution des modes fondamentaux de ces oscillateurs à l’énergie totale est quadratiquement divergente :  $\rho_{vac} = \frac{\hbar}{2\pi^2 c^3} \int w^3 dw = \frac{\hbar w^4}{2\pi^2 c^3}$ . Elle n’a de sens physique que si on lui applique une coupure “UV” raisonnable, par exemple celle de l’échelle d’énergie électrofaible ou celle des théories de grande unification. On peut calculer que  $\rho_{vac}^{EW} \approx (100\text{GeV})^4 \approx 10^{54} \rho_{DE}^{obs}$  et  $\rho_{vac}^{GUT} \approx M_{Planck}^4 \approx (10^{18}\text{GeV})^4 \approx 10^{120} \rho_{DE}^{obs}$ .

ce potentiellement jusqu'à la 120<sup>e</sup> décimale [Wei89]. Ce problème d'ajustement extraordinairement fin est toujours ouvert.

De plus, cette valeur très faible de l'énergie noire implique une période tardive et très récente de domination de cette énergie (on rappelle que  $z_{eq2} \approx 0.47$ ). Une très faible augmentation de cette valeur aurait conduit l'énergie noire à dominer plus précocement, modifiant largement la croissance des grandes structures [Lin03]. De manière générale cela laisse croire que nous vivons à une époque particulière, voire privilégiée, de l'histoire cosmique où les densités de matière et d'énergie noire sont étrangement proches compte tenu que  $\Omega_\Lambda/\Omega_m \propto a^3$ . Par conséquent un observateur du cosmos d'il y a 2-3 milliards d'années n'aurait pas pu détecter la présence de l'énergie noire mais dans 2-3 milliards d'années, il ne verra plus qu'elle. C'est le problème de coïncidence de l'énergie noire.

Une manière de résoudre ce problème est d'invoquer une énergie noire dynamique dont l'évolution propre explique la valeur particulière de la densité actuelle. Les modèles de quintessence (section 1.9.2) répondent à ces critères.

### 1.8 Problème de la masse manquante

Le premier constat que l'on peut faire du paradigme cosmologique actuel est que la quantité de matière de l'univers représentée par les baryons y semble très faible. La matière baryonique, c'est-à-dire la matière ordinaire, représente à peine plus de 4% de la densité totale de l'univers :  $\Omega_b h^2 \approx 0.02258$  [Kom10]. En d'autres termes, la densité totale de matière semble aux  $\frac{3}{4}$  composée d'une matière non-baryonique, a priori non-lumineuse et à fortiori inconnue : la *matière noire* (*dark matter*).

#### 1.8.1 Évidences observationnelles

Comme l'a décrit la section 1.5, l'influence de la matière noire se fait sentir à de grandes échelles par son impact sur la dynamique générale de l'univers et sur la formation des grandes structures. Mais ce constat est également effectué à des échelles moins étendues. Il existe des manifestations locales de l'existence d'une matière massive et non-lumineuse. Son potentiel gravitationnel influence la dynamique des systèmes observés et trahit en conséquence sa présence. L'observation dans les années 1930 d'un amas de galaxies (Coma) par l'astronome F. Zwicky a conduit ce dernier à postuler pour la première fois l'existence d'une matière non-lumineuse [Zwi33, Zwi37]. Une part importante mais pourtant invisible de la masse de l'amas participe à la dynamique et sans laquelle on ne peut expliquer la vitesse élevée des objets visibles. On a également observé depuis les années 80 que la courbe de rotation des galaxies était anormalement plate par rapport à la prédiction képlérienne basée sur leur masse visible. Un halo de matière sombre, plus étendu que le disque visible, semble lier les composants de la galaxie et les empêcher de se disperser sous leur propre mouvement [Rub80, Per96]. L'existence d'une matière noire en grande quantité dans les galaxies et amas de galaxies fait aujourd'hui l'objet d'un relatif consensus.

#### 1.8.2 Candidats pour la matière noire et alternative MONDienne

Les solutions envisagées pour le problème de la matière noire sont de faire appel soit à une composante matérielle réelle mais obscure, et dans ce cas cette matière peut se trouver sur une forme connue et ordinaire (ex : MACHOS, neutrinos) ou inconnue et exotique (ex : WIMPS), soit à une modification des lois qui régissent l'interaction gravitationnelle (ex : MOND).

## 1.8 Problème de la masse manquante

---

**Matière ordinaire non/peu lumineuse** Dans les premiers temps de la recherche de la masse manquante, on envisagea surtout la présence de matière ordinaire mais obscure. Les nuages de gaz moléculaire, détectés alors en grandes quantités au sein des amas, les neutrinos ou les objets compacts non-lumineux (naines brunes, trous noirs) étaient de très bons candidats.

Les programmes MACHO<sup>10</sup> et EROS<sup>10</sup> ont cependant largement conclu à la part très minoritaire des objets compacts dans la masse manquante [Alc98]. L'astronomie X a quant à elle confirmé la présence de grandes quantités de gaz chaud dans les amas mais sans jamais atteindre la part de masse de matière noire manquante. De plus une matière noire chaude, dont l'exemple le plus générique seraient les neutrinos, influencerait notablement sur la croissance hiérarchique des structures. Le scénario *bottom-top* (des petites structures aux grandes) est favorisé par les observations et montre que la matière noire est majoritairement froide, c'est-à-dire non relativiste aujourd'hui [Pri01].

**WIMPs** Si la matière noire se trouve être non-baryonique et froide, elle pourrait se présenter sur la forme de particules massives et interagissant faiblement avec la matière, des WIMPs (*Weakly Interactive Massive Particles*). Une hypothèse envisagée en ce sens est celle d'une classe de particules supersymétriques. La supersymétrie associe à chaque boson un fermion, et vice versa. Chaque particule se voit donc attribuer un superpartenaire, ayant des propriétés identiques (masse, charge), mais un spin différent. Suite à l'impossibilité de détecter un boson de 511 keV, superpartenaire de l'électron, les physiciens ont dû revoir l'idée d'une symétrie exacte. La symétrie est dite brisée et les superpartenaires se retrouvent avec une masse très importante. Dans la plupart des théories supersymétriques la particule la plus légère (*Lightest Supersymmetric Particle* ou LSP) est une particule stable car elle ne peut se désintégrer en une particule plus légère. Elle est de plus neutre de couleur et de charge électrique et donc uniquement sensible à l'interaction faible; elle constitue à ce titre un excellent candidat à la matière sombre non-baryonique. Le neutralino est un exemple de candidat WIMP.

A ce jour aucune expérience de détection directe comme EDELWEISS<sup>11</sup> [San10] ou CDMS<sup>11</sup> [Ahm09] ou de détection de ses produits d'annihilation comme PAMELA<sup>11</sup> [Boe09], HESS<sup>11</sup> [Aha09] ou FERMI<sup>11</sup> [Abd10], n'a pu à ce jour mettre en évidence l'existence de particules de matière noire non-baryonique.

**MOND/TeVS** Une partie de la communauté a adopté un point de vue alternatif : si la relativité générale semble nous indiquer qu'il manque une composante matérielle de nature inconnue, alors c'est peut-être simplement que la relativité générale n'est pas une théorie exacte. Dans la théorie MOND (*MODified Newtonian Dynamics*) proposée pour la première fois en 1983 par M. Milgrom [Mil83], il est suggéré de modifier la seconde loi de Newton pour les accélérations faibles. Dans la théorie newtonienne classique, la force d'attraction entre deux corps décroît comme le carré de leur distance mais selon MOND, cela n'est vrai que jusqu'à un certain seuil. Au-delà, elle

---

10. *Massive Compact Halo Object et Expérience de Recherche d'Objets Sombres* sont deux programmes d'observation qui ont eu pour objectif de détecter des objets compacts obscurs dans les halos galactiques. On chercha pour cela les effets de lentilles gravitationnelles que pouvaient générer ces objets.

11. *Expérience pour Détecter Les WIMps En Site Souterrain et Cryogenic Dark Matter Search* sont des expériences de détection directe de matière noire par recul nucléaire, toutes deux situées en milieu souterrain. *Payload for AntiMatter Exploration and Light-nuclei Astrophysics* est un observatoire en orbite destiné à déterminer les caractéristiques du rayonnement cosmique, son spectre, son origine, la présence d'antiparticules. *High Energy Stereoscopic System* et le *Fermi Gamma-ray Space Telescope* sont des observatoires gamma situés respectivement au sol en Namibie et en orbite et qui détectent et suivent les sources de rayonnement de très hautes énergies.

décroit comme l'inverse de leur distance :

$$\vec{F} = m \mu \left( \frac{a}{a_0} \right) \vec{a} \quad , \text{ avec } a = |\vec{a}| \quad \text{et} \quad \mu(x) = 1 \text{ si } x \gg 1 \quad \text{ou} \quad \mu(x) = x \text{ si } |x| \ll 1 \quad (1.43)$$

L'accélération  $a_0$  qui délimite le seuil régime classique  $\Leftrightarrow$  régime mondien est alors une constante fondamentale et la définition exacte de  $\mu(x)$  est d'une importance modérée pour la dynamique. Seul son comportement pour les valeurs extrêmes de  $x$  importe. La valeur de  $a_0$  est ajustée à partir des observations astrophysiques, de sorte que MOND reproduit naturellement les observations de courbes de rotations de galaxies. Toutefois cette démarche est décriée car pour pouvoir supprimer un paramètre jugé inutile du modèle (la matière noire) elle introduit une modification mathématique de la mécanique newtonienne sans lui donner de justification physique. De plus certains phénomènes relativistes, comme les lentilles gravitationnelles, sont restés longtemps inaccessibles à la description mondienne, faute que celle-ci soit relativiste. En 2004 J. D. Bekenstein a montré qu'une telle généralisation était possible sous la forme de la théorie TeVeS (*Tensor-Vector-Scalar gravity*, ) [Bek04].

A ce jour, la théorie MOND et son extension TeVeS se heurtent encore à de nombreux défis, comme celui qu'a initié l'observation de la collision des amas du Boulet (*Bullet Cluster*). On a montré que la théorie TeVeS pouvait expliquer de manière raisonnable cette observation, à condition toutefois de s'accorder sur une partie de matière noire possible, sous la forme par exemple de neutrinos [Ang10]. La question de la validité de MOND à l'échelle des amas de galaxies fait donc encore débat.

## 1.9 Problème de l'énergie noire

Le deuxième constat interpelle fortement notre vision du contenu énergétique de l'univers : plus de  $\frac{3}{4}$  de la densité totale de l'univers semble être sous la forme d'une énergie totalement inconnue, l'*énergie noire* (*dark energy*). Cette composante semble se manifester par une pression négative et sa nature est toujours une question ouverte.

### 1.9.1 Évidences observationnelles

L'étude du CMB ne donne qu'une mesure indirecte de l'énergie noire, en contraignant à la fois la composante totale de matière et la courbure de l'univers. L'effet ISW affectant les photons du CMB le long de leur trajet [Gia08] et la croissance des grandes structures [Lin03] sont quant à elles des sondes directement sensibles à la présence d'énergie noire. A ce jour les contraintes le plus robustes sur l'énergie noire sont issues de la mesure du taux d'expansion de l'univers effectuée avec des chandelles standards de précision. Puisque l'accélération de l'expansion imputable à l'énergie noire commence à des époques très récentes ( $z \approx 0.47$ ), une sonde très efficace est en effet d'estimer ce taux entre des époques récentes ( $z \leq 0.02$ ) et plus anciennes (jusqu'à  $z \sim 1 - 1.2$ ). A la fin des années 90 deux grandes équipes internationales, le *Supernova Cosmology Project* [Per99] et la *High-Z SN Search Team* [Rie98] ont ainsi pour la première fois conclu à l'existence d'une énergie noire après avoir entrepris des programmes de recherche et de supernovæ de type Ia.

### 1.9.2 Modèles d'énergie noire et alternatives exotiques

Les modèles d'extension du modèle standard qui visent à expliquer l'accélération de l'expansion de l'univers reposent soit un modèle d'énergie noire, et dans ce cas celui-ci peut être dynamique afin d'offrir une solution au problème du fine-tuning (ex. quintessence), soit sur une modification du modèle standard qui affecte l'équation des champs 1.20 et donc l'expression de la dynamique cosmologique (ex. modification de l'action d'Einstein-Hilbert ou remise en cause du principe cosmologique).

## 1.9 Problème de l'énergie noire

**Constante cosmologique** L'hypothèse la plus simple pour l'énergie noire est que celle-ci se présente sous la forme d'une constante cosmologique :  $w_{DE} = -1$ . C'est aussi celle que semble privilégier les observations à ce jour [Kom10, Ama10]. Une constante cosmologique possède une densité uniforme qui ne se dilue pas avec l'expansion. Dans cette perspective il s'agit soit d'une énergie du vide, soit d'une propriété inhérente à l'espace-temps, sous la forme d'un champ scalaire statique et uniforme  $\Lambda$ . Dans les deux interprétations on fait face au problème de la coïncidence et du fine-tuning.

**Quintessence** Dans le cas où l'énergie noire se présenterait sous la forme d'un champ scalaire dynamique  $\phi(t)$  il est possible de reproduire l'expansion accélérée (c'est-à-dire  $w_{DE} < -\frac{1}{3}$ ) tout en contournant le problème du fine-tuning. Ce champ de quintessence, de potentiel  $V(\Phi)$ , satisfait à l'équation de Klein-Gordon :

$$\ddot{\Phi} + 3H\dot{\Phi} + V'(\Phi) = 0, \quad (1.44)$$

où  $V'(\Phi) = \frac{\partial V}{\partial \Phi}$  et où le taux d'expansion étant assimilable à un terme de frottement, le champ est stationnaire pour  $H^2 \gg V''(\Phi)$ . Il se relaxe vers son état fondamental dans le cas contraire. Compte tenu des expressions de la densité et de la pression de ce champ, le paramètre d'état devient variable dans le temps :

$$w = \frac{p_\phi}{\rho_\phi} = \frac{\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi)}{\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi)}, \quad (1.45)$$

Si la condition  $\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 \ll V(\phi)$  est respectée, on obtient spontanément que  $w_{DE} \sim -1$ . Le champ en descendant lentement le long de son potentiel imite alors presque parfaitement une constante cosmologique : c'est le "roulement lent" (*slow-roll*). En plus de ce comportement la plupart des modèles de quintessence incorporent également un couplage entre le champ  $\phi(t)$  et les densités d'énergie des autres composantes (*tracker behavior*). La densité de quintessence suit primordialement la valeur de la composante de rayonnement ( $w_{DE} = 1/3$ ), et commence à agir comme une énergie noire après l'égalité matière-rayonnement. Cela offre une solution au problème de la coïncidence. Une revue récente du sujet est disponible [Lin08b].

A ce jour compte tenu de la précision des mesures sur la valeur de  $w_{DE}$  ( $\sim 10\%$ ) et sur  $w_{DE}(z)$  (très peu contrainte) aucune observation n'est encore en mesure de confirmer ni d'infirmer que l'énergie noire se présente sous la forme d'un champ de quintessence.

**Violations de principes fondamentaux et univers inhomogènes** De nombreuses alternatives aux deux modèles précédents sont possibles et ce mémoire n'en citera que quelques unes. Pour plus d'informations, l'article [Buc08] fournit une revue de ces différents modèles.

Certains reposent sur des violations de principes fondamentaux, par exemple les modèles d'"énergie fantôme" pour laquelle  $w_{DE} < -1$ . Sa densité augmenterait avec l'expansion, ce qui revient à une violation du principe de conservation de l'énergie faible puisque  $p + \rho/c^2 \leq 0$  [Cal02].

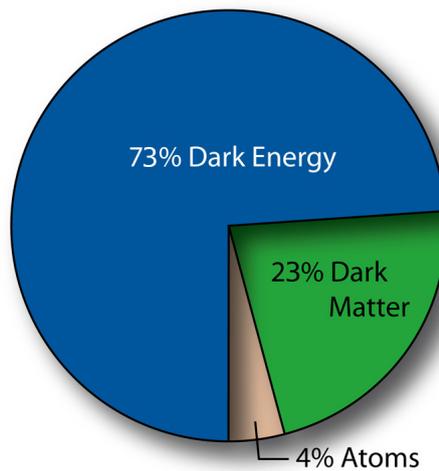
D'autres modèles proposent de remettre en cause le principe cosmologique et l'homogénéité de l'univers qui en découle. Si notre univers local se révélait n'être qu'une sous-densité locale (*Hubble bubble*) ou si plus généralement l'univers alterne vides et pleins (*swiss cheese universe*), alors l'apparente accélération de l'expansion pourrait alors n'être qu'un effet local voire un artefact (*backreaction*) [Ras04]. Ces exemples rejoignent la considération plus générale que la théorie de la relativité générale est non-linéaire. Par conséquent les équations de Friedmann-Lemaître qui en découlent sont basés sur l'assertion erronée que la géométrie moyenne d'un univers inhomogène est égale à la géométrie de la moyenne d'un univers inhomogène.

## Conclusion

Dans le cadre de la relativité générale les modèles cosmologiques de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker décrivent la dynamique et la géométrie de l'univers en fonction de son contenu, un mélange de rayonnement, de matière et d'une dernière composante de nature inconnue, une énergie noire, pouvant être à l'origine d'une accélération de l'expansion. Les mesures de distance sont des tests géométriques qui permettent d'accéder à l'histoire de l'expansion et donc aux paramètres qui décrivent le modèle cosmologique :  $H_0$ ,  $\Omega_r$ ,  $\Omega_m$ ,  $\Omega_{DE}$ ,  $w_{DE}$ .

Le paradigme cosmologique actuel s'est construit sur la concordance manifeste de plusieurs sondes cosmologiques dont les plus significatives sont : les anisotropies du fond diffus cosmologique (CMB), les propriétés de distribution des grandes structures (BAO) et les supernovæ de type Ia en tant que chandelles standards (SN). Le modèle ainsi défini est appelé modèle  $\Lambda$ CDM. Il décrit un univers composé aujourd'hui de :

- 73% d'une énergie noire ayant le comportement d'une constante cosmologique ( $\Lambda$ );
- 23% d'une matière noire non-baryonique et froide (*Cold Dark Matter*);
- 4% de matière baryonique ordinaire (essentiellement les étoiles et le gaz interstellaire).



**Fig. 1.10** – Le contenu énergétique de l'univers tel qu'actuellement privilégié par les observations. Credits : WMAP.

## Chapitre 2

# Supernovae et Diagramme de Hubble

Ce chapitre introduit dans une première partie quelques notions essentielles liées aux objets astrophysiques particuliers que sont les supernovæ de type Ia. Le mécanisme particulier qui donne naissance aux supernovæ Ia est décrit. Les qualités spectroscopique et photométrique qui font de ces objets une classe relativement homogène sont discutées.

Dans une seconde partie, ce chapitre décrit l'utilisation en cosmologie de ces supernovæ Ia comme chandelles standards, c'est-à-dire des objets lumineux dont la luminosité intrinsèque est reproductible. La paramétrisation des courbes de lumière est un point important de cette méthode. Elle permet la mise en œuvre de corrections photométriques empiriques qui permettent de réduire la dispersion déjà limitée de la magnitude de ces objets à leur maximum. Par suite, les supernovæ Ia deviennent des estimateurs de distances cosmologiques particulièrement précis, que l'on exploite au sein d'un diagramme de Hubble  $d_L - z$  afin d'évaluer le modèle cosmologique<sup>1</sup>.

### 2.1 Abrégé très abrégé de physique stellaire

La nucléosynthèse primordiale est un événement relativement bref qui ne permet la synthèse que d'éléments très simples (section 1.5.2). Elle laisse derrière elle des quantités importantes d'éléments légers, dont plus des 3/4 se constituent d'hydrogène. On retrouve encore aujourd'hui cet hydrogène primordial au sein des galaxies, pour la plupart sous la forme de nuages de gaz. Si la masse d'un tel nuage devient importante et s'il subit une perturbation par le milieu ambiant<sup>2</sup>, alors un effondrement de ce nuage sous l'effet de son propre poids survient.

Avec l'effondrement et la compression du gaz qui s'ensuit, la température du cœur du nuage croît rapidement. Tant que la température demeure inférieure à quelques millions de degrés, rien n'empêche cet effondrement mais au-delà d'environ  $5 \times 10^6$  K les noyaux d'hydrogène acquièrent assez d'énergie pour initier des réactions de fusion nucléaire. Sous l'influence de cette fusion, le cœur du nuage s'échauffe rapidement et la pression générée par ces réactions nucléaires augmente jusqu'à compenser le poids de l'étoile. Le nuage s'équilibre sous la forme d'une boule de gaz autogravitante dans le cœur de laquelle l'hydrogène est converti en hélium : une étoile.

Cet *équilibre hydrostatique* assure la stabilité de l'étoile : si un fléchissement du taux de réaction nucléaire dans le cœur vient provoquer une diminution de la pression interne, la compression de l'étoile sous son propre poids vient rapidement rétablir une température du cœur assez importante

---

1. On rappelle que  $m = M + \mu = M + 5 \log_{10}(\frac{d_L}{10 \text{ pc}})$ . Pour ces raisons on nomme indifféremment diagramme de Hubble les figures  $d_L - z$ ,  $m - z$  et  $\mu - z$ .

2. L'explosion d'une supernova dans l'environnement proche du nuage peut être à l'origine de telles perturbations, qui prennent alors la forme d'ondes de compression.

pour reprendre les réactions nucléaires à un taux qui restore un nouvel équilibre. Cet équilibre est assuré pour une très grande partie de la vie de l'étoile. Il n'est cependant préservé qu'à la condition que le carburant nécessaire à la fusion nucléaire demeure en quantité suffisante. Quand inéluctablement l'hydrogène vient à manquer, le cœur commence à se comprimer et sa température augmente très rapidement jusqu'à atteindre  $10^8$  K : il devient alors possible de brûler l'hélium. Par suite logique, l'équilibre hydrostatique ainsi restoré finit lui aussi par céder à une compression et à un réchauffement du cœur quand l'hélium, rapidement brûlé, vient à manquer. Au delà de  $10^9$  K, c'est le carbone, puis l'azote et l'oxygène qui fusionnent, etc. Cette chaîne de réactions nucléaires successives trouve cependant une fin : soit la masse de l'étoile ne permet pas d'atteindre la température de fusion d'un élément intermédiaire<sup>3</sup> soit le cœur finit par être essentiellement constitué de fer<sup>4</sup>. L'équilibre est alors définitivement rompu : le cœur de l'étoile s'effondre brutalement.

### 2.1.1 Fin cataclysmique des étoiles massives

L'évolution des étoiles au cours de leur vie et leur fin sont très variables. Cette grande variété est essentiellement conditionnée par un unique paramètre : la masse initiale de l'étoile.

Les plus modestes, comme le sont le Soleil et toutes les autres étoiles naines, possèdent une durée de vie considérable (10 milliards d'années dans le cas du Soleil) et connaissent une fin relativement calme : l'effondrement du cœur entraîne l'expulsion progressive des couches extérieures de l'étoile vers une nébuleuse planétaire et le cœur, mis à nu, se contracte lentement pour finir sa vie sous la forme d'un astre compact et dégénéré, une *naine blanche*. Le terme "dégénéré" fait ici référence à la nature quantique de la pression qui vient contrebalancer le poids de l'astre et l'équilibrer. Du fait de la compression de la matière, chaque électron est confiné dans un espace très restreint et, en accord avec le principe d'exclusion et celui d'incertitude, le prix à payer est une grande incertitude sur la vitesse de la particule, ce qui se traduit par une vitesse elle-même très grande. L'agitation des électrons donne naissance à une force de pression d'origine purement quantique, la pression de dégénérescence des électrons ou pression de Fermi. Celle-ci s'oppose à l'effondrement de l'étoile et permet à la naine blanche ainsi formée de se maintenir.

Les étoiles plus massives sont par contre plus chaudes et brûlent rapidement leur carburant. La durée de vie des étoiles étant en bonne approximation proportionnelle à l'inverse du carré de leur masse, la durée de vie d'une étoile massive n'est qu'une faible fraction de celle d'une étoile naine. Leur fin est aussi plus mouvementée : l'effondrement du cœur ne peut être stoppé car la masse de celui-ci dépasse la limite permise par la pression de dégénérescence des électrons. Celle-ci admet en effet un seuil, au-delà duquel elle ne peut plus contrebalancer la force de gravité générée par la masse de l'astre. Cette limite appelée limite de Chandrasekhar définit donc une masse maximale pour une naine blanche et est approximativement de  $1,44 M_{\odot}$  ( $1 M_{\odot} \equiv$  une masse solaire). Pour les étoiles massives en fin de vie dont la masse du cœur dépasse cette limite, l'effondrement est brutal et l'énergie potentielle gravitationnelle libérée est telle qu'elle entraîne en retour l'expulsion violente des couches externes de l'étoile. L'enveloppe de l'étoile est complètement soufflée et éjectée vers le milieu interstellaire à des vitesses de plusieurs milliers de kilomètres par seconde. Du fait de l'importante quantité d'énergie libérée<sup>5</sup>, l'astre se met à briller avec une luminosité qui peut atteindre plusieurs milliards de luminosités solaires, soit autant qu'une petite galaxie. C'est

---

3. C'est le cas du Soleil dont le cœur à la fin de sa vie sera essentiellement constitué de carbone et d'oxygène.

4. La stabilité du noyau de fer est assurée par la plus importante énergie de liaison par nucléon parmi les éléments chimiques. Sa fusion étant donc endothermique, elle nécessite de prendre de l'énergie au milieu ambiant.

5. Les modèles montrent que l'énergie libérée ( $\sim 10^{53}$  erg, avec  $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$ ) est pour environ 99% emportée par les neutrinos, 1% transmise en énergie cinétique à l'éjecta et seulement 0.1% sous forme de rayonnement [Moc94].

## 2.1 Abrégé très abrégé de physique stellaire

---

le phénomène de *supernova gravitationnelle* ou à *effondrement de cœur* (*core-collapse supernova*). Quant au cœur de l'étoile, il finit sa vie sous la forme d'une étoile à neutrons, astre plus compact qu'une naine blanche et équilibré par la pression de dégénérescence des neutrons, ou sous la forme d'un trou noir pour les étoiles très massives <sup>6</sup>.

La modélisation des phénomènes physiques en jeu lors de l'explosion des supernovæ gravitationnelles (instabilités magnéto-hydrodynamiques, transfert radiatif, effets relativistes, ...), est un domaine de recherche actif. Une revue des différents modèles peut être trouvée dans l'article [Woo05].

### 2.1.2 Cas particulier des supernovæ thermonucléaires

L'étude des populations stellaires nous apprend qu'une fraction importante d'étoiles ne sont pas solitaires : beaucoup d'étoiles dans le voisinage solaire [Duq91] ou dans les amas globulaires [Sol10] appartiennent à des systèmes stellaires doubles voire triples. Ces couples d'étoiles, ou étoiles binaires, ne partagent probablement pas toujours le même domaine de masse ni donc la même échelle de temps pour leur évolution. Dans ce cas, une fraction peut-être importante de ces étoiles binaires est constitué d'une naine blanche, cadavre stellaire laissé par le compagnon le plus massif, et d'une étoile moins évoluée, comme une géante rouge.

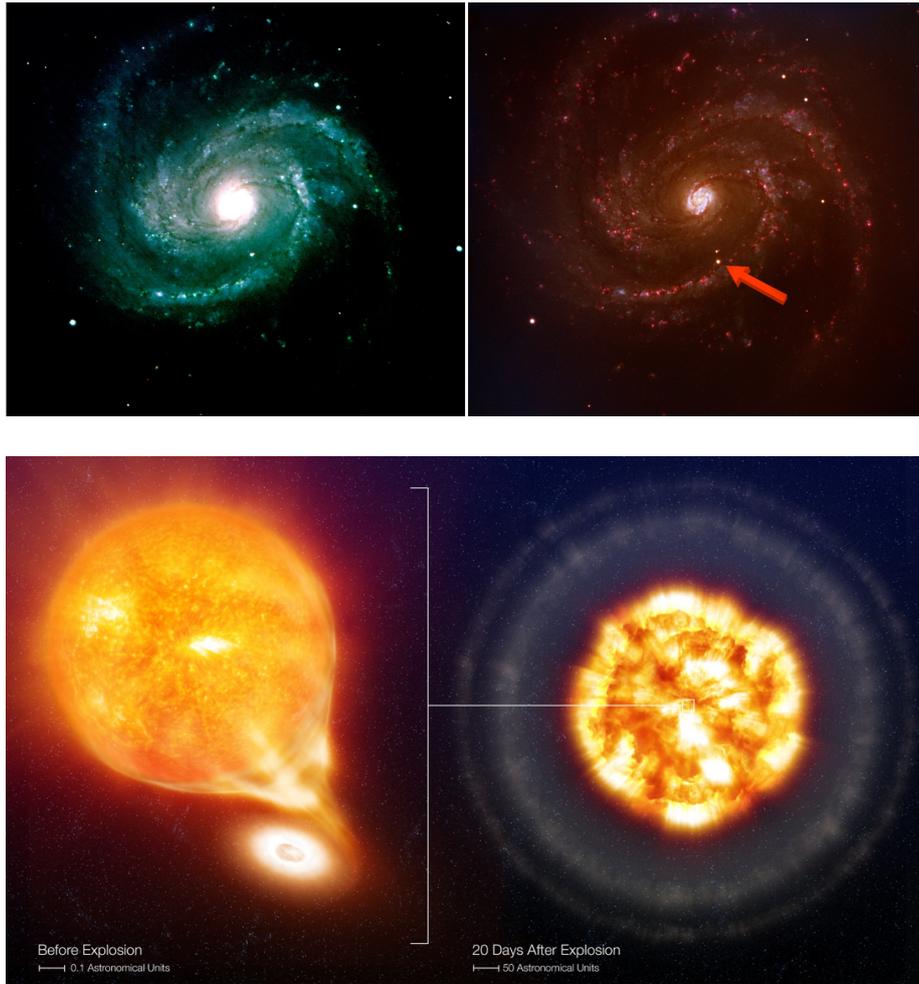
Dans la configuration d'un couple binaire serré, la masse de la naine blanche peut croître par accrétion d'une part importante du matériel de son compagnon. La géante remplit son lobe de Roche, la surface pour laquelle laquelle l'attraction des deux astres est égale, et un transfert de matière vers la naine blanche est ainsi permis (Fig. 2.1). L'hydrogène et l'hélium sont accrétés à la surface de la naine blanche et soumis à sa forte gravité. Dans un astre dégénéré comme la naine blanche, la température n'étant plus liée à la pression, son augmentation est très rapide. Très rapidement l'hydrogène et l'hélium sont brûlés et forment du carbone. La masse de la naine blanche croît peu à peu. Peu avant d'atteindre la masse de Chandrasekhar, les conditions de pression et de température au cœur de la naine blanche permettent l'allumage de la fusion du carbone. Le taux de cette réaction étant très sensible à la température, la réaction s'emballe en une explosion thermonucléaire qui détruit l'astre en quelques secondes. La luminosité émise est alors telle qu'elle peut égaler, voire dépasser, celle de la galaxie hôte : l'étoile binaire engendre une *supernova thermonucléaire* (Fig. 2.1). L'énergie lumineuse dégagée par ce type de supernova est supérieure à celle d'une supernova gravitationnelle <sup>7</sup>.

Les modèles qui se proposent de décrire l'explosion des supernovæ Ia sont nombreux. Parmi les questions auxquelles tentent de répondre ces simulations on peut mentionner les études menées pour comprendre la cinétique de la combustion : si la flamme est subsonique, c'est-à-dire une déflagration, l'explosion est la plupart du temps impossible, si elle est supersonique, c'est-à-dire une détonation, alors trop d'éléments lourds sont créés. Il s'agit également de déterminer les caractéristiques de la population d'étoiles parentes : le scénario favorisé est celui présenté ci-dessus, c'est-à-dire une naine blanche + une géante rouge (scénario *single degenerate* ou SD), mais on peut également envisager une coalescence de deux naines blanches (scénario *double degenerate* ou DD). Des revues plus complètes des différents modèles sont disponibles dans les articles [Hil00, Roe10].

---

6. A l'instar de la limite de Chandrasekhar, il existe une limite en masse à l'existence des étoiles à neutrons, appelée limite d'Oppenheimer-Volkoff. Cette limite est d'environ  $3,3 M_{\odot}$ .

7. L'énergie libérée par l'explosion thermonucléaire ( $\sim 10^{51}$  erg) est essentiellement convertie sous forme cinétique. Mais la désintégration consécutive du  $^{56}\text{Ni}$  produit génère une énergie lumineuse du même ordre, soit donc environ 10 fois l'énergie radiative émise par une supernova gravitationnelle [Moc94].



**Fig. 2.1** – En haut : comparaison entre deux images de la galaxie M100 (NGC 4321), prise en mars 2002 (VIMOS/VLT) et en février 2006 (FORS1/VLT). La différence en couleur provient des filtres utilisés. Une supernova Ia, nommée SN2006X, est visible sur l’image FORS1, comme l’objet brillant apparu au sein du bras spiral inférieur. En bas : vue d’artiste de l’étoile parente de SN2006X et du mécanisme d’accrétion qui mène à l’explosion. Crédits : ESO.

## 2.2 Classification spectrale

La classification des supernovæ repose essentiellement sur leur *spectre*, et plus précisément sur la présence ou l’absence de raies caractéristiques de certains éléments chimiques (Fig. 2.2 et 2.3). Ces spectres sont obtenus :

- peu après l’explosion, les raies sont vues en absorption (*phase photosphérique*).
- après quelques semaines/mois, les raies apparaissent en émission (*phase nébulaire*).

L’identification spectrale des supernovæ est le plus souvent effectuée lors de la phase photosphérique, l’intensité lumineuse émise y étant plus importante.

### 2.2.1 Type I : absence de raies de l’hydrogène

L’hydrogène étant l’élément le plus répandu dans l’univers ses raies sont très fréquentes dans les spectres d’objets astronomiques. L’absence de ces raies dans le spectre des supernovæ de type I implique que ces objets ont été privés de leur hydrogène au cours de l’évolution. Les deux scé-



### 2.2.2 Type II : présence des raies de l'hydrogène $H\alpha$ et $H\beta$

Les supernovæ de type II proviennent d'étoiles massives ( $> 8 M_{\odot}$ ) en fin de vie, passées par le stade de géante rouge. Comme pour les types Ib/Ic, il s'agit donc de supernovæ gravitationnelles.

A l'image du type I, on définit quelques sous-types dans le type II, déterminés en fonction du spectre mais aussi de l'évolution de la luminosité de la supernova :

- *type II-L* : décroissance régulière de la luminosité.
- *type II-P* : stabilisation de la luminosité (plateau) pendant quelques mois.
- *type IIb* : présence de fortes raies d'hélium.
- *type IIn* : présence de raies d'émissions étroites (*narrow*)<sup>9</sup>.

### 2.2.3 Diversité spectrale

L'étude spectrale des supernovæ et leur classification ont débuté au cours de la première moitié du XX<sup>e</sup> siècle avec la distinction type I/II dès les années 40 [Min41] puis avec les sous-types Ia/Ib/Ic/II-P/II-L dans les années 80-90 [Fil97]. L'étude de leur spectre a largement devancé l'élaboration de modèles cohérents pour les processus physiques qui donnent naissance à ces objets. Ceci explique que des supernovæ gravitationnelles (Ib/Ic) et thermonucléaires (Ia) se cotoient au sein du même type (Fig. 2.2).

Les variations des propriétés spectrales au sein d'un même sous-type peuvent parfois être importantes. Les supernovæ gravitationnelles surtout (types Ib/Ic/II) présentent une grande variété dans leur spectre. Un certain nombre de ces supernovæ ne peuvent être classées dans un type clairement défini. On parle alors de "supernovæ particulières" (*peculiar*) sous le type II-pec.

Le spectre des supernovæ Ia, que l'on peut assimiler essentiellement à celui d'un spectre de corps noir sur lequel se superposent les raies d'absorption du silicium, du calcium, du magnésium et du fer, présente en revanche une bien plus grande homogénéité (Fig. 2.3). Le processus qui donne naissance à ces objets est donc vraisemblablement plus universel. Ce constat effectué sur le plan spectroscopique l'est aussi sur le plan photométrique (section 2.3).

## 2.3 Propriétés photométriques

L'étude des propriétés photométriques des supernovæ est complémentaire de leur spectroscopie. Ces deux aspects sont indissociables pour comprendre et caractériser chaque supernova.

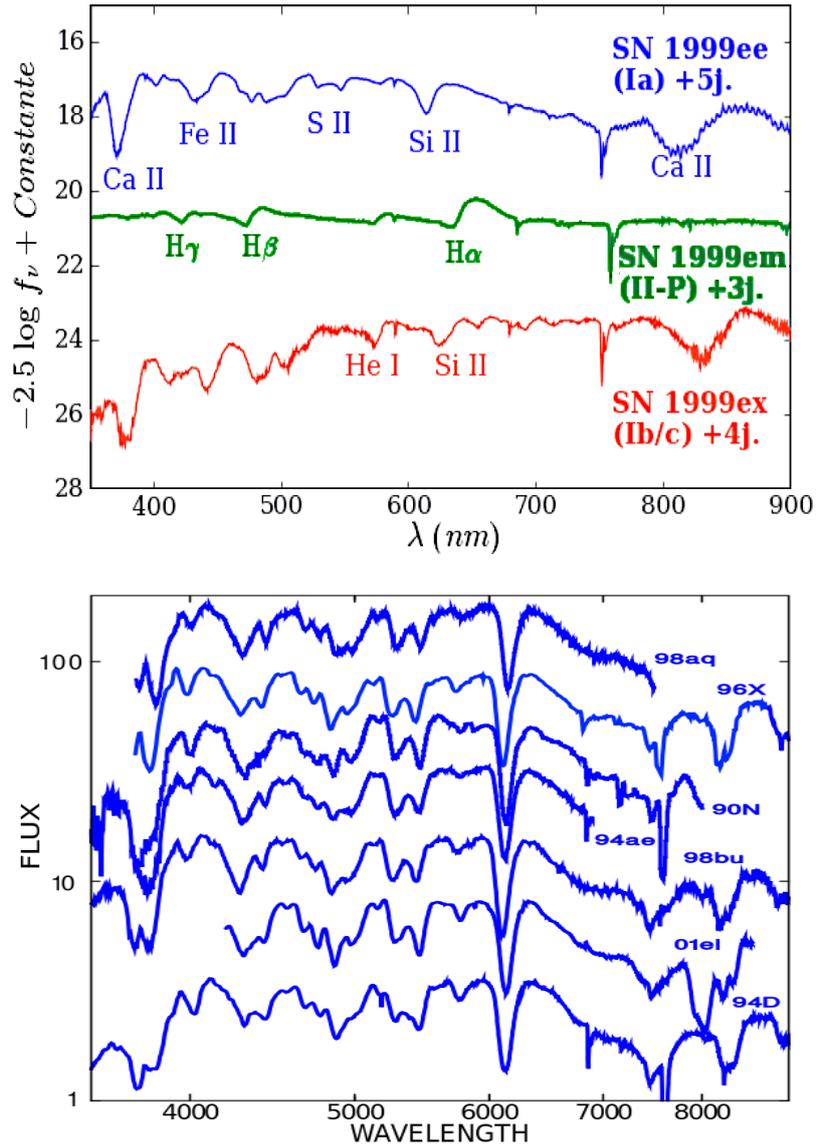
### 2.3.1 Maximum de luminosité

La luminosité d'une supernova augmente extrêmement rapidement pendant la quinzaine de jours qui suit l'explosion, puis décroît fortement pendant une cinquantaine de jours après ce maximum (première décroissance) pour enfin s'affaiblir progressivement au cours des semaines/mois qui suivent (deuxième décroissance).

Chez les supernovæ Ia, la première décroissance se démarque fortement de celle qui s'ensuit (Fig. 2.4) ; c'est le passage de la désintégration  $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}$  ( $\tau \sim 6$  jrs) à celle  $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$  ( $\tau \sim 77$  jrs). Pour ces supernovæ, la date du maximum varie de quelques jours en fonction de la bande. Celui-ci apparaît d'abord dans l'infrarouge [Mei00] (section 2.5.1 pour le détail des bandes spectrales) puis toujours dans l'infrarouge 20 à 30 jours après ce premier maximum apparaît un

9. Ce qui indique une vitesse de l'éjecta relativement faible, probablement à cause d'une forte interaction avec le milieu interstellaire.

## 2.3 Propriétés photométriques



**Fig. 2.3** – En haut : trois spectres caractéristiques de supernovæ de type Ia, Ib/Ic et II. En bas : un échantillon de 7 spectres de supernovæ de type Ia (*core-normal* selon la classification de l’auteur, souvent notées *branch-normal* dans la littérature) montrant la grande homogénéité spectrale de cette sous-classe. Figure adaptée de [Bra06].

second maximum, marginalement dans la bande R mais clairement dans les bandes I, J, K et H [Mei00]. Son origine est encore mal comprise. De manière générale la *couleur* des supernovæ, c’est-à-dire le rapport du flux de la supernova intégré dans des bandes spectrales différentes, est bleue aux alentours du maximum, puis rougit sensiblement au cours des semaines qui suivent.

L’intensité lumineuse absolue émise par les supernovæ de type Ia à leur maximum surpasse en moyenne d’un ordre de grandeur celles émise par les supernovæ gravitationnelles (Fig. 2.4), pour qui les magnitudes s’échelonnent entre -17 et -18 :  $M_{B_{Ib/Ic}} \approx -18.04$ ,  $M_{B_{II-L}} \approx -18.03$ ,  $M_{B_{II-P}} \approx -17$ ,  $M_{B_{II_n}} \approx -19.15$  [Ric02]. Concernant la magnitude au maximum des supernovæ Ia on pourra se référer au travail de l’équipe du HST (*Hubble Space Telescope*) qui a intégré une quinzaine d’années d’observations de supernovæ Ia présentes dans des galaxies hébergeant des

étoiles Céphéïdes<sup>10</sup> [San06] :

$$M_{B_{max}} \approx -19.49 \pm 0.07; M_{V_{max}} \approx -19.46 \pm 0.07; M_{I_{max}} \approx -19.22 \pm 0.07, \quad (2.1)$$

pour une valeur de  $H_0 = 62.3 \pm 1.3(stat) \pm 5.0(sys)$ . [Ric02] donne des contraintes équivalentes ( $M_{B_{max}} \approx -19.46$ ). Cette grande luminosité permet aux supernovæ de type Ia de pouvoir être détectées et suivies à des distances considérables.

La dispersion de la magnitude absolue des supernovæ Ia prise au maximum est remarquablement faible. Celle-ci avoisine au maximum 40% dans le domaine optique ( $\sigma_{B,V} \sim 0.4$  mag [Ham96a, San06]). Ce constat est avant tout empirique. Une telle homogénéité pourrait trouver son origine dans le processus d'accrétion particulier qui donne naissance aux supernovæ Ia et qui implique une masse limite de  $1.44 M_\odot$ . On attend en effet une corrélation forte entre l'abondance de  $^{56}\text{Ni}$  produit et l'intensité au maximum, la masse totale de nickel produite lors de l'explosion étant directement liée à la masse de l'étoile parente [Con00]. Il existe toutefois une limite à cette homogénéité que démontra en 1991 l'observation de SN 1991T, une magnitude plus puissante que la moyenne des Ia, et de SN 1991bg, une magnitude plus faible, qui sont depuis des prototypes de SNIa-pec, respectivement sur et sous-lumineuses [Fil92a, Fil92b].

### 2.3.2 Courbes de lumière

La *courbe de lumière* d'un objet est l'évolution temporelle de son flux ou de manière équivalente celle de sa magnitude apparente (section 1.2.4).

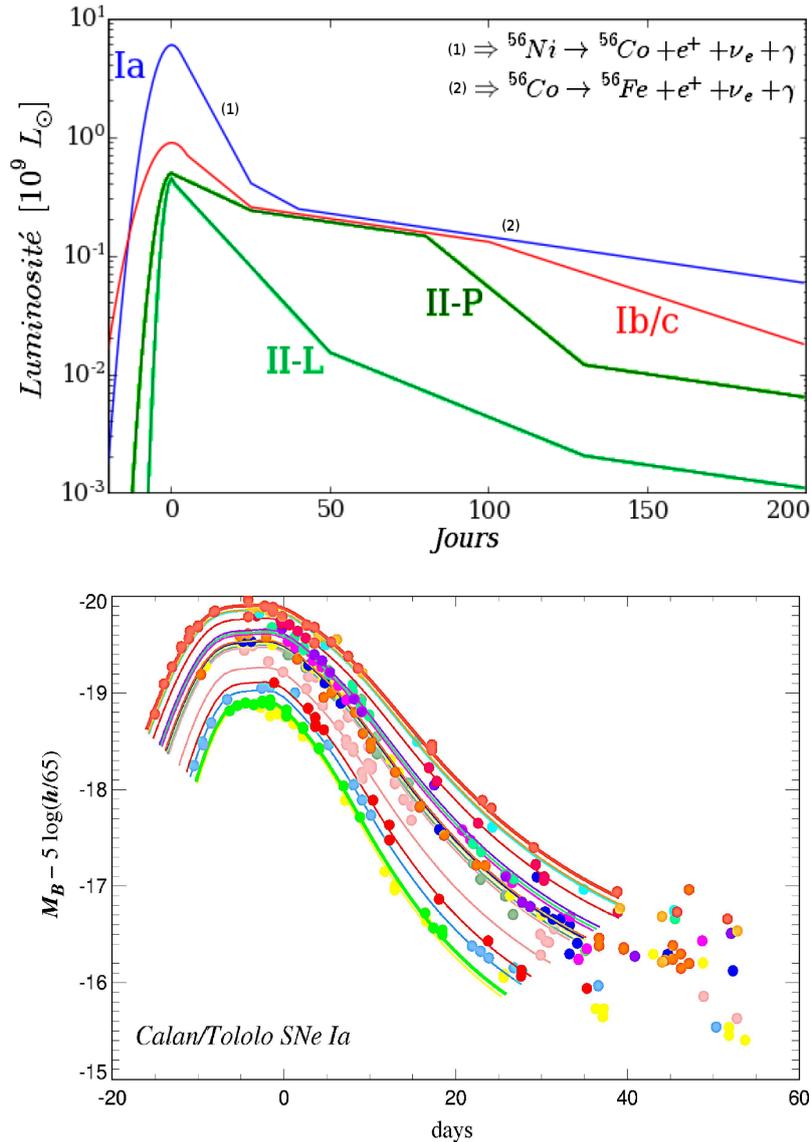
D'un type spectral à l'autre la forme de la courbe de lumière varie largement (Fig. 2.4). C'est parmi les supernovæ de type II que la diversité est la plus grande. C'est au sein de cette population hétérogène qu'on définit les sous-types photométriques II-L (décroissance [logarithmiquement] linéaire) et II-P (stabilisation en plateau). Il existe de plus des objets intermédiaires entre ces deux populations. Les supernovæ de type Ib/Ic adoptent une décroissance similaire à celle des Ia dans les semaines qui suivent le maximum puis finissent par se rapprocher de la population de type II au bout de quelques mois.

En revanche, les supernovæ de type Ia se distinguent encore une fois par une très grande homogénéité : leurs courbes de lumière sont pratiquement superposables (Fig. 2.4). Il existe de plus une corrélation très forte entre la valeur du maximum de luminosité et le taux de décroissance de la courbe de lumière. Cette corrélation indique que *plus les supernovæ Ia sont brillantes au maximum, plus leur taux de décroissance est lent, et inversement*. On parle de la relation "brighter-slower". La compréhension théorique de cette relation fait encore l'objet de débat. Cependant les différentes analyses semblent s'accorder sur le rôle déterminant que pourrait jouer ici encore l'abondance de nickel, soit qu'elle détermine fortement l'évolution de l'opacité de l'éjecta de la supernova et donc les temps de diffusion [Maz01], soit qu'elle influe plus globalement sur l'évolution de la couleur de la supernova [Kas07]. La suite de ce chapitre montre comment cette corrélation entre magnitude au maximum et taux de décroissance de la courbe de lumière est exploitée pour les mesures de cosmologie en l'utilisant pour réduire encore la dispersion de la magnitude au maximum de ces supernovæ.

---

10. Les étoiles Céphéïdes sont des supergéantes jaunes (5-15  $M_\odot$ ), au sein desquelles un déséquilibre auto-entretenu entre la pression de radiation et la gravité fait varier périodiquement la température de surface, donc la luminosité intrinsèque (articles originaux de H. Leavitt [Lea08, Lea12]). Elles constituent des chandelles standards très utilisées jusqu'à des distances de 20 Mpc.

## 2.4 Taux d'explosion

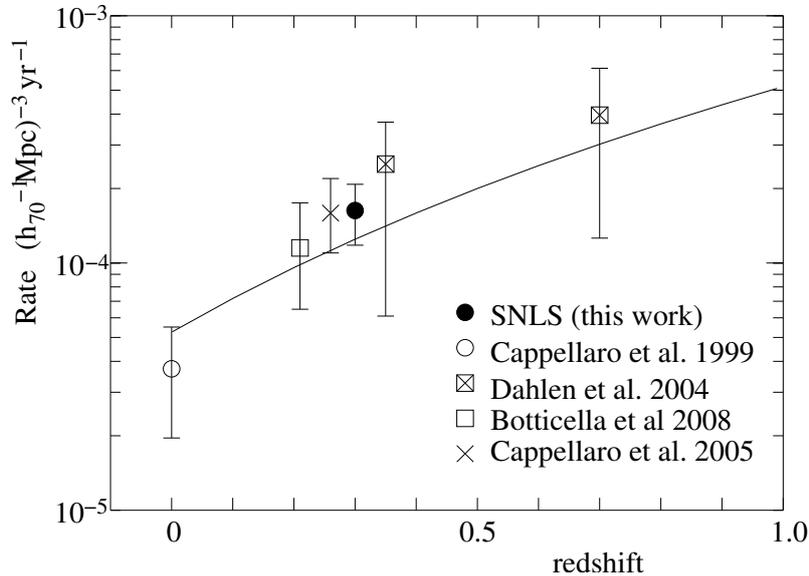


**Fig. 2.4** – En haut : 4 courbes de lumière caractéristiques de supernovæ de type Ia, Ib/Ic, II-P et II-L. La désintégration  ${}^{56}\text{Ni} \rightarrow {}^{56}\text{Co} \rightarrow {}^{56}\text{Fe}$  explique la luminosité remarquable des supernovæ Ia et son évolution particulière dans le temps. En bas : courbes de lumière en magnitude absolue et dans le filtre B pour 17 supernovæ de type Ia proches ( $0.01 \leq z \leq 0.1$ ) provenant du Calán/Tololo Survey. Figure adaptée de [Ham96b].

## 2.4 Taux d'explosion

Les supernovæ sont des événements rares : moins d'une dizaine de ces objets a été observée avant l'invention du télescope dont seulement cinq appartenait à la Voie Lactée ce qui correspondrait à 1 à 3 supernovæ par siècle et par galaxie si elles étaient toutes détectables. La connaissance précise de ce taux d'explosion est une information précieuse sur le taux d'enrichissement du milieu interstellaire et sur le taux de formation stellaire des galaxies. Sa connaissance permet également de contraindre les modèles possibles d'étoiles parentes de supernovæ. Cependant la mesure de ce taux d'explosion est très délicate. Elle nécessite un échantillon de supernovæ statistiquement significatif et un excellent contrôle de l'efficacité de détection. Ce taux peut évoluer avec l'âge de l'univers, donc avec le redshift, puisque les populations stellaires elle mêmes évoluent, entre autres

par leur métallicité [Coo09] ou au travers du taux de formation d'étoiles des galaxies [Gre09]. De plus cette mesure est dépendante du modèle cosmologique, et donc de la valeur supposée de  $\Omega_m$  et de  $\Omega_\Lambda$ .



**Fig. 2.5** – Différentes mesures du taux d’explosion des supernovæ thermonucléaires en fonction du redshift. En rond noir, la mesure effectuée dans le cadre du SuperNova Legacy Survey. Figure extraite de [Baz09].

En pratique le taux d’explosion s’exprime en nombre de supernovæ par unité de volume et de temps soit en  $h^3 \text{Mpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$ . Ce taux étant à relier à la taille de chaque galaxie, on le normalise aussi par rapport à une quantité liée à cette dernière, comme sa luminosité dans la bande B (alors en “SuperNova unit” où  $1 \text{SNu} = 1 \text{SN} / 10^{10} L_\odot^B / 10^2 \text{yr}$ ) ou comme sa masse (alors en nombre de SN par masse solaire et par siècle). Les valeurs du taux d’explosion des supernovæ gravitationnelles et des supernovæ Ia sont du même ordre de grandeur (SDSS-II : [Dil10] ; SNLS : [Nei06, Baz09] et Fig. 2.5) :  $R \sim 10^{-5} - 10^{-4} h^3 \text{Mpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$  soit  $\sim 0.3 - 0.7 h^2 \text{SNu}$ . Le taux d’explosion des supernovæ gravitationnelles est plus important que celui des supernovæ thermonucléaires car leurs étoiles parentes sont plus fréquentes. Cependant la statistique disponible pour sa mesure est plus faible que celle des supernovæ Ia, du fait de leur luminosité moindre ainsi que des stratégies de détection souvent adaptées à la seule découverte de supernovæ Ia (section 3.3.3).

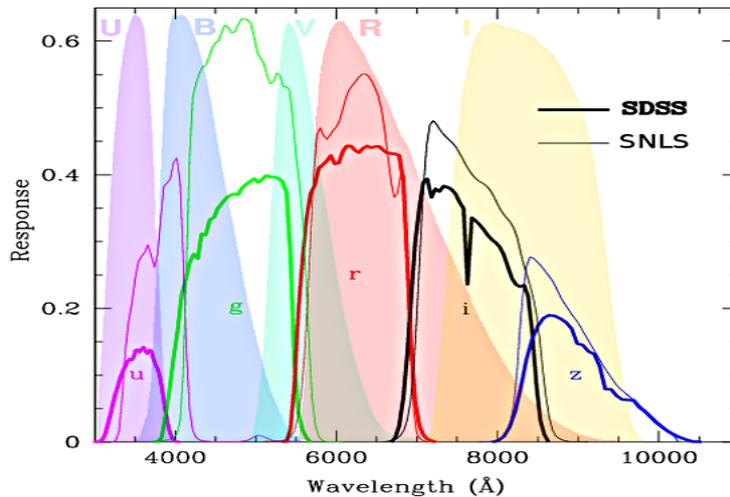
Le taux d’explosion dépend de la population stellaire de la galaxie hôte. D’une part les supernovæ gravitationnelles sont absentes des galaxies évoluées, peuplées d’étoiles âgées [Cap99], ce qui corrobore le modèle d’explosion des supernovæ Ib/Ic/II comme étant issues d’étoiles massives de courte de durée de vie. D’autre part, les supernovæ Ia sont présentes dans tous les types de galaxies. Elles sont associées à des populations stellaires récentes et très évoluées et leur taux est proportionnel à la masse et à l’activité stellaire de la galaxie [Man05] ce qui confirme le modèle d’explosion à partir d’une naine blanche mais suggère également l’existence de deux populations parentes. Cela pourraient être la manifestation de deux chemins évolutifs différents menant à l’explosion : une population avec un temps caractéristique long ( $\sim 3 \cdot 10^9 \text{yr}$ ) dont le taux serait proportionnel à la masse de la galaxie et une population avec une échelle de temps courte ( $\sim 10^8 \text{yr}$ ), dont le taux serait proportionnel à la masse mais aussi au taux de formation stellaire de la galaxie [Man06, Sul06b].

## 2.5 Photométrie des supernovæ

La photométrie de supernovæ consiste à effectuer une mesure de leur flux,  $\phi_\gamma(\lambda) \equiv \frac{d^3n}{d\lambda dt ds}$ , où celui-ci est intégré sur des bandes spectrales données (*broadband photometry*).

### 2.5.1 Photométrie “large bande” et systèmes photométriques

Une *bande spectrale* désigne une partie du spectre électromagnétique que laisse passer un *filtre standard*. Le profil de transmission de ce filtre détermine les propriétés de la bande (Fig. 2.7). Un ensemble choisi de bandes spectrales couvrant le spectre électromagnétique définit un *système photométrique*. Le système de Johnson-Cousins dit *UBVRI*<sup>11</sup> est largement utilisé pour exprimer des magnitudes optiques, notamment celles de supernovæ. Il se compose de bandes spectrales situées entre l’ultraviolet proche et l’infrarouge moyen (U : ultraviolet, B : bleu, V : visible, R : rouge, I : infrarouge). La caméra MegaCam hébergée au *Canada-France-Hawaii Telescope* (CTFH), sur laquelle s’appuie le *SuperNova Legacy Survey* (SNLS), emploie cependant un jeu de filtre  $u_M g_M r_M i_M z_M$ , très proche de celui utilisé par le *Sloan Digital Sky Survey II Supernova Survey* (SDSSII SS, cf. section 3.8.1), comme le montre la figure 2.6.

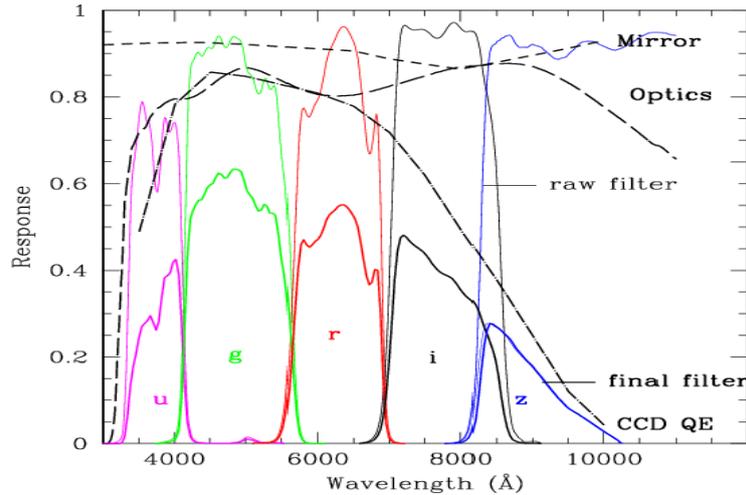


**Fig. 2.6** – Comparaison des domaines de longueur d’onde des systèmes de Johnson-Cousins (UBVRI), du SDSS (ugriz) et du SNLS ( $u_M g_M r_M i_M z_M$ ). Les transmissions des filtres standards U, B, V, R et I sont normalisées de façon arbitraire. Adapté d’après une image du CFHT [CFH]

Une mesure du flux ou de la magnitude d’une supernova dans une bande donnée est une mesure de la partie de son spectre intégrée sur cette bande. Selon la bande considérée, les valeurs des magnitudes mesurées et leur évolution peuvent être très différentes (section 2.3.1). L’information concernant la supernova est d’autant plus complète que le nombre de filtres est élevé. En particulier, les mesures de couleur, c’est-à-dire de la différence des magnitudes mesurées dans des bandes différentes, sont employées pour la standardisation des supernovæ (section 2.6.2).

Si l’on appelle  $\phi_\gamma(\lambda)$  le nombre de photons reçus par unité de surface, de temps et de longueur d’onde dans le référentiel de l’observateur, alors la magnitude mesurée dans une bande  $X$  s’écrit :

11. Il s’agit du système photométrique de Johnson-Cousins dont la description complète est disponible dans [Bes90]. Le terme de filtres de Bessel est aussi employé.



**Fig. 2.7** – La transmission effective d'un instrument (ici MegaCam au CFHT) prend en compte le profil de transmission des filtres ainsi que les caractéristiques de l'optique (transmission de l'optique du télescope, réflectivité du miroir primaire) et des senseurs (efficacité quantique des CCDs). Ces derniers ont une efficacité très réduite dans l'infrarouge. Crédits : CFHT [CFH].

$$m_X = -2.5 \log_{10} \int \phi_\gamma(\lambda) T_X(\lambda) d\lambda + C_X, \quad (2.2)$$

où  $T_X$  est la transmission effective dans la bande  $X$  en nombre d'ADUs (*Analogic to Digital Unit*) par photons et  $C_X$  correspond à la mesure du flux de l'étoile de référence dans cette bande, soit  $C_X = 2.5 \log_{10} \int \phi_\gamma^{ref}(\lambda) T_X(\lambda) d\lambda$ . L'énergie reçue par unité de surface, de temps et de longueur d'onde dans le référentiel de l'observateur  $\phi(\lambda)$  est reliée à  $\phi_\gamma(\lambda)$  par  $\phi_\gamma(\lambda) = \phi(\lambda) \frac{\lambda}{h c}$ .

### 2.5.2 Effet du décalage spectral

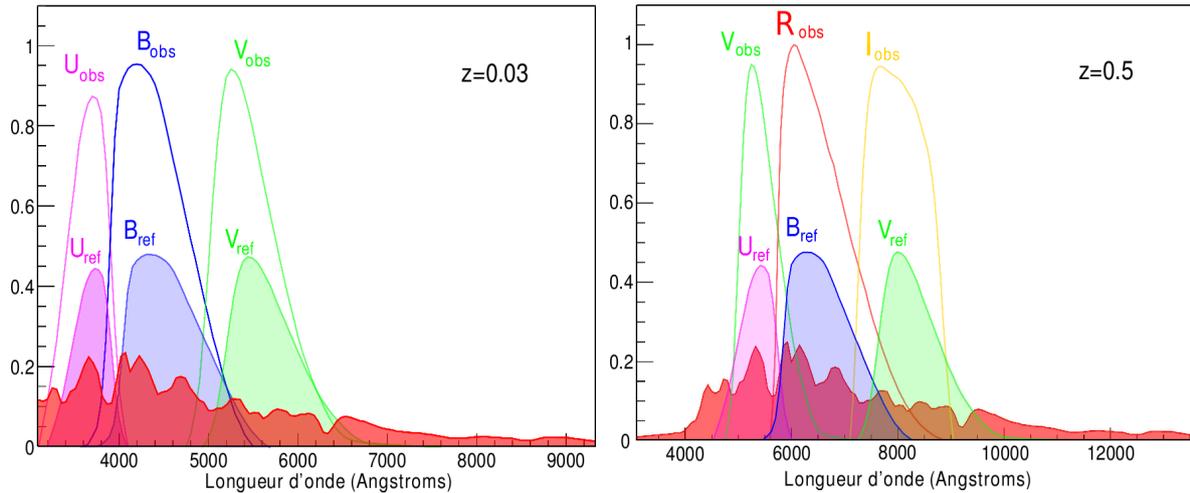
Le flux intégré dans une bande donnée dans le référentiel de l'observateur (*observing frame*) varie en fonction du redshift, puisque celui-ci dilate le spectre de la supernova dans le sens des grandes longueurs d'onde. Ainsi une supernova à  $z \sim 0$  verra la partie bleue de son spectre intégrée dans la bande B, mais la même supernova à  $z \sim 0.5$  ou  $z \sim 0.7$  verra cette fraction de son spectre intégrée dans la bande R ou I (Fig. 2.8). A défaut d'effectuer des mesures bolométriques, c'est-à-dire sur l'ensemble du spectre électromagnétique, l'effet de décalage complique donc la comparaison de la magnitude absolue d'objets que l'on suppose être des chandelles standards mais se situant à des distances très différentes. Une façon de contourner cet écueil est d'estimer un terme de correction, appelé *K-correction*, qui permet de passer des flux mesurés (*observing frame*) aux flux intrinsèques (*restframe*) dans des bandes éventuellement différentes à condition d'avoir la connaissance du spectre et du redshift de l'objet ainsi que des profils de transmission effectifs.

En pratique, la correction  $K_{XY}$  en magnitude amenant la magnitude mesurée dans une bande  $X$  vers la magnitude restframe dans une bande  $Y$  s'écrit :

$$K_{XY}(z) = 2.5 \log_{10} \left[ (1+z) \times \frac{\int \phi_\gamma(\lambda) T_X(\lambda) d\lambda}{\int \phi_\gamma(\lambda/(1+z)) T_Y(\lambda) d\lambda} \times \frac{\int \phi_\gamma^{ref}(\lambda) T_Y(\lambda) d\lambda}{\int \phi_\gamma^{ref}(\lambda) T_X(\lambda) d\lambda} \right], \quad (2.3)$$

où  $T_X(\lambda)$  et  $T_Z(\lambda)$  sont les profils de transmission effective des bandes  $X$  et  $Y$  et les définitions de  $\phi_\gamma$  et  $\phi_\gamma^{ref}$  sont identiques à celles de la section précédente. Dans le cas de filtres  $X$  et  $Y$

## 2.5 Photométrie des supernovæ



**Fig. 2.8** – A  $z = 0.5$ , la partie du spectre d’une supernova correspondant au bleu dans son référentiel propre,  $B_{\text{rest}}$ , se trouve intégrée dans le rouge dans le référentiel de l’observateur,  $R_{\text{obs}}$ . En rouge, un exemple spectre de supernova Ia.

identiques, la K-correction est indépendante de la référence. Une revue de ces K-corrections et de leur utilisation pour la photométrie de supernovæ est donnée dans l’article [Nug02].

La mise en œuvre de K-corrections ainsi définies implique la connaissance du spectre de chaque objet, ou au moins de sa couleur, que l’on doit extraire des données elles-mêmes. Or pour connaître sa couleur, il faut bien souvent corriger au préalable des effets du décalage vers le rouge. Une manière de ne pas se heurter à ce problème est d’intégrer ce type de correction à un modèle spectrophotométrique de la supernova que l’on ajuste sur les données. C’est la stratégie adoptée par le modèle SALT2 utilisée dans le cadre du SNLS (section 2.7).

### 2.5.3 Poussières et extinction

La présence de poussières dans le milieu interstellaire et intergalactique amène une difficulté supplémentaire. La lumière dont l’absorption dans ce milieu suit grossièrement une loi en  $1/\lambda$  subit un rougissement notable puisque les longueurs d’onde courtes, donc plutôt bleues, sont plus absorbées que celles plus grandes. Pour corriger cet effet, il faut connaître la loi d’absorption de cette poussière et la quantité de poussière traversée sur chaque ligne de visée.

Les poussières réémettent une partie de l’énergie absorbée dans l’infrarouge lointain. Cela a permis à l’instrument DIRBE (*Diffuse Infrared Background Experiment*) embarqué par COBE d’en retracer la distribution dans notre Galaxie [Sch98] (Fig. 3.3). Il est donc possible d’estimer de manière fiable l’extinction issue de la Voie Lactée, à condition de connaître la loi de cette extinction. On demeure cependant dans l’ignorance de la quantité de poussières de la galaxie hôte et dans le milieu intergalactique.

Pour un flux  $\phi_0(\lambda)$  traversant une colonne de poussière d’épaisseur  $L$  l’extinction due à cette absorption et diffusion se traduit par :

$$\phi_\lambda = \phi_0(\lambda) e^{-\tau_\lambda} \quad \text{avec} \quad \tau_\lambda = \sigma_\lambda \int_0^L n \, dl = \sigma_\lambda n L, \quad (2.4)$$

où  $\tau_\lambda$  est l’épaisseur optique intégrée le long de la ligne de visée,  $\sigma_\lambda$  est la section efficace

d'absorption et de diffusion et  $n$  est la densité de la poussière traversée. On peut définir l'absorption dans une longueur d'onde donnée  $A_\lambda$  comme :

$$m_{mes\lambda} = m_{0\lambda} + A_\lambda \quad \text{avec} \quad A_\lambda = 2.5 \log_{10}(e) \tau_\lambda = \kappa_\lambda L, \quad (2.5)$$

où on a défini la loi d'absorption  $\kappa_\lambda = 2.5 \log_{10}(e) n \sigma_\lambda$ . En intégrant l'absorption totale sur bande donnée, par exemple  $B$  ou  $V$ , on obtient l'excès de couleur  $(B - V)$  généré par cette absorption :

$$E(B - V) \equiv (B - V)_{mes} - (B - V)_0 = A_B - A_V = (\kappa_B - \kappa_V) L \quad (2.6)$$

$E(B - V)$  est alors une mesure de la quantité de poussière traversée le long de la ligne de visée. On peut définir de la même façon l'excès de couleur par rapport au visible pour n'importe quelle bande  $X$  donnée :  $E(X - V) = A_X - A_V$ . L'absorption totale dans cette bande s'écrit alors :

$$A_X = \mathcal{R}_X E(B - V), \quad (2.7)$$

où on a posé la quantité  $\mathcal{R}_X = \frac{\kappa_X}{\kappa_B - \kappa_V}$ .

L'absorption totale dans une bande donnée est donc totalement caractérisée par une mesure de  $E(B - V)$  et un modèle  $\kappa_\lambda$  raisonnable de la loi d'extinction (Fig. 2.9). Pour la voie Lactée, on montre que  $\mathcal{R}_V \equiv \frac{\kappa_V}{\kappa_B - \kappa_V} = 3.1$  [Car89].

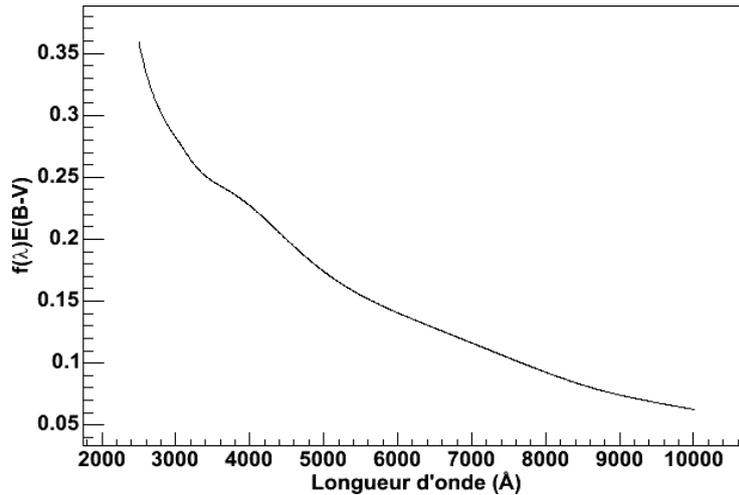


Fig. 2.9 – Loi d'extinction galactique selon la prescription de Cardelli [Car89].

## 2.6 Paramétrisation des courbes de lumière

Les supernovæ de type Ia (par la suite, les SNe Ia) sont-elles des chandelles standards ? Avec une dispersion maximale de leur magnitude au maximum d'environ 40%, cette classe est relativement homogène. Mais même faible cette dispersion conduit à une incertitude de 20% sur l'estimation de distance ( $2 \sigma_d/d = \sigma_f/f = 2.5/\ln(10) \sigma_m \simeq 1.08 \sigma_m$ ).

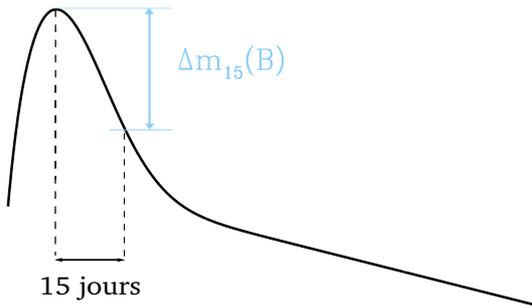
Toutefois la corrélation apparente entre magnitude au maximum et taux de décroissance de la courbe de lumière (Fig. 2.4), ainsi que celles possibles avec d'autres observables indépendantes (par exemple la couleur de la supernova) peuvent être utilisées pour réduire la dispersion de la magnitude au maximum des SNe Ia. A défaut d'être réellement standards, les SNe Ia sont donc des *chandelles standardisables*.

## 2.6 Paramétrisation des courbes de lumière

### 2.6.1 Maximum de luminosité et taux de décroissance

L'existence d'une corrélation entre la magnitude des SNe Ia et leur taux de décroissance a été envisagée à partir des années 70 [Bar73, Psk77]. Faute de statistique suffisante, il a fallu attendre les années 90 pour que cette corrélation soit définitivement mise en évidence [Phi93, Ham96a, Ham96b]. C'est la relation "*brighter-slower*" déjà mentionnée : plus une SN Ia est brillante, plus son taux de déclin est faible, et réciproquement.

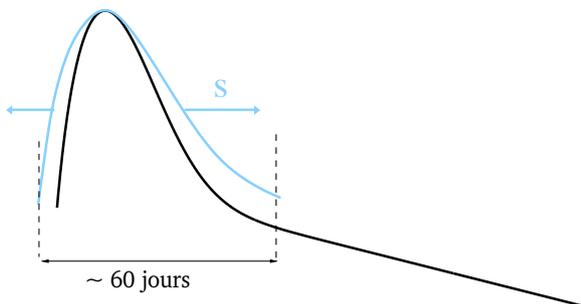
Suivant [Phi93], on peut définir un paramètre de ce taux de décroissance  $\Delta m_{15}$  en mesurant le déclin en magnitude mesuré dans la bande B entre le maximum et 15 jours plus tard.



$$\Delta m_{15} = m_B(t_{max}) - m_B(t_{max} + 15 \text{ jrs}) \quad (2.8)$$

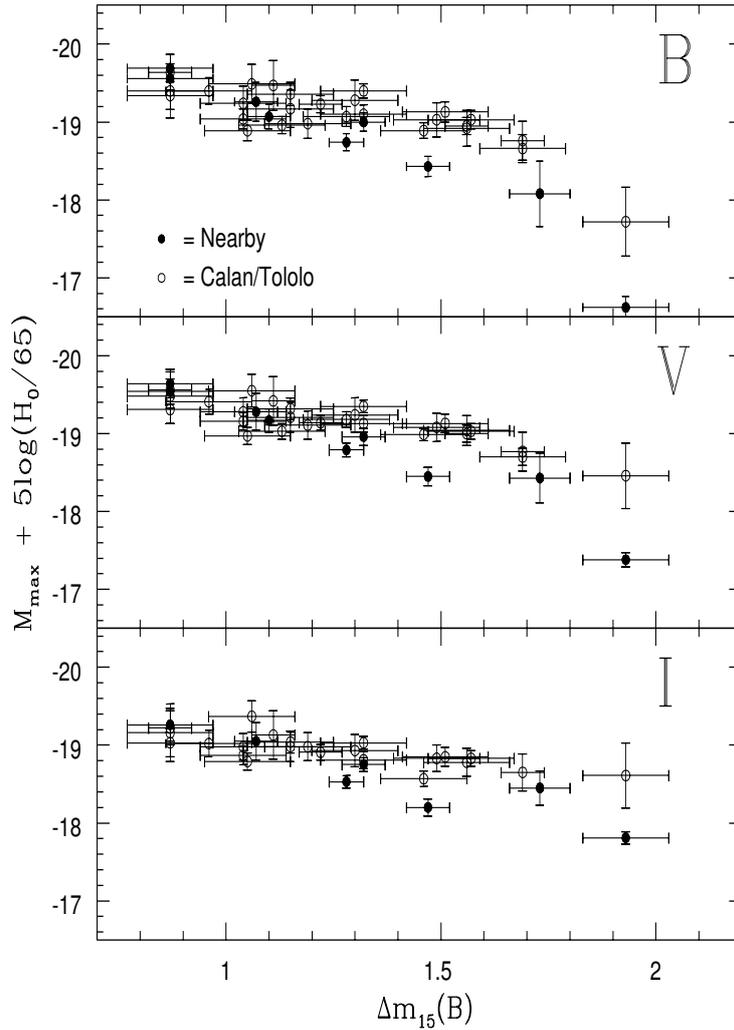
En quantifiant cette corrélation, on peut espérer calculer une magnitude au maximum "corrigée" dont la dispersion sera plus faible. Dans l'hypothèse d'une corrélation linéaire (ce que semblent favoriser les observations, Fig. 2.10), celle-ci se réduit à  $\sigma_{Bmax} \approx 0.17$  mag,  $\sigma_{Vmax} \approx 0.14$  mag et  $\sigma_{Imax} \approx 0.13$  mag [Ham96b]. L'incertitude sur la distance est alors réduite à 7-10%.

Profitant d'un meilleur échantillonnage des mesures incluant des mesures pré-maximum l'équipe du Supernova Cosmology Project a introduit un autre paramètre pour décrire ce taux de décroissance [Per97, Per99] qui consiste à estimer le facteur d'étirement temporel de la courbe de lumière (*stretch factor* et par la suite "s") par rapport à un patron de courbe de lumière pris comme référence.



$$m_{mesure}(t) = m_{patron}(t/s) \quad (2.9)$$

Cette paramétrisation n'est pertinente qu'à des époques qui ne sont pas trop éloignées du maximum : entre -20 et +40 jours autour du maximum dans la bande B [Gol01]. Grâce à la mesure de la corrélation  $M_{max} - s$  on peut réduire la dispersion à une valeur similaire à celle obtenue en utilisant le paramètre  $\Delta m_{15}$ , soit  $\sim 0.15$  mag. Les deux paramètres peuvent d'ailleurs s'exprimer simplement l'un en fonction de l'autre :  $\Delta m_{15} \approx (1.96 \pm 0.17)(s^{-1} - 1) + 1.07$ , suivant un ajustement effectué dans [Per97].



**Fig. 2.10** – Corrélation  $M_{max} - \Delta m_{15}$  observée dans l’échantillon du Calán/Tololo Survey (repères blancs) et dans l’échantillon de [Phi93] (repères noirs). Image extraite de [Ham96b].

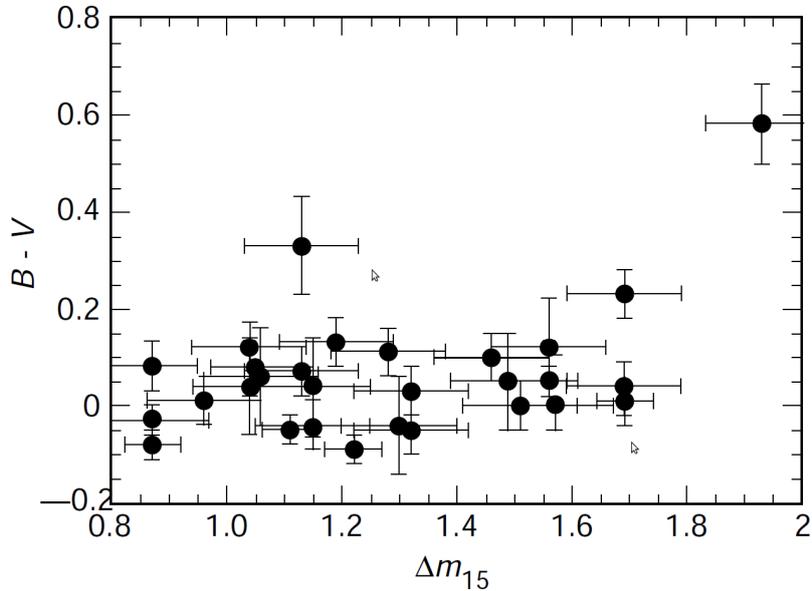
### 2.6.2 Maximum de luminosité et couleur

En plus d’un premier paramètre décrivant la forme de la courbe de lumière, on a montré que la magnitude dans la bande B pouvait être modélisée en incluant un deuxième paramètre sous la forme d’un terme de couleur :  $(B - V)$  mesuré au maximum [Tri98]. On parle de la relation “*brighter-bluer*” : *plus une SN Ia est brillante, plus sa couleur est bleue*, et réciproquement. Cependant son interprétation est sujette à débat. Il s’agit de déterminer si la variation de cette couleur dans la population des SNe Ia est une propriété intrinsèque de cette classe d’objet ou un effet d’extinction dû aux poussières galactiques et intergalactiques (section 2.5.3).

[Phi99] calculent l’excès de couleur  $E(B - V)$  pour un lot d’une soixantaine de supernovæ proches ( $z \lesssim 0.05$ ) du Calán/Tololo Survey en estimant pour chaque supernova sa couleur intrinsèque  $(B - V)_{0,max}$ . Il se basent pour cela sur une estimation des relations liant cette couleur et  $\Delta m_{15}$ , dont l’ajustement est fait sur la base d’un lot de 6 supernovæ dont l’extinction par la galaxie hôte est supposée nulle ou négligeable. En retour, une estimation de l’extinction de la galaxie hôte est accessible, après correction de l’extinction Galactique sur la base d’une loi de Cardelli avec  $\mathcal{R}_V = 3.1$ .

## 2.6 Paramétrisation des courbes de lumière

Il convient toutefois de souligner les points suivants de l'analyse décrite dans [Phi99]. Premièrement les couleurs  $(B - V)_{0,\max}$  et  $(V - I)_{0,\max}$  et le taux de décroissance  $n'y$  sont pas des paramètres indépendants bien que cette corrélation entre la couleur  $(B - V)_{0,\max}$  et  $\Delta m_{15}$  fût mesurée comme relativement peu significative sur un autre échantillon de supernovæ du Calán/Tololo Survey [Tri99] (Fig. 2.11). De plus d'un point de vue des résultats de cosmologie, il est certainement plus justifié d'ajuster directement sur les données les corrélations de la luminosité avec la forme de la courbe de lumière et avec la couleur, plutôt que de tenter de contraindre la dépendance de ces deux paramètres. Une dépendance linéaire entre forme et couleur de la supernova est alors simplement absorbée dans l'ajustement de ces corrélations. Deuxièmement leur estimation de l'excès de couleur de la galaxie hôte est probablement surévaluée et ce potentiellement du fait que les 6 supernovæ supposées non éteintes le sont en réalité en partie [Par00]. Un effet de dispersion en couleur intrinsèque ne peut être exclu. Enfin suivre la prescription de [Car89] avec  $\mathcal{R}_V = 3.1$  revient à supposer que la nature des poussières dans les galaxies hôtes est similaire à celle des poussières Galactiques, ce que rien ne démontre. C'est une hypothèse forte à considérer avec précaution.



**Fig. 2.11** – Distribution de la couleur  $(B - V)_{\max}$  et de  $\Delta m_{15}$  mesurés pour 29 supernovæ Ia du Calán/Tololo Survey. Les deux paramètres ne montrent pas de corrélation. Figure extraite de [Tri99].

D'autres méthodes essaient de s'affranchir partiellement de l'influence de l'extinction. Ainsi *CMAGIC* [Wan06a, Con06] propose d'utiliser la magnitude dans la bande B non plus au maximum mais lorsque la couleur est égale à  $(B - V) = 0.6$ . Les auteurs avancent en effet que cette quantité serait deux fois moins sensible aux corrections d'extinction. Elle est aussi corrélée à la forme de la courbe de lumière. Une fois corrigée de cette corrélation, le dispersion obtenu avec *CMAGIC* est de 0.012 mag.

Une dispersion similaire est observée en combinant la paramétrisation de la forme de la courbe de lumière  $\Delta m_{15}$  avec une paramétrisation  $\Delta C_{12}$ , c'est-à-dire la couleur  $(B - V)$  12 jours après le maximum en B [Wan05, Wan06b].

### 2.6.3 Vers une paramétrisation plus exhaustive

En plus d'un paramètre de forme et d'un paramètre de couleur, d'autres observables ont été identifiées comme étant corrélées avec leur magnitude absolue des SNe Ia. Un modèle de courbe de lumière à plus de 2 paramètres (forme + couleur) peut être envisagé<sup>12</sup>.

#### Propriétés spectrales

Des corrélations entre la magnitude en B et les caractéristiques spectrales ont été observées via la rapport de certaines raies :  $\mathcal{R}(\text{SiII}_{5800\text{\AA}}/\text{SiII}_{6150\text{\AA}})$  et  $\mathcal{R}(\text{CaII}_{3650\text{\AA}}/\text{CaII}_{3925\text{\AA}})$  [Nug95]. Bien que reproduites par les simulations de spectres synthétiques, ces corrélations sont peu exploitées car leur mise en oeuvre nécessite un très bon signal sur bruit sur le spectre mesuré. Malheureusement le doublet du calcium est exposé à une forte extinction galactique (cassure de Balmer à 4000Å) et les raies du SiII des supernovæ lointaines sont déplacées dans l'infrarouge où l'efficacité de mesure est tellement faible qu'elles ne sont par conséquent pratiquement jamais mesurées.

Le programme de recherche et de suivi spectrophotométrique de supernovæ proches Nearby Supernova Factory (section 3.8.1) a récemment mis en évidence que certaines corrélations spectrales pouvaient être éventuellement plus contraignantes que celles photométriques exploitées à ce jour [Bai09]. Leur analyse exploite une méthode de séparation de composante qui permet d'estimer la corrélation de chaque bin de longueur d'onde du spectre des supernovæ avec leur magnitude en B au maximum. Le rapport spectral de plus haute corrélation identifiée est alors  $\mathcal{R}_{642\text{nm}/443\text{nm}}$ . En s'appuyant sur ce résultat la dispersion au diagramme de Hubble est réduite à 0.125 mag (contre 0.161 mag en utilisant l'estimateur SALT2 sur le même lot de supernovæ). Malheureusement exporter cette méthode à des lots de plus grande statistique incluant des supernovæ lointaines nécessiterait d'accéder à une qualité de suivi spectroscopique encore inaccessible.

#### Propriétés de l'hôte

Dans [Ham95, Ham96b] les auteurs avancent une corrélation possible entre la luminosité des supernovæ et le type morphologique de leur galaxie hôte. Ils observent que les supernovæ les plus lumineuses se restreignent aux galaxies spirales/irrégulières (*late-type*). Ce ne peut donc être un effet d'extinction, puisque les galaxies spirales étant plus jeunes et possédant plus de poussières que les galaxies elliptiques/lenticulaires (*early-type*), l'extinction attendue devrait y être plus importante. Le taux de décroissance moyen des SNe Ia observées dans les galaxies elliptiques et spirales diffère également [Ham00, Sul06b] : il est plus faible dans les galaxies évoluées. Les populations stellaires jeunes fournissent donc des supernovæ plus brillantes et plus lentes : cette corrélation pourrait donc s'expliquer par un facteur d'évolution chimique.

Il a été récemment observé par le SDSS [Lam10] et par le SNLS [Sul10] que la magnitude, *une fois corrigée de la corrélation avec le stretch et la couleur*, diffère selon le taux de formation stellaire et la masse de la galaxie. La métallicité<sup>13</sup> de l'hôte est certainement au centre de ce constat [Nei09, Sul10]. On s'attend en effet à ce que la métallicité du milieu influence sensiblement la masse de  $^{56}\text{Ni}$  produite. Il n'est pas cependant pas aisé d'accéder à une mesure directe de la métallicité des hôtes. Un modèle d'évolution spectrale des galaxies est nécessaire. L'impact en terme d'incertitude systématiques sur les résultats de cosmologie est discuté dans la section 2.9.3.

12. Concernant les corrélations spectrales, cela n'est envisable qu'à partir du moment où on dispose d'une modélisation de la séquence spectrale de la supernova (section 2.7.2). Pour les effets de l'environnement, un procédé simple est d'isoler les populations de supernovæ selon le type de leur hôte (section 2.9.3).

13. En astronomie on appelle métallicité la proportion d'éléments plus lourds que l'hydrogène et l'hélium. Compte tenu de l'enrichissement continu des galaxies, la métallicité est plus importante à petit qu'à grand redshift.

### 2.7 Modélisation de la courbe de lumière

La distance d'une supernova est estimée à partir d'une mesure de sa magnitude au maximum dans la bande B restframe, d'un paramètre de forme de ses courbes de lumière et de sa couleur.

On peut distinguer deux types d'approche à ce problème :

1. l'ajustement de patrons de courbes de lumière (*templates*) sur les mesures de flux de la supernova, préalablement K-corrigées pour correspondre à des mesures dans des filtres restframe donnés. C'est le cas de  $\Delta m_{15}$ , stretch, CMAGIC et MLCS2k2 ;
2. l'ajustement d'un modèle spectrophotométrique  $\phi_\gamma(t, \lambda)$  pouvant être arbitrairement décalé vers le rouge et intégré dans un filtre quelconque. Les modèles SALT2 et SiFTO en sont des exemples.

En plus de ces différences de principe, le traitement de la couleur de la supernova peut également être très différent selon les hypothèses qui sont faites sur la nature de son excès de couleur. On présente ici les méthodes MLCS2k2, SALT2 et SiFTO.

#### 2.7.1 MLCS2k2

L'équipe du High-Z Supernova Search Team a développé un modèle de courbe de lumière, dénommé MLCS (*Multicolor Light Curve Shape*), basé sur la construction de patrons qui viennent s'ajuster les courbes de lumière observées [Rie96, Rie98, Ton03]. La version actuelle se nomme MLCS2k2 [Jha07]. Suivant la description de [Kes09] le modèle s'écrit :

$$m^{MLCS}(t, f) = M(t, f') + P(t, f')\Delta + Q(t, f')\Delta^2 + X_{host}(t, f') + X_{MW}(t, f') + K_{f f'}(t) + \mu, \quad (2.10)$$

où  $t$  est la phase<sup>14</sup>,  $f$  est le filtre dans lequel la supernova a été mesurée,  $f' (= UBVRI)$  sont les filtres dans le référentiel de la supernovæ et pour lesquels le modèle est défini,  $\Delta$  est le paramètre qui tient compte dans MLCS2k2 de la corrélation entre la luminosité et la forme de la courbe de lumière,  $X_{host}$  est l'extinction de la galaxie hôte et  $X_{MW}$  est l'extinction de la Voie Lactée,  $K_{f f'}$  est la K-correction entre les filtres observateurs et restframe et enfin  $\mu$  est le module de distance de la supernova.

$M$ ,  $P$ , et  $Q$  sont des fonctions qui décrivent le patron de courbe de lumière de la supernova :  $M$  décrit la magnitude absolue de la supernova pour  $\Delta = 0$  et  $P$  et  $Q$  sont des corrections linéaires et quadratiques en  $\Delta$  dépendantes du temps. Ces trois fonctions sont communes à tous les supernovæ et sont déterminées sur la base d'un lot d'entraînement. Certaines des supernovæ de ce lot se présentent dans des hôtes hébergeant des Céphéïdes, donc avec une distance physique accessible.

L'estimation de la K-correction est indépendante de l'ajustement et suit la procédure décrite dans [Nug02]. Toute variation de couleur par rapport au patron  $M$  et une fois corrigée de l'extinction Galactique est attribuée à de l'extinction causée par la galaxie hôte. Celle-ci est estimée en supposant que l'extinction suit la loi de Cardelli [Car89]. Cela suppose donc que cette extinction est similaire à celle de la poussière de la Voie Lactée.  $A_V$  est estimée en comparant la couleur attendue (celle du patron) et la couleur observée, et en effectuant une moyenne pondérée par la distribution attendue de la couleur intrinsèque de la supernova d'une part et de l'extinction d'autre part.  $R_V$  peut-être fixé à 3.1 [Jha07] ou laissé libre et ajusté sur l'échantillon de supernovæ [Kes09].

---

14. La phase d'une mesure caractérise le temps restframe par rapport au maximum en B.

Par suite, pour chaque supernova on ajuste par moindres carrés les paramètres libres  $\Delta$ ,  $A_V$ ,  $\mu$ ,  $t_{max}$  sur le jeu de ses courbes de lumière. Les supernovæ hébergées par des hôtes contenant des Céphéïdes permettent de raccrocher l'échelle des distances ajustées à des distance physiques. Sur un lot de 133 supernovæ proches modélisées avec MLCS2k2, la dispersion au diagramme de Hubble est de 0.18 mag, et de seulement 0.14 mag si on soustrait l'incertitude sur les vitesses particulières [Jha07].

### 2.7.2 SALT2

L'équipe du SuperNova Legacy Survey a développé un tout autre modèle, dénommé SALT (*Spectral Adaptive Lightcurve Template*) qui consiste en un modèle spectrophotométrique totalement empirique, qui paramétrise la séquence spectrale (SED) de la supernova [Guy05]. Les K-corrections sont donc naturellement intégrées au modèle. Cela permet notamment une propagation plus directe des erreurs sur ces corrections. Le modèle permet d'exprimer la magnitude absolue des supernovæ dans n'importe quelle bande restframe  $X$  dont on dispose d'une modélisation de la transmission  $T_X$ . La version actuelle se nomme SALT2 [Guy07].

En pratique le modèle SALT2 paramétrise la séquence spectrale restframe de la supernova (donc exprimée en fonction de  $\lambda_e$ ) par la phase  $p$  et par rapport à un paramètre de forme de la courbe de lumière  $X_1$  et un paramètre de couleur de la supernova  $C$  :

$$\phi^{SALT2}(p, \lambda_e) = X_0 \times [M_0(p, \lambda_e) + X_1 M_1(p, \lambda_e) + \dots] \times \exp[C \text{ CL}(\lambda_e)] \quad (2.11)$$

$\phi^{SALT2}$  est l'énergie émise par unité de temps et de longueur d'onde restframe, ici divisée par le facteur  $4 \pi d_L^2$ .  $\phi^{SALT2}$  est reliée au flux de photons reçus par la relation  $\phi_\gamma(\lambda) = \phi^{SALT2}(\lambda_e) \times \frac{\lambda_e}{h c}$ .  $X_0$  est la normalisation du flux, pris dans ce modèle comme un paramètre libre. Aucune information sur la distance des supernovæ n'est donc requise;  $C$  est l'excès de couleur moyen par rapport au maximum :  $C = (B - V)_{max} - \langle B - V \rangle$ ;  $\text{CL}(\lambda)$  la loi de correction de la couleur des supernovæ, sans a priori sur la nature de cette correction. L'originalité de SALT2 est qu'il fait usage d'une analyse en composantes principales (*Principal Component Analysis* ou PCA) de la séquence spectrale :  $M_0(p, \lambda)$  est la séquence spectrale moyenne, et  $M_k(p, \lambda)$ ,  $k > 0$ , sont les composantes supplémentaires qui décrivent la variabilité des SNe Ia<sup>15</sup>.

Le modèle est entraîné sur un lot de SNe Ia proches et lointaines. La figure 4.15 montre que le coefficient de la première composante additionnelle  $X_1$  reproduit naturellement le rôle d'un paramètre de forme de la courbe de lumière, sans qu'aucune contrainte dans ce sens n'ait été imposée. De plus SALT2 ne cherche pas à déterminer la nature de l'excès de couleur des supernovæ, qu'il soit un effet d'extinction ou le fruit d'une dispersion en couleur intrinsèque des SNe Ia. La loi de Cardelli n'est donc pas imposée, au contraire la loi de couleur est ajustée en même temps que les paramètres  $M_0(p, \lambda)$  et  $M_k(p, \lambda)$  (Fig. 4.14). L'implémentation de SALT2 et sa mise en oeuvre sur les données du SNLS sont abordées plus en détail dans le chapitre 4.

### 2.7.3 SiFTO

Dans le programme SNLS l'ensemble de la chaîne d'analyse est effectuée de manière parallèle et indépendante par une équipe française et une équipe canadienne. Cela inclut le modèle de courbe de lumière, dont la version canadienne est nommée SiFTO.

---

15. Il faut noter que le modèle n'est pas une PCA au sens rigoureux car il incorpore une terme d'extinction exponentielle.

## 2.8 Diagramme de Hubble

La philosophie de SiFTO n'est pas strictement identique à celle de SALT2. Le modèle cherche à reproduire également la séquence spectrale de la supernova - donc les K-corrections sont également intégrées dans le modèle - mais celle-ci n'est plus déterminée par analyse de composantes principales mais par ajustement sur une base de patrons de spectres [Hsi07]. Ainsi le facteur de forme de la courbe de lumière est ici réellement un facteur d'étirement temporel. D'autre part, les amplitudes des courbes de lumière dans les filtres observés sont ajustées indépendamment et le spectre au maximum est modélisé de façon à reproduire ces amplitudes et afin de laisser à la séquence spectrale une certaine variabilité, notamment dans l'UV proche. La couleur ( $B - V$ ) restframe de la supernova est calculée non seulement à partir du ( $B - V$ ) de ce spectre ajusté, mais aussi à partir de relations observées entre la couleur ( $B - V$ ), le stretch et les couleurs ( $U - B$ ) et ( $V - R$ ) sur un échantillon restreint des données du SNLS. On peut trouver une description détaillée du modèle SiFTO, ainsi qu'une comparaison avec SALT2 dans les articles [Con08, Guy10].

## 2.8 Diagramme de Hubble

En astronomie on désigne par le terme de diagramme de Hubble le graphique de la distance - ou d'une observable équivalente sachant que  $\mu = m - M = -5 \log_{10} d_L + 5$  - d'un lot d'objets en fonction de leur redshift. Les figures 2.12 et 2.13 en présentent des exemples.

Cette section présente l'ajustement d'un modèle aux données de ce diagramme. Les notations et définitions se basent sur celles employées dans l'analyse SNLS.

### 2.8.1 Magnitude et distance de luminosité

La distance de luminosité  $d_L$  relie le nombre de photons reçus par unité de surface, de temps et de longueur d'onde dans le référentiel de l'observateur,  $\phi_\gamma(\lambda) \equiv \frac{d^3 n}{d\lambda dt ds}$ , au nombre de photons émis par unité de temps et de longueur d'onde restframe  $L_\gamma(\lambda_e) \equiv \frac{d^2 n}{d\lambda_e dt}$ , :

$$\phi_\gamma(\lambda) = \frac{1}{4 \pi d_L^2} L_\gamma(\lambda_e) \quad (2.12)$$

La relation équivalente pour l'énergie émise par unité de longueur d'onde restframe et reçue par unité de longueur d'onde est  $\phi(\lambda) = \frac{1}{4 \pi d_L^2} L(\lambda_e) \times (1+z)^{-1}$ .

La magnitude absolue dans la bande B est la magnitude de l'objet mesuré s'il était situé à  $d_0 = 10$  pc :

$$M_B = -2.5 \log_{10} \left( \int \frac{1}{4 \pi d_0^2} L_\gamma(\lambda_e) T_B(\lambda_e) d\lambda_e \right) + ZP_B \quad (2.13)$$

On définit alors :

$$m_B^* = -2.5 \log_{10} \left( \frac{1}{1+z} \int \phi_\gamma(\lambda) T_B^*(\lambda) d\lambda \right) + ZP_B, \quad (2.14)$$

associé à la mesure du flux de l'objet dans la bande B décalée telle que  $T_{B^*}(\lambda) \equiv T_B\left(\frac{\lambda}{1+z}\right)$ .

L'équation 2.12 devient alors :

$$m_B^* = M_B + 5 \log_{10} \left( \frac{d_L}{10 \text{ pc}} \right) \quad (2.15)$$

### 2.8.2 Ajustement du diagramme

La distance de luminosité est reliée au modèle cosmologique, et dans l'hypothèse où  $\Omega_m$  et  $\Omega_{DE}$  dominant, par l'expression :

$$d_L = \frac{c(1+z)}{H_0 \sqrt{|1-\Omega_{tot}|}} S_k \left( \sqrt{|1-\Omega_{tot}|} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_{DE} \exp\left(3 \int_0^z \frac{1+w_{DE}(z')}{1+z'} dz'\right)}} \right) \quad (2.16)$$

On peut noter qu'il est possible de séparer la dépendance en  $H_0$  de celles des autres paramètres cosmologiques :

$$d_L = \frac{c}{H_0} \mathcal{D}_L(z; \Omega_m, \Omega_{DE}, w_{DE}) \quad (2.17)$$

Si on pose maintenant  $\widetilde{M}_B = M_B - 5 \log h_{70}$  avec  $h_{70} = \frac{H_0}{70}$ , alors la relation 2.15 se réécrit en absorbant la dépendance en  $H_0$  dans  $\widetilde{M}_B$  par :

$$m_B^* = \widetilde{M}_B + 5 \log_{10}(\mathcal{D}_L) + 43.16 \quad (2.18)$$

Afin de tenir compte des corrélations entre la forme de la courbe de lumière, la couleur et la luminosité de la supernova, on modélise la magnitude absolue par :

$$\widetilde{M}_B = \mathcal{M}_B - \alpha \times \text{forme} + \beta \times \text{couleur} \quad (2.19)$$

On ajuste alors sur les données de chaque supernova ( $m_{B,i}^*$ , forme<sub>i</sub>, couleur<sub>i</sub>) le modèle suivant :

$$m_{B,\text{model}}^* = \mathcal{M}_B - \alpha \times \text{forme} + \beta \times \text{couleur} + 5 \log \mathcal{D}(z; \Omega_m, \Omega_{DE}, w_{DE}) + 43.16 \quad (2.20)$$

en suivant la méthode générique des moindres carrés :

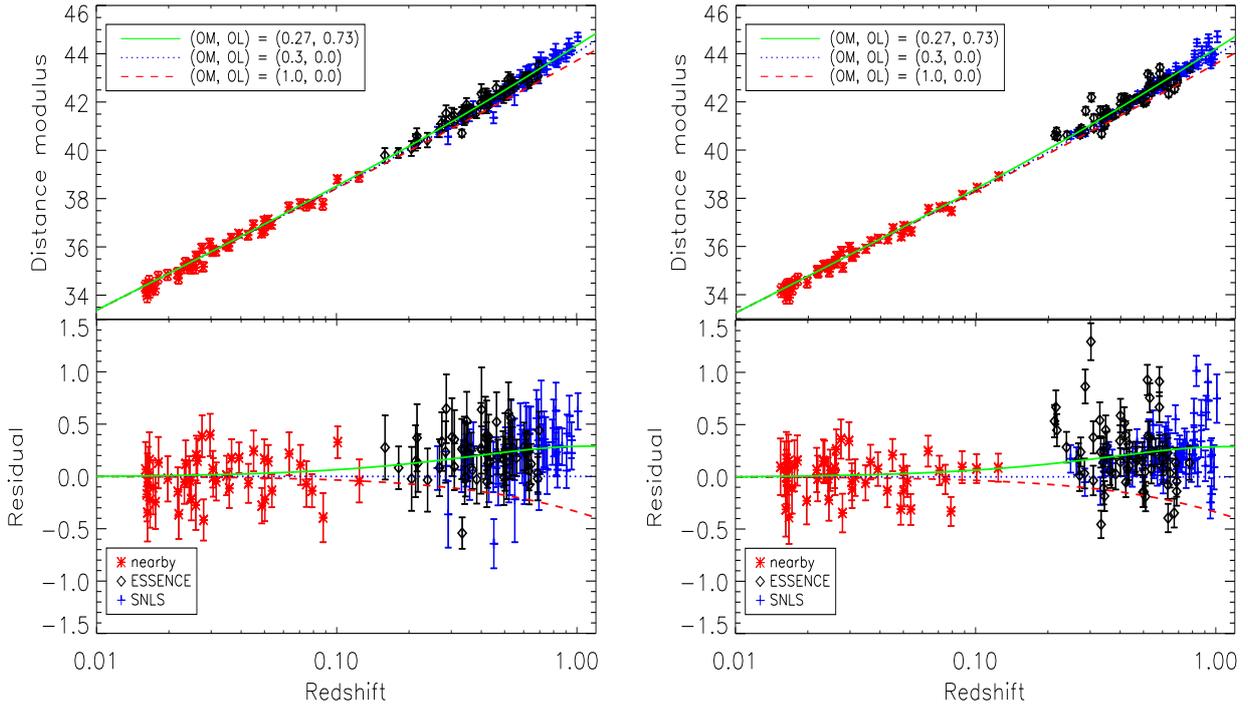
$$\chi^2 = \sum_{i=SN} \frac{\left(m_{B,i}^* - m_{B,\text{model}}^*(z_i; \text{couleur}_i, \text{forme}_i; \mathcal{M}_B, \alpha, \beta; \Omega_m, \Omega_{DE}, w_{DE})\right)^2}{\sigma_i^2 + \sigma_{int}^2} \quad (2.21)$$

L'ajustement est pondéré par l'erreur sur  $m_{B,i}^*$ ,  $\sigma_i$ , et par une dispersion intrinsèque  $\sigma_{int}$  qui assure un  $\chi^2$  minimum par degré de liberté égal à 1. Les paramètres cosmologiques sont donc ajustés en même temps que les paramètres décrivant la loi de luminosité des SNe Ia,  $\mathcal{M}_B$ ,  $\alpha$  et  $\beta$ .

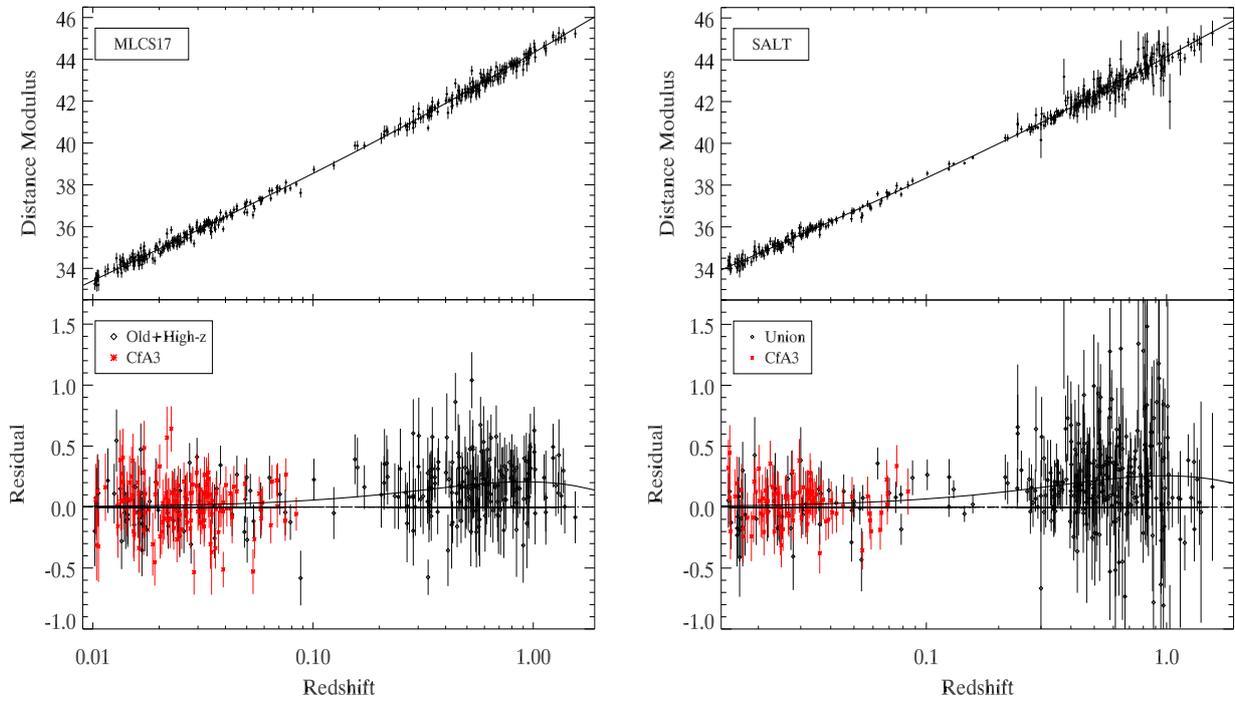
La figure 2.12 présente deux diagrammes de Hubble et leur résidus après utilisation des modèles MLCS et SALT (pour les détails sur les lots utilisés : [Woo07]). Les deux modèles génèrent des différences faibles dans la standardisation des supernovæ mais la cosmologie ajustée est cohérente entre les deux méthodes.

A titre d'exemple on présente dans la figure 2.13 une démarche similaire réalisée lors d'une autre analyse comportant une comparaison des méthodes SALT2 et MLCS (pour les détails sur les lots utilisés : [Hic09]). On remarque cependant que dans ce cas la dispersion du diagramme avec SALT est visiblement plus grande que celles avec MLCS, surtout pour les supernovæ lointaines. Ceci provient de l'usage par les auteurs d'une coupure très restrictive sur la partie UV de la séquence spectrale des supernovæ. L'ajustement des supernovæ à grand redshift (c'est-à-dire SNLS-3) se limite donc aux bandes i et z, relativement bruitées, et dégradant de ce fait grandement la précision de la mesure de la couleur (cf. Tab 1 [Guy10]). De plus les hypothèses fortes du modèle MLCS sur la correction d'extinction et donc sur la couleur des supernovæ réduisent

## 2.8 Diagramme de Hubble



**Fig. 2.12** – Diagrammes de Hubble et résidus au modèle ( $\Omega_m = 0.3, \Omega_\Lambda = 0$ ) pour des SNe Ia des programmes ESSENCE et SNLS et d’un lot composite de supernovæ proches. On a modélisé les courbes de lumière des supernovæ avec à gauche MLCS et à droite SALT. Figures extraites de [Woo07].



**Fig. 2.13** – Diagrammes de Hubble et résidus au modèle ( $\Omega_m = 0.27, \Omega_\Lambda = 0$ ) pour des SNe Ia de la compilation Constitution (supernovæ Ia des lots Union et CfA3). On a modélisé les courbes de lumière des supernovæ avec à gauche MLCS et à droite SALT. Figures extraites de [Hic09].

arbitrairement la dispersion en couleur (section 2.7). Ces “priors” sont une loi d’extinction de Cardelli, une valeur de  $\mathcal{R}_V = 1.7$  et une hypothèse sur la distribution de  $A_V$  :  $A_V > 0$  (extinction pure) et  $p(A_V) \propto \exp(-A_V/0.46\text{mag})$ .

Cette comparaison est donc biaisée et elle illustre que l’ajustement diagramme de Hubble peut être relativement sensible aux hypothèses faites par les modèles, ici notamment sur le traitement de la couleur. Une analyse plus rigoureuse des hypothèses des modèle MLCS2k2 et SALT2 et de leur impact sur l’ajustement de la cosmologie est disponible dans l’article [Kes09].

### 2.9 Effets systématiques

On peut partager assez simplement le budget des effets systématiques qui affectent l’ajustement de la cosmologie effectuée avec les SNe Ia en trois catégories : ceux qui proviennent de l’expérience et de la mesure elle-même (photométrie des supernovæ, ajustement des courbes de lumière, calibration photométrique, effet de sélection et de contamination), ceux qui proviennent des hypothèses faites sur la population des supernovæ Ia (dispersion en couleur, effets d’évolution) et ceux qui sont liés à des effets astrophysiques qui sont des nuisances pour l’analyse et les résultats de cosmologie (lentilles gravitationnelles, poussières grises). Cette section décrit quelques unes de ces incertitudes systématiques. Le budget ici présenté s’appuie directement sur celui établi par le SuperNova Legacy Survey.

#### 2.9.1 Incertitudes sur les mesures

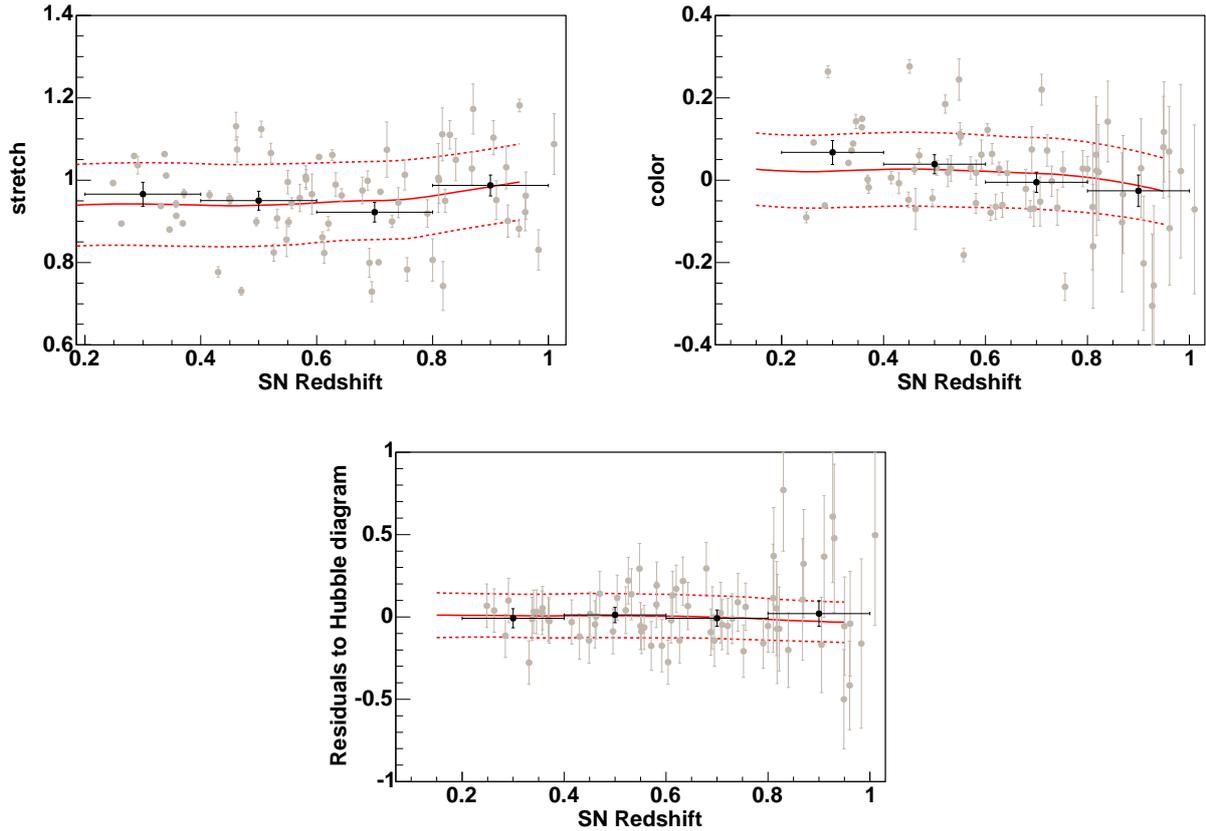
La calibration photométrique est l’ensemble des méthodes mises en œuvre pour passer des flux mesurés à des flux physiques. C’est une procédure non triviale et une source d’incertitudes systématiques importante. Depuis la première analyse SNLS effectuée sur la première année de données c’est la première source de systématiques identifiées [Ast06]. Elle résulte en grande partie de l’intercalibration complexe entre supernovæ proches et lointaines. Cette méthode de calibration photométrique est décrite dans le chapitre 4.

La photométrie des supernovæ et l’ajustement des modèles aux courbes de lumière mesurées sont, on vient de le voir, une seconde source d’incertitude systématiques importantes. Elles proviennent des hypothèses intrinsèques à chaque modèle. L’ajustement du modèle SALT2 sur les données des supernovæ du SNLS est également décrit dans le chapitre 4. Une partie des systématiques provient également de la méthode de photométrie employée pour mesure le flux reçu par les images. Une grande partie de ce travail de thèse a consisté au développement d’une méthode de photométrie qui assure une détermination robuste de ces incertitudes. Cette photométrie alternative est présentée dans le chapitre 5.

#### 2.9.2 Effets de sélection et de contamination

L’efficacité de détection des supernovæ est limitée par la sensibilité des instruments ce qui conduit à sélectionner préférentiellement les objets les plus lumineux. Cet effet de sélection est appelé *biais de Malmquist*. Il affecte les résultats de l’ajustement du diagramme de Hubble en biaisant les distributions des propriétés photométriques des supernovæ détectées. Plus le biais est important, plus on sélectionne des supernovæ brillantes, donc plutôt bleues et/ou plutôt lentes. La standardisation des supernovæ est affectée d’une incertitude systématique qui provient directement de l’incertitude sur l’estimation de ce biais (Fig. 2.14).

## 2.9 Effets systématiques



**Fig. 2.14** – Le biais de Malmquist dans les données SNLS-1 affecte nettement les distributions de stretch et de couleur à grand redshift : la distribution des objets est biaisée dans le sens des objets plus lumineux, donc de plus grand stretch (supernovæ lentes) et de plus faible couleur (supernovæ bleues). Les résidus au diagramme de Hubble montrent que la cosmologie est relativement peu affectée. En gris, les SNe Ia, en noir la moyenne par bin de redshift et en rouge la moyenne et la déviation à  $1 \sigma$  estimées par des simulations Monte Carlo. Figures extraites de [Ast06].

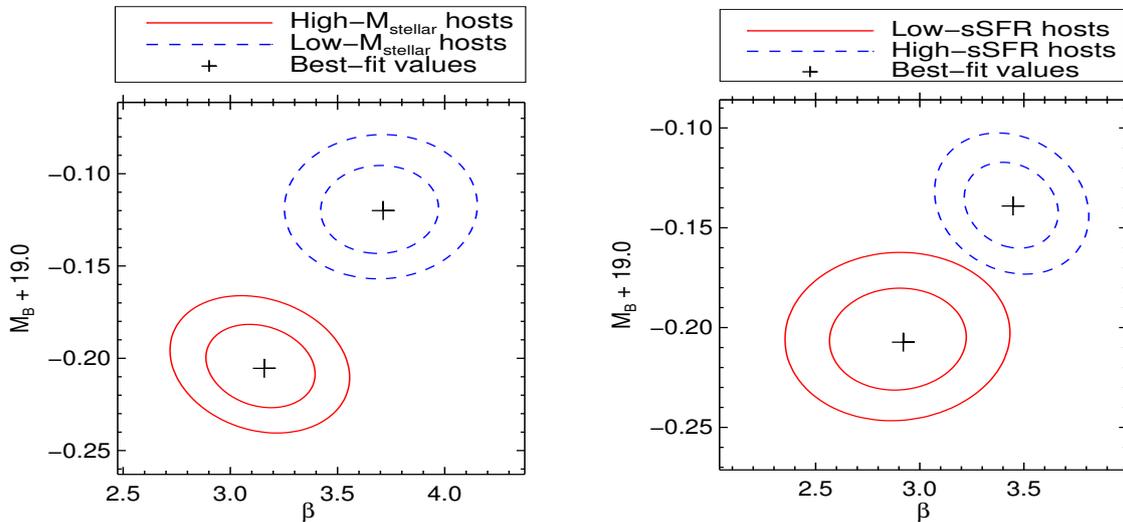
Les SNe Ia possédant une dispersion en magnitude restreinte, cet effet est fort heureusement limité. De plus si les supernovæ proches et lointaines sont affectées du même biais alors l’effet est alors simplement absorbé dans l’ajustement de  $\mathcal{M}_B$  et des corrélations photométriques. Pour estimer l’importance du biais dans les lots de supernovæ proches et lointaines ne provenant pas du même programme l’usage de simulations est possible (section 3.5). On constate que le biais entre supernovæ lointaines et proches se compense engendrant une incertitude systématique finale sur le diagramme de Hubble relativement faible, de l’ordre de  $0.02 - 0.03$  mag, soit une incertitude de  $0.02 - 0.04$  sur la valeur de  $\Omega_{m,\Lambda}$  [Per99, Ast06].

D’autre part, bien que l’identification spectroscopique des supernovæ soit une méthode éprouvée, la possibilité d’une contamination du lot par des supernovæ Ib/Ic ne peut être exclue. Ces supernovæ possèdent une luminosité moyenne à un même redshift inférieure à celle des SNe Ia et également une dispersion plus grande,  $1.2$  mag pour les supernovæ Ib/Ic contre  $0.40$  mag pour les SNe Ia. Elles doivent se trahir par de grands résidus négatifs au diagramme de Hubble. Dans l’analyse des données à un an du SNLS la contamination des Ib/Ic est estimée comme étant très limitée : moins d’une supernova gravitationnelle pour 100 SNe Ia. De plus, éliminer les outliers importants et présentant les caractéristiques de supernovæ gravitationnelles n’affecte pas la cosmologie ajustée.

## 2.9.3 Effets d'évolution

Les propriétés photométriques et spectroscopiques des SNe Ia proches et lointaines sont remarquablement similaires. Ce constat observationnel milite en faveur d'un effet d'évolution des SNe Ia limité. Pourtant les effets du milieu, et notamment de la métallicité, peuvent en théorie influencer sur la luminosité des SNe Ia. Devant la grande homogénéité spectrale des supernovæ sur des domaines de redshifts très étendus et dans l'ignorance d'un mécanisme qui modifierait la luminosité d'une supernova sans en modifier le spectre, on a longtemps estimé que les SNe Ia ne montraient aucun signe d'un effet d'évolution notable.

Les récentes analyses menées dans le cadre du SDSS [Lam10] et du SNLS [Sul10] sur la dépendance de la luminosité des SNe Ia aux caractéristiques de leur galaxies hôtes permettent cependant de remettre ces questions au centre du débat. Ainsi, pour les supernovæ du SNLS la magnitude corrigée des effets de couleur et de forme est 0.06 mag à 0.09 mag plus brillante pour les supernovæ explosant dans les galaxies les plus massives et les moins actives du point de vue de la formation stellaire, avec une significativité statistique de  $4\sigma$  (Fig. 2.15). D'autre part, la pente de la corrélation observée entre la magnitude et la couleur  $\beta$  diffère également selon la masse et l'activité stellaire de la galaxie, mais dans une moindre mesure et pour une significativité de  $\sim 2.5\sigma$ . Compte tenu que la proportion low/high-SFR ainsi que la métallicité moyenne des hôtes évoluent avec le redshift, la standardisation des supernovæ et donc la cosmologie sont impactées par cet effet. L'incertitude systématique engendrée sur la valeur de  $w$  est estimée comme étant du même ordre de grandeur que celle de l'incertitude statistique.



**Fig. 2.15** – En effectuant une coupure adéquate sur la masse stellaire (à gauche) ou sur le taux de formation stellaire (à droite) des galaxies hôtes on peut isoler deux populations distinctes de SNe Ia dont les propriétés photométriques ( $M_B$ ,  $\beta$ ) se démarquent. Figures extraites de [Sul10].

Face à cet effet, une procédure simple est de séparer les supernovæ en sous-lots selon leur type d'hôte et d'ajuster un  $M_B$  pour chaque lot. L'estimation des caractéristiques des galaxies hôtes - couleur, taux de formation stellaire, masse stellaire - repose sur une mesure des magnitudes des galaxies et sur un modèle d'évolution spectrale.

### 2.9.4 Effets astrophysiques

**Poussières grises** S’il existe dans le milieu interstellaire des quantités notables de poussières qui affectent de manière équivalente toutes les longueurs d’onde, alors cette poussière dite “grise” (*grey dust*) simulerait l’effet d’une constante cosmologique [Agu99, Agu00]. Puisque la quantité de poussières traversées augmente avec le redshift, ces poussières particulières pourraient alors rendre compte de la baisse de luminosité des supernovæ distantes sans provoquer de rougissement détectable.

Au niveau microscopique, il est difficile de concevoir une poussière avec de telles propriétés. Pour y arriver, la taille des grains devrait être très grande et il est difficile de concilier cette description avec les contraintes existantes sur la métallicité du milieu interstellaire. Aux grandes échelles, les modèles à constante cosmologique et ceux avec des poussières grises ne sont pas indiscernables : à grand redshift ( $z > 1$ ) quand la domination de la constante cosmologique n’est pas encore effective le régime accéléré de l’expansion doit laisser place au régime précédent, décéléré, généré lors l’époque de domination de la matière. On devrait donc observer une [re]magnification des supernovæ lointaines dans le premier scénario et une extinction continue dans le deuxième. Il est donc possible de trancher sur la question par l’observation de supernovæ de plus en plus lointaines.

A ce jour, les observations favorisent largement le scénario  $\Lambda$ CDM et l’existence de poussières grises semble exclue par les données de supernovæ très lointaines ([Rie04, Rie07] et Fig. 2.16).

**Lentilles gravitationnelles** Une deuxième remarque est que la distribution de masse inhomogène de l’Univers affecte le trajet des photons de la supernova jusque l’observateur. Des effets de lentilles gravitationnelles peuvent intervenir et mener à une magnification/démagnification des SNe Ia. Cet effet va donc à l’encontre des efforts pour la standardisation des SNe Ia. Ce problème est déjà traité extensivement dans la littérature [Gun06, Jon08, Kro10].

La probabilité de subir un effet de lentille augmente avec le redshift. L’effet se traduit par trois biais possibles :

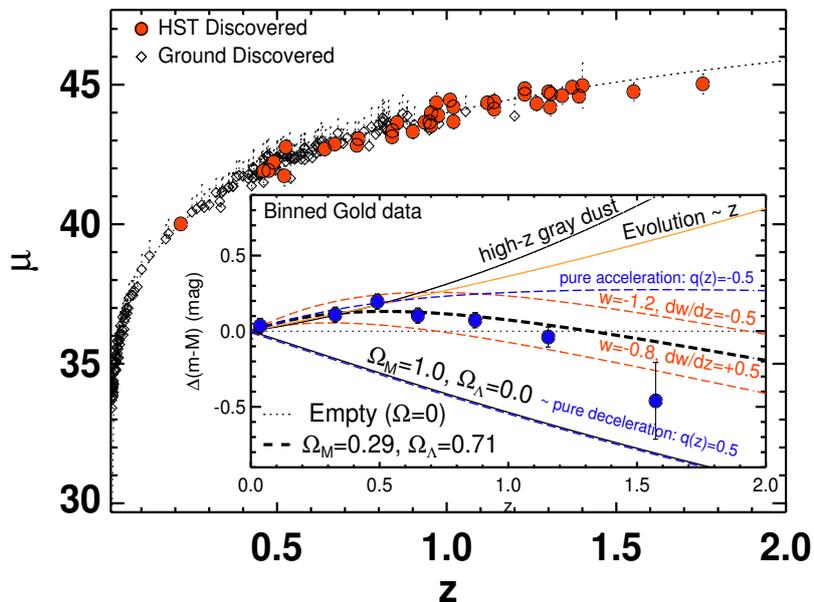
1. la dispersion des supernovæ augmente avec le redshift. Quelques supernovæ se voient fortement magnifiées et la très grande majorité sont faiblement démagnifiées. Dans le cas de weak-lensing le flux moyen est conservé ; dans le cas de strong lensing le biais est très faible ( $<$  à 1% à  $z = 1$ ).
2. l’effet de lentilles se corrèle avec l’effet de sélection, et favorise la détection de supernovæ très lointaines. Le problème rejoint celui de l’estimation du biais de sélection.
3. la dispersion en magnitude augmentent de manière asymétrique à grand redshift. Cela affecte très directement la cosmologie si on fait usage de réjections d’outliers au diagramme de Hubble. Dans ce cas les supernovæ fortement amplifiées ont de grandes chances de se trouver rejetées. Dès lors, on crée un biais en faveur des supernovæ démagnifiées qui sont restées éligibles au diagramme.

L’effet global sur la cosmologie est cependant assez faible. A  $z = 1$  la dispersion issue de cet effet est du même ordre de grandeur que celle intrinsèque au diagramme de Hubble. Dans l’analyse des données à un an du SNLS les biais induits par les lentilles gravitationnelles sur  $\Omega_m$  et  $w$  sont estimés à  $-0.005$  et  $-0.01$  [Ast06].

## Conclusion

La population des supernovæ se partage entre les supernovæ gravitationnelles (sous-types II, Ib et Ic) et les supernovæ thermonucléaires (sous-type Ia). Cette dernière classe d'objets présente une extrême luminosité, avec une magnitude au maximum  $M_{B_{max}} \approx -19.5$  et une remarquable homogénéité, avec une dispersion de la magnitude au maximum  $\sigma_B \approx 0.4$  mag. Ces propriétés font des supernovæ de type Ia de très bonnes candidates au titre de chandelles standards pour la cosmologie. Les SNe Ia présentent de plus des corrélations entre leur magnitude et des observables indépendantes de la distance (forme de la courbe de lumière, couleur, ...) qui permettent d'estimer une magnitude absolue corrigée dont la dispersion est encore plus limitée ( $\sim 0.13 - 0.15$  mag une fois les corrélations photométriques prises en compte). Les SNe Ia sont en conséquent les estimateurs de distances cosmologiques les plus précis connus à ce jour. En exploitant cette grande précision, des programmes d'observation dédiés (SCP, HzT, puis SDSS, SNLS, ESSENCE, HST, cf. section 3.8.1) ont confirmé le modèle  $\Lambda$ CDM. Les SNe Ia sont donc des sondes très efficaces pour tester la nature de l'énergie noire.

Aujourd'hui le nombre de SNe Ia détectées chaque an est relativement conséquent et la plupart des programmes arrivent au point où le niveau d'incertitude statistique a rejoint celui des incertitudes systématiques. Il y a donc un réel besoin pour la réduction de ces systématiques. Un effort important est mis sur l'identification de ces incertitudes, sur leur contrôle et sur leur propagation sur les résultats de cosmologie. L'objectif du programme SNLS qui a achevé sa prise de données est d'aboutir à une mesure de  $w$  avec des incertitudes statistique et systématique qui soient inférieures à 5%. C'est un objectif ambitieux compte tenu du budget connu de ces incertitudes mais pour cela le SNLS dispose d'atouts de taille : une statistique unique et homogène de plusieurs centaines de SNe Ia pour des redshift allant de 0.1 à 1.1 et un très bon contrôle de la précision photométrique.



**Fig. 2.16** – Les observations de supernovæ très lointaines amènent à contraindre de plus en plus efficacement la nature de l'énergie noire. Aujourd'hui l'existence de poussières grises est largement exclue par les données, ici les supernovæ du HST. Figure extraite de [Rie07].

## Chapitre 3

# Expérience SuperNova Legacy Survey

Ce chapitre présente le contexte expérimental du programme de recherche et de suivi de SNe Ia du SuperNova Legacy Survey se situant dans la lignée directe du Supernova Cosmology Project et du High-Z Supernova Search Team menés à la fin des années 90 et ayant mis en évidence l'accélération de l'expansion. Le SNLS est une expérience de seconde génération, avec une statistique au terme du programme dix fois supérieure à celle du SCP et HzT et une qualité d'échantillonnage et de contrôle des mesures photométriques nettement améliorée.

### 3.1 Cadre expérimental

Le programme SNLS s'inscrit dans le cadre du vaste relevé astronomique du Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey [CFH], employant l'imageur haute résolution et grand champ *MegaPrime* installé au Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT).

#### 3.1.1 Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey

Trois programmes d'observations sont associés à ce grand relevé :

1. le *Deep Survey*, dont fait partie le programme SNLS, couvrant 4 champs indépendants d'un  $1 \text{ deg}^2$  chacun. L'ensemble des filtres  $g_M r_M i_M z_M$  est utilisé chaque nuit avec des temps d'intégration importants (Tab. 3.1) autorisant une grande profondeur d'observation. La priorité est mise sur l'échantillonnage régulier des mesures, un point essentiel pour la découverte et le suivi photométrique d'objets transients comme les SNe Ia. En plus de cette recherche de supernovæ dont l'objectif est d'étudier la nature de l'énergie noire, le Deep Survey contribue à la production de grands catalogues de galaxies et de quasars utiles à l'étude des grandes structures de l'univers. A cette fin des données complémentaires sont prise avec le filtre  $u_M$ .
2. le *Wide Survey* couvrant 4 régions indépendantes du ciel pour un total de  $170 \text{ deg}^2$ . La profondeur d'observation est moins importante que celle du Deep Survey (Tab. 3.1). L'objectif principal de ce programme est l'étude du cisaillement gravitationnel par l'observation des grandes structures (programme DESCART<sup>1</sup>).
3. le *Very Wide Survey* dont l'objectif est de couvrir un large champ de  $1300 \text{ deg}^2$  dans le plan Galactique. Ce programme fut stoppé au profit des deux précédents. Les observations peu profondes (Tab. 3.1) et restreintes à  $g_M, r_M$  et  $i_M$  visent surtout à la détection d'objets avec des vitesses particulières importantes, comme les objets de la ceinture de Kuiper. L'objectif du programme est de comprendre les origines du système solaire (programme CFEPS<sup>2</sup>).

---

1. Dark matter form Ellipticity Sources CARTography.  
2. Canada-France Ecliptic Plane Survey.

### 3 EXPÉRIENCE SUPERNOVA LEGACY SURVEY

Plus de 470 nuits sur 5 ans ont été allouées au CFHTLS pour ces 3 composantes. Le programme fonctionne en mode service (*Queued Service Observing mode* ou QSO) ce qui signifie que les différentes composantes sont mises en file d'attente et exécutées par ordre de priorité. Les opérateurs résidents attribuent le temps de télescope en prenant en compte ces priorités mais également les conditions météorologiques et les contraintes spécifiques à chaque programme, par exemple celles temporelles liées au suivi des supernovæ du programme SNLS (section 3.2.2).

Nom du programme	Surface couverte	Fraction du temps / Qualité moyenne des images / Magnitude maximale				
		$u_M$	$g_M$	$r_M$	$i_M$	$z_M$
Very Wide Survey	410 deg <sup>2</sup>	-	24% / 0.90" / 25.5	40% / 0.80" / 25.0	36% / 0.80" / 24.4	-
Wide Survey	170 deg <sup>2</sup>	17% / 0.90" / 26.4	16% / 0.88" / 26.6	17% / 0.76" / 25.9	28% / 0.67" / 25.5	22% / 0.72" / 24.8
Deep Survey	4 deg <sup>2</sup>	9% / 0.91" / 28.7	10% / 0.88" / 28.9	20% / 0.79" / 28.5	40% / 0.76" / 28.4	21% / 0.75" / 27.0

**Tab. 3.1** – Description des propriétés essentielles de chaque composante du CFHTLS.

#### 3.1.2 Instruments du CFHT

Les observations du CFHTLS, et donc celle du SNLS, sont effectuées au CFHT, un télescope optique/infrarouge de 3.6 mètres implanté au sommet du Mauna Kea à Hawaii. Son altitude (4200m) et sa localisation géographique du télescope lui garantissent un nombre maximal de nuits claires et une hygrométrie minimale. Les images y bénéficient d'une très bonne qualité, en moyenne 0.7".



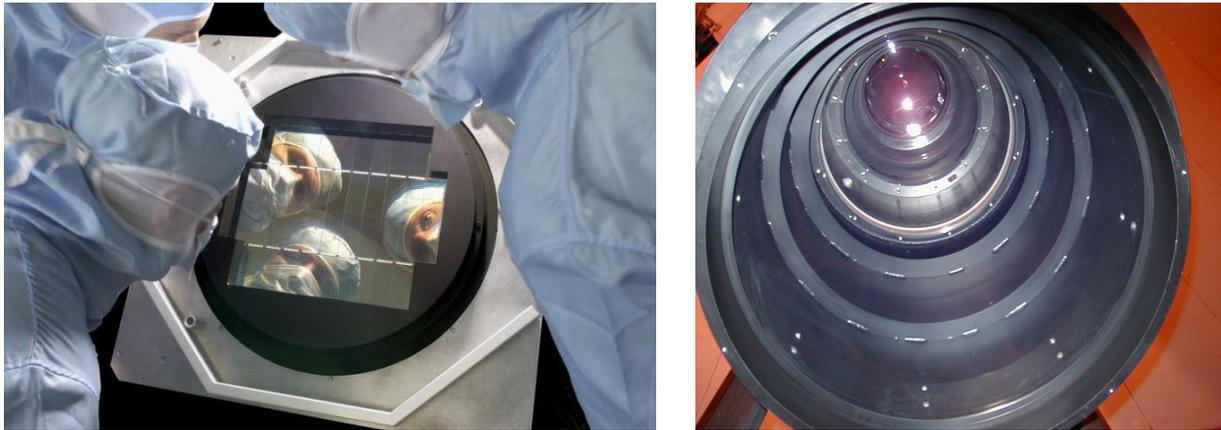
**Fig. 3.1** – Le dôme du CFHT au sommet du Mauna Kea et l'instrument MegaPrime qu'il abrite. La caméra MegaCam est installée dans la nacelle noire, à 15 m de hauteur. Crédits : CFHT.

L'imageur MegaPrime est placé au foyer primaire du CFHT et il héberge la caméra grand champ *MegaCam*, développée par le Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA). Celle-ci se compose de 40 CCDs amincis, dont 36 sont en pratique exploités. Chaque CCD est de dimension  $2048 \times 4612$  pixels, soit 340 millions de pixels pour la caméra dans son ensemble<sup>3</sup>, avec des pixels carrés et de côté  $13.5 \mu\text{m}$ . La résolution angulaire de chaque pixel est de 0.185 arcsec, soit un

3. Ce qui valut à MegaCam, au moment de son installation en 2003, le titre de plus grande caméra numérique au monde.

### 3.2 Stratégie d'observation

champ total observé pour la caméra d'environ  $1 \text{ deg}^2$  (exactement  $0.957 \times 0.958 \approx 0.92 \text{ deg}^2$ ). C'est une taille de champ considérable, égale à quatre fois le diamètre apparent de la Lune. L'ensemble de la caméra baigne dans un cryostat à  $-120^\circ$ , garantissant des effets de courants d'obscurité très faibles (section 3.3.1). Ces propriétés font de MegaCam un instrument très performant pour l'imagerie profonde [Bou03, Reg09]. Afin de se prémunir contre les aberrations optiques qui affectent les observations de MegaCam, un correcteur de champ (*Wide Field Corrector*) constitué d'un ensemble de 4 lentilles est placé en amont du plan focal de MegaPrime.



**Fig. 3.2** – La caméra MegaCam une fois assemblée (à droite) et avant son intégration sur MegaPrime et le Wide Field Corrector (à gauche) qui lui est associé. Crédits : CFHT.

Un ensemble de filtres carrés (30 cm de côté) sont également disposés devant le plan focal, dont 4 sont utilisés dans le SNLS :  $g_M$ ,  $r_M$ ,  $i_M$  et  $z_M$ . Le changement de ces filtres s'effectue grâce à un dispositif mécanique automatisé de type "juke-box". Les filtres ont pour objectif de sélectionner les longueurs d'onde dans lesquelles les objets sont observés. Les domaines de longueur d'onde de ces derniers sont représentés dans la figure 2.6 et le tableau 3.2 rappelle leurs caractéristiques.

Filtre	$u_M$	$g_M$	$r_M$	$i_M$	$z_M$
Longueur d'onde centrale (en nm)	374	487	625	770	-
Intervalle de longueur d'onde (en nm)	337-411	414-559	564-685	698-843	823 -
Largeur de la bande (en nm)	74	145	121	145	-
Transmission moyenne (en %)	69.7	84.6	81.4	89.4	90.2

**Tab. 3.2** – Descriptif du jeu de filtres utilisés par MegaCam.

En cours de programme le filtre  $i_M$  de MegaCam fut malheureusement détruit. Un nouveau filtre, que l'on nommera  $i_{M2}$ , fut donc produit et utilisé jusqu'à la fin du programme, mais quelques mois sans prise de donnée dans cette bande sont à déplorer. Comme la transmission de ce nouveau filtre ne correspond pas exactement à celle du filtre  $i_M$ , cette différence est à prendre en compte dans le traitement des images et dans leur calibration.

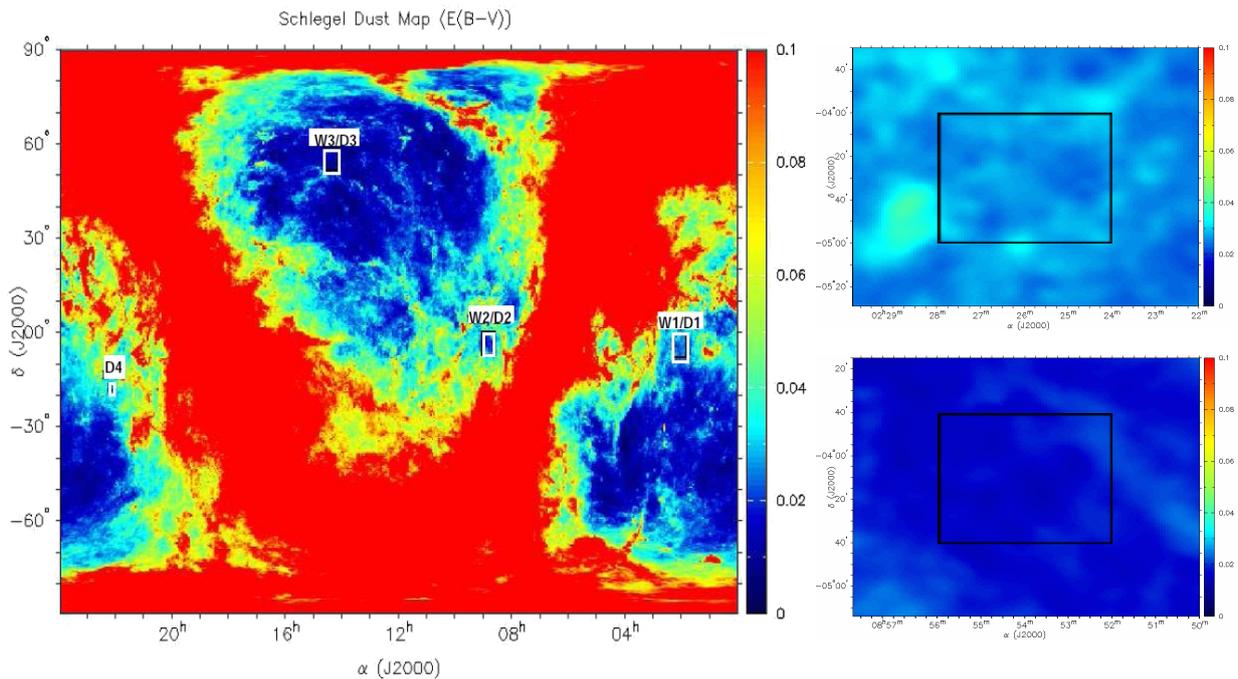
### 3.2 Stratégie d'observation

Le programme SNLS s'appuie sur une stratégie d'observation optimisée pour la découverte d'un nombre maximal de SNe Ia avec une qualité de suivi photométrique garantie.

## 3.2.1 Champs Deep/SNLS

Les 4 champs d'1 deg<sup>2</sup> chacun du Deep/SNLS sont sélectionnés pour leur qualités suivantes :

- une distance raisonnable du plan Galactique : l'extinction Galactique doit être faible (Fig. 3.3) et la présence d'étoiles saturantes minimale.
- une distribution en ascension droite avec au moins 2 champs visibles à toute époque de l'année.
- une observation possible par le VLT, les Keck I et II ou Gemini Nord et Sud afin de garantir des mesures spectroscopiques en temps voulu. Le VLT ne peut observer le champ D3.
- un recouvrement avec d'autres programmes d'observation afin de se corrélérer avec des observations dans d'autres longueurs d'onde. Cela permet également et éventuellement de se raccrocher à une astrométrie ou une calibration photométrique extérieures.



**Fig. 3.3** – A gauche : la distribution en ascension droite des champs du Wide (W1, W2, W3) et du Deep/SNLS (D1, D2, D3, D4) offre une répartition équilibrée des observations au cours de l'année. Tous les champs sont à bonne distance du plan Galactique et de sa forte extinction (visible ici en rouge). A droite : les champs D1 (haut) et D2 (bas), dont l'excès de couleur d'origine Galactique est très faible :  $E(B - V) < 0.03$ . Crédits : CFHT d'après les cartes de [Sch98].

Champ	RA(2000)	Dec(2000)	$E(B-V)_{Gal}$	Intégration	Autres observations
D1	02 :26 :00.00	-04 :30 :00.0	0.027	289 h.	XMM Deep, VIMOS, GALEX
D2	10 :00 :28.60	02 :12 :21.0	0.018	252 h.	Cosmos/ACS, VIMOS, XMM
D3	14 :19 :28.01	52 :40 :41.0	0.010	285 h.	Groth strip, Deep2, ACS
D4	22 :15 :31.67	-17 :44 :05.0	0.027	270 h.	XMM Deep

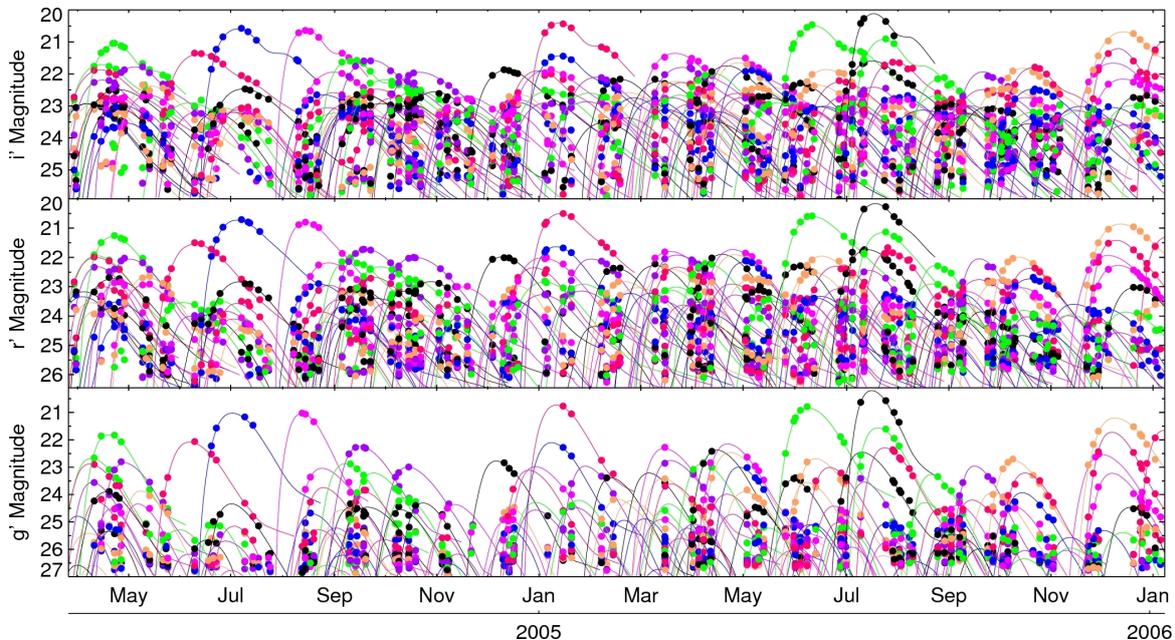
**Tab. 3.3** – En plus d'être très marginalement affectés par l'extinction Galactique, dont l'excès de couleur moyen est ici indiqué pour chaque champ, les champs Deep/SNLS présentent l'avantage d'avoir été ou d'être toujours observés par un grand nombre de programmes.

## 3.2 Stratégie d'observation

### 3.2.2 Méthode de recherche glissante

Le mode d'observation des programmes de recherche de SNe Ia de première génération a montré ses limites. Pour l'essentiel il consistait à effectuer en premier lieu une détection photométrique des candidats potentiels de SN Ia, puis à les sélectionner pour une identification spectroscopique et si la nature du candidat était confirmée (= SN Ia) alors programmer le plus rapidement possible un suivi photométrique de l'objet. Cette stratégie impliquant différents télescopes est très fragile notamment face aux aléas météorologiques. Certains candidats ne purent avoir de suivi et pour d'autres ce suivi fut amputé de mesures photométriques avant et aux alentours du maximum. Or c'est avant tout le maximum qu'il nous intéresse de suivre et de mesurer. A défaut de posséder un nombre raisonnable de mesure pré-maximum l'ajustement des courbes de lumière est très incertain. Cette stratégie implique également que le nombre d'objets dont le suivi photométrique simultané peut être effectué est limité par les temps de télescope alloués. De plus l'utilisation de plusieurs télescopes rend délicate l'intercalibration photométrique des données.

Afin de prévenir ces préjudices le programme SNLS a mis en place un mode d'observation innovant dit de "recherche glissante" (*rolling search*) qui consiste à revenir de manière régulière avec le CFHT sur tous les champs et dans toutes les bandes. Les observations se limitent aux nuits noires et grises. MegaCam est montée de 14 à 18 jours par lunaison autour de la nouvelle lune. L'échantillonnage des courbes de lumière est ainsi garanti : une mesure tous les 3/4 jours soit 2/3 jours dans le référentiel de la supernova. Le suivi photométrique est continu et n'est plus conditionné par l'identification spectroscopique. Il est donc possible de reconstruire la courbe de lumière d'une supernova, même si sa détection et son identification sont postérieures à la date de son maximum. Grâce à la taille de champ considérable de MegaCam, le multiplexage est également facilité : de nouvelles SNe Ia sont détectées en même temps que le suivi photométrique des supernovæ déjà découvertes suit son cours. Un nombre très important de SNe Ia sont donc observées simultanément (Fig. 3.4).



**Fig. 3.4** – Une vue des courbes de lumière ( $g_M$ ,  $r_M$ ,  $i_M$ ) reconstruites par la chaîne de détection en temps réel du SNLS entre le printemps 2004 et l'hiver 2005. Cette vue donne une idée des performances du rolling-search en terme de multiplexage des données.

### 3.3 Chaîne de détection en temps réel

L’objectif de la chaîne de détection en temps réel est la découverte de nouvelles supernovæ dans les images prises par MegaPrime. Avant d’y parvenir, chaque image brute fournie par le télescope doit être réduite, c’est-à-dire traitée pour prendre en compte les différents artefacts instrumentaux qui compliquent la mesure de ce flux. Elle est ensuite alignée géométriquement et photométriquement sur une image de référence.

Cette chaîne de détection (dite “en temps réel”) partage de nombreux points communs avec la chaîne qui réalise la photométrie des supernovæ (dite “off-line” et décrite dans le chapitre 4). Toutefois le temps alloué pour la spectroscopie des candidats étant limité, les contraintes temporelles entraînent que la détection en temps réel utilise des procédures moins robustes que la photométrie des supernovæ. On peut trouver dans [Per10] une description détaillée de cette chaîne de détection.

#### 3.3.1 Réduction Elixir

Le CFHT a développé son propre outil de réduction des images, appelé Elixir [Mag04]. Il permet entre autres la correction des effets instrumentaux qui affectent l’estimation du flux réel reçu par un pixel (Fig. 3.5).

#### Pixels défectueux

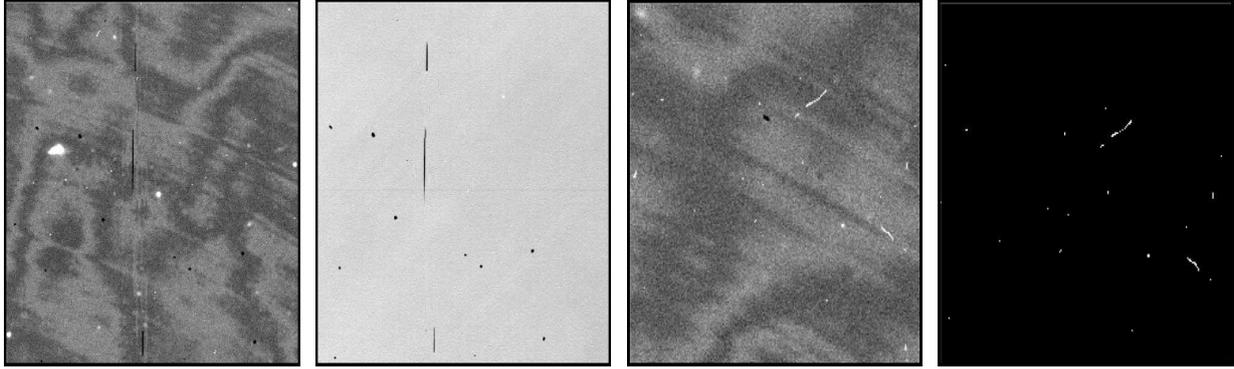
La bonne cosmétique de la caméra MegaCam se traduit par une fraction très faible de pixels défectueux (“bad pixels”) : à peine 0.2% des pixels sont inexploitable. Ces derniers proviennent soit de pixels morts, soit d’un transfert de charge impossible dans une colonne de pixels et parfois de la chute de l’efficacité quantique dans une zone bien délimitée. Ces pixels sont indésirables dans les données. On leur affecte donc un poids nul dans la carte de poids des pixels qui est associée à chaque image. Les pixels dont on détecte la saturation subissent le même sort, ainsi que leurs proches voisins que les pixels saturés ont tendance à contaminer (Fig. 3.6).

#### Objets parasites

Les satellites (ou les avions) et les rayons cosmiques ont l’inconvénient de simuler un objet transient et donc d’être une source de nuisance dans la chaîne de détection. On cherche donc à rendre leur présence sans effet sur les images en affectant un poids nul aux pixels concernés.

L’identification des traces de satellite utilise le fait qu’elles concernent un grand nombre de pixels. En fait la plupart des satellites traversent littéralement le CCD le temps d’une pose. On procède pour cela à la sélection des pixels dont le flux se démarque du fond de ciel (à plus de  $2 \sigma_{sky}$ ). On sélectionne également leurs proches voisins, de sorte qu’après un nombre suffisant d’itérations on peut remonter à une carte robuste des objets étendus de l’image. Une coupure sur l’allongement de ces objets (rapport grand axe sur petit axe) permet alors de ne sélectionner que les traces de satellites.

Le traitement des cosmiques est plus délicat car ceux-ci adoptent des formes variables qui ne permettent pas de les rejeter avec la procédure précédente. Ils présentent néanmoins la particularité de provoquer des variations très brutales de flux entre pixels voisins en comparaison de celles générées par une étoile dont le flux est étalé sur une zone plus ou moins grande selon la qualité de l’image (section 3.3.3). En convoluant l’image avec un filtre Laplacien adéquat, on permet l’identification de ces rayons cosmiques, selon la procédure décrite dans [Dok01].



**Fig. 3.5** – A gauche : vignettes d’une image et de son flat. Les pixels morts et les colonnes défectueuses sont nettement visibles. A droite, vignettes d’une image et de la carte reconstruite des pixels touchés par des rayons cosmiques.

#### Effets additifs

Certains effets instrumentaux viennent s’ajouter au flux réel reçu par un pixel, par exemple :

- le niveau de piédestal du CCD, qui présente un gradient notable entre le haut et le bas du CCD. Cet effet est assez bien estimé par l’overscan<sup>4</sup> : au maximum  $\sim 10$  ADUs<sup>5</sup>.
- des effets de bord présents sur toute la hauteur du CCD et se traduisant par des structures nuisibles dans les 30 premiers pixels d’une colonne ou ligne :  $\pm 5$  ADUs.
- une structuration très faible du bruit introduite lors de la lecture du CCD :  $\sim 1$  ADU.
- des effets possibles de courants d’obscurité (*dark current*). Ils sont quasiment négligeables à  $-120$  °C :  $0.1 e^-/\text{pixel}/\text{min}$ , soit moins de 2 ADUs sur une exposition de 30 minutes.

Elixir corrige ces effets en produisant pour chaque CCD une carte de ces artéfacts (*bias frame*), qui lui est soustraite. Une carte des courants d’obscurité (*dark frame*) est également produite. Les éventuelles structures résiduelles sont assez faibles pour être absorbées dans le fond de ciel.

#### Effets multiplicatifs

La réponse photométrique n’est uniforme ni sur l’ensemble de la mosaïque, ni sur un même CCD, ni même pixel à pixel. Ces variations ont des origines multiples :

- des variations de l’efficacité de collection des  $e^-$  entre amplificateurs de gains différents. Chaque CCD se divise en deux moitiés lues indépendamment et possédant chacune son propre amplificateur.
- des variations dans l’uniformité du revêtement anti-réfléchissant des CCDs.
- des variations de la surface effective du pixel et donc de la surface qu’il couvre sur le ciel.
- des variations spatiales de la transmission du filtre et/ou de l’optique.

C’est un problème générique en photométrie et une solution courante pour prendre en compte ces effets est de procéder à une exposition uniforme de la caméra. En pratique la meilleure manière de procéder est d’observer le ciel au crépuscule<sup>6</sup> avec l’ensemble de la caméra et dans chaque

4. L’overscan d’un CCD consiste à effectuer une lecture préalable d’une bande de 32 de pixels non exposés en bordure de CCD.

5. Les Analog to Digital Units sont des unités logiques qui correspondent au nombre de coups d’ADC (Convertisseur Analogique/Digital) enregistrés lors de la lecture du CCD. Par définition le gain d’un CCD se définit comme le rapport du nombre d’ADUs au nombre de photons-électrons détectés par le CCD.

6. Le choix du crépuscule est motivé par l’uniformité de la lumière ambiante. La diffusion Rayleigh y domine également l’émission des raies OH de l’atmosphère, dont on verra qu’elles sont responsables de franges d’interférence.

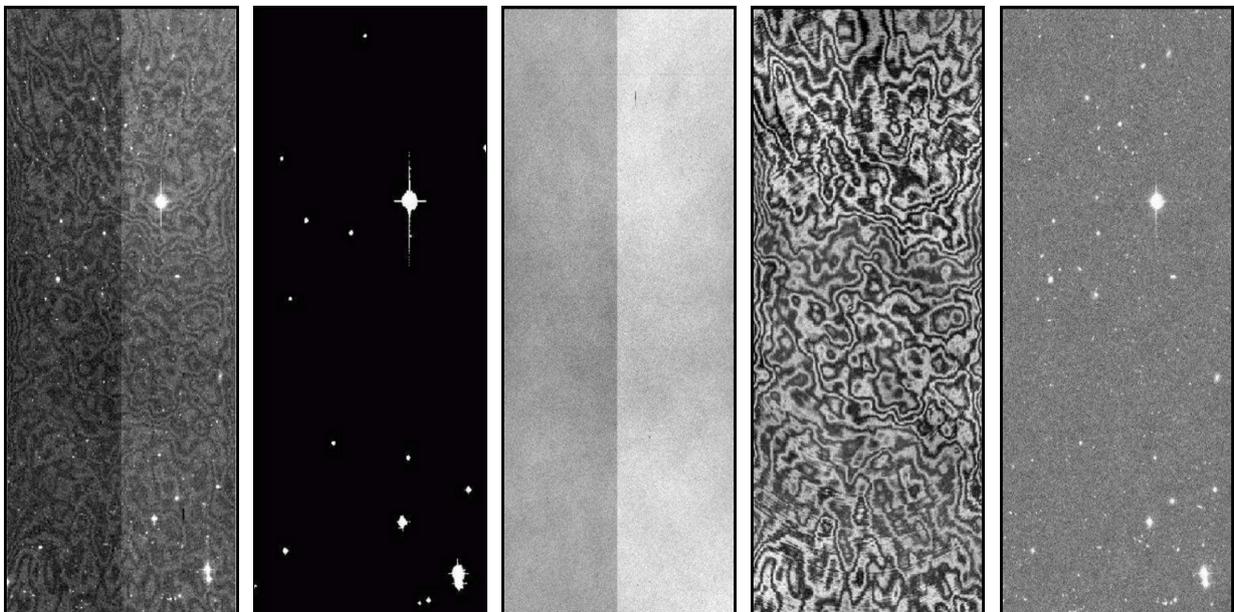
bande. Ce type de carte, appelée *flat frame*, est une bonne estimation de la réponse pour un même flux de l'ensemble de la mosaïque MegaCam (Fig. 3.6). On complète cette procédure par l'observation de champs stellaires denses imagés en décalant le pointage, de manière à mesurer le flux de plusieurs centaines d'étoiles à différentes position sur la caméra. Partant de cette observation, on peut produire une carte, dite de *photometric superflat*, dont l'utilité est de garantir que chaque étoile aura la même flux quelque soit sa position dans la mosaïque. La correction du superflat est ensuite intégrée au flat obtenu au crépuscule.

Finalement l'image corrigée de ces effets est produite par la division de l'image traitée par le flat. C'est le "flatfielding". Les pixels de l'image corrigée du flat ("flatfieldée") possèdent une réponse uniforme sur l'ensemble de la caméra. Cette procédure n'est cependant pas suffisamment précise (4 %) pour être utilisée pour la photométrie des supernovæ. Cette correction a donc fait l'objet d'un traitement spécifique décrit dans la section 3.6.1.

#### Franges

Les CCDs présentent une très bonne efficacité quantique dans le bleu mais ont le désavantage de piéger les photons infrarouges. Ceux-ci sont issus en majorité de l'émission des raies OH de l'atmosphère, relativement étroites. Par conséquent, des franges d'interférence apparaissent de manière notable dans les bandes  $z_M$  (15%),  $i_M$  (6%) et marginalement en  $r_M$  (0.5%). Le motif de ces franges caractérise l'épaisseur du CCD en fonction de la position. Elles sont donc propres à chaque CCD et relativement stables tant que le spectres des raies ne change pas énormément.

Elixir est capable de reconstruire la carte de ces franges à condition de posséder au préalable une carte de flat prise au crépuscule où ces franges sont quasi-inexistantes. Il est donc possible de les soustraire de l'image traitée. Ce "défrangeage" n'est appliqué qu'aux images  $i_M$  et  $z_M$ .



**Fig. 3.6** – Exemple de traitement Elixir sur une image d'un CCD de MegaCam dans la bande  $i_M$  : de gauche à droite, l'image brute, la carte des pixels saturés, la carte de flat (la différence de gains entre les deux amplificateur du CCD est visible, ainsi que la présence de pixels morts), la carte des franges d'interférence et enfin l'image réduite et corrigée.

### 3.3 Chaîne de détection en temps réel

---

Ces étapes de réduction Elixir sont effectuées automatiquement sur toutes les images prises par MegaCam. Les collaborations qui travaillent dans le cadre du CFHTLS disposent donc très rapidement d'images de science corrigées des effets instrumentaux et dont la réponse photométrique des pixels est quasiment uniforme sur l'ensemble de la mosaïque MegaCam. Chaque image est également accompagnée d'une carte de poids signalant les pixels indésirables (pixels morts ou saturés, traces de satellites et de rayons cosmiques).

#### 3.3.2 Alignement des images

La détection d'objets transients comme les SNe Ia est basée sur la comparaison d'une image de référence à une image de recherche dont on cherche à savoir si elle contient un objet nouvellement apparu. Cela consiste en pratique à effectuer la soustraction de ces images, afin de mettre en évidence les pixels dont le flux mesuré a varié. Pour cela, les images doivent être alignées géométriquement et photométriquement entre elles.

#### Alignement géométrique

Définir l'astrométrie absolue (on parle aussi de WCS pour World Coordinate System) d'une image consiste à estimer les coordonnées réelles du champ observé lors de la prise de l'exposition. Les informations de pointage du télescope ne peuvent fournir une précision suffisante pour le traitement souhaité des images. De plus les observations successives d'un même champ sont affectées d'un décalage systématique (*dithering*) allant jusqu'à 1.5' - soit  $\sim 500$  pixels - et permettant de minimiser l'impact des pixels mort et des zones noires, c'est-à-dire des espaces entre les CCDs de la mosaïque. Par conséquent, une même position de pixel ne pointe pas sur le même point du ciel d'une exposition à une autre. Pour soustraire deux images, il faut alors connaître leur astrométrie, c'est à dire la manière de passer des coordonnées de position de n'importe quel pixel de l'image aux coordonnées astronomiques de ce point dans le ciel.

Pour cette raison un catalogue des objets présents sur l'image est produit à l'aide du logiciel SExtractor [Ber96]. Ces catalogues sont associés et appariés à des catalogues astrométriques de référence afin de déterminer la transformation géométrique linéaire qui les relie, c'est-à-dire une translation, une rotation, une homothétie ou une composition des trois. SExtractor fournit également une estimation du niveau et de la variance du fond de ciel qui est soustrait de l'image.

#### Alignement photométrique

La soustraction des images doit mettre en évidence le flux de l'objet transient. Compte tenu du nombre d'expositions effectuées par nuit et par run Megacam, il est possible au moment de la détection de reconstruire une courbe de lumière sommaire de la supernova ne comportant généralement pas plus de 3 ou 4 époques. La section 3.4 montre que ces courbes de lumière sont très utiles pour sélectionner et classer les candidats. Mais pour cela il faut au préalable posséder une estimation des rapports photométriques entre chaque image afin que toutes ces mesures de flux soient exprimés sur la même échelle photométrique.

Pour cette raison on effectue une photométrie d'ouverture sur plusieurs milliers d'étoiles, réparties de manière équitable entre les différents champs et dans toutes les bandes. Ces étoiles sont choisies pour leur isolement et leur stabilité. L'alignement photométrique de chaque image découle alors de la comparaison du flux mesuré des étoiles dans chaque image et de la mesure de ce flux dans des catalogues photométriques de référence. Les mesures de flux réalisées sur toutes les images peuvent alors être exprimées en unités photométriques cohérentes entre elles.

### 3.3.3 Soustraction et détection

On dispose maintenant d’images de recherche calibrées photométriquement et dont les grilles de pixels sont alignables entre elles. On définit alors les images qui seront définies comme celles de référence et qui seront soustraites des images de recherche.

#### Choix des images de référence profondes

On définit une image de référence pour chaque champ et chaque bande dans laquelle la supernova à détecter est absente. Pour cela on empile un certain nombre d’observations des mois précédents afin de construire pour chacun des champs et chacune des bandes une image profonde ne contenant pas de lumière du candidat. Seules les images de très bonne qualité sont sélectionnées pour ce *stacking*. La qualité des références a donc été croissante pour chaque saison consécutive du SNLS, puisque le nombre d’images disponibles et de très bonne qualité a lui même augmenté au fil du programme.

#### Qualité d’image

L’image de la supernova sur le CCD, comme celle d’une autre étoile et de tout objet ponctuel, est dégradée : elle forme une “tâche”. La PSF (*Point Spread Function*) est la fonction qui modélise la réponse impulsionnelle de l’atmosphère et de l’optique à une source ponctuelle, comme une étoile. La taille et la forme de la PSF d’une image sont donc caractéristiques de l’instrument et des conditions météorologiques, notamment de la turbulence atmosphérique. Le cœur de la PSF peut être décrite en bonne approximation par une gaussienne 2-D. La qualité de l’image est quantifiée par la notion de *seeing*, la largeur à mi-hauteur de la PSF.

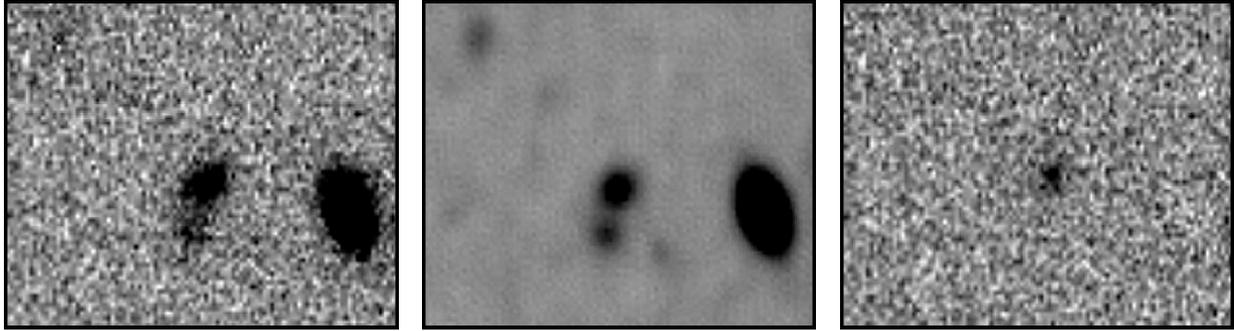
Afin de permettre une soustraction cohérente, on homogénéise les images de recherche avec leur image de référence de qualités différentes. Pour cela, on estime un noyau de convolution qui dégrade la PSF de l’image de meilleur qualité (logiquement la référence) sur celle de l’image de moindre qualité. On suit pour cela la procédure décrite dans [Ala00] et reprise dans la section 4.3.3 du chapitre suivant.

#### Soustraction

Finalement on dispose pour chaque champ et chaque bande d’une image de référence que l’on soustrait de l’image de recherche réduite, alignée sur la grille de pixels et sur l’échelle photométrique de cette référence. On détecte ensuite les sources ponctuelles apparaissant sur la soustraction. Les objets détectés subissent une coupure en signal sur bruit (S/B) à  $3 \sigma_{sky}$  afin de rejeter les fluctuations du fond de ciel et une vignette de la soustraction est découpée à la position de l’objet. Cette coupure en S/B laisse un nombre considérable de candidats potentiels, dont raisonnablement une part très minoritaire sont réellement des supernovæ. Les autres candidats proviennent de fausses détections dont une grande majorité sont des cosmiques et des traces de satellites non rejetés ou des artéfacts de soustraction. Ces derniers peuvent être générés par des imprécisions dans l’alignement. Une bonne partie de ces fausses détections est rejetable suivant un ajustement de leur PSF. Le traitement du grand nombre de vignettes est facilité par un réseau de neurones.

Des coupures supplémentaires sont effectués sur la liste de candidats pour compléter la sélection des meilleurs candidats. Ces dernières concernent surtout la coïncidence des détections sur plusieurs nuits et plusieurs bandes, plus la valeur du flux mesuré et son taux d’accroissement. Toutes les vignettes qui passent ces coupures sont mises en ligne afin d’être inspectées visuellement. Chaque vignette est ainsi examinée successivement par plusieurs opérateurs humains.

### 3.4 Suivi spectroscopique



**Fig. 3.7** – De gauche à droite, une vignette issue d’une image de recherche, une vignette de l’image de référence alignée sur la même grille de pixels et la vignette du résidu de la soustraction. Ceci illustre parfaitement les problématiques liées à la comparaison d’images de qualité différentes et l’impossibilité de procéder à des détections visuelles. Le candidat présenté ici a été spectroscopiquement confirmé comme une SN Ia (SNLS-04D2ca) de redshift  $z = 0.835$ . Figures extraites de [Per10].

Les chaînes de détection en temps réel canadienne et française emploient des procédures qui sont proches mais qui ne sont pas identiques. Une analyse de leur différence dans le cadre de la mesure des effets de sélection est disponible dans [Per10]. Toutefois on peut remarquer que les listes finales de candidats canadiens et français coïncident à plus de 90%.

### 3.4 Suivi spectroscopique

Le suivi spectroscopique est une part importante du programme SNLS. Il permet une identification du type de la supernova et une mesure de son redshift. Pour des objets aussi faibles que des supernovæ lointaine, le suivi spectroscopiques requiert l’utilisation de télescopes de grande envergure (8-10m). Le programme s’est vu alloué des temps importants à cet effet sur les télescopes suivants :

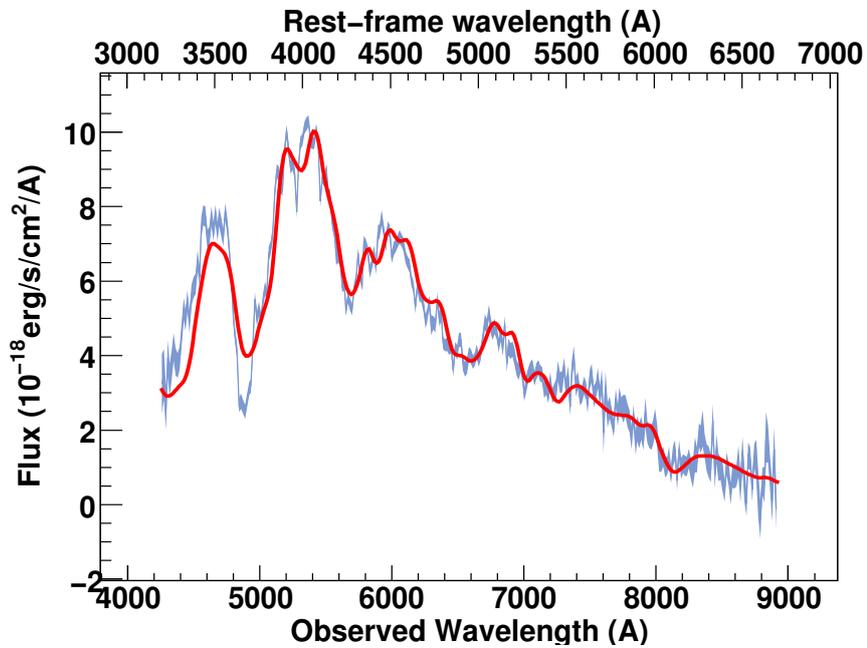
- 120h/an sur l’UT1 du Very Large Telescope (8m) de l’European Southern Observatory (ESO) avec les instruments FORS1 puis FORS2 [App98].
- 60h/semestre sur le Gemini Nord et Sud (8m) avec l’instrument GMOS [Hoo04].
- quelques jours par an sur les Keck I et II (10m) avec l’instrument LRIS [Oke95].

Le programme SNLS est limité par la quantité de temps disponible pour le suivi spectroscopique. Un classement des candidats éligibles à ce suivi doit donc être établi afin de maximiser la fraction de candidats qui sont effectivement des SNe Ia. Une technique de présélection photométrique est utilisée pour identifier les supernovæ Ia probables à partir du nombre restreint de mesures photométriques disponibles [Sul06a]. Cette technique fournit également une estimation du redshift [photométrique] du candidat, des phases de chaque mesure ainsi que de l’évolution temporelle du flux du candidat, c’est-à-dire une estimation du paramètre de forme de sa courbe de lumière. Les candidats existants au sein de bases de données d’objets variables connus (Noyaux Actifs de Galaxies (AGNs) et étoiles variables) sont rejetés.

Les candidats les plus prometteurs suivant cette sélection sont observés spectroscopiquement. Les données spectroscopiques obtenues dans ce cadre sont décrites dans [How05, Bro08] pour les spectres obtenus au Gemini, dans [Bal09] pour ceux obtenus au VLT et dans [Ell08] pour ceux obtenus au Keck. Les techniques employées pour la réduction des spectres varient éventuellement selon leur origine mais une classification commune est mise en place : SNIa pour les candidats



**Fig. 3.8** – Télescopes au sol utilisés pour la spectroscopie des candidats du SNLS. De gauche à droite et en bas : l’UT1 du Very Large Telescope situé au Cerro Paranal (Chili), Gemini Nord et les télescopes Keck I et Keck II, tous trois situées au Mauna Kea. Crédits : ESO, Gemini Observatory/AURA et Keck Observatory.



**Fig. 3.9** – Exemple de spectre de candidat pris pour le SNLS au VLT. Ce candidat est identifié comme supernova Ia à  $z = 0.332$ . En rouge le patron ajusté sur le spectre. La contribution de la galaxie est soustraite. Plus d’informations sur la technique de réduction employée dans l’article dont la figure est extraite [Bal09].

### 3.5 Estimation des effets de sélection

---

identifiés comme tels, SNIb/Ic et SNII pour les candidats identifiés comme des supernovæ gravitationnelles, SN ? pour les objets de type supernova mais dont le type spectral n’est pas clairement établi, et enfin l’ensemble des objets qui ne sont pas identifiés comme des objets de type supernova (AGN, étoile variable, etc). Deux catégories de SNe Ia sont considérées qui distinguent les objets clairement identifiés comme des SNe Ia, décrits comme “SNIa” et les objets pour lesquels un autre type ne peut être exclu, décrits comme “SNIa ?”.

Compte tenu des ressources disponibles en temps pour la spectroscopie des candidats un nombre important de ces derniers n’ont pu bénéficier de mesures spectroscopiques. Compte tenu des sélections effectuées favorisant les candidats dont les flux sont les plus importants, et également en comparaison de celui leur hôte, aucun candidat de magnitude en  $i_M > 24.5$  n’est spectré. Ces candidats sont cependant exploitables dans le cadre d’un protocole de sélection photométrique (section 3.7). Le nombre de ces candidats “photométriques” est indiqué dans le tableau 3.4.

### 3.5 Estimation des effets de sélection

Une bonne connaissance des performances de la chaîne de détection est nécessaire si l’on souhaite estimer les effets de sélection affectant éventuellement la statistique de supernovæ Ia découvertes. La distribution en redshift des SNe Ia découvertes par le SNLS (Fig. 3.12) montre qu’au-delà d’un redshift de 0.7 le nombre de supernovæ découvertes chute rapidement et marque l’impact de la limite de détection du programme.

A cette effet, plusieurs simulations Monte Carlo sont réalisées, une pour chaque saison d’observation d’un champ Deep/SNLS [Per10]. L’objectif de ces simulations est de reproduire des échantillons d’une dizaine de milliers de supernovæ synthétiques. Une galaxie hôte recensée parmi les catalogues du SNLS est attribuée à chaque supernova. La localisation au sein de l’hôte et les propriétés photométriques de chaque supernova (valeur du maximum en B, date du maximum et stretch) sont tirées sur la base des distributions des données réelles. Un spectre synthétique est assigné via une collection de patrons [Hsi07] plus une estimation du redshift photométrique de l’hôte. Ce dernier et une loi “stretch-couleur” adéquate permette d’estimer de manière raisonnable les couleurs des autres bandes (U, V). Chaque magnitude est affectée d’un bruit poissonien et un rougissement Galactique est appliqué à la séquence spectrale. Finalement une modélisation réaliste des courbes de lumière de chaque supernova synthétique est réalisée et des images de cette supernova sont insérées dans les images de science du SNLS dont une estimation de la PSF et du fond de ciel sont prises en compte.

Les images comportant ces supernovæ synthétiques sont alors traitées par la chaîne de détection décrite précédemment. Ayant connaissance de la statistique et des distributions des paramètres de la population sous-jacente, la mesure des propriétés de la population reconstruite permet d’estimer l’efficacité de détection de la chaîne, ainsi que les biais éventuellement induits par les différentes procédure de sélection réalisées. Ces effets sont essentiellement celui d’un biais de Malmquist et ceux induits par la sélection des candidats éligibles au suivi spectroscopique.

La propagation de ces effets de sélection sur les résultats de cosmologie donne finalement une estimation de l’incertitude systématique qui leur est liée. On estime alors qu’à  $z = 1$  le biais sur la magnitude moyenne est de  $\sim 0.027$  mag avec une incertitude systématique de 20% sur ce résultat. Si on considère une valeur conservatrice de 40% d’incertitude sur cette estimation du biais alors l’incertitude systématique résultante sur le diagramme de Hubble est alors de  $\pm 0.004$  mag, ce qui est relativement faible en regard des autres incertitudes affectant l’ajustement.

## 3.6 Calibration photométrique

Cette section présente la calibration photométrique des supernovæ dans le SNLS et s’appuie entièrement sur l’article [Reg09]. La mise en œuvre de cette calibration sur les données est décrite dans le chapitre 4. L’objectif de la calibration est de pouvoir exprimer les flux mesurés des supernovæ en flux physiques, afin de les comparer avec les prédictions de l’ajustement des courbes de lumière par le modèle SALT2. Elle permet également de pouvoir comparer ces flux aux flux des supernovæ mesurées auprès d’autres instruments, ceux de supernovæ proches ( $z < 0.1$ ), cruciales pour nos mesures de cosmologie, ou de supernovæ à des redshifts intermédiaires comme celles du SDSS-II.

Pour une étoile donnée, située à la position  $\mathbf{x}(x, y)$  sur le plan focal, on mesure dans des conditions photométriques (définies dans la section 3.6.3) un flux en  $ADU/s$ <sup>7</sup>  $\phi_{ADU}(\mathbf{x})$ . On définit alors la *magnitude instrumentale* dans une bande  $m$  (parmi *griz*) et à la position  $\mathbf{x}$  :

$$m_{ADU}(\mathbf{x}) = -2.5 \log_{10} \phi_{ADU}(\mathbf{x}) \quad (3.1)$$

### 3.6.1 Non-uniformités de réponse photométrique

On a vu que l’on corrige les variations de sensibilité de la caméra par un “flatfielding” utilisant des expositions uniformes de la mosaïque MégaCam prises au crépuscule ou à l’aube. Ces “twilights flats” intègrent par la même occasion les variations de l’angle solide sous-tendu par chaque pixel. Cependant une fois ce traitement appliqué, le flux mesuré d’une même étoile varie encore selon la position  $\mathbf{x}(x, y)$  qu’elle occupe sur le plan focal, selon un motif radial du centre vers le bord de la caméra et de l’ordre de 10% en *griz* et jusqu’à 15% en *u*. Ces non-uniformités résiduelles sont dues au fait que les photons d’une source ponctuelle (par exemple ceux d’une étoile) ont le même parcours optique que ceux d’une source étendue, comme c’est le cas d’une exposition uniforme, mais ne sont pas comptabilisés de la même manière. En effet le flux d’une étoile est mesuré localement, c’est-à-dire autour de sa position et en conséquent les photons qui ne convergent pas à cet endroit - du fait par exemple de réflexions parasites - ne sont pas pris en compte. Suivant la procédure établie par la chaîne Elixir, cet effet est corrigé en utilisant le “photometric flat” décrit dans la section 3.3.1. Cette correction laisse cependant 4% de variation résiduelle, elle n’est donc pas utilisée sur les images dans le cadre de la photométrie des supernovæ.

Le premier enjeu de la calibration photométrique est donc de corriger précisément les non-uniformités de réponse photométrique de MegaCam pour une source ponctuelle. Suivant la méthode développée pour Elixir, ces non-uniformités sont cartographiées en utilisant des champs denses d’étoiles, imagés en décalant le pointage de manière à ce que ces mêmes étoiles soit mesurées en différents points de la caméra. Cette carte est appelée *grille photométrique*. Une approche pragmatique est de modéliser la dépendance en position  $\mathbf{x}$  du flux mesuré. La magnitude instrumentale mesurée au point  $\mathbf{x}$  est alors reliée à la *magnitude instrumentale mesurée en un point de référence*  $\mathbf{x}_0$  (par exemple le centre du plan focal) par :

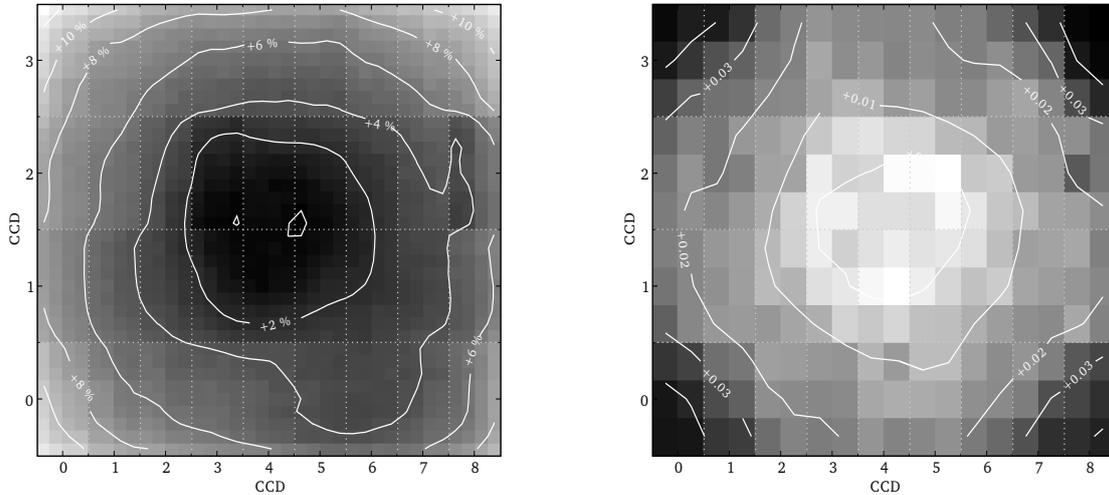
$$m_{ADU}(\mathbf{x}) = m_{ADU}(\mathbf{x}_0) + \delta zp(\mathbf{x}) + \delta k(\mathbf{x}) \times \text{coul} , \quad (3.2)$$

où par définition  $\delta zp(\mathbf{x}_0) = 0$  et  $\delta k(\mathbf{x}_0) = 0$ . Les corrections  $\delta zp(\mathbf{x})$  et  $\delta k(\mathbf{x})$  dépendent de la bande concernée et encodent respectivement les variations de la transmission totale des filtres et celle de leur longueur centrale entre le point  $\mathbf{x}$  et le point de référence  $\mathbf{x}_0$  (Fig. 3.10). Le terme de couleur *coul* provient du fait que la longueur centrale des filtres varie avec la position. Dans le cas de la bande *g* ce terme renvoie à la couleur ( $g_M - r_M$ ). Des relations similaires relient les

7. En fait un nombre de coups d’ADUs intégré sur un certain temps de pose.

### 3.6 Calibration photométrique

magnitudes instrumentales en  $r_M$ ,  $i_M$  et  $z_M$  aux couleurs  $(r_M - i_M)$  et  $(i_M - z_M)$ . Les détails des procédures menant à l'extraction des cartes  $\delta zp(\mathbf{x})$  et  $\delta k(\mathbf{x})$  depuis les données de la grille photométrique sont donnés dans [Reg09].



**Fig. 3.10** – Grille photométrique calculée pour le filtre  $i_M$  d'après des observations prises en 2005. À gauche, la carte des corrections  $\delta zp(\mathbf{x})$ . Le flux d'une étoile entre le centre et les coins de la caméra varie jusqu'à 10%. À droite, la carte des corrections  $\delta k(\mathbf{x})$ . Figures extraites de [Reg09].

#### 3.6.2 Système de magnitudes de Landolt

Le deuxième enjeu de la calibration est de relier l'échelle des magnitudes instrumentales de MegaCam au système de magnitude de Landolt, dans lequel sont exprimées les magnitudes des supernovæ proches utilisées conjointement avec celles du SNLS pour les mesures de cosmologie. Le système de Landolt s'appuie sur les filtres de Johnson-Cousins  $UBVRI$ , qui diffèrent largement des filtres  $u_M g_M r_M i_M z_M$  de MegaCam (Fig. 2.6). On dispose de catalogues des étoiles dites de Landolt, pour lesquelles ces magnitudes dans ce système sont mesurées [Lan92]. On observe donc ces étoiles de Landolt avec MegaCam, ce qui permet de mesurer pour chaque étoile  $i$  et dans des conditions photométriques son flux  $\phi_{ADU}^i(\mathbf{x}_i)$  à la position  $\mathbf{x}_i$  de l'étoile. L'équation 3.2 donne ensuite la magnitude instrumentale  $m_{ADU}^i(\mathbf{x}_0)$  de l'étoile  $i$  au point de référence  $\mathbf{x}_0$ .

Ayant connaissance de la magnitude  $BVRI$  des étoiles, on ajuste alors les quantités  $c$  et  $ZP_m$  telles que les relations de couleur suivantes soit vérifiées<sup>8</sup> :

$$m_{ADU}^i(\mathbf{x}_0) = V^i + c \times (B^i - V^i) - ZP_m \quad (3.3)$$

Ces relations sont ajustées pour toutes les bandes parmi  $griz$  et en fonction des bandes  $BVRI$ .

On définit alors la *magnitude MegaCam*,  $m^i(\mathbf{x}_0)$ , au point de référence  $\mathbf{x}_0$  :

$$m^i(\mathbf{x}_0) \equiv m_{ADU}^i(\mathbf{x}_0) + ZP_m, \quad (3.4)$$

qui est très simplement reliée aux magnitudes dans les filtres de Johnson-Cousins par la relation :

$$m^i(\mathbf{x}_0) = V^i + c \times (B^i - V^i) \quad (3.5)$$

8. En réalité et de manière plus rigoureuse, la dépendance en couleur  $(B - V)$  de cette relation est plus complexe [Reg09].

### 3.6.3 Conversion en flux physique

Le troisième enjeu de la calibration est de permettre de convertir le flux  $\phi_{ADU}$  en flux physique. Pour cela, il est nécessaire de connaître une étoile de référence satisfaisant les points suivants : 1) son flux physique  $\phi^{\text{ref}}$  est connu ; 2) ses magnitudes MegaCam, c'est-à-dire ses flux  $\phi_{ADU}^{\text{ref}}(\mathbf{x})$  tels qu'ils seraient mesurés par MegaCam en *griz* à la position  $\mathbf{x}$ , sont calculables. On peut alors convertir le flux mesuré en ADU  $\phi_{ADU}^i(\mathbf{x})$  d'une étoile  $i$  en flux physique  $\phi^i$  par la relation :

$$\frac{\phi^i}{\phi^{\text{ref}}} = \frac{\phi_{ADU}^i(\mathbf{x})}{\phi_{ADU}^{\text{ref}}(\mathbf{x})} \quad (3.6)$$

#### Étoile de référence

Une convention répandue quant au choix de l'étoile de référence est de considérer Véga ( $\alpha$ -Lyræ) dont les magnitudes Landolt sont très proches de 0. Cependant ce choix n'est pas le plus judicieux dans ce cas présent. Véga n'a jamais été observée directement par Landolt, encore moins par MegaCam car elle est bien trop brillante. De plus les couleurs de Véga sont nettement plus bleues que celles des étoiles ayant permis d'établir les équations 3.3, ce qui oblige à extrapoler excessivement ces relations en couleur.

On choisit donc comme calibrateur primaire l'étoile BD +17 4708 dont le flux a été mesuré précisément (0.5%) pour des longueurs d'onde allant de 1700Å à 10 000Å avec les instruments du HST [Boh04] (par le *Space Telescope Imaging Spectrograph* (STIS) et par le *Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer* (NICMOS)). Ses magnitudes Johnson-Cousins sont connues [Lan07] donc ses magnitudes MegaCam aussi (eq. 3.5). De plus elle a été également choisie par d'autres équipes comme calibrateur primaire, en particulier par le SDSS-II.

On définit alors pour une étoile mesurée à la position  $\mathbf{x}$  la *magnitude MegaCam locale*  $m(\mathbf{x})$  :

$$m(\mathbf{x}) \equiv m(\mathbf{x}_0) + \delta k(\mathbf{x}) \times (\text{coul} - \text{coul}_{\text{ref}}) \quad (3.7)$$

Cette définition se réécrit en faisant intervenir la magnitude instrumentale, liée on le rappelle au flux mesuré en  $\mathbf{x}$  :

$$m(\mathbf{x}) \equiv m_{ADU}(\mathbf{x}) + ZP_m - \mathcal{C}(\mathbf{x}) \quad \text{avec} \quad \mathcal{C}(\mathbf{x}) = \delta zp(\mathbf{x}) + \delta k(\mathbf{x}) \times \text{coul}_{\text{ref}} \quad (3.8)$$

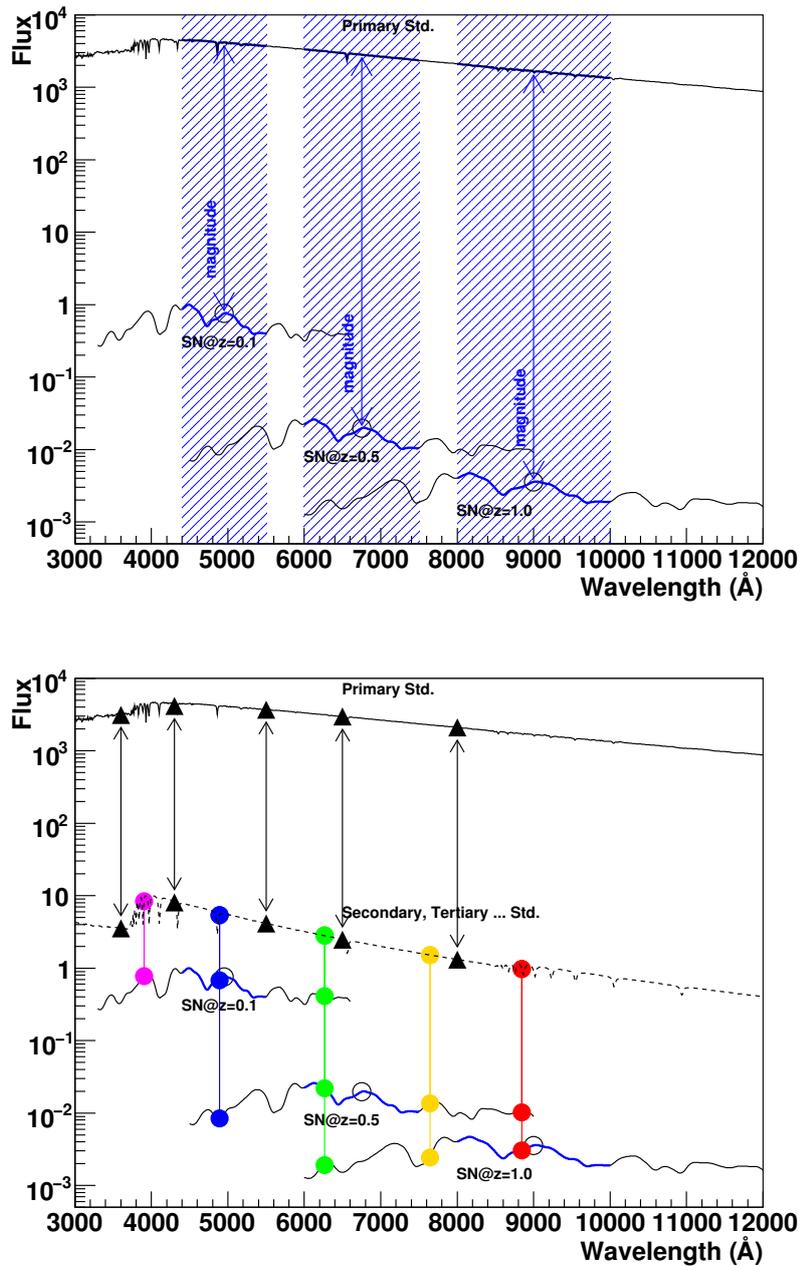
$m(\mathbf{x})$  définit alors une *magnitude naturelle* pour MegaCam, c'est-à-dire qui est reliée simplement au flux  $\phi_{ADU}(\mathbf{x})$  et qui ne dépend pas de la couleur de l'étoile. On peut noter que la magnitude MegaCam locale de l'étoile de référence ne dépend pas de  $\mathbf{x}$  :  $m_{\text{ref}}(\mathbf{x}) = m_{\text{ref}}(\mathbf{x}_0) = m_{\text{ref}}$ .

#### Catalogues d'étoiles tertiaires

En pratique, la conversion du flux de la supernova en flux physique passe par l'utilisation d'étoiles de calibrations dites tertiaires (Fig. 3.11). En effet ni BD +17 4708, le calibrateur primaire, ni les étoiles de Landolt, les calibrateurs secondaires, ne sont présentes dans les champs Deep/SNLS d'observation des supernovæ.

On choisit donc dans les champs Deep/SNLS des étoiles brillantes et isolées, qui sont mesurées dans une même nuit en alternance avec les champs de Landolt. Les meilleures nuits peuvent être sélectionnées et *définissent ainsi la notion de nuit photométrique*. Cela permet de calculer à la fois les points zéros  $ZP_m$  des équations 3.3 sur les images des champs Landolt et de mesurer dans les mêmes conditions les flux  $\phi_{ADU}(\mathbf{x})$  des étoiles tertiaires dans les champs Deep/SNLS. On construit finalement un catalogue qui donne les positions ainsi que les magnitudes MegaCam locales de ces étoiles tertiaires.

### 3.6 Calibration photométrique



**Fig. 3.11** – On peut résumer la méthode de mesure des distances des supernovæ du SNLS et la calibration photométrique des mesures de flux comme suit :

- 1) On souhaite mesurer la distance des SNe Ia au travers de la mesure de leur magnitude absolue en B restframe, ici surlignée en bleu sur les spectres de 3 SNe Ia à  $z = 0.1, 0.5, 1.0$  ;
- 2) On ne peut mesurer que les rapports de flux entre ces supernovæ et des étoiles présentes dans les champs SNLS. Ces rapports de flux sont mesurés pour des bandes  $[u]griz$  dans le référentiel de l'observateur et indiqués ici en couleur ;
- 3) Comme le flux physique de l'étoile de référence (standard primaire) est connu mais n'est pas observable par les instruments du CFHT, on mesure la magnitude instrumentale d'étoiles de Landolt (standards secondaires) et on définit les transformations de couleur entre les système photométriques de Landolt et de MegaCam ;
- 4) On mesure cette magnitude instrumentale pour des étoiles de champ (standards tertiaires) et on calcule par ce biais une calibration absolue de chaque image de référence.

### Du flux mesuré au flux physique

On mesure le flux en ADU d'une supernova  $\tilde{\phi}_{ADU}^{SN}(\mathbf{x}_{SN})$  sur une image dans des conditions de transmissions atmosphériques quelconques. Pour le convertir en flux physique  $\phi^{SN}$ , il faut en premier lieu le ramener à un flux  $\phi_{ADU}^{SN}(\mathbf{x}_{SN})$  tel qu'il serait mesuré lors d'une nuit photométrique. Pour cela on mesure sur la même image que la supernova le flux des étoiles tertiaires  $\tilde{\phi}_i$  et on le compare à leur flux dans des conditions photométriques, la moyenne s'effectuant sur toutes les étoiles tertiaires présentes sur le CCD. Puis on le compare au flux de BD +17 4708 tel qu'il serait mesuré par MegaCam à la position de la supernova  $\phi_{ADU}^{ref}(\mathbf{x}_{SN})$ . On rappelle que :

$$\phi_{ADU}^{ref}(\mathbf{x}_{SN}) = 10^{-0.4 \times (m_{ref} - ZP_m + C(x_{SN}))} \quad (3.9)$$

Finalemnt l'équation 3.6 se traduit par la relation suivante :

$$\frac{\phi_{ADU}^{SN}(\mathbf{x}_{SN})}{\phi_{ADU}^{ref}(\mathbf{x}_{SN})} = 10^{0.4 \times (m_{ref} - ZP_m + C(\mathbf{x}_{SN}))} \times \tilde{\phi}^{SN} \times \left\langle \frac{10^{-0.4 \times (m_i - ZP_m + C(\mathbf{x}_i))}}{\tilde{\phi}^i} \right\rangle_{\text{tertiaires du CCD}} \quad (3.10)$$

Le premier terme de droite est l'inverse du flux  $\phi_{ADU}^{ref}(\mathbf{x}_{SN})$  tel qu'il serait mesuré par MegaCam à la position de la supernova. Le troisième terme est le coefficient photométrique qui permet de relier  $\tilde{\phi}_{ADU}^{SN}(\mathbf{x}_{SN})$  effectivement mesuré, au flux  $\phi_{ADU}^{sn}(\mathbf{x}_{SN})$  dans des conditions photométriques.

### 3.7 Supernovæ Ia des 5 ans de données

La prise de données du SNLS est arrivée à son terme en juillet 2008 après 5 ans de programme. Les candidats supernovæ spectrés des données à 5 ans (SNLS-5) sont décrits dans le tableau 3.4. Cette statistique est encore susceptible d'évoluer mais elle constitue néanmoins une bonne image de la statistique à terme du SNLS.

Type spectral du candidat	Total
SNIa(?)	419
SNII(?)	57
SNIb-Ic(?)	19
SN(?)	1989
non-SN	2101
SNIa phot	~ 1000

**Tab. 3.4** – Répartition des candidats supernovæ SNLS selon leur type spectroscopique. 419 SNe Ia sont identifiées spectroscopiquement. Les candidats sélectionnées photométriquement mais n'ayant pu être spectrés sont indiqués sous l'étiquette "SNIa phot".

Seulement 50% des objets détectés par la chaîne de détection en temps réel ont pu être spectrés. Une étude exclusivement photométrique de ces objets a été entreprise, avec pour objectifs de mieux connaître les biais de sélection, d'identifier et d'étudier les supernovæ gravitationnelles exclues de la spectroscopie et enfin d'élargir considérablement le lot de SNe Ia détectées [Pal10]. Pendant les 3 premières années de prise de données SNLS, 1200 candidats supernovæ ont été détectés. En effectuant des coupures de qualité sur des critères de couleur et de stretch, ainsi que sur une relation couleur-magnitude, ~ 500 probables SNe Ia ont été identifiées dont ~ 300 n'ont pas bénéficié de mesures spectroscopiques. Ces 300 SNe Ia dites "photométriques" constituent un lot complémentaire des 281 SNe Ia identifiées spectroscopiquement dans les données à 3 ans. Sur

### 3.8 Programmes de recherche de supernovæ Ia

la base des données à 5 ans du programme, le nombre de ces candidats SNe Ia photométriques est d'environ 1000 avec les mêmes sélections photométriques. Ces SNe Ia photométriques ne sont pas exploitées dans cette analyse et ce travail de thèse.

La table A.2 de l'annexe A donne les 419 SNe Ia dont les mesures sont exploitées dans le cadre de cette thèse. La figure 3.12 montre la distribution en redshift des SNe Ia découvertes par le SNLS après 3 ans et 5 ans de prise de données. On souligne les points suivants :

- 3 de ces supernovæ sont typées SNIa-pec.
- 17 supernovæ ont leur maximum qui se produit entre la perte du filtre  $i_M$  [mjd=59270] et la mise en place du filtre  $i_{M2}$  [mjd=54390]. On choisit de ne pas effectuer la photométrie de ces supernovæ dans ces bandes.
- 30 supernovæ ont leur maximum qui se produit après la mise en place du filtre  $i_{M2}$ . On ne disposera d'une calibration photométrique de cette bande qu'ultérieurement. Aucune de ces supernovæ n'a donc de courbe de lumière calibrée dans cette bande.

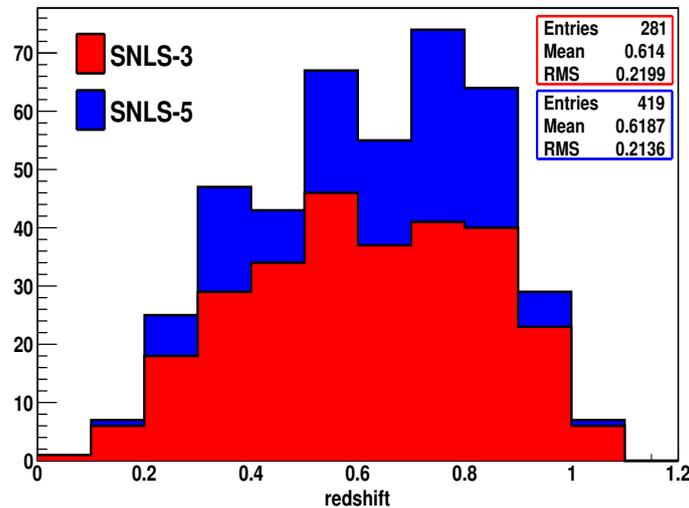


Fig. 3.12 – Distribution en redshift des SNe Ia découvertes après 3 et 5 ans de programme.

## 3.8 Programmes de recherche de supernovæ Ia

Cette section présente les principaux programmes, actuels et futurs, de recherche de SNe Ia qui visent à la détection et le suivi de supernovæ à petits ( $z \lesssim 0.1$ ), moyens ( $0.1 \lesssim z \lesssim 0.5$ ) ou bien grands redshifts ( $z \gtrsim 0.5$ ) afin de peupler le diagramme de Hubble de plusieurs centaines de SNe Ia mesurées avec précision.

### 3.8.1 Projets actuels contemporains du SNLS

Bien que le programme du Calán/Tololo Survey soit achevé depuis 1995, les SNe Ia proches détectées par ce projet ( $\sim 50$ ) constituent toujours une part importante des lots de supernovæ proches utilisés dans la littérature. En plus de ceux cités ci-dessous, on mentionne le projet de détection et de suivi de SNe Ia proches du Lick Observatory Supernova Search (274 SNe Ia pour  $z \lesssim 0.05$ , [LOS, Li10]) ainsi que ceux du Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics (185 SNe Ia pour  $z \lesssim 0.08$  : Fig. 2.13, [Cfa, Hic09]) et du Carnégie Supernova Project ( $\sim 100$  SNe Ia pour  $z \lesssim 0.08$  : [CSP, Fre09, Fol10], qui effectuent uniquement un suivi de SNe Ia publiques.

**SNFactory** L'expérience Nearby Supernova Factory [SNF] est un programme de recherche et de suivi spectrophotométrique de SNe Ia proches. La découverte des supernovæ est effectuée sur le télescope S. Oschin (1.2m) au Mont Palomar et par la caméra grand champ QUEST II (9.5 deg<sup>2</sup>) constituée de 112 CCDs 2400×600. Le suivi spectrophotométrique des candidats est réalisé par le SuperNova Integral Field Spectrograph (SNIFS) monté sur le télescope UH88 (2.2m) au Mauna Kea. SNIFS couvre un domaine spectral étendu (de 3200 à 10 000 Å) et permet d'obtenir simultanément l'ensemble des spectres qui échantillonnent spatialement le champ observé. Le flux des objets est ainsi collecté avec une connaissance complète de l'information spectroscopique ( $\lambda$ ) et spatiale ( $x, y$ ). Chaque supernova est alors suivie pendant une cinquantaine de jours, pendant lesquels une quinzaine de spectres sont pris. A l'aide des séries spectrales ainsi établies pour chaque supernova, les courbes de lumières dans des bandes synthétiques peuvent être reconstruites. Le programme SNFactory a permis à ce jour la découverte et le suivi d'environ 200 SNe Ia pour des redshifts allant de 0.02 à 0.08. Ce lot de supernovæ proches pourrait remplacer le lot de SNe Ia proches actuellement utilisée par le SNLS, composé essentiellement des SNe Ia du Calán/Tololo.

**SDSS-II SS** Le Sloan Digital Sky Survey II Supernova Survey [SDSb] est une des composantes de la phase II du SDSS. Le SDSS-II SS utilise un télescope de 2.5m situé à l'Observatoire du Mont Apache. La caméra grand champ (2.5 deg<sup>2</sup>) du programme est constituée de 30 CCDs 2048×2048. Les observations sont prises à intervalles réguliers dans les bandes *ugriz* et pendant 3 mois par an. Le programme a débuté en juillet 2005 et s'est achevé en juillet 2008. Au travers de scans répétés (tous les 2 à 5 jours) d'une même bande équatoriale ("stripe 82") de 300 deg<sup>2</sup>, environ 450 SNe Ia ont pu être découvertes, spectroscopiquement identifiées et photométriquement suivies, dans une gamme de redshift allant de 0.05 à 0.4. Il s'agit de SNe Ia "intermédiaires" dont la gamme de redshift était jusqu'alors relativement peu peuplée ("redshift desert") mais aussi moins contraignante pour les résultats de cosmologie que les supernovæ proches. Leur grand nombre et la qualité de leur suivi photométrique compensent cette réduction du bras de levier sur le diagramme de Hubble. De plus, le système photométrique dans lesquelles sont exprimées les mesures de flux des supernovæ SDSS-II (*ugriz*) est relativement proche de celui du SNLS : il permet d'envisager une réduction importante des incertitudes systématiques liées à l'intercalibration des données proches/intermédiaires et lointaines.

**ESSENCE** Le projet Equation of State : SupErNovae trace Cosmic Expansion [ESS] est un programme de recherche et de suivi de SNe Ia lointaines. Il s'appuie sur le télescope Blanco (4m) du Cerro Tololo InterAmerican Observatory (CTIO) au Chili et sur la caméra MOSAIC II (0.36 deg<sup>2</sup>) constituée de 8 CCDs 2048×4096. Le programme s'est achevé en 2005 après 3 ans de prise de données. Les mesures de 102 supernovæ ont été publiées, avec une gamme de redshifts allant de 0.15 à 0.75. L'article [Woo07] exploite 60 de ces SNe Ia pour la cosmologie (Fig. 2.12).

**PANS/HST** Le projet Probing Acceleration Now with Supernovae est le programme de recherche et de suivi de SNe Ia lointaines du Hubble Space Telescope (HST). Du fait de l'absence d'atmosphère, le HST permet la découverte de supernovæ extrêmement lointaines<sup>9</sup>. Les observations sont faites sur les champs profonds du Great Observatories Origins Deep Survey (GOODS) avec la caméra Advanced Camera for Surveys (ACS). Le champ restreint de la caméra limite le nombre de supernovæ détectées par le programme :  $\sim 60$  SNe Ia ont été découvertes à ce jour, avec des redshifts allant de 0.2 à 1.8, dont 16 seulement bénéficient d'un échantillonnage régulier et de courbes de lumières multi-bandes. Les SNe Ia du HST ont cependant un grand intérêt car leur très grands redshifts impliquent que le diagramme de Hubble devient sensible à la dynamique de l'univers quand son expansion était décélérée, c'est-à-dire quand il était dominé par la matière.

---

9. La supernova la plus lointaine jamais observée (SN1997ff à  $z=1.75$ ) fut découverte par le HST.

### 3.8.2 Projets futurs

Pour arriver à contraindre efficacement la nature de l'énergie noire ( $w_{DE}(z)$ ), les programmes futurs de recherche de SNe Ia doivent permettre une augmentation de la statistique mais également une minimisation des incertitudes systématiques. Pour cela, ces projets mettent l'accent sur le contrôle des mesures photométriques, sur le gain espéré d'un passage à une mission spatiale et sur une approche multisondes (WL, BAO, LSS, SN). Les grandes statistiques attendues impliquent que l'estimation du redshift des supernovæ devra reposer soit sur la spectroscopie au sol et "après coup" de leur hôte, soit sur une estimation photométrique au moyen des courbes de lumières des supernovæ.

En plus de ceux cités ci-dessous, on mentionne les projets au sol du Palomar Transient Factory [PTF] ( $\sim 500$  SNeIa/an attendues pour  $z \lesssim 0.14$ , [Rau09]), du LaSilla/QUEST Variability Survey [LaS] ( $z \lesssim 0.1$ ), du Dark Energy Survey [DES] (entre 1000 et 2000 SNe Ia attendues jusqu'à  $z \sim 1$ ) et du Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System [Pan] (Pan-STARRS,  $\sim 5000$  SNe Ia attendues jusqu'à  $z \sim 0.5$ ).

**SkyMapper** Le projet Southern Sky Survey [S3] prévoit de mener un large relevé astronomique très similaire au SDSS mais pour le ciel austral et avec une plus grande couverture temporelle ( $> 5$  ans) et céleste ( $\sim 20\,000$  deg<sup>2</sup>). Le projet sera mené sur le télescope SkyMapper (1.35m) actuellement en construction à l'Observatoire du Mont Stromlo en Australie. La caméra grand champ de SkyMapper (5.7 deg<sup>2</sup>) est composée de 32 CCDs 2048×4096, soit 268 millions de pixels, et observera dans 6 bandes (*ugriz* + filtre "strömgen-like" *v*). En observant répétitivement un champ plus restreint de 1250 deg<sup>2</sup>, le projet sera susceptible de découvrir et mesurer 150 SNe Ia par an avec des redshifts allant jusque 0.085 [Kel07].

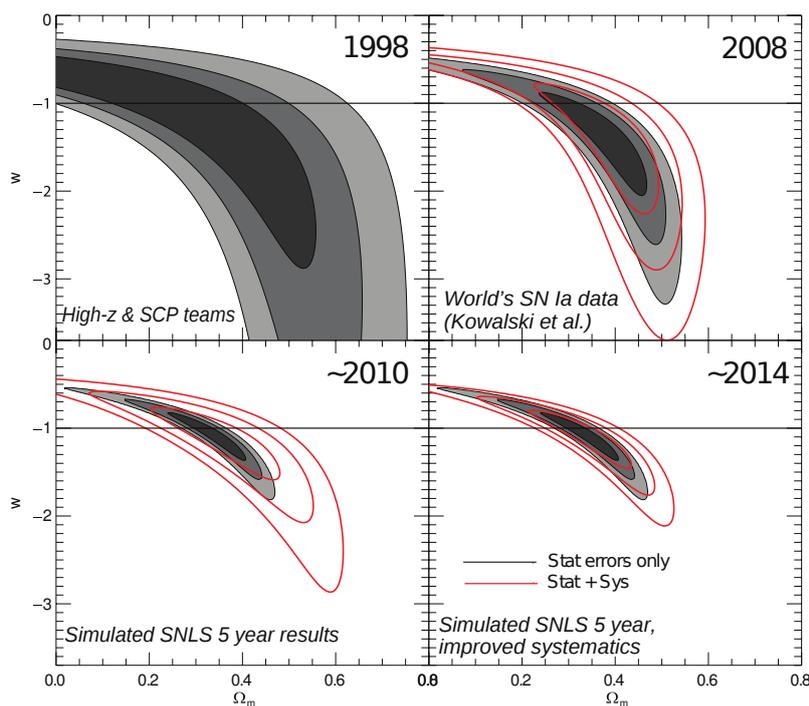
**LSST** Le Large Synoptic Survey Telescope [LSS] est un projet de télescope au sol qui effectuera à l'horizon 2020 un très grand relevé du ciel austral ( $\sim 20\,000$  deg<sup>2</sup>) en s'appuyant sur un télescope au design innovant présentant un montage en 3 miroirs avec un primaire annulaire de 8.4m. La caméra sera la plus grande jamais construite, avec un champ de 9.6 deg<sup>2</sup> et 3.2 milliards de pixels. Le LSST observera le ciel dans 6 bandes (*ugrizy*) et permettra une couverture complète entre 3200 et 11 000 Å. Grâce une fréquence de prise d'images soutenue (jusqu'à 800 par nuit et jusqu'à 1000 prises pour chaque champ du ciel dans chaque bande au terme des 10 ans de programme prévus), le LSST sera susceptible de découvrir et suivre plusieurs centaines de milliers de SNe Ia :  $\sim 250\,000$ /an avec des redshifts proches de 0.45 et allant jusque 0.7 pour le programme principal ("baseline") et  $\sim 60\,000$  avec des redshifts proches de 0.75 et allant jusque 1.4 dans le cadre d'un programme annexe plus profond ("starring mode"). Compte tenu de ces statistiques, l'estimation du redshift de chaque supernova ne pourra se faire que photométriquement.

**JDEM et Euclid** Joint Dark Energy Mission [JDE] et Euclid [Euc] sont des projets spatiaux dédiés à l'étude de l'énergie noire proposés par la NASA et l'ESA pour l'horizon 2020-2025. L'objectif principal d'Euclid, pour lequel son design est optimisé, sera l'étude des grandes structures (WL, BAO) mais la mission permettra également au cours des 5 ans de programme prévus la détection de transients jusqu'à un redshift de 2. L'estimation du redshift des supernovæ reposera sur la spectroscopie au sol de leur hôte. Ainsi, environ 10 000 SNe Ia avec des redshifts jusqu'à 1 sont attendues. Le projet a été accepté dans le cadre de l'appel à projet de l'ESA Cosmic Vision. L'avenir du projet JDEM est quant à lui encore incertain. Le design de l'instrument n'a pas encore pu converger vers une solution qui puissent satisfaire rigoureusement tous les objectifs scientifiques de la mission (BAO, WL, SN).

## Conclusion

Le programme de recherche de SNe Ia de seconde génération du SuperNova Legacy Survey emploie les instruments du Canada-France-Hawaii Telescope et la caméra grand champ Mega-Cam. Ces instruments permettent l'observation de quatre champs distants du plan Galactique à une profondeur (limites en magnitude :  $g_M$  28.9,  $r_M$  28.5,  $i_M$  28.4,  $z_M$  27) et une taille de champ ( $\sim 1 \text{ deg}^2$ ) très importantes. Une méthode d'observation dite de recherche glissante vient garantir l'échantillonnage des mesures photométriques, soit environ une mesure tous les 3 ou 4 jours. La détection des candidats supernovæ est réalisée directement après la prise des images. Les candidats SNe Ia les plus probables sont sélectionnés et envoyés pour leur suivi spectroscopique sur les télescopes du VLT, des Gemini Nord et Sud et des Keck I et II. Leur répartition selon le type défini par leur identification spectroscopique est donnée dans le tableau 3.4.

Le programme a ainsi permis la détection, l'identification et le suivi photométrique de plus de 400 SNe Ia dans un domaine de redshift compris entre 0.1 et 1.1 (Fig. 3.12). L'objectif de cette thèse est l'analyse du lot à 5 ans de données SNLS (SNLS-5) et la photométrie des 419 supernovæ Ia de ce lot. La figure 3.13 présente les contraintes sur le paramètre d'état de l'énergie noire telles qu'obtenues par le SCP et le HzT en 1998 et une simulation de celles attendues pour l'analyse des 5 ans de données SNLS.



**Fig. 3.13** – Évolution des contraintes obtenues sur la valeur du paramètre d'état de l'énergie noire  $w_{DE}$ , depuis 1998 et jusque celles attendues de l'analyse définitive des données SNLS, indiquée ici pour 2014 et présentée en bas à droite. Les contraintes que l'on attend d'une première analyse des données SNLS-5 sont indiquées en bas à gauche. On a considéré pour ces deux simulations une estimation large de la statistique disponible au terme du programme soit  $\sim 600$  SNe Ia SNLS,  $\sim 200$  SNe Ia proches et  $\sim 30$  SNe Ia lointaines issues du HST. Les incertitudes systématiques sont en bas à gauche identiques à celles estimées pour l'analyse à 3 ans et en bas à droite celles que l'on peut espérer atteindre avec une réduction notable des systématiques de calibration. Figure extraite de [How09].

## Chapitre 4

# Analyse des données à 5 ans

L’objectif de cette thèse est l’analyse des données à 5 ans du SNLS (SNLS-5), c’est-à-dire de l’ensemble des images disponibles au terme du programme, et l’implémentation et le test d’une nouvelle photométrie pour les supernovæ. Ce chapitre décrit la chaîne de traitement des images et de production des courbes de lumière que j’ai réalisé sur ces données pour ce travail de thèse. Les étapes successives de cette chaîne vont de la réduction des images à l’ajustement du modèle SALT2 sur les courbes de lumière des supernovæ, une fois la photométrie de ces dernières effectuée.

### 4.1 Lot de données SNLS-5

L’analyse des données SNLS-5 nécessite une architecture et une logistique robustes.

#### 4.1.1 Stockage et logistique

Toutes les images prises par l’instrument MegaPrime du CFHT sont envoyées et stockées au *Canadian Astronomy Data Centre* (CADC, [CAD]) afin d’être mises à disposition en ligne pour la communauté. Les métadonnées associées à ces images, par exemple les cartes employées pour leur réduction, sont également disponibles. Pour les besoins de l’analyse des données du SNLS, l’ensemble de ces images est rapatrié du CADC et stocké au Centre de Calcul de l’Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (CCIN2P3, [CCI]). Ce dernier fournit les volumes de stockage et la puissance de calcul qui sont nécessaires à cette analyse.

Le volume sur disque de la totalité des expositions de MegaCam prises au cours des 5 ans du programme représente une quinzaine de terabytes (Tbs). La répartition de ces images entre les champs Deep/SNLS et les différentes bandes d’observation est indiquée dans le tableau 4.1. Pour les besoins de l’analyse, chaque exposition de MegaCam est éclatée en 36 images CCDs (une exposition de la mosaïque de MegaCam correspond on le rappelle à 36 images CCDs de  $2048 \times 4612$  pixels). Cela représente un total d’environ 700 000 images de CCD et un volume sur disque de 30 Tbs. Chaque image est accompagnée de ses cartes de réduction.

#### 4.1.2 Gestion des tâches

La chaîne décrite dans ce chapitre est constituée d’une succession de traitements consécutifs des images (Fig. 4.1). Une base de données, hébergée au LPNHE, se charge de la gestion des différentes tâches à travers cette chaîne et du stockage des résultats. L’environnement Django Python permet l’utilisation des classes et algorithmes en C++ qui manipulent les images (I/Os, soustraction, rééchantillonnage) et les produits de l’analyse (catalogues, noyaux de convolution, PSF) en même temps que la génération des tables SQL de la base de données. La soumission de jobs auprès de la ferme de calculateurs du Centre de Calcul s’effectue par scripts Python.

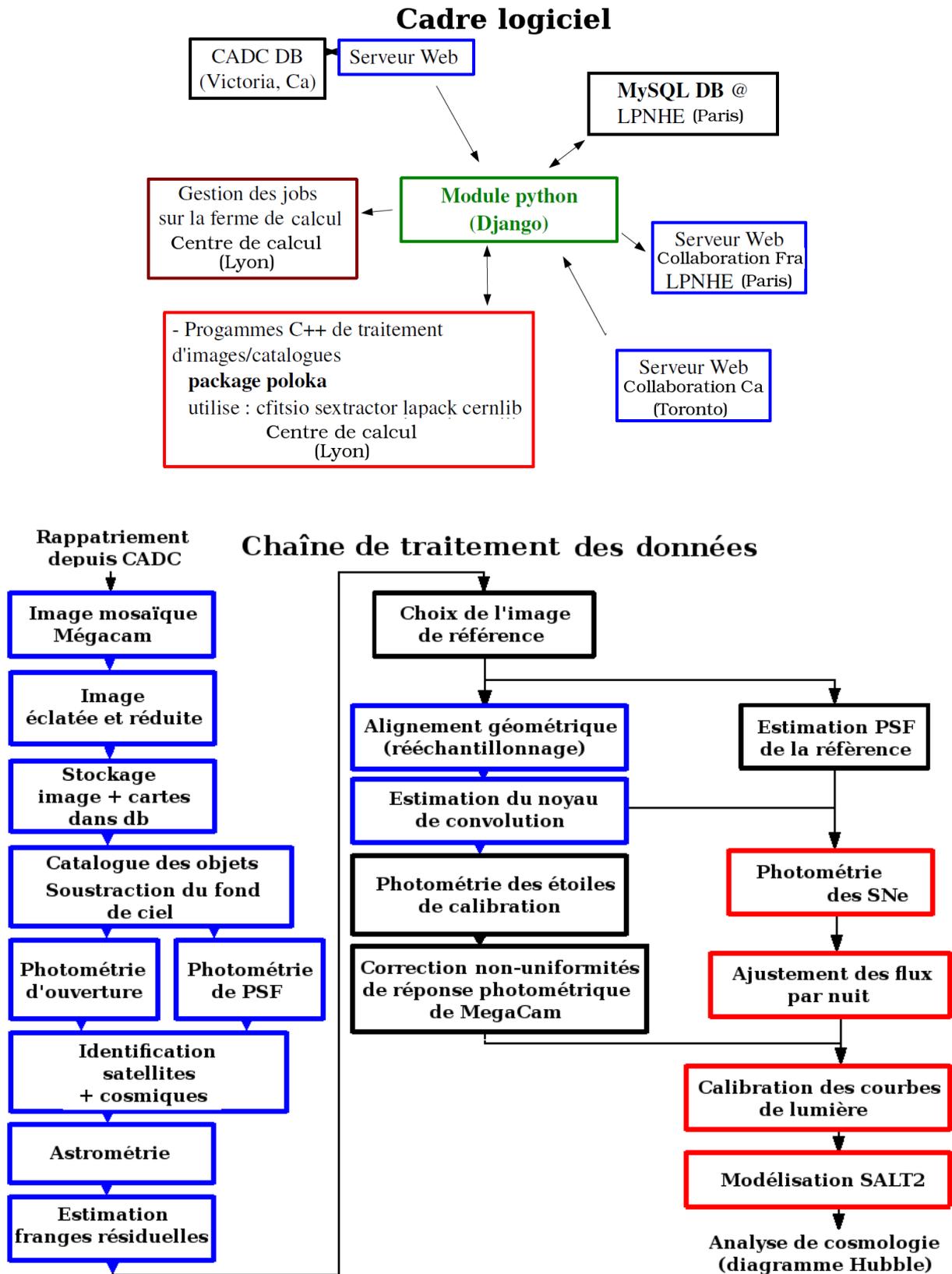


Fig. 4.1 – Vue d’ensemble de la chaîne de traitement établie pour cette analyse. En bleu les étapes concernant toutes les images CCD, en noir celles ne concernant que les images de référence (une par champ, bande et ccd) et en rouge celles effectuées pour chaque supernova et pour chaque bande.

## 4.2 Catalogues et propriétés de chaque image

Champ	Nombre d'expositions	Temps d'exposition total (h)	Qualité moyenne des images (as)	Fraction d'images sélectionnées
D1	3171 (3351)	312.4 (340.3)	0.87" (0.87")	97%
$g_M$	616	38.4	0.94"	94%
$r_M$	774	68.4	0.87"	99%
$i_M$	820	110.1	0.86"	99%
$i_{M2}$	214	22.8	0.82"	81%
$z_M$	747	72.7	0.83"	99%
D2	2790 (2848)	274.1 (280.2)	0.91" (0.91")	99%
$g_M$	497	30.7	0.97"	98%
$r_M$	678	56.2	0.92"	99%
$i_M$	665	87.9	0.90"	99%
$i_{M2}$	342	39.9	0.89"	98%
$z_M$	608	59.4	0.87"	98%
D3	3350 (3535)	217,2 (349.4)	0.88" (0.89")	98%
$g_M$	629	37.6	0.97"	97%
$r_M$	769	61.9	0.87"	99%
$i_M$	930	111.9	0.89"	97%
$i_{M2}$	299	34.8	0.87"	93%
$z_M$	723	71	0.81"	99%
D4	2929 (3139)	282.8 (316.9)	0.86" (0.87")	97%
$g_M$	585	37.1	0.94"	94%
$r_M$	736	65.3	0.89"	98%
$i_M$	732	95.8	0.84"	99%
$i_{M2}$	187	17.8	0.85"	89%
$z_M$	689	66.8	0.80"	98%

**Tab. 4.1** – Répartition des images des données SNLS-5 en fonction de leur bande et de leur champ. Le temps d'exposition total, la fraction de ces images finalement sélectionnées au terme de la chaîne de traitement et leur qualité moyenne sont indiqués. La qualité des images est ici la largeur à mi-hauteur (FWHM) de leur PSF : une FWHM de 0.87" correspond à un écart type de la PSF  $\sigma_{\text{seeing}}$  de 2 pixels (section 3.3.3). En parenthèses ces mêmes statistiques en incluant les données disponibles en  $u_M$ , également traitées mais non exploitées dans cette analyse.

## 4.2 Catalogues et propriétés de chaque image

Afin d'être disponibles pour la photométrie des supernovæ, les images sont d'abord réduites. Leurs propriétés sont ensuite estimées (niveau de fond de ciel, seeing) et des catalogues des objets qui y sont détectés sont produits par photométrie d'ouverture et par photométrie de PSF. Ces étapes sont effectuées pour chaque image d'un CCD de la mosaïque de MegaCam et indépendamment des autres images.

### 4.2.1 Réduction Elixir "off-line"

Les images rapatriées depuis le CADC sont déjà traitées par la chaîne de traitement Elixir décrite dans la section 3.3.1 : identification des pixels défectueux (dead), soustraction du piédestal

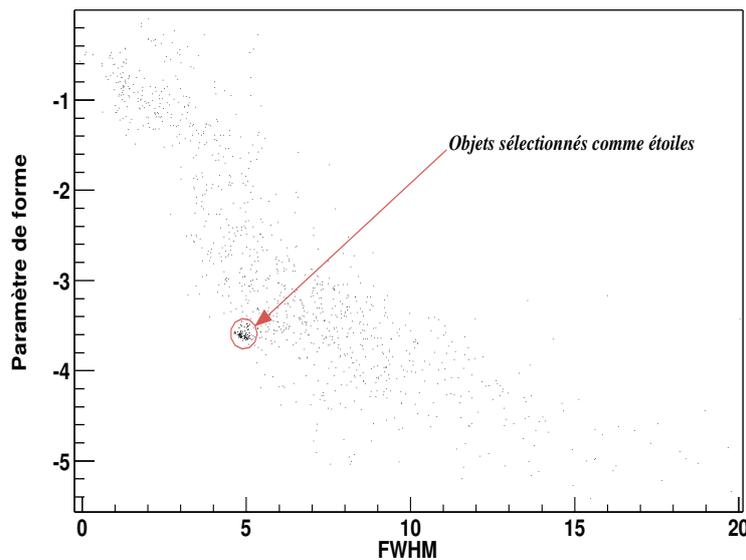
des CCDs (bias), uniformisation de la réponse photométrique pixel à pixel (flat) et soustraction des franges d'interférence (fringe) pour les images  $i_M$  et  $z_M$ . Toutefois dans le cas présent l'absence de contrainte temporelle permet de construire les cartes utiles au flatfielding et au défrangeage à partir de l'ensemble des images de chaque run MegaCam. Pour ces raisons, cette réduction est plus robuste que celle effectuée lors de la détection des supernovæ. Les méthodes d'identification des rayons cosmiques et des traces de satellites sont celles décrites dans la section 3.3.1. En complément les franges résiduelles après défrangeage par Elixir sont ici estimées.

#### 4.2.2 Catalogue SExtractor

Le catalogue des objets de chaque image est produit à l'aide de SExtractor d'une manière similaire à celle décrite dans la section 3.3.2. Le catalogue SExtractor est calculé avec un seuil de détection égal à 2 fois la variance du fond de ciel sur la valeur de chaque pixel et de ses voisins. La carte de poids des pixels de l'image est fournie à SExtractor et construite à partir de la variance du fond de ciel et de la carte de flat avec laquelle l'image a été réduite :  $\text{weight}(i, j) = \text{flat}(i, j)^2 / \sigma_{\text{sky}}$ . Le poids des cosmiques, des satellites ainsi que des pixels défectueux est mis à 0. Un objet est détecté quand 5 pixels adjacents passent ce seuil. Une cartographie des pixels de chaque objet est réalisée et la position de l'objet est définie comme le barycentre de ces pixels.

La carte du fond de ciel de l'image est reconstruite par un algorithme proche de celui de SExtractor. La moyenne du fond est calculée sur des super-pixels de  $256 \times 256$  pixels mais à la différence de l'algorithme original, les pixels appartenants aux objets détectés ne sont pas pris en compte. Cette carte du fond de ciel est interpolée sur l'ensemble du CCD et soustraite de l'image.

Une première estimation du seeing de l'image est effectuée avec les étoiles du catalogue SExtractor. Pour les identifier on s'appuie sur la propriété qu'ont les étoiles d'avoir une largeur à mi-hauteur (FWHM) et un paramètre de forme constants sur le CCD, où ce paramètre de forme est défini comme la différence entre la brillance et la magnitude de l'étoile. Ce paramètre se calcule comme le logarithme du rapport de la valeur du pixel maximum de l'objet sur le flux de ce dernier. Une fois ces étoiles isolées de la population totale des objets détectés sur l'image (Fig. 4.2), on estime leur largeur à mi-hauteur sur l'image, et on en déduit le seeing de l'image.



**Fig. 4.2** – Distribution des paramètres de forme calculés des objets détectés par SExtractor sur une image en fonction de leur largeur à mi-hauteur. Figure extraite de [Rau03].

## 4.2 Catalogues et propriétés de chaque image

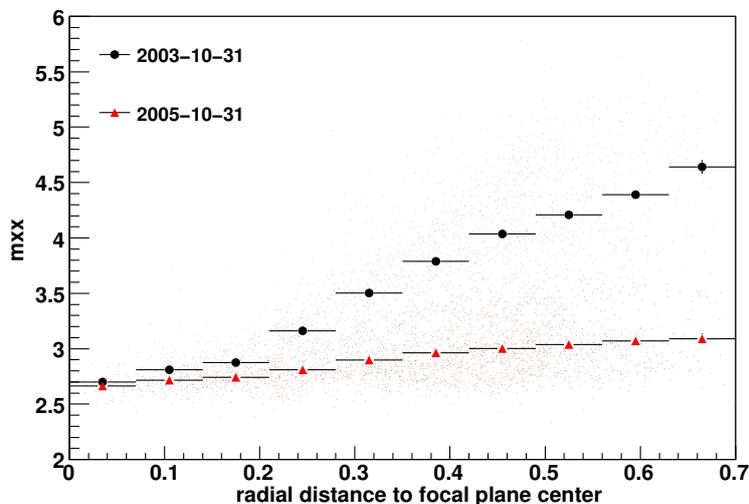
### Soustraction du fond de ciel dans cette analyse

Le soustraction du fond de ciel effectuée dans cette analyse se démarque du traitement réalisé lors de l'analyse des données à 3 ans (SNLS-3) pour laquelle un filtre médian fut appliqué à la carte des super-pixels. Cette procédure génère des résidus systématiques en cas de gradient du fond de ciel sur l'image traitée par Elixir. Si ce gradient est positif en  $x$ , les super-pixels en bord d'image, c'est-à-dire à  $x = 0$ , voient leur valeur surévaluée après application du filtre médian. Par conséquent, un résidu systématiquement négatif en  $x = 0$  est généré après la soustraction de cette image. Pour les mêmes raisons, un résidu systématiquement positif est également produit en  $x = 2048$ . L'effet se présente de manière similaire en  $y$ . Ce problème est maintenant corrigé en imposant que le filtre appliqué aux supers-pixels soit symétrique dans les deux directions. Cette correction représente une des différences notables entre le traitement des images effectué dans cette thèse (SNLS-5) et celui effectué pour l'analyse des 3 premières années de données (SNLS-3).

A l'issue de ce traitement la variance du fond de ciel est recalculée et la carte de poids des pixels mis à jour par rapport à cette nouvelle valeur.

### 4.2.3 Catalogue de photométrie d'ouverture

On ajuste sur les pixels des objets une gaussienne 2-D, dont le centre définit alors la position de l'objet. L'ajustement des pixels par une fonction paire est plus robuste face à une éventuelle asymétrie de la PSF (Fig. 4.3 et section 4.2.4). Les moments gaussiens des étoiles du catalogue SExtractor sont calculés (Fig. 4.3).



**Fig. 4.3** – Distribution des seconds moments gaussiens en  $x$  des étoiles en fonction de leur distance au centre du plan focal. La forme des étoiles va en se dégradant du centre vers les bords de MegaCam. Pour deux images en  $r_M$ , prises en octobre 2003 et deux ans plus tard et dans les mêmes conditions. L'amélioration de l'uniformité de la forme des étoiles est due au retournement d'une des lentilles du correcteur de champ en décembre 2004. Figure extraite de [Reg09].

On effectue une nouvelle sélection des étoiles parmi les objets identifiés en utilisant un diagramme 2-D de leurs second moments et de leur brillance, plus robuste que la procédure de sélection précédente. Ce catalogue d'étoiles identifiées est écrit séparément du catalogue précédent. Le seeing est alors recalculé en estimant le rayon moyen d'un disque de surface égale à celui de l'ellipse correspondant aux second moments moyens des étoiles. Le seeing moyen des images ainsi calculé est indiqué dans le tableau 4.1.

On souhaite mesurer le flux de ces étoiles. Une méthode relativement indépendante de la forme de la PSF de l'image est celle d'une photométrie d'ouverture. Elle consiste à intégrer tout le flux dans une ouverture donnée autour de l'objet. Une photométrie d'ouverture circulaire des étoiles est effectuée sur chaque image, pour des ouvertures de rayon  $r = n \times \text{seeing}$ ,  $n$  variant de 2 à 20. Les éventuels pixels morts ne sont pas pris en compte dans le calcul du flux des objets.

#### 4.2.4 Catalogue de photométrie de PSF

Le calcul de la PSF d'une image permet de définir précisément la forme des étoiles sur celle-ci. La valeur  $p_{k,l}$  du pixel  $(k,l)$  d'une étoile  $j$  centrée en  $(x_j, y_j)$  et de flux  $\text{flux}_j$  s'écrit :

$$p_{k,l} = \text{flux}_j \times \int_{-0.5}^{0.5} \int_{-0.5}^{0.5} \text{PSF}(x_j - k - u, y_j - l - v) du dv \quad (4.1)$$

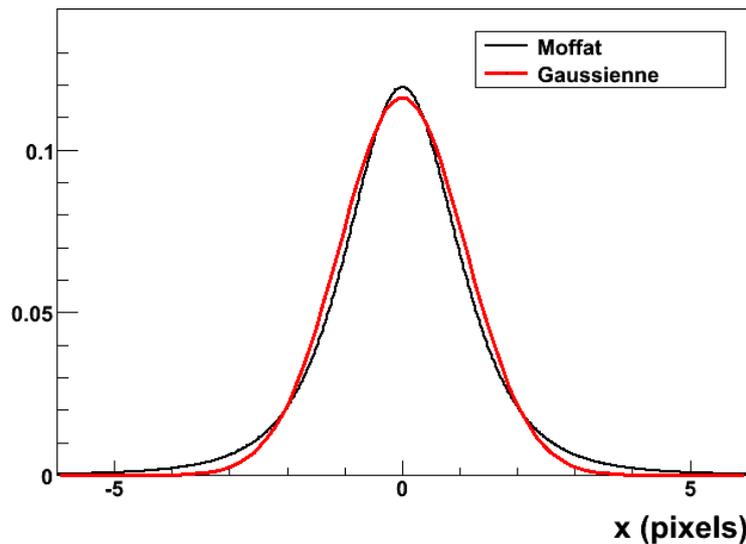
On modélise la PSF par la somme de deux contributions :

1. un modèle analytique symétrique décrite par la fonction "Moffat" (Fig. 4.4) suivante :

$$\text{PSF}_{\text{ana}}(\alpha, a, b, c; x - x_j, y - y_j) = \frac{1}{\sqrt{|ab - c^2|}} \times \frac{(\alpha - 1)}{\pi} \left( \frac{1}{1 + a(x - x_j)^2 + b(y - y_j)^2 + c(x - x_j)(y - y_j)} \right)^\alpha \quad (4.2)$$

avec  $\alpha = 2.5$  et dont les coefficients  $a$ ,  $b$  et  $c$  varient lentement à travers le CCD : ce sont des polynômes de degré 1 en  $(x_j, y_j)$ . Ceci tient compte d'une variation spatiale de la PSF.

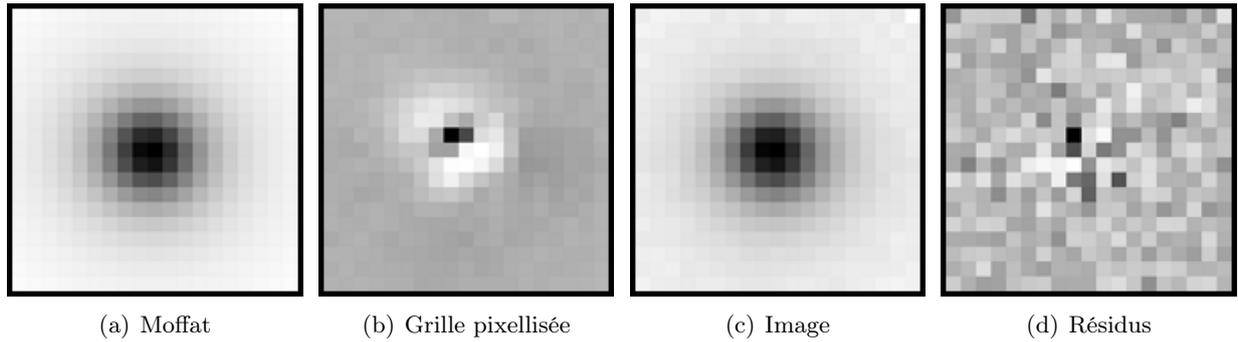
2. une grille pixellisée d'environ  $15 \times 15$  pixels, dont la taille exacte dépend du seeing de l'image et dont le flux total des pixels est égal à 0. Ces pixels sont également lentement variables à travers le CCD et des polynômes de degré 1 en  $(x_j, y_j)$ . Cette grille permet de tenir compte d'une éventuelle asymétrie de la PSF.



**Fig. 4.4** – Projection pour  $y = 0$  d'une fonction Moffat avec  $a = b = (2 \times \sigma_{\text{seeing}})^{-2}$ ,  $c = 0$  et  $\sigma_{\text{seeing}} = 1$ . En rouge, une gaussienne de  $\sigma \approx 1$  est ajustée sur la fonction. La fonction Moffat est une modification de la fonction lorentzienne permettant de modéliser avec précision les ailes des PSFs ne pouvant être correctement représentées par une gaussienne ou une lorentzienne [Mof69].

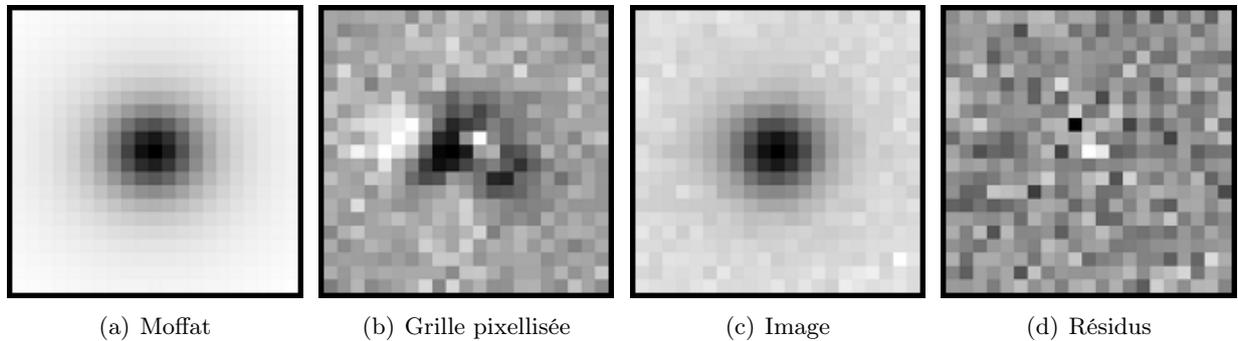
## 4.2 Catalogues et propriétés de chaque image

On ajuste ce modèle de la PSF par la méthode des moindres carrés sur les objets sélectionnés comme étant des étoiles à l'étape précédente. Cet ajustement concerne en moyenne 75 étoiles par CCD. La contribution analytique est d'abord ajustée seule, puis une fois celle-ci fixée, la grille pixellisée est ajustée à son tour (Fig. 4.5). Le poids des pixels de la PSF, c'est-à-dire l'inverse de la variance du flux du pixel, prend en compte la variance du fond de ciel et la contribution poissonnienne du flux de l'étoile. Le  $\chi^2$  moyen par degré de liberté de cet ajustement de la PSF est d'environ 1.05. La valeur des pixels de la grille pixellisée ajustée ne contribue que pour quelques pourcents au modèle de PSF ajusté. Cette grille demeure donc bien une correction faible au modèle analytique.



**Fig. 4.5** – Exemple de modélisation de la PSF sur un CCD de centre. De gauche à droite : le modèle analytique de la PSF ajusté sur une image, la grille pixellisée ajustée, une vignette centrée sur une étoile de l'image et les résidus à la soustraction  $\text{vignette}^{\text{étoile}} - \text{flux}^{\text{étoile}} \otimes [\text{PSF}_{\text{ana}} + \text{grille}]$ . Pour une image du champ D1, dans la bande  $i_M$  et pour le CCD 13 au centre de MegaCam.

Des effets d'asymétrie de la PSF affectent les CCDs de bords de MegaCam, où des effets d'aberration optique faibles existent malgré le correcteur de champ (Fig. 4.6). Ces asymétries peuvent dégrader plus ou moins fortement la forme des étoiles selon leur position sur la caméra. L'ajustement de la grille pixellisée permet d'absorber cet effet. Au cours d'investigations sur ces aberrations, la troisième lentille du Wide Field Corrector fut retournée (2 décembre 2004). La qualité des images fut depuis nettement améliorée (Fig. 4.3).



**Fig. 4.6** – Exemple de modélisation de la PSF sur un CCD de “coin” de MegaCam. De gauche à droite : le modèle analytique de la PSF ajusté, la grille pixellisée ajustée, une vignette centrée sur une étoile de l'image et les résidus à la soustraction  $\text{vignette}^{\text{étoile}} - \text{flux}^{\text{étoile}} \otimes [\text{PSF}_{\text{ana}} + \text{grille}]$ . Il s'agit ici de la même exposition que celle de la figure 4.5 mais pour le CCD 27 dans un “coin” de MegaCam. La grille pixellisée encode ici très nettement une asymétrie de la PSF.

Une fois la PSF modélisée, une photométrie de PSF des étoiles de l'image est réalisée. Afin d'estimer le flux ainsi que la position de l'étoile  $j$  dans l'image  $i$ , on minimise la quantité suivante :

$$\chi^2 = \sum_{k,l} W_{k,l} (p_{k,l} - \text{flux}_j \text{PSF}_i(\mathbf{x}_{k,l} - \Delta\mathbf{x}_j))^2, \quad (4.3)$$

où  $p_{k,l}$  est la valeur du pixel  $(k,l)$  et  $W_{k,l}$  est le poids de ce pixel. La position de l'étoile est alors définie comme le centre de la partie analytique symétrique. Les éventuels pixels morts ne sont pas pris en compte dans l'ajustement. Cette mesure n'est réalisable que pour environ 10% des objets du catalogue de l'image.

### Espérance et variance de l'estimateur de flux dans une photométrie de PSF

Pour une position connue et fixe l'ajustement 4.3 est linéaire et l'estimation du flux non biaisée. Ce n'est plus le cas lorsque la position est également ajustée. Les dérivées de la PSF rendent alors l'ajustement non linéaire.

Par conséquent on linéarise le problème et on minimise le  $\chi^2$  de l'ajustement 4.3 de manière itérative, en fixant une position de départ. On obtient un estimateur de position  $(\hat{\delta}_x, \hat{\delta}_y)$  et un estimateur du flux  $\widehat{\text{flux}}$  qui s'écrit :

$$\widehat{\text{flux}} = \frac{\int \text{PSF}(x - \hat{\delta}_x, y - \hat{\delta}_y) \times I(x, y) dx' dy'}{\int \text{PSF}^2(x, y) dx' dy'} \quad (4.4)$$

Dans le cas où les pixels de la PSF partagent le même poids  $w$ , l'espérance et la variance attendue sur l'estimateur du flux s'écrivent :

$$\text{Var} [\widehat{\text{flux}}] = \frac{1}{\int \text{PSF}^2(x, y) dx' dy'} \times \frac{1}{w} \quad (4.5)$$

$$E [\widehat{\text{flux}}] = \text{flux} \left[ 1 - \frac{\text{Var} [\widehat{\text{flux}}]}{\text{flux}^2} \right] \quad (4.6)$$

L'estimateur de flux est donc systématiquement biaisé.

En considérant maintenant une source faible, c'est-à-dire pour laquelle bruit du fond de ciel domine ( $w = \sigma_{sky}^{-2}$ ), et une PSF gaussienne d'écart-type  $\sigma_{\text{seeing}}$ , alors les équations 4.5 et 4.6 se réécrivent simplement :

$$\text{Var} [\widehat{\text{flux}}] = 4\pi \sigma_{\text{seeing}}^2 \sigma_{sky}^2 \quad (4.7)$$

$$E [\widehat{\text{flux}}] = \text{flux} \left[ 1 - \frac{E [\hat{\delta}_x^2 + \hat{\delta}_y^2]}{4\pi \sigma_{\text{seeing}}^2} \right] \quad (4.8)$$

Dans ce cas, un biais en position se traduit directement par un biais en flux. Pour un seeing de 0.87" (soit un  $\sigma_{\text{seeing}} = 2$  pixels), un biais en position de 0.12 pixels correspond à un biais en flux d'1 mmag.

## 4.3 Alignement des images

---

### 4.2.5 Astrométrie des images

Pour estimer l’astrométrie absolue de chaque image, on projette les coordonnées d’un catalogue astrométrique de référence sur le plan tangent de la sphère céleste à la position du centre du CCD. Selon le champ, ce catalogue est soit le catalogue astrométrique issu des observations de [Sto99], soit le catalogue USNO-B [Mon03] soit le catalogue issu des observations du SDSS [Ade07]. On réalise alors un appariement combinatoire entre les coordonnées obtenues par cette projection et les coordonnées des objets du catalogue produit par SExtractor dans la section 4.2.2. On en déduit une transformation linéaire (translation et/ou rotation et/ou homothétie) qui relie ces coordonnées. La transformation géométrique des pixels ainsi obtenue est ensuite convertie en transformation WCS des pixels vers les coordonnées équatoriales (ascension droite  $\alpha$  et déclinaison  $\delta$ , cf. annexe B). Elle est alors décomposée en une transformation linéaire plus une correction cubique<sup>1</sup>.

## 4.3 Alignement des images

Cette section décrit les étapes qui mènent à l’alignement géométrique et photométrique des images sur leur image de référence.

### 4.3.1 Sélection des images de référence

Une image de référence est sélectionnée pour chaque champ parmi D1, D2, D3 et D4 et chaque bande parmi  $g_M$ ,  $r_M$ ,  $i_M$ ,  $i_{M2}$  et  $z_M$ . Ces références sont choisies pour leur qualité (seeing). Compte tenu du plus grand nombre d’images de bonne qualité dans les données SNLS-5, cette analyse repose sur des images de référence différentes de celles des analyses précédentes. Le seeing moyen de chaque exposition de la mosaïque est calculé comme la moyenne quadratique du seeing d’un CCD central (13) et des quatre CCDs de “coin” de la caméra (0,8,27,35). Les coordonnées astrométriques de cette référence doivent être proches des coordonnées réelles du champ. On rappelle que les expositions successives de MegaCam sont affectées d’un dithering allant jusqu’à 1.5”, soit 500 pixels (section 3.3.2). On s’assure donc que les coordonnées de l’image de référence sont proches de la moyenne des coordonnées de toutes les images de ce champ et dans cette bande. Pour les besoins de la soustraction, les images ainsi sélectionnées pour devenir des références sont élargies de 120 pixels en  $x$  et 300 pixels en  $y$ , les pixels de ces “marges” étant mis à 0.

### 4.3.2 Alignement géométrique

Compte tenu du dépointage régulier du télescope ou des effets de réfraction atmosphérique (section 5.3.2), les étoiles d’un champ n’ont pas les mêmes coordonnées sur la caméra dans une image particulière que dans une autre image du même champ. Il faut procéder à un alignement géométrique, c’est-à-dire trouver la transformation qui superpose parfaitement les grilles de pixels des deux images. Cette transformation ne se résume pas à un simple décalage d’un nombre entier de pixels et nécessite donc un rééchantillonnage de l’image. Les valeurs de chaque pixel de l’image alignée contiennent donc une contribution de plusieurs pixels de l’image originale.

La transformation géométrique de chaque image vers la référence est calculée en prenant en compte les catalogues de photométrie d’ouverture de l’image produit à la section 4.2.3 et une première estimation de la transformation basée sur le WCS calculé à la section 4.2.5. On rappelle que les positions proviennent des pixels des objets sur lesquels on a ajusté une gaussienne. Une transformation en  $x$  et  $y$  de degré successivement égal à 1, 2 et 3 est calculée itérativement. La transformation de meilleur  $\chi^2$  par degré de liberté est conservée.

---

1. Certaines applications utilisent le WCS des images, par exemple l’application de visualisation des images ds9. Ces outils ne sont la plupart du temps compatibles qu’avec des transformations linéaires.

La comparaison des positions des objets entre le catalogue aligné d'une image et le catalogue de sa référence est présenté dans la figure 4.7. Ces résidus sont centrés à 0 par construction et ne sont pas biaisés en magnitude, comme le montre la figure 4.8. La dispersion de ces résidus varie selon la position du CCD sur MegaCam : elle est en  $i_M$  de 0.23 pixels au centre et de 0.34 pixel au coin de la caméra. Cette dispersion reflète essentiellement la précision de la mesure des positions.

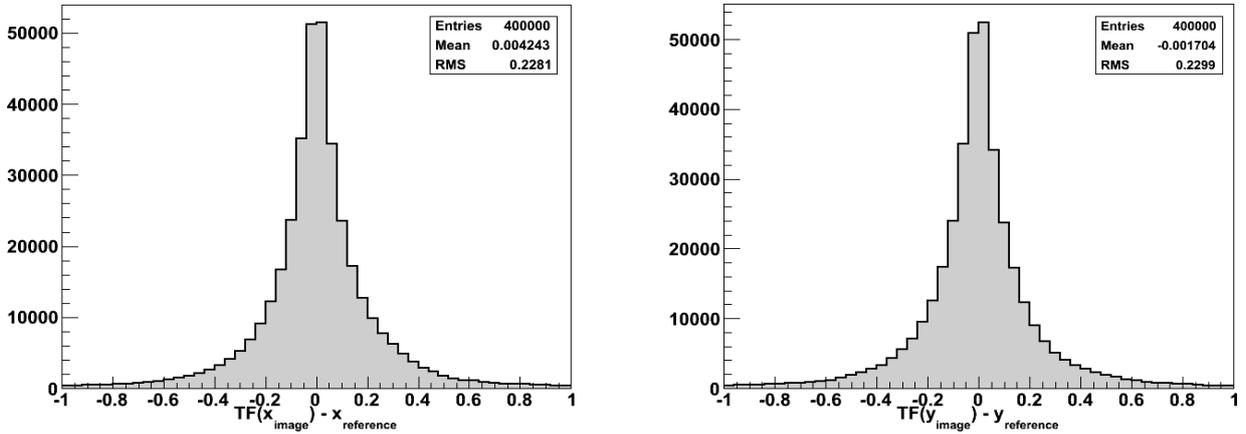


Fig. 4.7 – Distribution des résidus de l’alignement géométrique, c’est-à-dire de la différence entre la position alignée géométriquement des objets dans une image et celle dans le catalogue de photométrie d’ouverture de sa référence. Pour les images du champ D1 dans le filtre  $i_M$  et sur le CCD de centre (13).

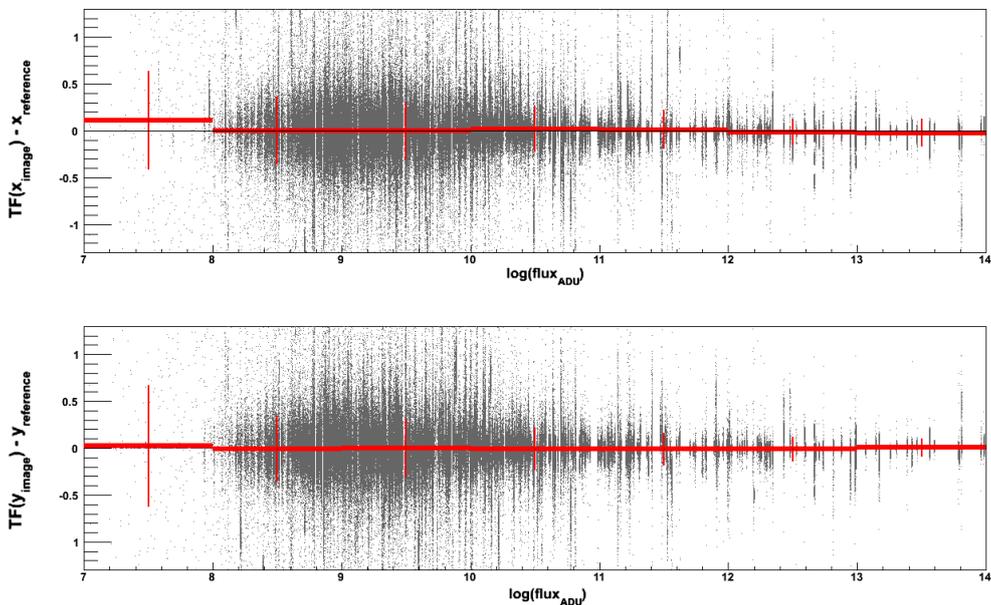


Fig. 4.8 – Même figure que 4.7 en fonction du logarithme du flux. Aucun biais avec la valeur du flux des objets n’est observé.

La transformation est ensuite utilisée pour aligner l’image dans le référentiel géométrique de l’image de référence en interpolant quadratiquement l’image en un point  $(x, y)$ , de partie entière

### 4.3 Alignement des images

$(x_p, y_p)$ , via un noyau de rééchantillonnage de  $3 \times 3$  pixels faisant intervenir les pixels voisins :

$$I(x, y) = 1/4 \times \left[ \begin{aligned} & \left[ \text{image}(x_{p-1}, y_{p-1}) \times \alpha_0 - 2 \times \text{image}(x_p, y_{p-1}) \times \alpha_1 + \text{image}(x_{p+1}, y_{p-1}) \times \alpha_2 \right] \times \beta_0 \\ & + \left[ \text{image}(x_{p-1}, y_p) \times \alpha_0 - 2 \times \text{image}(x_p, y_p) \times \alpha_1 + \text{image}(x_{p+1}, y_p) \times \alpha_2 \right] \times \beta_1 \\ & + \left[ \text{image}(x_{p-1}, y_{p+1}) \times \alpha_0 - 2 \times \text{image}(x_p, y_{p+1}) \times \alpha_1 + \text{image}(x_{p+1}, y_{p+1}) \times \alpha_2 \right] \times \beta_2 \end{aligned} \right]$$

avec en posant  $\Delta x = x - x_p$  et  $\Delta y = y - y_p$  :

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= (\Delta x - 1) \times \Delta x & ; & & \alpha_1 &= (\Delta x - 1) \times (\Delta x + 1) & ; & & \alpha_2 &= (\Delta x + 1) \times \Delta x \\ \beta_0 &= (\Delta y - 1) \times \Delta y & ; & & \beta_1 &= (\Delta y - 1) \times (\Delta y + 1) & ; & & \beta_2 &= (\Delta y + 1) \times \Delta y \end{aligned} \quad (4.9)$$

Ce rééchantillonnage de l'image implique que les variances des pixels de l'image alignée ne sont pas égales à celles des pixels indépendants de l'image initiale. On pose  $V$  la variance des pixels de l'image initiale et  $V'$  la variance des pixels de l'image alignée. Pour un alignement à une dimension ( $\Delta y = 0$ ) et une distribution uniforme de  $\Delta x$  entre -0.5 et 0.5, on montre que ;

$$V' = V \times (6\Delta x^4 - 6\Delta x^2 + 4) / 4 \approx 0.9 \times V \quad (4.10)$$

Pour un alignement à deux dimensions, on trouve que  $V' \approx 0.8 \times V$ . En d'autres termes, la variance des pixels de l'image alignée ne provient qu'à 80% de la variance des pixels de l'image initiale. Compte tenu que le flux de l'objet et la variance de ce flux sont égaux entre l'image initiale et alignée, si on intègre ce flux sur un rayon assez grand par rapport au noyau de rééchantillonnage alors la somme des covariances des pixels de l'objet vaut en moyenne 20% de la somme des variances  $V$ . Par conséquent *la covariance d'un pixel avec tous ses voisins est en moyenne égale à 20% de sa variance initiale.*

Au terme de cet alignement, la grille de pixels de l'image est alignée sur celle de l'image de référence. La carte de poids de l'image alignée est obtenue en inversant la carte des variances  $V'$  des pixels, elle-même calculée en rééchantillonnant la carte des variances  $V$  de l'image originale. On ne tient donc pas compte des covariances des pixels. Enfin, le seeing de l'image est majoré quadratiquement de 1/12 de pixel pour tenir compte du rééchantillonnage.

#### 4.3.3 Alignement photométrique et noyau de convolution

Les flux d'un même objet mesurés sur deux images distinctes diffèrent du fait de la variation des temps de pose ou de la transmission atmosphérique entre les deux images. Pour comparer ces images, il faut estimer le rapport photométrique  $\mathcal{R}_i$  entre les flux sur l'image et ceux sur la référence :

$$\text{flux}_i = \mathcal{R}_i \times \text{flux}_{\text{ref}} \quad (4.11)$$

Cette relation s'applique aux flux des objets ou directement aux pixels de l'image, à condition que le fond de ciel soit préalablement soustrait. La PSF diffère également pour chaque image. Pour tenir compte des différences entre la PSF d'une image  $i$  et celle de l'image de référence on estime le noyau de convolution  $K$  tel que :

$$PSF_i = K_i \otimes PSF_{\text{ref}} \quad (4.12)$$

Selon cette définition, si les PSF sont de parfaites gaussiennes d'écart-type respectivement  $\sigma_{\text{ref}}$  et  $\sigma_i$ , alors le noyau  $K_i$  est exactement égal à la gaussienne d'écart-type  $(\Delta\sigma)^2 = \sigma_i^2 - \sigma_{\text{ref}}^2$ .

L'estimation du noyau  $K_i$  est effectuée entre l'image de référence et l'image *alignée géométriquement* sur la grille de pixels de cette dernière. Cette méthode est décrite dans [Ala00]. Un modèle du noyau est ajusté en comparant directement les pixels de vignettes prises sur l'image de référence et l'image alignée, centrées autour d'objets sélectionnés pour :

- leur flux et leur signal/bruit : on considère les 150 objets les plus brillants et de  $S/B > 10$ ,
- leur forme : les moments d'ordre 2 doivent être supérieurs à  $0.2 \times \text{seeing}$ ,
- et enfin l'absence de contamination par des pixels morts ou saturés.

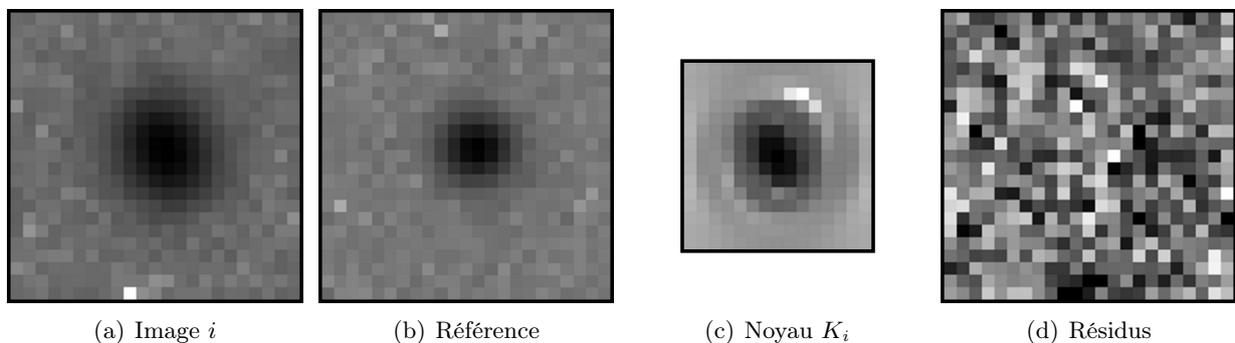
L'intégrale du noyau de convolution est ici égale au rapport photométrique  $\mathcal{R}_i$  entre les deux images. On impose pendant l'ajustement que cette intégrale soit constante sur l'image. Le modèle du noyau  $K_i$  est décomposé sur une base de noyaux  $K_l$  :

$$K_i = \sum_{l=0}^3 a_l \times K_l \quad \text{avec} \quad K_0 = \delta \quad \text{et} \quad K_l = \text{Pol}^n(x, y) \times \text{Gauss}(x, y; \alpha \times \Delta\sigma) \quad \text{pour} \quad l \geq 1 \quad (4.13)$$

où  $\delta$  est la fonction de Dirac,  $n$  est le degré du polynôme  $\text{Pol}^n$  et  $\alpha \times \Delta\sigma$  est l'écart-type de la gaussienne. On choisit les composantes  $(\alpha, n)$  parmi  $(0.7, 6)$ ,  $(1.5, 4)$  et  $(2, 2)$ . Les coefficients  $a_l$  de cette décomposition sont variables à travers le CCD : ce sont des polynômes de degré 2 en  $(x_j, y_j)$ . La taille du noyau ajusté dépend de  $\Delta\sigma$  et est en moyenne de  $17 \times 17$  pixels. La taille des vignettes qui entrent dans l'ajustement dépend de leur seeing et est en moyenne de  $43 \times 43$  pixels.

On estime aussi lors de l'ajustement une différence de fond de ciel résiduelle entre les vignettes des objets sur l'image alignée et sur l'image de référence. Cette carte de fond est également ajustée sur le CCD par un polynôme de degré 2 en  $x_j$  et  $y_j$ .

Ce problème est linéaire et la procédure d'ajustement se fait par la méthode des moindres carrés, en éliminant itérativement les objets dont le  $\chi^2$  de la vignette correspondante est à  $4 \sigma$  du  $\chi^2$  moyen des autres vignettes. En moyenne l'ajustement se fait sur environ 130 vignettes. Cette méthode permet par construction de corriger les différences de PSF entre deux images, mais présente aussi l'avantage important de "rattraper" les défauts d'alignement géométrique qui se limitent à des fractions de pixel. Le noyau ainsi calculé est défini en chaque point de l'image. En revanche, cette méthode nécessite que les images soient alignées géométriquement. Le chapitre 5 présente une autre méthode de calcul du noyau de convolution, s'appuyant directement sur les modèles des PSF des deux images.



**Fig. 4.9** – Exemple d'ajustement d'un noyau de convolution sur les pixels d'une image et de sa référence. De gauche à droite : une vignette centrée sur une étoile dans l'image  $i$ , une vignette centrée sur la même étoile mais dans l'image de référence, le noyau ajusté pour l'image  $i$  et la vignette des résidus à la soustraction vignette <sup>$i$</sup>  – vignette<sup>ref</sup>  $\otimes$   $K_i$ . Pour une image du champ D4, dans la bande  $i_M$  et pour le CCD 24.

### 4.4 Production des courbes de lumière

On dispose maintenant d’images dans le même référentiel géométrique et photométrique et à la même qualité d’image que leur image de référence. On mesure alors le flux des supernovæ par une méthode de photométrie différentielle.

#### 4.4.1 Objectifs de la photométrie des supernovæ

Le but de la photométrie des supernovæ est de mesurer le rapport du flux de la supernova à celui d’une étoile standard. Ce rapport est en fait mesuré en deux temps :

$$\frac{\text{flux}_{\text{SN}}}{\text{flux}_{\text{standard}}} = \left( \frac{\text{flux}_{\text{SN}}}{\text{flux}_{\text{tertiaire}}} \right)_{\text{PSF}} \times \left( \frac{\text{flux}_{\text{tertiaire}}}{\text{flux}_{\text{standard}}} \right)_{\text{ouverture}} \quad (4.14)$$

Dans la partie gauche de l’équation 4.14, le premier rapport est calculé entre les flux mesurés dans une même image par photométrie différentielle, analogue à la mesure par ajustement de PSF décrite dans la section 4.2.4. Le deuxième rapport est mesuré entre les flux d’ouverture sur des images distinctes, les étoiles tertiaires et les étoiles standard de Landolt n’étant pas observées dans le même champ, en choisissant des ouvertures suffisamment grandes pour que le rapport soit robuste face aux différences des PSFs des images. De cette manière l’optimalité statistique est obtenue là où elle importe, c’est-à-dire pour la photométrie de la supernova. Le reste de la procédure assure la robustesse au détriment de l’optimalité statistique. Comme il existe de nombreuses étoiles tertiaires très brillantes pour chaque image, le bruit de Poisson sur leur mesure est relativement faible et un écart à l’optimalité n’a pas d’effet sur l’incertitude statistique de la mesure de ce rapport.

#### 4.4.2 Modèle de photométrie différentielle

La photométrie des supernovæ repose sur l’ajustement d’un modèle du flux reçu par les pixels sur toutes les images disponibles. Cette méthode de photométrie différentielle simultanée a été développée lors de la thèse de S. Fabbro [Fab01] et fut par la suite employée pour l’analyse des données SNLS à 1 an (SNLS-1, [Ast06]) et à 3 ans (SNLS-3, [Guy10]). Cette méthode de photométrie est nommée ici “photométrie A06”. On présente ici une description de cette méthode et de son articulation avec la chaîne d’analyse.

Pour chaque image d’une bande donnée, la supernova est modélisée comme une source ponctuelle dont la PSF est celle de l’image, de manière analogue avec une photométrie de PSF. La position de la supernova dans le ciel est constante et elle “repose” sur une galaxie sous-jacente dont on suppose simplement que les pixels sont constants dans le temps. La photométrie des supernovæ doit donc estimer :

1. la position de la supernova dans le référentiel géométrique de la référence :  $\mathbf{x}_{\text{SN}} = (x_{\text{SN}}, y_{\text{SN}})$ .
2. la carte des pixels de l’éventuelle galaxie sous-jacente, dans ce même référentiel géométrique, et avec la PSF de la référence :  $\text{gal}_{\text{ref}}$
3. pour chaque image  $i$  : la valeur du flux de la supernova sur l’image, exprimé dans le référentiel photométrique de la référence :  $\text{flux}_i$
4. pour chaque image  $i$  : le fond de ciel résiduel uniforme  $\text{sky}_i$ . Ce fond est fixé à 0 sur une image donnée, afin de lever la dégénérescence de l’ajustement entre ce fond et la carte de la galaxie.

Pour cela, les consignes suivantes sont appliquées :

- les flux antérieurs à  $30 \text{ jrs} \times (1 + z_{\text{sn}})$  avant le maximum et ceux postérieurs à  $200 \text{ jrs} \times (1 + z_{\text{sn}})$  après le maximum sont considérés nuls.

- la taille de la carte de la galaxie hôte est d'environ  $N_{\text{gal}}^2 = 51 \times 51$  pixels et est calculée à partir des seeing et des tailles de noyaux des images impliquées.
- pour toutes les images disponibles et *alignées géométriquement sur la grille des pixels de référence*, des vignettes sont délimitées autour de la position de la supernova. Leur taille est égale à celle de la carte de galaxie  $N_{\text{gal}}$  moins la taille de leur noyau.
- pour chaque vignette extraite de l'image  $i$ , on connaît le noyau de convolution  $\mathbf{K}_i$  permettant de passer de la PSF de l'image de référence  $\text{PSF}_{\text{ref}}$  à celle de l'image  $i$ ,  $\text{PSF}_i$ . Celui-ci est calculé selon la méthode décrite dans la section 4.3.3.

Le modèle qui décrit le flux  $D_{i,p}$  dans un pixel  $p$  de position  $\mathbf{x} = (x, y)$  de l'image  $i$  et qui est ajusté sur les pixels de la vignette extraite de l'image  $i$ , s'écrit :

$$D_{i,p} = \left[ \left( \text{flux}_i \times \text{PSF}_{\text{ref}}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{\text{SN}}) + \text{gal}_{\text{ref}}(\mathbf{x}) \right) \otimes \mathbf{K}_i \right]_p + \text{sky}_i \quad , \quad (4.15)$$

On minimise alors par la méthode des moindres carrés la quantité :

$$\chi_{\text{A06}}^2 = \sum_{i,p} W_{i,p} (D_{i,p} - I_{i,p})^2 \quad (4.16)$$

où  $I_{i,p}$  et  $W_{i,p}$  représentent l'intensité mesurée et le poids du pixel  $p$  dans l'image  $i$  alignée, donc rééchantillonnée. Les supernovæ sont des sources faibles dont l'incertitude sur le flux est dominée par le bruit de photon du fond de ciel (Fig. 4.10). On néglige donc dans le poids individuel des pixels la contribution poissonnienne du flux de la supernova elle-même, ainsi que celui de la galaxie sous-jacente. Seule la variance du fond de ciel de l'image est prise en compte. Chaque pixel est considéré comme indépendant, ce qui n'est pas le cas puisque les images ont été rééchantillonnées. L'impact de ce rééchantillonnage sur l'ajustement est discuté dans la section suivante.

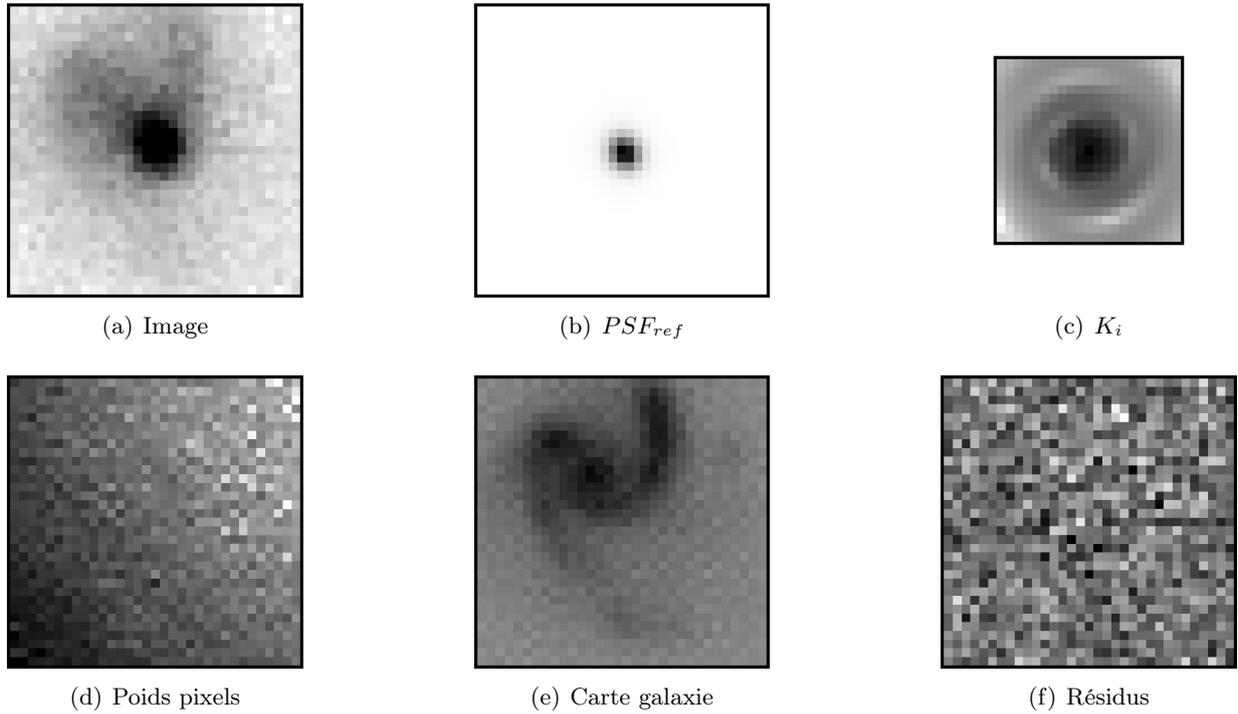
La minimisation est effectuée sur l'ensemble des images de la supernova et pour chaque image sur l'ensemble des pixels de la vignette centrée sur la position de la supernova. Le total des paramètres ajustés comprend : le flux des pixels de la carte de la galaxie, le flux de la supernova et la valeur du fond de ciel sur l'image  $i$  et la position de la supernova ; soit un total de  $N_{\text{gal}}^2 + N_{\text{images}} \times 2 + 2$ . Compte tenu de la taille des vignettes de la galaxie (environ  $50 \times 50$  pixels) et de la liste des images disponibles de la supernova (en moyenne 300 à 400), chaque ajustement comporte plusieurs milliers de paramètres, typiquement 2000 à 3000.

Comme dans le cas d'une photométrie de PSF, l'ajustement est non-linéaire du fait que la position est également ajustée : les dérivées de la PSF par rapport à  $\mathbf{x}_{\text{SN}}$  doivent par conséquent être calculées. On adopte une procédure de minimisation de Gauss-Newton consistant à minimiser le  $\chi_{\text{A06}}^2$  par itérations successives en calculant l'incrément  $\delta X$  de l'espace des paramètres qui annule la première dérivée du  $\chi_{\text{A06}}^2$  par rapport aux paramètres. Cette dérivée est approximée par un développement limité du second ordre. Le système décrit est alors linéaire :

$$\sum_l \partial_{k,l}(\chi_{\text{A06}}^2) X_l + \partial_k(\chi_{\text{A06}}^2) = 0 \quad \text{avec} \quad C_{k,l} = \left( \partial_{k,l}(\chi_{\text{A06}}^2) \right)^{-1} \quad (4.17)$$

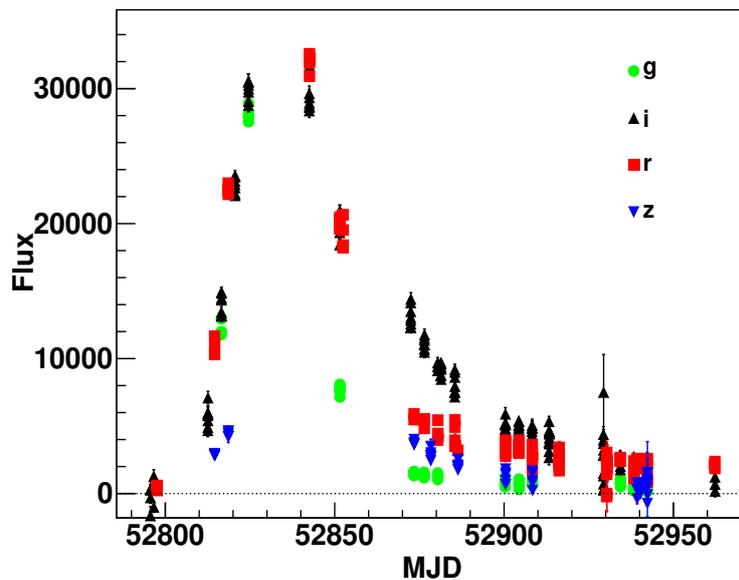
Les indices  $k$  et  $l$  décrivent l'espace des paramètres du modèle et  $C_{k,l}$  est leur matrice de covariance. On néglige les dérivées secondes du modèle par rapports aux paramètres. Plusieurs itérations de l'ajustement sont effectuées dans un ordre déterminé, d'abord à position fixée, puis plusieurs fois de suite en ajustant la position, jusqu'à convergence de l'ajustement (test d'arrêt sur la valeur de  $\delta\chi^2$ ). L'ajustement est robustifié en éliminant les pixels "outliers" de chaque vignette. En moyenne une cinquantaine de pixels sont rejetés de l'ajustement par une coupure à  $5 \sigma$  sur leur  $\chi^2$ .

#### 4.4 Production des courbes de lumière



**Fig. 4.10** – Exemple d’ajustement du modèle de photométrie A06 pour une image dans la bande  $g_M$  prise aux alentours du maximum de la SN Ia 03D4ag ( $z = 0.285$ ).

Pour chaque supernova cette procédure est d’abord réalisée pour la bande  $i_M$ , puis partant de la position ajustée en  $i_M$  on ajuste la position pour la bande  $r_M$ . On calcule la moyenne pondérée des deux positions. Si l’écart avec la position initiale est important, la procédure est réitérée avec la nouvelle position. Après convergence de la position ajustée sur les bandes  $i_M$  et  $r_M$ , on ajuste le modèle à position fixée pour les bandes  $g_M$  et  $z_M$ . Au total 1654 courbes de lumière “A06” parmi 419 SNe Ia sont produites (Tab. 4.2 et Fig. 4.11).



**Fig. 4.11** – Courbes de lumière en  $g_M$ ,  $r_M$ ,  $i_M$ ,  $z_M$  produite par la photométrie A06 pour la SN Ia 03D4ag ( $z = 0.285$ ).

### 4.4.3 Ajustement des flux par nuit

L'ajustement précédent fournit la valeur des paramètres ajustés en même temps que la matrice de covariance de ces paramètres. Les corrélations entre certains paramètres, notamment celles entre le flux des pixels de la galaxie hôte et le flux de la supernova, peuvent être réduites par la prise en compte des images pour lesquelles le flux de la supernova est nul ou négligeable.

Les poids dans l'expression 4.16 ne prennent pas en compte les corrélations entre pixels voisins induites par le rééchantillonnage des images. En négligeant ces corrélations positives de pixel à pixel, on sous-estime la variance des paramètres ajustés de 20%. Il est formellement possible, bien que relativement complexe, de modifier ces poids pour tenir compte de ces corrélations pixels à pixels. Toutefois une autre solution, moins complexe et coûteuse en temps de calcul, est mise en oeuvre : elle met à profit l'information fournie par toutes les poses prises au cours d'une même nuit.

Le flux d'une supernova au cours de la nuit est supposé constant et on ajuste la valeur de ce flux de la supernova pour chaque nuit. On appelle  $F^i$  le vecteur des flux<sub>*i*</sub> mesurés sur chaque pose *i*,  $C^i$  leur matrice de covariance fournie par l'ajustement 4.16.  $F^{\text{nuit}}$  est le vecteur des flux par nuit  $f_n$ . La matrice  $A$  est une matrice booléenne (composée de 0 et de 1) qui nous indique en colonne *n* à la ligne *i* si l'image *i* correspond à la nuit *n*.

On ajuste alors les valeurs des composantes flux<sub>*n*</sub> de  $F^{\text{nuit}}$  en minimisant :

$$\chi_{\text{A06,nuit}}^2 = (F^i - A \times F^{\text{nuit}})^T C_i^{-1} (F^i - A \times F^{\text{nuit}}). \quad (4.18)$$

Cela permet alors de calculer la quantité :

$$F^{\text{nuit}} = (A^T C_i^{-1} A)^{-1} A^T C_i^{-1} F^i, \quad (4.19)$$

et la matrice de covariance des flux par nuit associée :

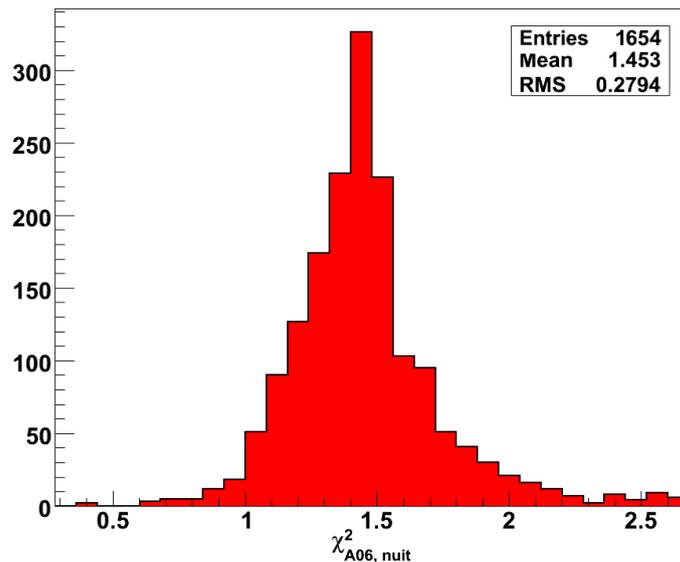
$$C_{\text{nuit}} = (A^T C_i^{-1} A)^{-1} \quad (4.20)$$

La minimisation est robustifiée en éliminant les flux déviants de manière significative (au-delà de  $5\sigma$ ) et pouvant s'expliquer par la présence de rayons cosmiques mal identifiés. En moyenne, 0.5% des mesures sont ainsi éliminées en  $g_M$ ,  $r_M$   $i_M$  et 0.7% en  $z_M$ . La covariance de ces flux par nuit est extraite et normalisée de telle sorte que le  $\chi_{\text{A06,nuit}}^2$  par degré de liberté soit égal à 1. Cette correction, de l'ordre de 50%, absorbe l'effet généré par l'absence de prise en compte de la corrélation des pixels discutée ci-dessus mais aussi des éventuelles imprécisions dans l'estimation des noyaux de convolution et dans la procédure de flatfielding. La distribution de ce coefficient de normalisation appliqué à la variance des flux est indiquée en figure 4.12.

A l'issu de cet ajustement, on obtient pour chaque supernova et pour une bande donnée, la mesure de la valeur du flux de la supernova pour chaque nuit (Fig. 4.11) ainsi que la matrice de covariance associée à ces mesures.

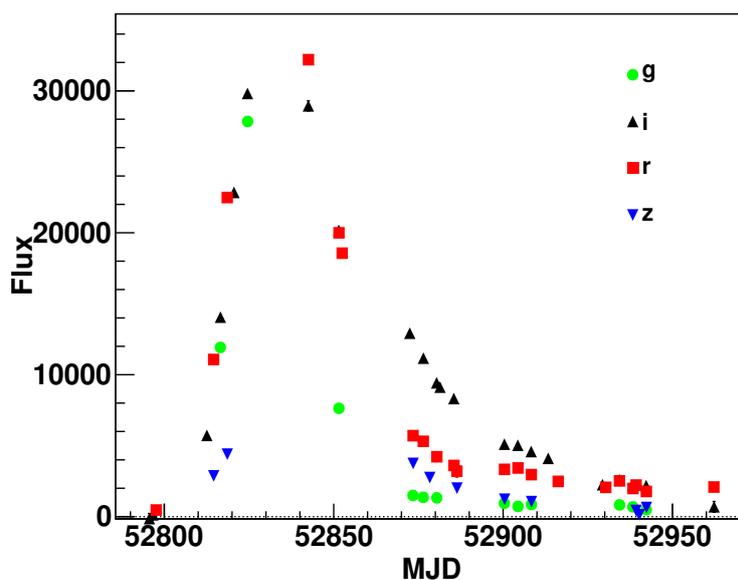
### 4.4.4 Calibration des courbes de lumière

Afin de convertir les flux mesurés dans le référentiel photométrique de la référence en flux physiques, on effectue une photométrie en tout point similaire à celle des supernovæ sur les étoiles tertiaires de calibration, décrite dans la section 3.6.3. La minimisation décrite par les équations 4.15 et 4.16 est réalisée mais en fixant dans ce cas la composante galactique :  $\text{gal}_{\text{ref}} \equiv 0$ .



**Fig. 4.12** – Distribution du  $\chi^2_{A06, nuit}$  de l’ajustement des flux par nuit des courbes de lumière A06, c’est-à-dire du facteur de normalisation de la variance des flux de la photométrie A06. Pour l’ensemble des courbes de lumière dans toutes les bandes,

Les poids ne tiennent à nouveau compte que de la variance du fond de ciel. Ce choix peut paraître non justifié pour les objets brillants que sont les étoiles tertiaires puisque l’incertitude sur les pixels centraux d’une étoile brillante est certainement dominée par le bruit de photons venant de l’étoile elle-même et non par ceux du fond de ciel. Cependant, ce choix permet de “peser” tous les pixels de la PSF de la même manière pour la supernova et pour les étoiles de calibration. De cette façon une erreur sur la forme de la PSF aura les mêmes conséquences sur les étoiles et sur la supernova et l’erreur sur le flux produite se compensera quand on effectuera le rapport de leurs flux respectifs (eq. 3.10). On ne réalise pas d’ajustement des flux par nuit de ces étoiles de calibration puisque l’on s’intéresse uniquement à la valeur moyenne de ce flux.



**Fig. 4.13** – Mêmes courbes de lumière que dans la figure 4.11 après ajustement des flux par nuit.

En suivant la procédure de calibration photométrique décrite dans le chapitre 3, on peut exprimer le flux des supernovæ mesurés dans le système de magnitudes naturelles de MegaCam. On est donc en possession pour chaque supernova et dans chaque bande  $g_M, r_M, i_M, z_M$  de sa courbe de lumière en flux calibrés, ainsi de la matrice de covariance de ces flux. On rappelle que la calibration de la bande  $i_{M2}$  n'est pas exploitée ici.

## 4.5 Modélisation SALT2

Il est maintenant possible d'ajuster le modèle SALT2 [Guy10] sur les courbes de lumière mesurées et calibrées. Cette section complète la description de SALT2 faite dans le chapitre 2.

### 4.5.1 Implémentation

Le modèle SALT2 est un modèle spectrophotométrique basé sur une analyse par composantes principales et qui paramétrise la séquence spectrale de la supernova par la phase  $p$ , pour  $-15 \leq p \leq 45$ , et par la longueur d'onde restframe  $\lambda_e$ , pour  $3000\text{\AA} \leq \lambda_e \leq 7000\text{\AA}$  :

$$\phi^{SALT2}(p, \lambda_e) = X_0 \times [M_0(p, \lambda_e) + X_1 M_1(p, \lambda_e) + \dots] \times \exp[C CL(\lambda_e)] \quad (4.21)$$

Les paramètres de la supernova à déterminer sont la normalisation de son flux  $X_0$ , son paramètre de forme  $X_1$  et son excès de couleur  $C$  par rapport à la couleur moyenne  $(B - V)$  au maximum.

$M_0, M_1$  et  $CL(\lambda)$  sont les propriétés du modèle communes à toutes les SNe Ia. Ces propriétés sont calculées lors de l'entraînement du modèle sur un lot de données réelles, incluant des courbes de lumière et des spectres de SNe Ia.  $M_0$  décrit la séquence spectrale moyenne des SNe Ia et les  $M_k$  en sont les composantes supplémentaires. Les données disponibles pour l'entraînement du modèle ne couvrent pas l'ensemble de l'espace des phases du modèle en terme de longueur d'onde et de phase. Pour chaque supernova, on dispose seulement d'un jeu limité de points de mesure dans des courbes de lumière en  $g_M r_M i_M z_M$  et d'un ou deux spectres. Afin d'assurer un échantillonnage optimal du modèle et sa continuité, on décompose les  $M_k$  sur une base de fonctions B-splines du troisième ordre.  $CL(\lambda)$  est la loi de correction de couleur des SNe Ia.  $CL(\lambda)$  est un polynôme de degré 3 pour lequel on impose  $CL(\lambda_B) = 0$  et  $CL(\lambda_V) = 0.4 \times \log_{10}(10)$ , afin d'assurer que  $C = (B - V)_{max} - (B - V)_{max,C} = 0$ .  $CL(\lambda)$  est prolongée linéairement en dehors du domaine de validité défini pour  $\lambda_e$ .

### 4.5.2 Entraînement du modèle

Le modèle SALT2 peut être entraîné de manière indifférente avec les courbes de lumière de SNe Ia proches ou lointaines, puisque la distance n'est pas un paramètre du modèle, et dans toutes les bandes disponibles et dont la modélisation de la transmission est connue. L'entraînement s'appuie également sur des données spectrales réelles, de sorte qu'il n'existe pas de dépendance aux patrons de [Nug02] comme c'était le cas pour le modèle SALT. Chaque spectre est renormalisé de manière à reproduire la couleur de la supernova associée.

Le modèle est entraîné sur un lot de 107 supernovæ proches, sélectionnées pour la qualité de l'échantillonnage de leur courbes de lumière et notamment l'existence de mesures pré-maximum. En grande majorité, ce lot se compose de supernovæ provenant du Calán/Tololo Survey [Ham96b, Rie96, Jha07]. Un total de 420 spectres sont disponibles pour ces supernovæ, dont 10 possèdent une séquence spectrale complète ( $>10$  spectres). Aucun spectre de supernova n'est utilisé sans mesures photométriques associées. Les spectres UV de quelques supernovæ fournis par

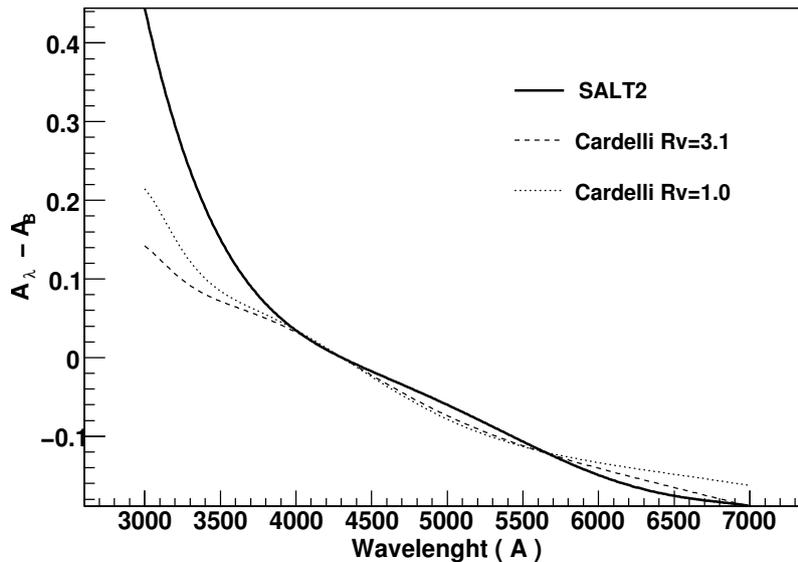
## 4.5 Modélisation SALT2

l'International Ultraviolet Explorer sont incorporés à ce lot. En complément de ce lot de supernovæ proches, l'entraînement s'appuie sur 114 supernovæ lointaines issues du lot SNLS. La photométrie de ces supernovæ est effectuée selon la méthode présentée dans ce chapitre. 64 spectres de ces supernovæ, pris au VLT et au Gemini, sont incorporés à ce lot, en ne considérant que les spectres dont la contamination résiduelle par leur galaxie hôte est faible.

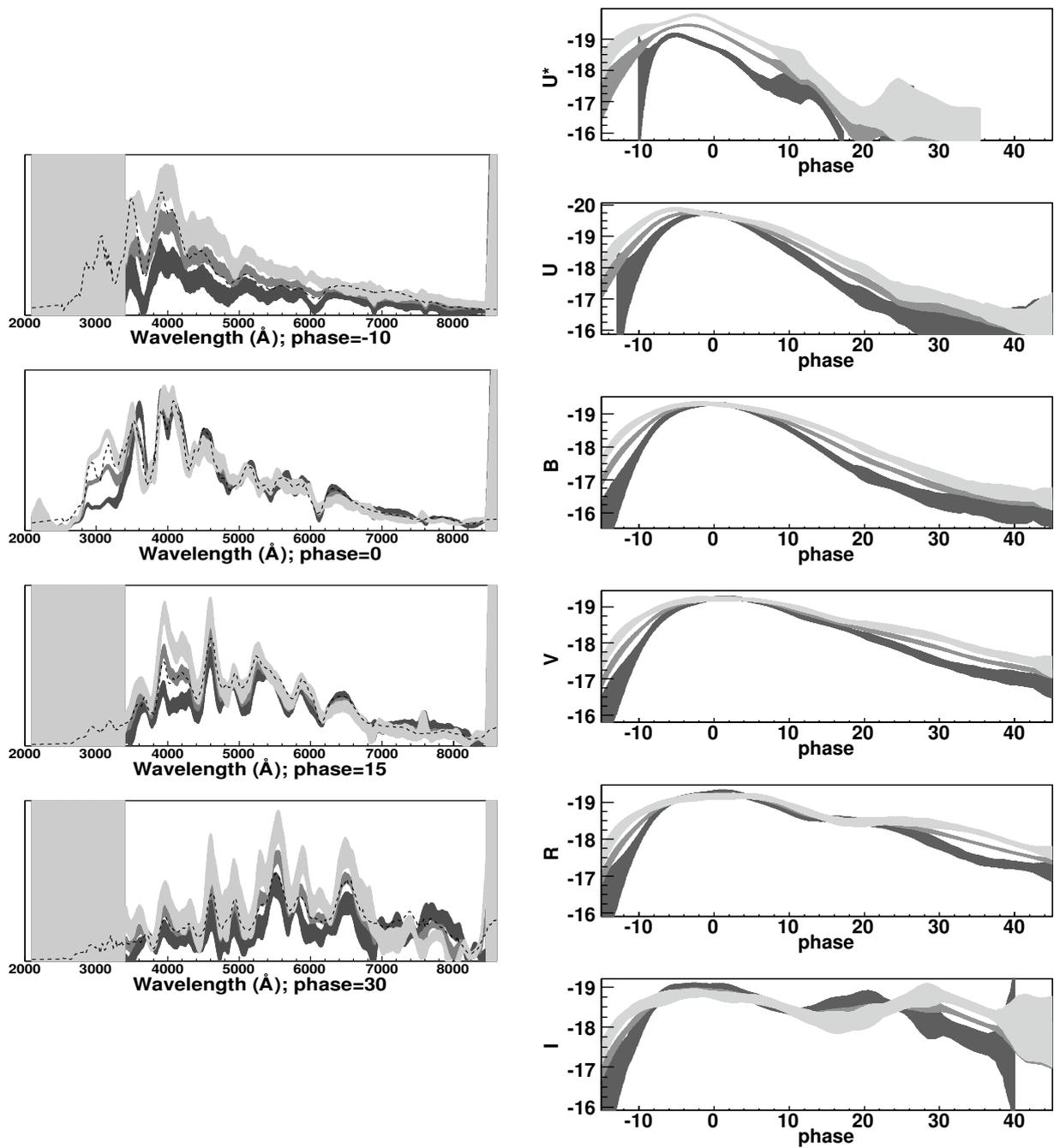
Dans le domaine de l'UV, les mesures depuis le sol souffrent de larges systématiques, essentiellement à cause de l'extinction importante de l'atmosphère et de la modélisation difficile de la transmission. Les données sont également limitées. En intégrant les observations photométriques de supernovæ lointaines, on permet cependant au modèle d'exploiter l'information qu'elles fournissent sur la partie UV restframe du spectre de supernovæ.

L'entraînement de SALT2 consiste à ajuster par moindres carrés le modèle 4.21 sur les données décrites dans la section précédente. On ajuste l'ensemble des composantes  $M_k$  sur la base de B-splines choisie, les coefficients du polynôme  $CL(\lambda)$ , mais aussi les paramètres  $X_k$  et  $C$  de chaque supernova. L'ajustement totalise quelques milliers de paramètres ( $\sim 3000$ ) et compte tenu de ses non-linéarités, on s'assure de sa convergence par une minimisation de Gauss-Newton. L'échantillonnage de l'espace des phases (phase + longueur d'onde restframe) étant relativement limité, on choisit de n'ajuster que deux composantes,  $M_0$  et  $M_1$ . Par conséquent pour chaque supernova, on a 4 paramètres : la date du maximum dans la bande B, la normalisation de son flux  $X_0$  le coefficient  $X_1$  et sa couleur  $C$ .

Les modèles obtenus après cet entraînement sont visibles sur la figure 4.15. On peut constater que le coefficient  $X_1$  reproduit naturellement le rôle d'un paramètre de forme sans qu'aucune condition n'ait été imposée dans ce sens. On note également que la loi de correction de couleur ajustée par le modèle se démarque notablement d'une loi de Cardelli dans l'UV et cela même en imposant une valeur de  $\mathcal{R}_V$  très faible, comme le montre la figure 4.14.



**Fig. 4.14** – En noir et gras, la loi de couleur  $C \times CL(\lambda)$  du modèle SALT2 après entraînement et pour  $C = 0.1$ . En pointillés et en tirets, les lois d'extinction de Cardelli [Car89] pour  $\mathcal{R}_V = 3.1$  et  $\mathcal{R}_V = 1.0$  et pour  $E(B - V) = 0.1$ . Figure extraite de [Guy10].



**Fig. 4.15** – Modèle SALT2 obtenu après entraînement :

- à gauche, les spectres du modèle pour des phases comprises entre -10 et +30 jours et pour des valeurs de  $X_1 = -2, 0, 2$ ;
- à droite, les courbes de lumière obtenues après intégration du modèle dans les filtres U\*, U, B, V, R et I, et pour les mêmes valeurs de  $X_1$ . Le filtre U\* est un exemple de filtre synthétique dans lequel le modèle peut être arbitrairement intégré. Il s’agit ici d’un filtre dont la transmission est une fonction “porte” entre 2500 et 3500 Å.

En bandes grises, l’incertitude à  $1\sigma$  du modèle. Figures extraites de [Guy07].

4.5.3 Ajustement sur les courbes de lumière

Le modèle SALT2 4.21 est ajusté par moindres carrés sur les courbes de lumière en  $g_M r_M i_M z_M$  calibrées des 419 supernovæ du lot SNLS-5. L'écart du modèle aux données est quantifié par les erreurs suivantes :

1. d'une part une erreur en fonction de  $p$  et de  $\lambda$  qui mesure point par point cet écart, chaque point du modèle étant considéré indépendant. La valeur de cette erreur est directement liée à la complétude et la précision des données d'entraînement. Sur la figure 4.15 l'incertitude à  $1\sigma$  des prédictions du modèle augmente nettement entre une phase égale à 0, pour laquelle on possède beaucoup de mesures, et une phase égale à +30 jours, où les mesures sont moins nombreuses et de moins bonne qualité.
2. d'autre part, une erreur de "K-correction" qui mesure l'écart entre la magnitude au maximum prédite par le modèle pour une bande donnée et celle prédite par le modèle quand il est ajusté sur les courbes de lumière des autres bandes.

Au total 1411 courbes de lumière parmi 419 SNe Ia sont ajustées (Tab. 4.2). Aucune coupure de sélection sur les supernovæ n'est pour le moment appliquée. Le modèle n'étant pas défini en dehors de  $3000\text{\AA} \leq \lambda_e \leq 7000\text{\AA}$ , 213 ( $\sim 50\%$ ) courbes de lumière en  $g_M$  de supernovæ dont le redshift est supérieur à environ 0.6 ne sont pas ajustées. 30 courbes en  $i_{M2}$  ne possèdent pas de calibration. 17 SNe Ia n'ont de courbe ni en  $i_M$  ni en  $i_{M2}$ . L'ajustement de la photométrie A06 n'est pas fructueux pour 4 courbes de lumière en  $z_M$  et 1 en  $r_M$ . La figure 4.16 montre les distributions du paramètre de forme  $X_1$  et de l'excès de couleur  $C$  ajustés sur les courbes de lumière A06 des supernovæ SNLS-3 et SNLS-5. On rappelle que les deux analyses partagent la même photométrie mais diffèrent par le traitement du fond des images (section 4.2.2) et par les images de références sélectionnées (section 4.3.1).

Courbes de lumières	$g_M$	$r_M$	$i_M$	$i_{M2}$	$z_M$	Total
Produites par la photométrie A06	419	418	372	30	415	1654
Utilisées pour l'ajustement SALT2	206	418	372	0	415	1411

Tab. 4.2 – Statistiques des courbes de lumière produites par la photométrie A06 et sur lesquelles le modèle SALT2 est ajusté.

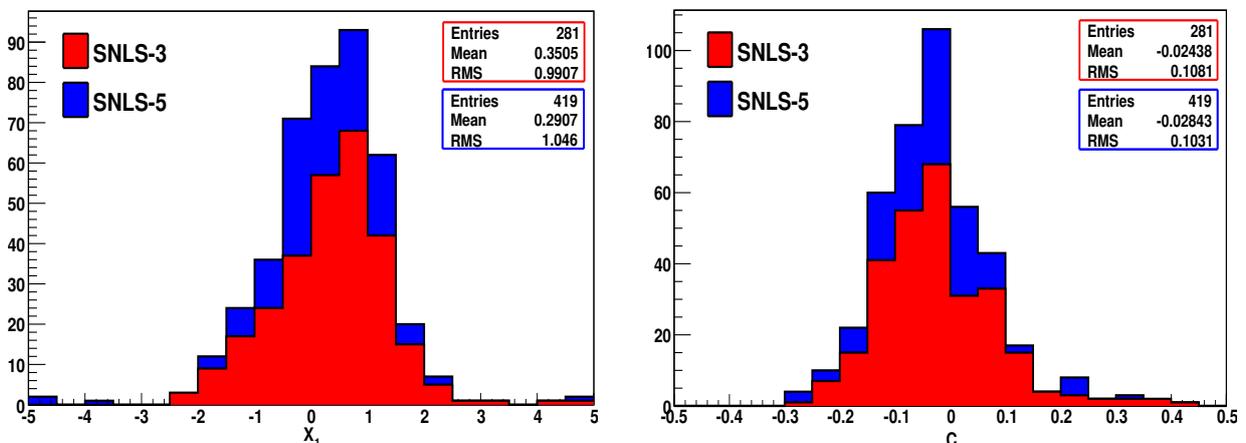


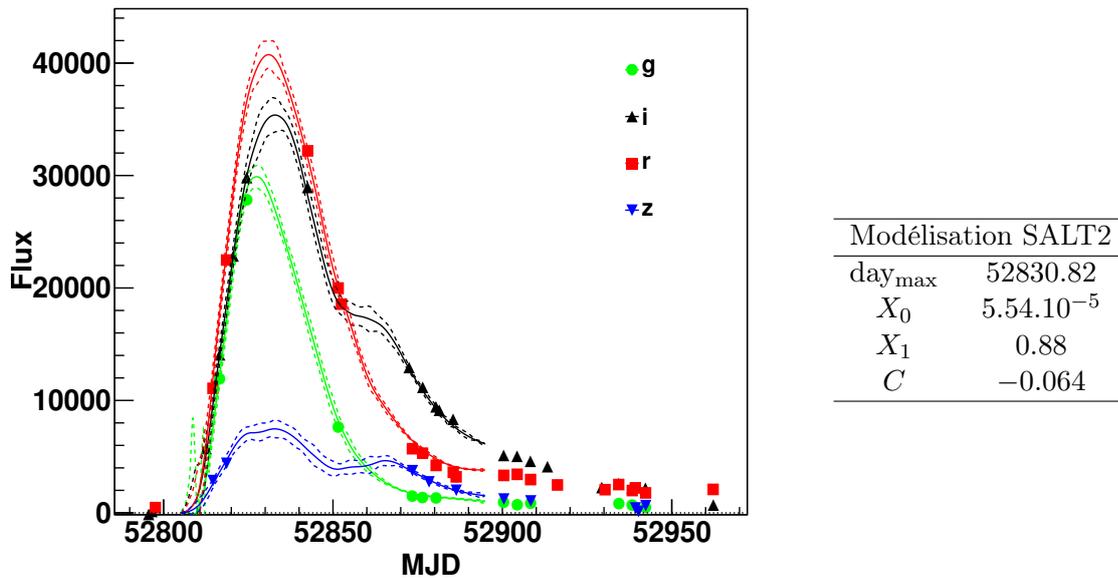
Fig. 4.16 – Distributions du paramètre de forme  $X_1$  et de l'excès de couleur  $C$  ajustés sur les courbes de lumière A06 des supernovæ SNLS-3 et SNLS-5.

## Conclusion

Toutes les images disponibles au terme du programme SNLS sont réduites. J'ai estimé leurs propriétés et les catalogues des objets présents sur chaque image sont construits. J'ai effectué une photométrie d'ouverture et une photométrie de PSF de ces objets. Les images sont alors alignées sur des images de référence, sélectionnées pour leur qualité.

Pour chacune des 419 SNe Ia et pour chaque bande parmi  $g_M$ ,  $r_M$ ,  $i_M$ ,  $i_{M2}$  et  $z_M$ , j'ai produit une courbe de lumière par photométrie différentielle. J'ai ajusté pour chaque courbe de lumière un flux par nuit et l'ai calibré. Cette calibration s'appuie sur la photométrie différentielle des étoiles tertiaires, effectuée avec la même méthode que les supernovæ. Enfin j'ai ajusté le modèle SALT2, préalablement entraîné sur des lots de supernovæ proches et lointaines, sur les courbes de lumière afin d'estimer les paramètres de la supernova (date du maximum en B,  $X_0$ ,  $X_1$  et  $C$ ) qui permettront de remonter à sa distance.

Au total 1654 courbes de lumière parmi 419 SNe Ia sont produites par photométrie différentielle et 1411 sont utilisées pour ajuster le modèle SALT2 de chaque supernova (Tab. 4.2). La figure 4.5.3 montre le résultat de l'ajustement du modèle SALT2 sur les courbes de lumière calibrées de la SN Ia 03D4ag.



**Fig. 4.17** – Exemple d'ajustement du modèle SALT2 réalisé sur les courbes de lumière A06 de la SN Ia 03D4ag ( $z = 0.285$ ). Sa magnitude restframe en B est estimée à 21.28 mags.

## Chapitre 5

# Photométrie différentielle sans rééchantillonnage

Je présente dans ce chapitre les motivations et la description d'une méthode de photométrie différentielle simultanée alternative à celle utilisée lors des analyses précédentes des données SNLS (SNLS-1 [Ast06], SNLS-3 [Guy10]). La caractéristique principale de cette nouvelle photométrie est de ne pas impliquer de rééchantillonnage des images. Elle vise ainsi à un meilleur contrôle des incertitudes affectant l'estimation du flux des supernovæ Ia.

Dans une première partie, je décris cette méthode, nommée ici "photométrie WNR", pour "Without aNy Resampling" et montre qu'elle permet effectivement une meilleure estimation des incertitudes. Dans une seconde partie, en s'appuyant sur la photométrie des étoiles de calibration, puis sur celle des supernovæ, je discute la précision, la linéarité et la stabilité de cette méthode. Ses performances sont également comparées à celles de la photométrie A06.

## 5.1 Photométrie différentielle sans rééchantillonnage des images

### 5.1.1 Modèle de photométrie WNR

La photométrie différentielle développée et implémentée dans le cadre de cette thèse reprend les principes de la photométrie différentielle A06 mais n'implique aucun rééchantillonnage ni convolution des images. Elle n'utilise donc pas d'images alignées. Dans ce cadre, les pixels ne présentent plus de corrélation entre eux. Les incertitudes sur la mesure du flux sont ainsi calculées en propageant correctement les erreurs sur les flux de chaque pixel.

L'intensité  $D_{i,p}$  dans un pixel  $p$  à la position  $\mathbf{x}(x, y)$  de l'image  $i$  est maintenant décrite de la manière suivante :

$$D_{i,p} = \left[ \text{flux}_i \times \text{PSF}_i \left( \mathbf{TF}_i(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{SN}) \right) + \text{gal}_{\text{ref}} \left( \mathbf{TF}_i(\mathbf{x}) \right) \otimes K_i + \text{sky}_i \right] \times \mathcal{R}_i \quad , \quad (5.1)$$

Les paramètres du modèle sont les mêmes que pour la photométrie A06 décrite précédemment :

1. la position de la supernova dans le référentiel géométrique de la référence :  $\mathbf{x}_{SN} = (x_{SN}, y_{SN})$ .
2. la carte des pixels de l'éventuelle galaxie sous-jacente, dans ce même référentiel géométrique, et avec la PSF de la référence :  $\text{gal}_{\text{ref}}$
3. pour chaque image  $i$  : la valeur du flux de la supernova sur l'image, exprimé dans le référentiel photométrique de la référence :  $\text{flux}_i$
4. pour chaque image  $i$  : le fond de ciel résiduel uniforme  $\text{sky}_i$ . Comme pour la photométrie A06 ce fond est fixé à 0 sur une image donnée, afin de lever la dégénérescence de l'ajustement entre ce fond et la carte de la galaxie.

C'est le modèle qui est ici rééchantillonné vers la grille de pixels de la référence et non les images. Pour cela on s'appuie sur la transformation géométrique  $\text{TF}_i(\mathbf{x})$  qui aligne les grilles de pixels de l'image  $i$  et de l'image de référence et estimée dans la section 4.3.2. La position de la supernova sur l'image  $i$  est calculée en utilisant ces transformations :  $\mathbf{x}_{SN}^i = \text{TF}_i(\mathbf{x}_{SN})$ . La carte de la galaxie hôte est rééchantillonnée suivant cette transformation.  $\text{PSF}_i$  est la PSF de l'image  $i$ , estimée dans la section 4.2.4 et centrée sur la position de la supernova  $\mathbf{x}_{SN}^i$ . La taille des vignettes de chaque image est proportionnelle au seeing de celles-ci, majorée de la taille du noyau. En moyenne elle est de  $31 \times 31$  pixels.

Il faut noter que le taille en pixels de la carte de la galaxie hôte est ici égale à celle des images, mais cette méthode est formellement capable d'effectuer un sur-échantillonnage de cette carte.

$K_i$  est le noyau de convolution qui permet de passer de la PSF de l'image de référence à celle de l'image  $i$ . La méthode décrite dans la section 4.3.3 exploitant les images alignées et étant relativement coûteuse en temps de calcul, on utilise ici une autre méthode d'estimation de ce noyau à la position de la supernova. Celle-ci utilise les PSFs modélisées de chaque image et non plus leurs pixels. Elle est décrite dans la section 5.1.2.

Les rapports photométriques  $\mathcal{R}_i$  entre les images et la référence ne sont plus tirés de ces noyaux. Il sont maintenant estimés directement à partir du flux des étoiles sur les images, mesurés par photométrie de PSF. En ce sens cette méthode de photométrie différentielle se rapproche encore plus d'une photométrie de PSF que la photométrie A06. Toutefois, une photométrie de PSF conventionnelle, comme celle effectuée dans la section 4.2.4, s'effectue à position libre sur chaque image et sans qu'une carte de galaxie ne soit ajustée. Ici la position est ajustée mais commune à tous les images sans correction des variations image à image.

### 5.1.2 Noyau de convolution et rapport photométrique

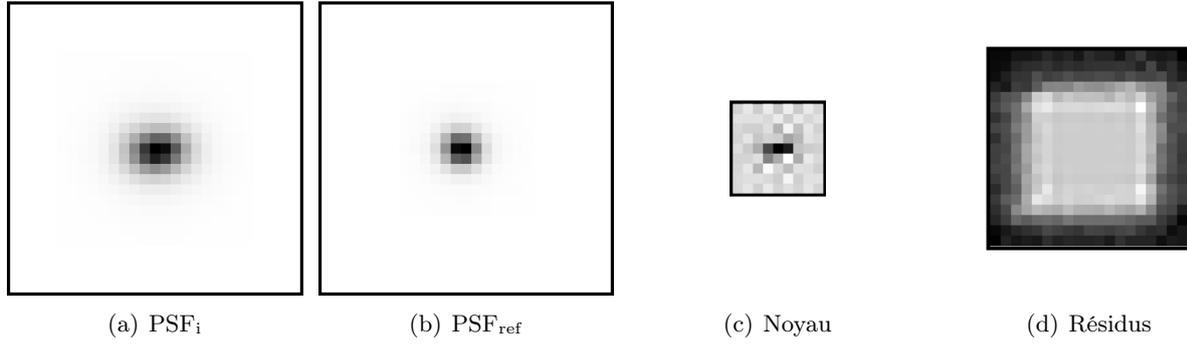
Le noyau est ici ajusté sur les modèles de PSF de chaque image et non plus directement sur les pixels de ces dernières. Il est calculé à la position  $\mathbf{x}_{SN}$  de la supernova dans le référentiel géométrique de la référence et se constitue simplement d'une grille de pixels dont la taille est environ deux fois plus petite que celle des noyaux calculés dans la section 4.3.3. Les valeurs des pixels du noyau sont ajustés de manière à faire coïncider d'une part la grille de la PSF de l'image  $i$ , centrée à la position de la supernova  $\mathbf{x}_{SN}^i = \text{TF}_i(\mathbf{x}_{SN})$ ; et d'autre part la grille de pixels de la PSF de la référence, centrée en  $\mathbf{x}_{SN}$  et alignée géométriquement :

$$\text{PSF}_i[\text{TF}(\mathbf{X}_{SN})] = K_i \otimes \text{TF}[\text{PSF}_{\text{ref}}(\mathbf{X}_{SN})] \quad (5.2)$$

Un exemple de cet ajustement est visible à la figure 5.1. La taille typique de la grille de pixels du modèle de PSF et du noyau sont de  $17 \times 17$  et  $11 \times 11$  pixels. Le modèle de la PSF varie sur l'image; on prend donc ce modèle au point  $\mathbf{x}_{SN}$ . L'intégrale du noyau donne maintenant la différence de normalisation entre les PSFs mais plus le rapport photométrique entre les images.

Cette méthode se démarque donc de celle décrite dans la section 4.3.3 sur laquelle s'appuie la photométrie A06. Dans cette dernière le noyau est calculé sur les pixels de vignettes extraites des images alignées et de la référence. Dans le cas où la position de l'étoile sur l'image n'est pas bien alignée avec la position calculée avec la transformation géométrique l'ajustement du noyau "absorbe" cette erreur. Comme ce noyau est ajusté sur les différentes étoiles de l'image et qu'il varie selon la position sur l'image, l'ajustement du noyau est formellement capable d'effectuer une légère correction des problèmes d'alignement géométrique. On perd dans la méthode décrite ici cette possibilité de correction.

## 5.1 Photométrie différentielle sans rééchantillonnage des images



**Fig. 5.1** – Exemple d’ajustement d’un noyau de convolution sur les modèles des PSFs. De gauche à droite : le modèle de PSF de l’image  $i$  centré en  $\text{TF}_i(\mathbf{x}_{SN})$ , le modèle de PSF de la référence centré en  $\mathbf{x}_{SN}$ , le noyau ajusté pour l’image  $i$  et la vignette des résidus à la soustraction  $\text{PSF}^i - \text{PSF}^{\text{ref}} \otimes \text{K}_i$ . La valeur des pixels de résidu est d’environ 0.1% de la PSF au centre, et d’environ 10% près du bord, où la valeur de la PSF devient par ailleurs très faible. Même image que Fig. 4.9.

Le rapport photométrique  $\mathcal{R}_i$  entre l’image  $i$  et sa référence est maintenant calculé en utilisant les flux des étoiles mesurés par photométrie de PSF et calculés dans la section 4.2.4. Il est estimé par moindres carrés en tenant compte des erreurs  $\sigma_{j,i}$  sur les flux  $F_{j,i}$  mesurés des étoiles  $j$  sur l’image  $i$  et des erreurs  $\sigma_{j,\text{ref}}$  sur les flux  $F_{j,\text{ref}}$  mesurés sur la référence. On minimise la quantité :

$$\chi_{\mathcal{R}_i}^2 = \sum_{\text{étoile } j} \frac{(F_{j,i} - \mathcal{R}_i \times F_{j,\text{ref}})^2}{\sigma_{j,i}^2 + \mathcal{R}_i^2 \sigma_{j,\text{ref}}^2} \quad (5.3)$$

On sort du cadre des moindres carrés linéaires. On s’appuie donc sur une minimisation itérative du  $\chi^2$ , en tenant compte pour le calcul de ses dérivées de la dépendance en  $\mathcal{R}_i$  au dénominateur.

### 5.1.3 Ajustement de la photométrie WNR

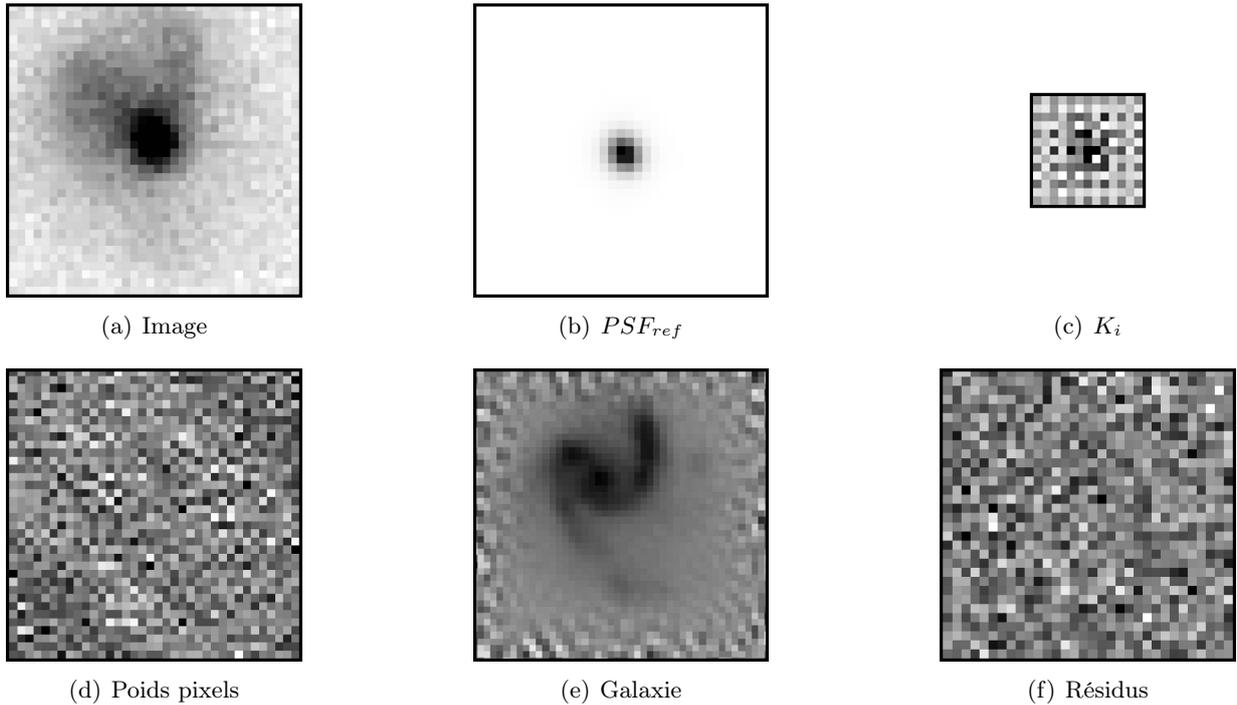
L’ajustement du modèle 5.1 se fait par la méthode des moindres carrés :

$$\chi_{\text{WNR}}^2 = \sum_{i,p} W_{i,p} (D_{i,p} - I_{i,p})^2 \quad (5.4)$$

où  $I_{i,p}$  et  $W_{i,p}$  représentent l’intensité mesurée et le poids du pixel  $p$  dans l’image  $i$ . On néglige toujours dans le poids individuel des pixels la contribution poissonnienne du flux de la supernova et de la galaxie sous-jacente. Les pixels sont ici indépendants.

Comme pour la photométrie A06, la minimisation est effectuée sur l’ensemble des images de la supernova et pour chaque image sur l’ensemble des pixels de la vignette centrée sur la position de la supernova. Le nombre de paramètres est identique : le flux des pixels de la carte de la galaxie, le flux de la supernova et la valeur du fond de ciel sur l’image  $i$  et la position de la supernova ; soit un total de  $N_{\text{gal}}^2 + N_{\text{images}} \times 2 + 2$ , soit typiquement 3000 à 4000.

La minimisation est effectuée selon une méthode de Gauss-Newton en adaptant le pas de la manière suivante : on ajoute au vecteur des paramètres  $\mathbf{X}$  correspondant à l’itération  $n$  non pas l’incrément  $\delta\mathbf{X}$  qui annule le gradient du  $\chi^2$ , mais  $\lambda \times \delta\mathbf{X}$ , avec  $\lambda$  compris entre 0 et 1.  $\lambda$  est calculé par un ajustement parabolique sur les valeurs de  $\chi_{n-1}^2$ ,  $\chi_n^2$  et  $\chi_{n+1}^2$ . Par ailleurs, une centaine de pixels sont en moyenne rejetés par une coupure à  $5\sigma$  sur leur  $\chi^2$ , essentiellement des cosmiques non identifiés.



**Fig. 5.2** – Exemple d’ajustement du modèle de photométrie WNR pour la même image en  $g_M$  que 4.10 prise aux alentours du maximum de la SN Ia 03D4ag ( $z = 0.285$ ). Pour les besoins de l’illustration, la taille des vignettes présentées ici est augmentée de 50%.

On procède pour chaque bande de la même façon que pour la photométrie A06 : ajustement de la position pour la bande  $i_M$ , mise à jour de la position, ajustement de la position pour la bande  $r_M$ , moyenne des positions ajustées, enfin ajustement à position fixée des bandes  $g_M$  et  $z_M$ . Au total 1649 courbes de lumière “WNR” parmi 419 SNe Ia sont produites (Tab. 5.1).

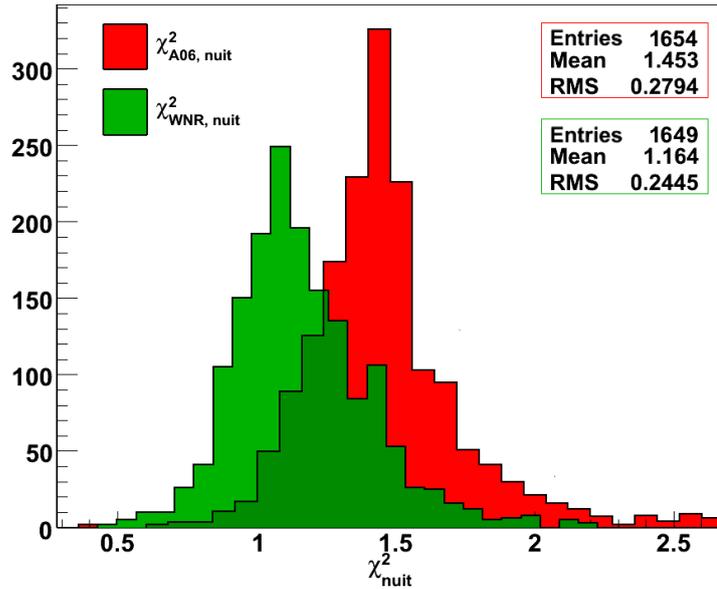
#### 5.1.4 Ajustement des flux par nuit

Les pixels entrants dans l’ajustement sont maintenant indépendants. Par conséquent on observe comme attendu une augmentation de la variance des flux mesurés de l’ordre de 25% par rapport à la photométrie A06. On effectue le même ajustement des flux par nuit que celui décrit dans la section 4.4.3. La figure 5.3 montre la distribution du  $\chi^2_{WNR, nuit}$  obtenu lors de cette ajustement. La réduction du  $\chi^2_{WNR, nuit}$ , et donc du facteur correctif aux erreurs de la photométrie, démontre la meilleure prise en compte des incertitudes de la photométrie différentielle.

#### 5.1.5 Calibration des courbes de lumières et ajustement SALT2

On suit la procédure déjà décrite dans la section 4.5 pour la photométrie A06. La photométrie des étoiles de calibration est effectuée avec la même photométrie que les supernovæ et avec une composante galactique nulle. On détermine ainsi la calibration photométrique “WNR” de chaque image et donc de chaque courbe de lumière. Le modèle SALT2 est ensuite ajusté sur toutes les courbes de lumière WNR. Au total 1412 courbes de lumière parmi 419 SNe Ia sont ajustées (Tab. 5.1). Les limites données au modèle -  $3000\text{\AA} \leq \lambda_e \leq 7000\text{\AA}$  - entraînent que 213 ( $\sim 50\%$ ) courbes en  $g_M$  des supernovæ de  $z \geq 0.62$  ne sont pas ajustées. 24 courbes en  $i_{M2}$  ne possèdent pas de calibration. 17 SNe Ia n’ont de courbe ni en  $i_M$  ni en  $i_{M2}$ . L’ajustement de la photométrie WNR n’est pas fructueux pour 4 courbes de lumière en  $z_M$  et 6 en  $i_{M2}$ . La figure 5.4 montre les distri-

## 5.2 Précision photométrique et linéarité de la méthode



**Fig. 5.3** – Comparaison des distribution du  $\chi^2_{\text{WNR, nuit}}$  par degré de liberté de l’ajustement des flux par nuit pour la photométrie WNR (en vert) et du  $\chi^2_{\text{A06, nuit}}$  par degré de liberté de l’ajustement des flux par nuit pour la photométrie A06 (en rouge). La normalisation des variances des flux mesurés sera reduite d’environ 25%, comme préalablement estimé. Pour l’ensemble des courbes de lumière dans toutes les bandes.

butions du paramètre de forme  $X_1$  et de l’excès de couleur  $C$  ajustés sur les courbes de lumière A06 et WNR des supernovæ SNLS-5.

Courbes de lumière	$g_M$	$r_M$	$i_M$	$i_{M2}$	$z_M$	Total
Produites par la photométrie WNR	419	419	372	24	415	1649
Utilisées pour l’ajustement SALT2	206	419	372	0	415	1412

**Tab. 5.1** – Mêmes statistiques que le tableau 4.2 mais pour la photométrie WNR.

La suite de ce chapitre présente les tests réalisés dans le but de caractériser les performances de la photométrie WNR et de les comparer à celles de la photométrie A06. Les figures illustrant les performances de la photométrie A06 sont données en annexe C.

## 5.2 Précision photométrique et linéarité de la méthode

Ces tests s’appuient sur la photométrie WNR des étoiles tertiaires de calibration. Ces étoiles sont des objets de luminosité constante et de très haut signal sur bruit. La photométrie de ces étoiles est effectuée dans les mêmes conditions que celles définies dans le chapitre 4, c’est-à-dire avec le poids des pixels ne prenant en compte que le fond de ciel et sans composante galactique ajustée. On collecte ici les résultats obtenus, sauf indication contraire, dans tous les champs (D1, D2, D3, D4), toutes les bandes ( $g_M r_M i_M z_M$ ) et tous les CCDs (00 à 35) soit les courbes de lumière de plusieurs milliers d’étoiles ( $\sim 6000$ ) dans les 4 bandes.

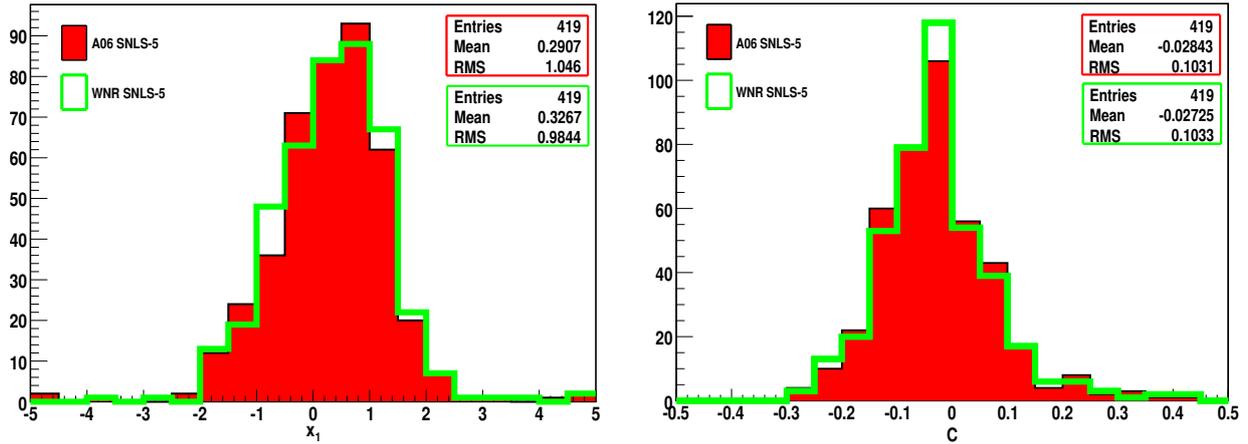


Fig. 5.4 – Distributions du paramètre de forme  $X_1$  et de l'excès de couleur  $C$  ajustés sur les courbes de lumière A06 et WNR des supernovæ SNLS-5.

### 5.2.1 Précision des mesures de flux

On veut estimer la précision photométrique que l'on peut espérer atteindre avec cette photométrie. Pour chaque étoile  $j$  on dispose d'une mesure de son flux pour chaque image  $i$  de l'ensemble des images disponibles du champ, de la bande et du CCD concerné, soit plusieurs centaines de mesures (600-900). La dispersion<sup>1</sup> de ces mesures du flux supposé constant pour une même étoile est rapportée à la valeur moyenne de ce flux sur toutes les images :  $\text{RMS}_{\text{flux}_j} / \langle \text{flux}_j \rangle$ . Cette mesure donne une estimation de la précision de chaque photométrie.

La figure 5.5 montre cette mesure en fonction de la magnitude des étoiles et pour les bandes  $g_M$ ,  $r_M$ ,  $i_M$  et  $z_M$ . On constate qu'un certain nombre d'étoiles se démarquent fortement de la distribution moyenne : ces étoiles sont des étoiles variables présentes dans les catalogues. Elles sont peu nombreuses : moins de 5% des étoiles présentent une valeur de  $\text{RMS}_{\text{flux}_j} / \langle \text{flux}_j \rangle$  supérieure à 5%. Ces étoiles variables sont rejetées dans la suite de l'analyse par une coupure en  $\chi^2$  sur l'ajustement d'un flux constant sur leur courbe de lumière. La distribution des mesures en fonction la magnitude présente une asymptote constante à grand flux et une asymptote exponentielle à faible flux. Pour les étoiles brillantes, c'est-à-dire de magnitude inférieure à 17 dans la bande concernée, la dispersion des mesures atteint 10 mmags en  $g_M$  et 15 mmags en  $z_M$ . Pour les étoiles faibles, c'est-à-dire de magnitude comprise entre 20 et 21 dans la bande concernée, elle est de 15 mmags en  $g_M$  et de 35 mmags en  $z_M$ . Pour les étoiles très brillantes, la précision photométrique optimale de la photométrie WNR est d'environ 0.5%.

Cette dépendance particulière en magnitude peut s'expliquer en modélisant la variance du flux  $\phi$  d'une étoile quelconque par :

$$\sigma_\phi = a \sqrt{\phi} \oplus b \phi \oplus c \quad \text{et donc} \quad \delta_m \approx \frac{\sigma_\phi}{\phi} \xrightarrow{\phi \rightarrow \infty} b \quad (5.5)$$

où  $\oplus$  est une somme quadratique. Le premier terme  $a \sqrt{\phi}$  décrit le bruit poissonnien de l'étoile. Dans ce cadre  $a^2 = 1/(\mathcal{R} \times \text{gain})$ . Le troisième terme  $c$  correspond aux fluctuations qui ne sont pas liées au flux de l'étoile, essentiellement le bruit du fond de ciel. Il coïncide donc avec l'erreur calculée par notre photométrie, puisque seul le bruit du fond de ciel y est pris en compte. Pour une photométrie de PSF, il correspondrait à  $\sqrt{4\pi\sigma_{\text{seeing}}^2} \times \sigma_{\text{sky}}$ . La contribution proportionnelle

1. On quantifiera ici la dispersion des mesures par leur écart-type ("RMS").

## 5.2 Précision photométrique et linéarité de la méthode

au flux  $b$  est la précision en magnitude atteinte à grand flux. Son origine peut se trouver dans un biais de la photométrie, du bruit de flatfielding ou dans l'estimation du rapport photométrique. L'ajustement de ce modèle sur les données permet d'estimer, en fixant  $a$ , la précision  $b$  :  $\sim 0.005$  mag en  $g_M$ ,  $r_M$ ,  $i_M$  et  $\sim 0.008$  mag en  $z_M$ .

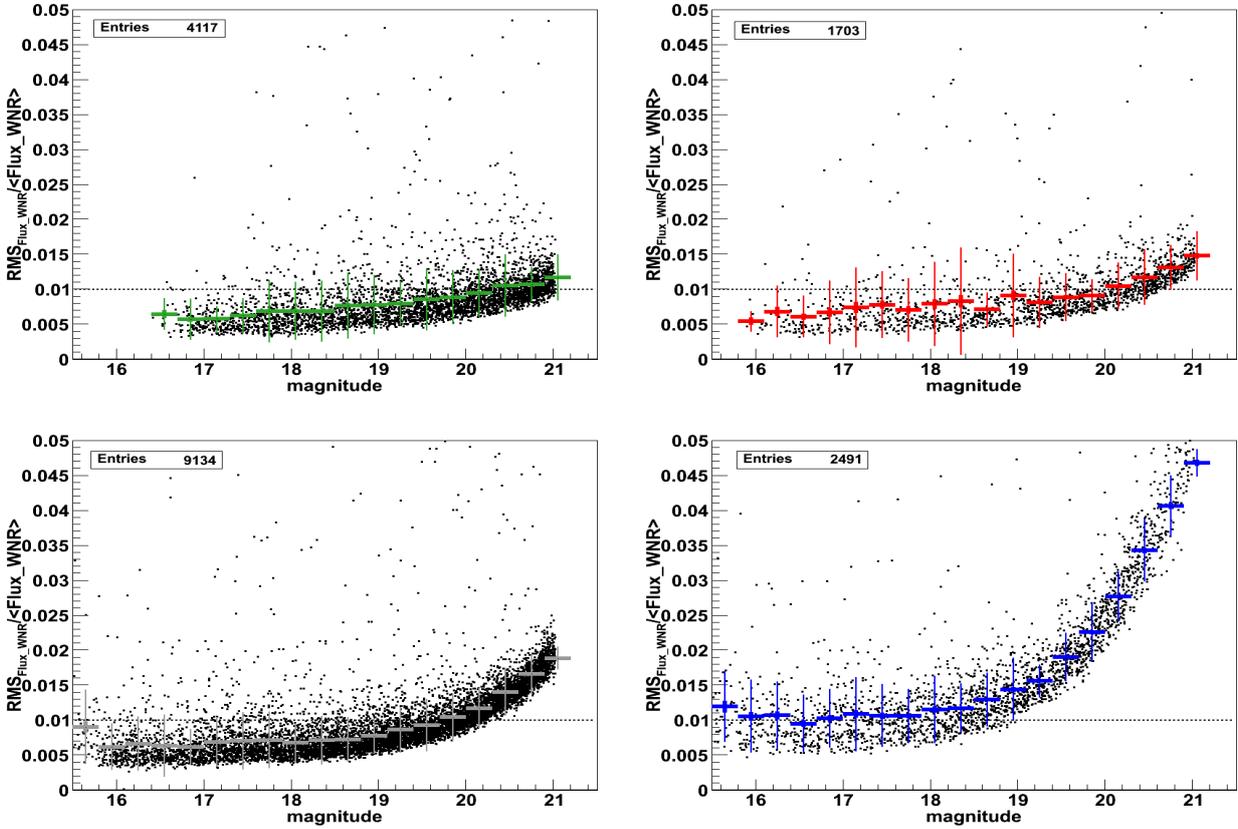


Fig. 5.5 – Estimation de la précision photométrique accessible par la photométrie WNR et pour chaque bande. En vert :  $g_M$ , en noir :  $r_M$ , en rouge :  $i_M$  et en bleu :  $z_M$ . La précision maximale accessible dans la limite des grands flux est de 0.5% en  $g_M$ ,  $r_M$ ,  $i_M$  et de 0.8% en  $z_M$ .

### 5.2.2 Conservation des rapports de flux entre sources

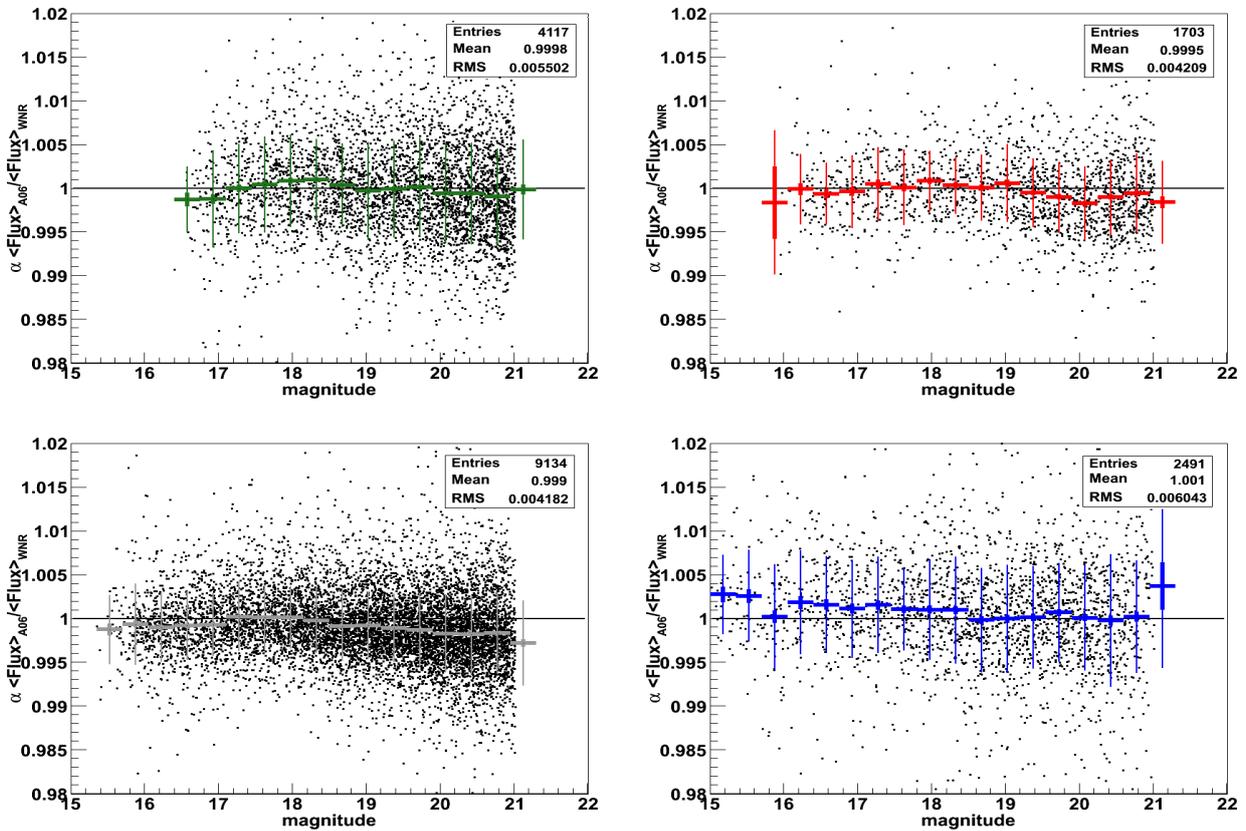
La photométrie WNR doit conserver les rapports de flux entre deux étoiles différentes. On rappelle que la calibration des supernovæ repose sur le rapport du flux mesuré de chaque supernova au flux mesuré des étoiles de calibration. Pour réaliser ce test, on rapporte le flux moyen de chaque étoile de calibration  $i$  au flux moyen mesuré d'une autre étoile  $i_0$  sélectionnée arbitrairement pour chaque champ, chaque bande et chaque CCD :

$$R_i^{\text{A06}} = \frac{\langle \text{flux} \rangle_i}{\langle \text{flux} \rangle_{i_0}} \Big|_{\text{A06}} \quad \text{et} \quad R_i^{\text{WNR}} = \frac{\langle \text{flux} \rangle_i}{\langle \text{flux} \rangle_{i_0}} \Big|_{\text{WNR}} \quad (5.6)$$

On rapporte ensuite ces deux quantités estimées pour chaque photométrie :  $R_{\text{A06}}^i / R_{\text{WNR}}^i$ . Les étoiles variables - dont l'écart-type des flux mesurés est supérieure à 5% du flux moyen - sont rejetées. Cette mesure permet de tester les différences de linéarité des deux photométries. Elle ne permet pas toutefois d'imputer une éventuelle non-linéarité à l'une ou l'autre des méthodes. La figure 5.6 montre la distribution de ces mesures de rapports de flux en fonction de la magnitude

des étoiles et pour les bandes  $g_M$ ,  $r_M$ ,  $i_M$  et  $z_M$ . Par construction du test et compte tenu que l'étoile  $i_0$  est choisie au hasard, leur distribution possède une moyenne égale à l'unité :

$$R_i^{A06}/R_i^{WNR} = \frac{\langle \text{flux} \rangle_i |_{A06}}{\langle \text{flux} \rangle_i |_{WNR}} \times \frac{\langle \text{flux} \rangle_{i_0} |_{WNR}}{\langle \text{flux} \rangle_{i_0} |_{A06}}, \quad (5.7)$$



**Fig. 5.6** – Rapports du flux des étoiles avec une source arbitraire quand ceux-ci sont mesurés avec la photométrie A06 et rapportés à la quantité équivalente mesurée par la photométrie WNR. En vert :  $g_M$ , en rouge :  $r_M$ , en noir :  $i_M$  et en bleu :  $z_M$ .

On observe sur la figure 5.6 qu'il existe un biais relativement minime (de l'échelle de la mmag) entre les deux photométries. La source de ce biais n'est pas identifiée à ce jour et cette méthode ne permet pas d'en attribuer l'origine à l'une ou l'autre des photométries. En générant par Monte Carlo un échantillon significatif d'étoiles synthétiques dans les images SNLS, il est possible d'en tester la cause.

### 5.3 Biais en position et biais en flux

La proximité de la photométrie WNR d'une photométrie de PSF implique qu'elle souffre des mêmes biais que cette dernière. Comme discuté dans la section 4.2.4, pour une photométrie de PSF avec une PSF gaussienne d'écart type  $\sigma_{\text{seeing}}$ , un décalage d'une fraction  $\Delta \mathbf{x}$  de pixel du centre de la PSF par rapport à la position de l'étoile entraîne une sous-estimation du flux égale à :

$$\frac{\Delta \text{flux}}{\text{flux}} = -\frac{(\Delta \mathbf{x})^2}{4 \times \sigma_{\text{seeing}}^2} \quad (5.8)$$

### 5.3 Biais en position et biais en flux

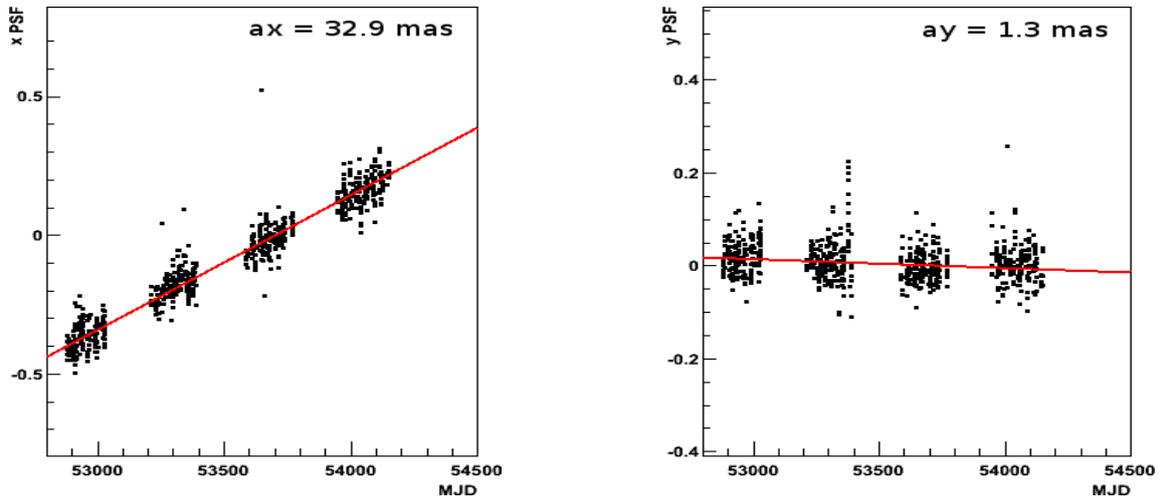
Plus le décalage entre la PSF et l'étoile sera grand, plus grande sera la fraction de flux qui ne sera pas intégrée et donc perdue. Une erreur systématique sur la position de la source se traduit donc par une erreur systématique en flux. Celle-ci est d'environ 1 mmag pour  $\Delta \mathbf{x} = 0.12$  pixels et un seeing  $\sigma_{\text{seeing}} = 2$  pixels. Les sources d'erreurs systématiques en position identifiées sont : le mouvement propre des étoiles, la réfraction atmosphérique différentielle et les imprécisions des transformations géométriques.

#### 5.3.1 Mouvement propre des étoiles

Du fait de sa vitesse propre perpendiculaire à la ligne de visée, une étoile parcourt sur la caméra une trajectoire rectiligne<sup>2</sup> au fil du temps. La figure 5.7 montre un exemple d'étoile dont les mesures de positions - calculées par ajustement de la PSF (section 4.2.4) - trahissent le mouvement propre. Ainsi au cours des 5 ans d'observations du programme, la position de chaque étoile peut donc avoir sensiblement varié. On peut alors ajuster sur l'ensemble de ses positions  $(x, y)$  sur le CCD les relations suivantes qui modélisent ce mouvement :

$$x = x_0 + a_x \times (t - t_0) \quad (5.9)$$

$$y = y_0 + a_y \times (t - t_0) \quad (5.10)$$



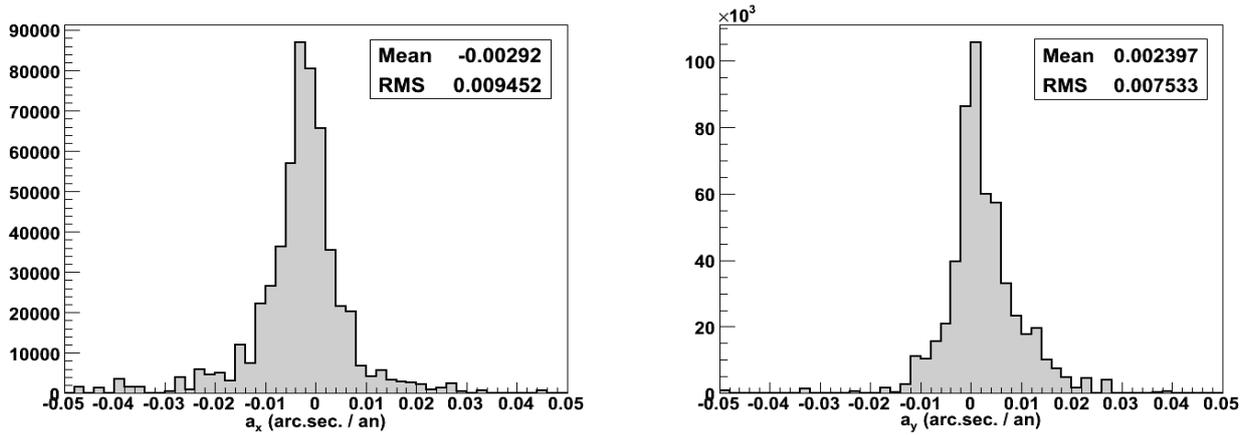
**Fig. 5.7** – Positions mesurées par la photométrie de PSF d'une étoile de calibratin du champ D1 sur le CCD 15.

Les distributions des valeurs de  $a_x$  et  $a_y$  en as/an<sup>3</sup> obtenus par cet ajustement sont présentées en figure 5.8. La précision obtenue sur la mesure du mouvement propre est de l'ordre de 0.5 mas. L'écart-type de la distribution de  $a_x$  et  $a_y$ , d'environ 7 marcsecondes/an est donc bien représentatif de la distribution de ces quantités, et non de la précision de la mesure elle-même.

Une fois la position de l'étoile corrigée de son mouvement propre à l'aide des relations 5.9 et 5.10, la dispersion observée sur les positions  $x$  ( $\sim 0.061$  pixels) et  $y$  ( $\sim 0.049$  pixels), est réduite de  $\sim 25\%$ , comme le montre la figure 5.9. Par conséquent, on constate que sur 4 ans, l'écart-type de ce déplacement cumulé est de 0,2 pixels.

Le mouvement propre se traduit donc par un biais effectif sur le flux mesuré. Ce biais est visible quand on présente en fonction du temps les flux mesurés de chaque étoile dans chaque

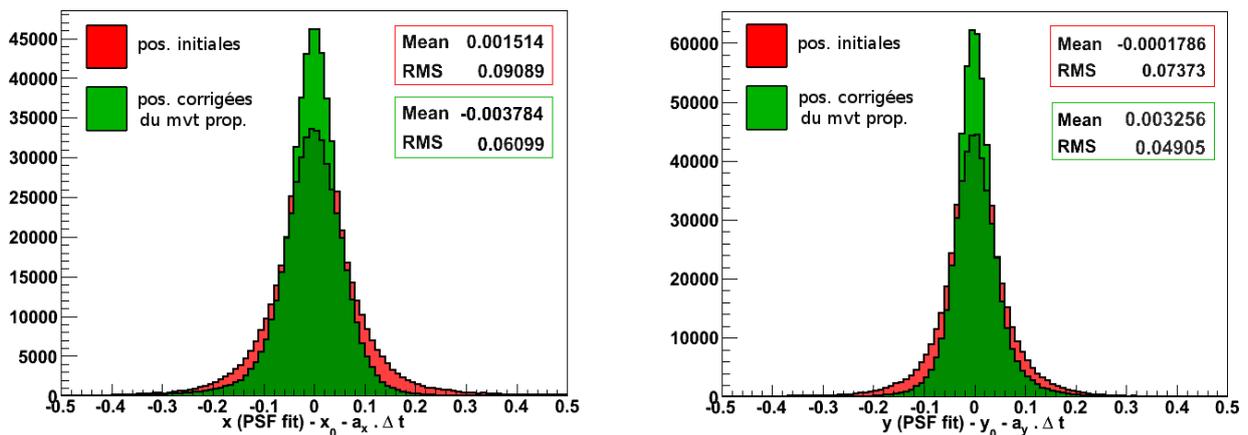
2. La parallaxe des étoiles est faible devant l'amplitude de leur mouvement propre.  
3. as/an == arcsecondes/an.



**Fig. 5.8** – Résultats de l’ajustement des coefficients du mouvement propre des étoiles en  $x$  et  $y$ . Pour des images en  $i_M$  et sur 4 CCDs de centre (12,13,14,15) et dans les 4 champs.

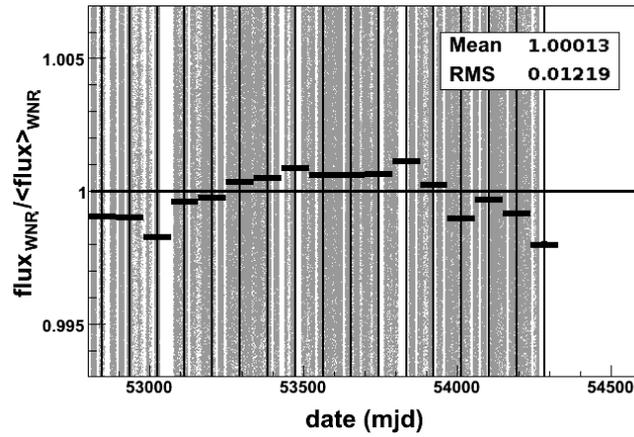
image rapportés à leur flux moyen (Fig. 5.10) : la forme parabolique traduit la dépendance quadratique en  $\Delta \mathbf{x}$  et donc en temps, de la relation 5.8. On observe également l’amplitude attendue de cet effet :  $\sim 2$  mmags. Ce comportement est d’autant plus apparent si on sélectionne les étoiles à fort mouvement propre, c’est-à-dire celles dont le déplacement sur le CCD est de plus de 7 marcsecondes/an, soit  $\sim 50\%$  des étoiles (Fig. 5.11).

On retrouve aussi cet effet de biais dû au mouvement propre des étoiles avec la photométrie A06. En effet, le noyau ne peut rattraper que des différences de positions affectant de manière spatialement cohérente les étoiles sur lequel il est calculé. L’ajustement de ce noyau ne peut absorber des différences de positions dues au comportement individuel des étoiles suivant chacune la trajectoire particulière de leur mouvement propre. Ce comportement disparaît par contre avec la photométrie de PSF, car celle-ci est effectuée à position libre sur chaque image. Il disparaît également chez les courbes de lumière WNR si on effectue une coupure adéquate ne sélectionnant que les étoiles à faible mouvement propre, c’est-à-dire moins de 14 marcsecondes/an soit  $\sim 80\%$

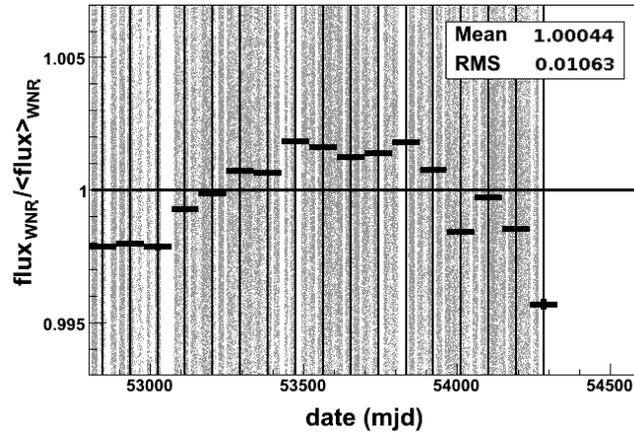


**Fig. 5.9** – La correction du mouvement propre diminue la dispersion des positions des étoiles en  $x$  et  $y$  mesurées par ajustement de la PSF sur chaque image, pour des images en  $i_M$  et sur 4 CCDs de centre (12,13,14,15) et pour les 4 champs. La dispersion des positions corrigées (en vert) est réduite de 25% par rapport à celle des positions initiales (en rouge).

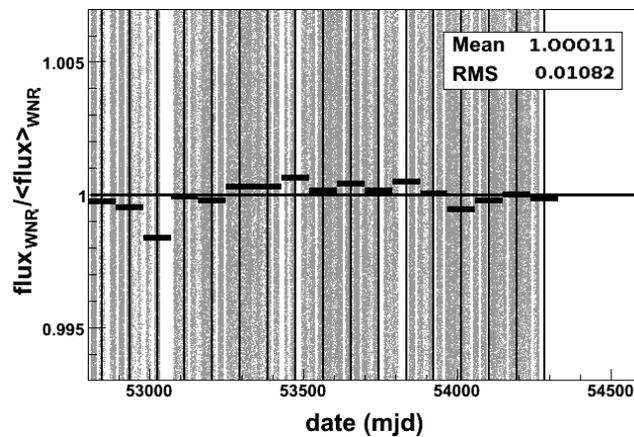
### 5.3 Biais en position et biais en flux



**Fig. 5.10** – Impact du mouvement propre sur la stabilité temporelle du flux des étoiles. Pour des images en  $i_M$ , sur 4 CCDs de centre et pour tous les champs. Les étoiles variables sont éliminées. Le point particulier en mjd=53000 correspond à quelques images problématiques dans le champ D2. On observe un biais de forme “parabolique” et de l’ordre de  $\sim 2$  mmags.



**Fig. 5.11** – Même figure que 5.10 mais en ne gardant que les étoiles à fort mouvement propre : le biais parabolique est particulièrement présent.



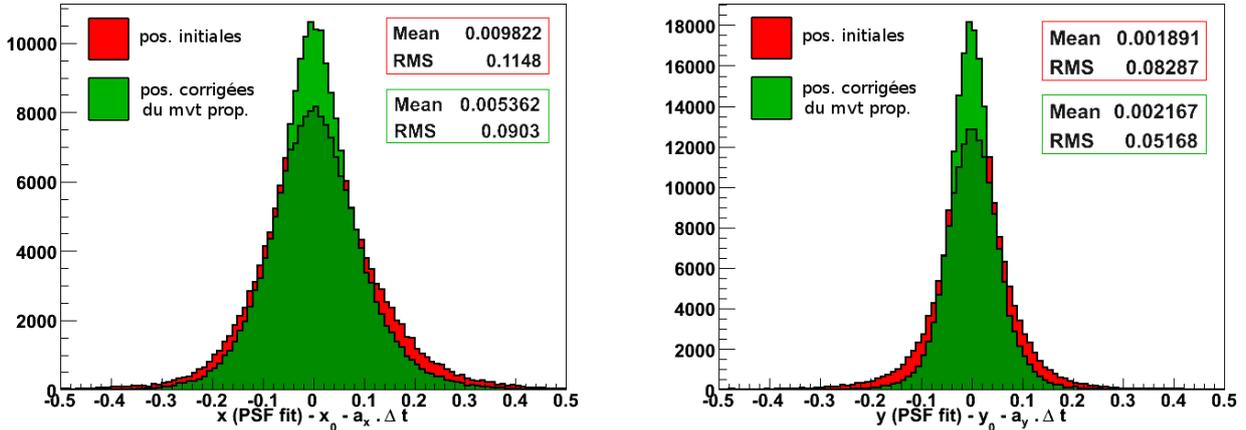
**Fig. 5.12** – Même figure que 5.10 mais en rejetant les étoiles à fort mouvement propre : le biais parabolique est largement atténué.

des étoiles (Fig. 5.12).

Le mouvement propre des étoiles a un impact minime sur la précision de la photométrie :  $\sim 2 - 3$  mmags. Il est possible de s'affranchir cet effet : pour cela il suffirait de prendre en compte le mouvement de l'étoile  $j$  dans le référentiel géométrique de l'image de référence,  $\mathbf{X}_j = \mathbf{X}_0 + \mathbf{A}(t - t_0)$ , les vecteurs  $\mathbf{X}_0$  et  $\mathbf{A}$  étant calculés indépendamment de l'ajustement sur les images  $i$ . Lors de l'ajustement effectué par la photométrie différentielle, seul  $\mathbf{X}_0$  serait alors ajusté.

## 5.3.2 Réfraction atmosphérique différentielle

Une fois le mouvement propre corrigé, il reste une dispersion résiduelle des positions des étoiles. Les bandes les plus bleues sont les plus affectées par cette dispersion (Fig. 5.13). Ainsi la dispersion en  $x$  est plus importante en  $g_M$  (0.09 pixels) que dans les bandes  $r_M$  et  $i_M$  ( $\sim 0.06$  pixels). Par contre en  $y$ , l'effet est très faible et la dispersion est d'environ 0.05 pixels quelle que soit la bande considérée.



**Fig. 5.13** – Positions mesurées en  $g_M$  et corrigées du mouvement propre : on observe une dispersion résiduelle plus importante en  $x$ .

La réfraction atmosphérique différentielle introduit un décalage systématique  $\Delta \mathbf{x}_{i,j}$  de la position d'une étoile  $j$  qui apparaît sur une image  $i$  à un angle zénithal plus petit qu'il ne l'est en réalité. La description complète de cet effet est disponible en annexe B. Ce décalage de la position de l'étoile est fonction de la valeur de l'indice de l'air  $n_j$  à la longueur d'onde moyenne  $\lambda_j$  de l'étoile. Il dépend également de la position de l'étoile par rapport au zénith, c'est-à-dire de la masse d'air  $a_i$  et de l'angle parallaxique  $\eta_i$ , l'angle sur le ciel entre le méridien du champ observé (l'axe des  $y$ , la caméra étant orienté Nord-Sud) et la direction objet-zénith [Fil82] :

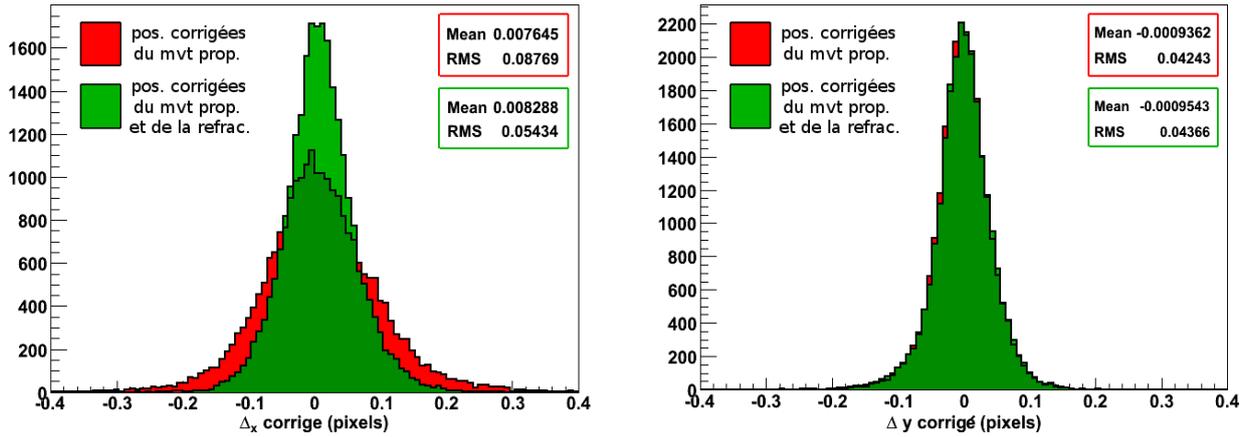
$$\Delta x \propto (n_j - 1) \sqrt{a_i^2 - 1} \sin \eta_i \quad (5.11)$$

$$\Delta y \propto (n_j - 1) \sqrt{a_i^2 - 1} \cos \eta_i \quad (5.12)$$

Seule la variation de ce décalage de position d'une étoile à une autre est perceptible, car les images sont alignées géométriquement les unes par rapport aux autres. La variation de  $n_j$  est relativement linéaire avec la couleur de l'étoile, et d'autant plus importante que la bande est bleue. L'amplitude de la variation est donc plus importante en  $g_M$ . D'autre part, les champs sont observés tantôt à l'ouest, tantôt à l'est de leur méridien, sur lequel l'axe des  $y$  de la caméra est aligné. Par conséquent, sur le lot des observations  $\Delta x$  va varier symétriquement par rapport à 0, alors que  $\Delta y$  va rester relativement constant : l'amplitude de sa variation est nettement moindre ( $10 \times$ ) que celle de  $\Delta x$ . L'effet est donc perceptible essentiellement sur la coordonnée  $x$  (Fig. 5.13).

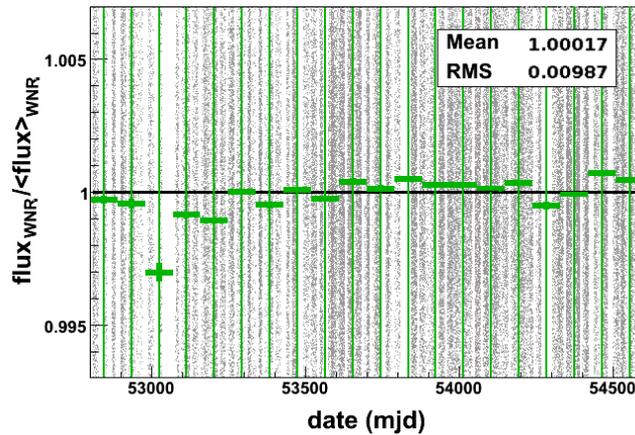
L'annexe B donne le détail de la procédure mise en œuvre pour caractériser cet effet et le corriger. Une fois corrigées de la réfraction atmosphérique différentielle, la dispersion des positions en  $x$  dans la bande  $g_M$  est réduite de 0.09 à environ 0.06 pixels, comme le montre la figure 5.14.

Cet effet entraîne sur la photométrie un biais de l'ordre de la mmag, comme on l'observe en figure 5.15, où la stabilité en flux des étoiles est présentée pour les étoiles sélectionnées comme



**Fig. 5.14** – Une fois corrigée du mouvement propre et de la réfraction différentielle, la dispersion des positions en  $x$  en  $g_M$  devient du même ordre de grandeur que celle en  $y$ .

précédemment pour leur faible mouvement propre. Cet effet est suffisamment limité pour qu'il ne soit pas envisagé de le corriger.



**Fig. 5.15** – Stabilité des flux des étoiles brillantes, après élimination des étoiles variables en flux et à fort mouvement propre. Pour des images en  $g_M$ , dans tous les champs et tous les CCDs. La dispersion résiduelle est de l'ordre de la mmag.

### 5.3.3 Variation d'asymétrie des PSFs

Lors de la photométrie WNR, ajuster la position de la supernova  $\mathbf{x}_{ref}^{SN}$  revient à positionner sur chaque image  $i$  la PSF de l'image  $PSF_i$  en :

$$\mathbf{x}_i^{SN} = TF_i(\mathbf{x}_{ref}^{SN}) \quad (5.13)$$

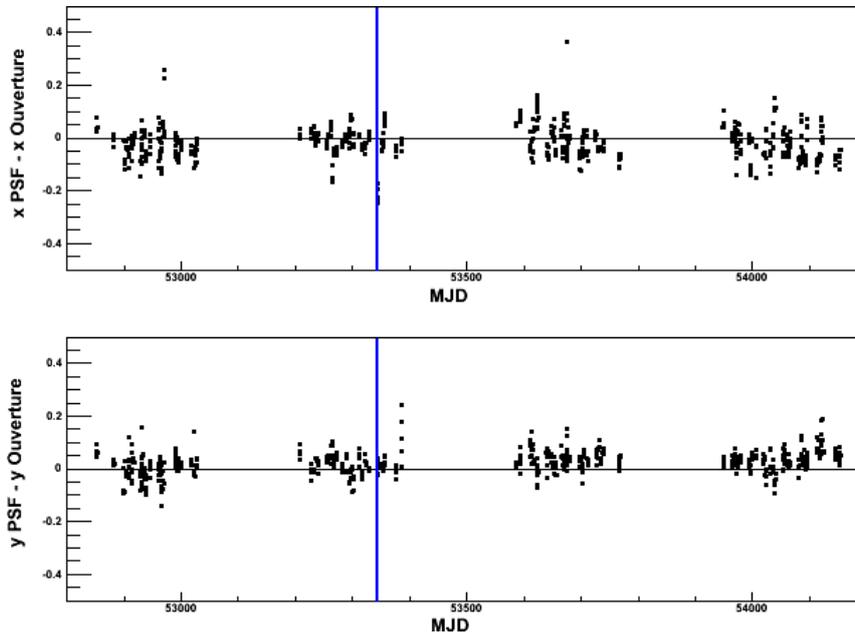
Ces positions correspondant formellement à des positions mesurées par ajustement de la PSF, l'égalité 5.13 n'est assurée qu'à la condition que la transformation géométrique soit aussi calculée sur les catalogues de positions des étoiles mesurées par ajustement de la PSF. Or les catalogues de positions calculées par la PSF (section 4.2.2) sont insuffisamment complets (en moyenne une centaine d'étoiles par CCD) pour calculer la transformation géométrique. On utilise alors pour

### 5.3 Biais en position et biais en flux

l'estimer les catalogues de positions donnés par la photométrie d'ouverture (section 4.2.3). On rappelle que les positions des étoiles  $y$  sont mesurées en ajustant sur les pixels des objets une gaussienne 2-D.

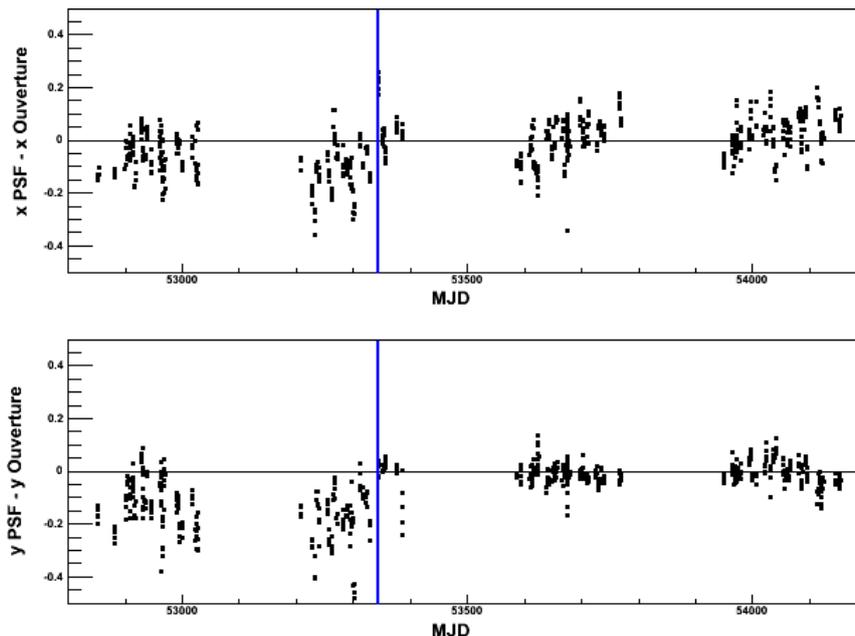
Si la PSF est parfaitement symétrique, les positions APER et PSF des étoiles coïncident en moyenne. La transformation calculée avec les positions PSF des deux images est alors égale à la transformation calculée avec les deux catalogues de positions APER. Si par contre la PSF n'est pas symétrique, les positions APER et PSF d'une étoile peuvent ne plus coïncider. Tant que le décalage entre ces positions reste constant d'étoile à étoile, et ne dépend pas de l'image  $i$ , la transformation géométrique calculée sur les catalogues de positions APER est à nouveau égale à celle calculée sur les catalogues de positions PSF.

Les transformations ne coïncident plus dans le cas où la PSF affiche une brusque variation d'asymétrie entre deux images. C'est ce qui s'est produit lors du retournement d'une des lentilles du correcteur de champ, début décembre 2004 (mjd $\approx$ 53340). Les figures 5.16 et 5.17 permettent de comparer le décalage en fonction du temps entre les positions APER et PSF des étoiles du CCD 13, au centre de la caméra où la PSF est symétrique, et des étoiles du CCD 29, au bord de la caméra où l'asymétrie de la PSF est plus courante. On constate que le décalage des positions respectivement en  $x$  et  $y$  a varié brusquement d'environ 0.1 et 0.2 pixel à la date du retournement. Ceci se traduit par un biais de plusieurs mmags, comme on peut le constater sur la figure 5.18 où est représenté pour 3 CCDS de bord de la caméra et pour chaque étoile le flux en  $r_M$  rapporté au flux moyen. L'effet est aussi visible en  $g_M$  et  $z_M$ , et dans une moindre mesure en  $i_M$ .



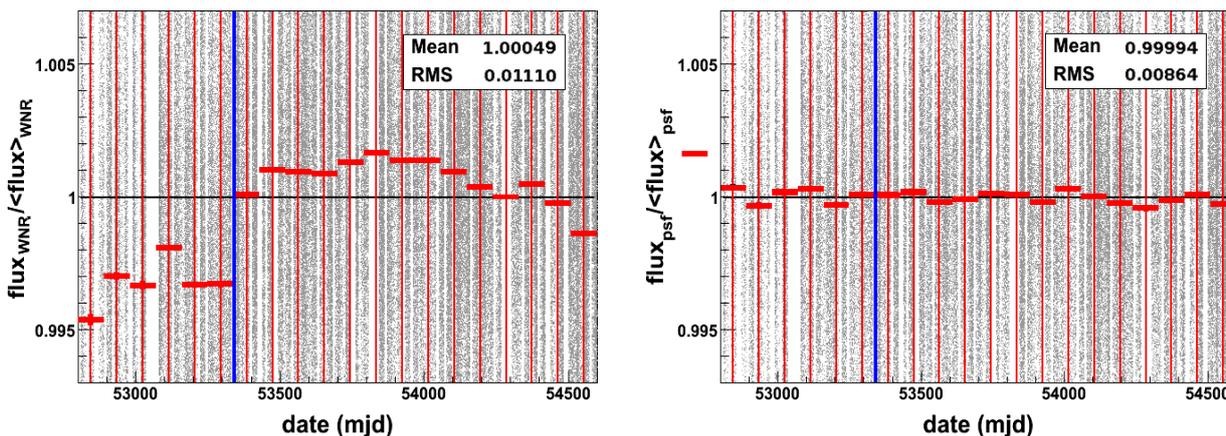
**Fig. 5.16** – Décalage en fonction du temps entre les positions APER et PSF des étoiles du CCD 13. La date du retournement de la lentille est indiquée en bleu. Elle ne semble pas avoir affecté les performances de la photométrie. Pour une image en  $i_M$  du champ D1.

Pour la photométrie A06, les noyaux sont calculés sur des vignettes extraites des images alignées : le noyau permet alors de faire coïncider autant qu'il le peut les centroïdes des étoiles sur les vignettes qui entrent dans l'ajustement. Pour cette raison le problème  $y$  est donc atténué. Comme pour le mouvement propre cet effet disparaît avec la photométrie de PSF car on ajuste



**Fig. 5.17** – Décalage en fonction du temps entre les positions APER et PSF des étoiles du CCD 29. La date du retournement de la lentille est indiquée en bleu. Elle marque le moment où la variation d’asymétrie de la PSF est la plus importante.

alors la position en même temps que le flux sur chaque image. Cet effet est assez limité, en dehors de la variation brusque de symétrie des PSFs après le retournement de la lentille en 2004. Pour contourner ce problème, une solution envisageable serait par exemple de paramétrer l’écart entre les positions PSF et APER afin d’assurer l’égalité 5.13.



**Fig. 5.18** – A gauche : stabilité temporelle du flux des étoiles mesurés par la photométrie WNR pour des images en  $r_M$  et pour 3 CCDs de bord (27,28,29). La photométrie WNR montre une très nette sensibilité aux effets d’asymétrie de la PSF, présent à la date MJD=53340. A droite : Même figure pour des flux mesurés par photométrie de PSF : Les variations d’asymétrie de la PSF ne change pas les performances puisque la position est ajustée pour chaque étoile sur chaque image. La date du retournement de la lentille est indiquée en bleu sur les deux figures.

## 5.4 Biais liés aux propriétés des images

On souhaite caractériser les performances de la photométrie WNR en fonction des propriétés des images et identifier les éventuels biais. Ces critères sont le seeing de l'image et la variance de ce fond de ciel.

### 5.4.1 Qualité des images

On s'intéresse ici aux effets systématiques dont pourrait souffrir la photométrie WNR et qui seraient liés à la valeur du seeing des images. On rappelle que ce paramètre est l'écart type en pixels de la PSF de l'image et qu'il quantifie la qualité de l'image. La figure 5.19 montre la distribution des rapports  $\text{flux}_j / \langle \text{flux}_j \rangle$  pour chaque image  $i$  et chaque étoile  $j$  en fonction du seeing.

On observe qu'il existe un biais faible qui affecte les images de très bon seeing et allant jusqu'à 2-3 mmags. Pour des images de très bonne qualité, la taille du noyau pourrait éventuellement devenir trop petite pour que ce dernier puisse remplir son rôle. Par conséquent, les images d'une étoile qui présente la meilleure qualité peuvent voir leur flux mesuré se démarquer du flux moyen calculé sur toutes les images.

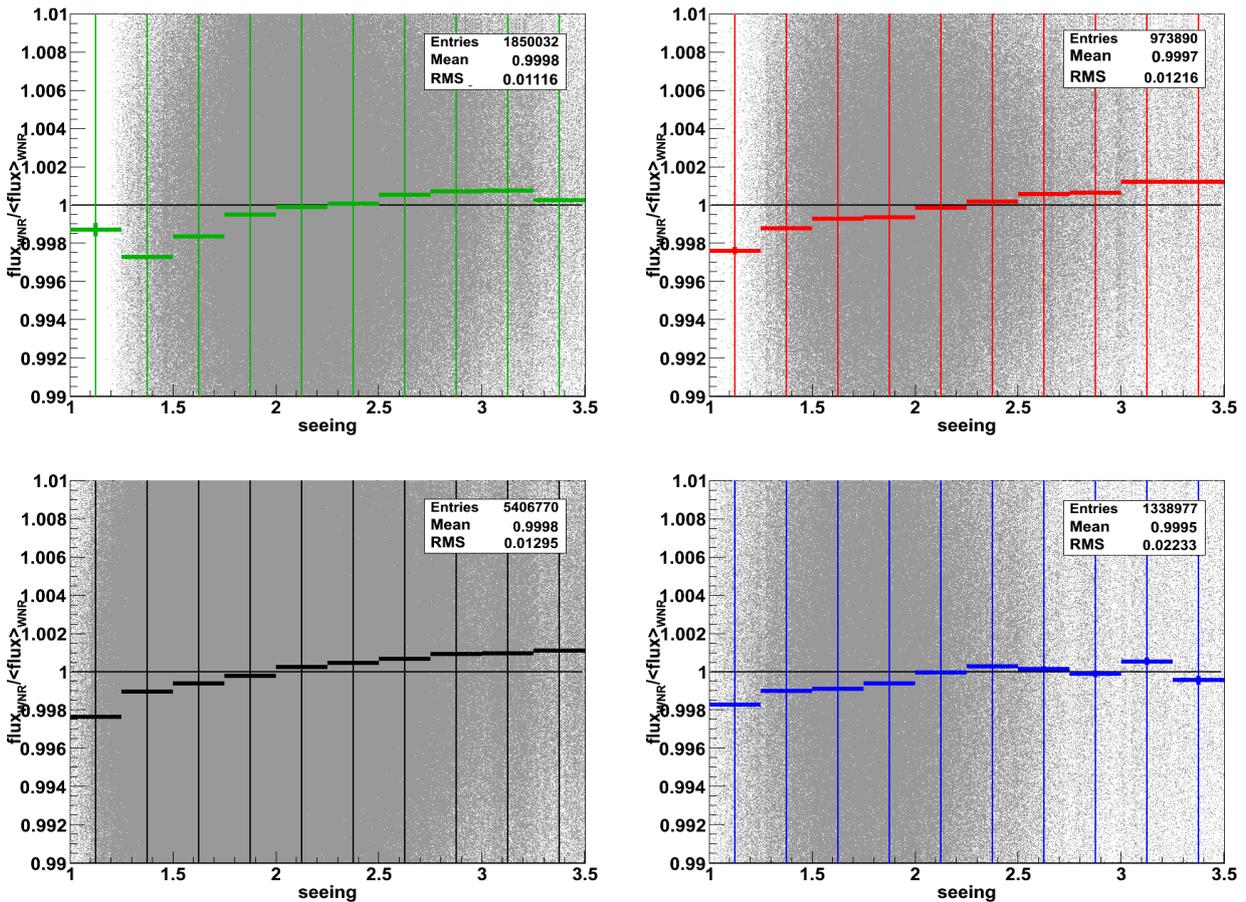


Fig. 5.19 – Stabilité du flux mesuré des étoiles par la photométrie WNR en fonction du seeing. En vert :  $g_M$ , en noir :  $r_M$ , en rouge :  $i_M$ . Les étoiles variables sont rejetées. Les biais liés à la qualité de l'image sont limités. La bande  $g_M$  est la plus affectée avec un biais allant jusqu'à 2-3 mmags.

Pour la photométrie A06, le biais pour les faibles seeing va jusqu'à 5 mmags et affecte les mesures des flux dans le sens contraire du biais observé pour la photométrie WNR (Fig. 5.20). La nature très différente des noyaux de convolution calculés explique peut-être cette différence. Ce biais est cependant limité. Dans le cadre de cette analyse on n'investiguera pas plus ce point, qui nécessite vraisemblablement la mise en œuvre de simulations Monte-Carlo plus poussées.

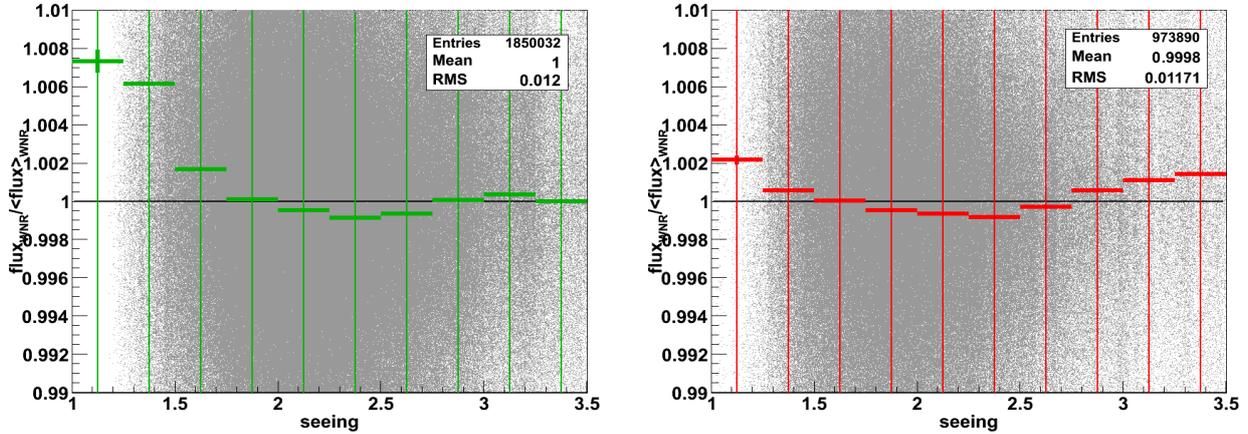


Fig. 5.20 – Même figure que 5.19 mais pour la photométrie A06 et uniquement dans les bandes  $g_M$  et  $i_M$ . On observe un biais à petit seeing affectant les mesure dans le sens contraire de celui observée pour la photométrie WNR et allant jusqu'à 5 mmags.

### 5.4.2 Fond de ciel

La figure 5.21 montre la distribution des rapports  $\text{flux}_j / \langle \text{flux}_j \rangle$  pour la photométries WNR en fonction de la variance du fond de ciel estimée par SExtractor dans la section 4.2.2. On constate que les performances de la photométrie WNR est relativement peu sensible à la valeur de la variance du fond de ciel, quelque soit la bande considérée. Le même constat est fait pour la photométrie A06 (cf. annexe C). Un biais minime de l'ordre de la mmag affecte les images dont la variance du fond de ciel est très faible.

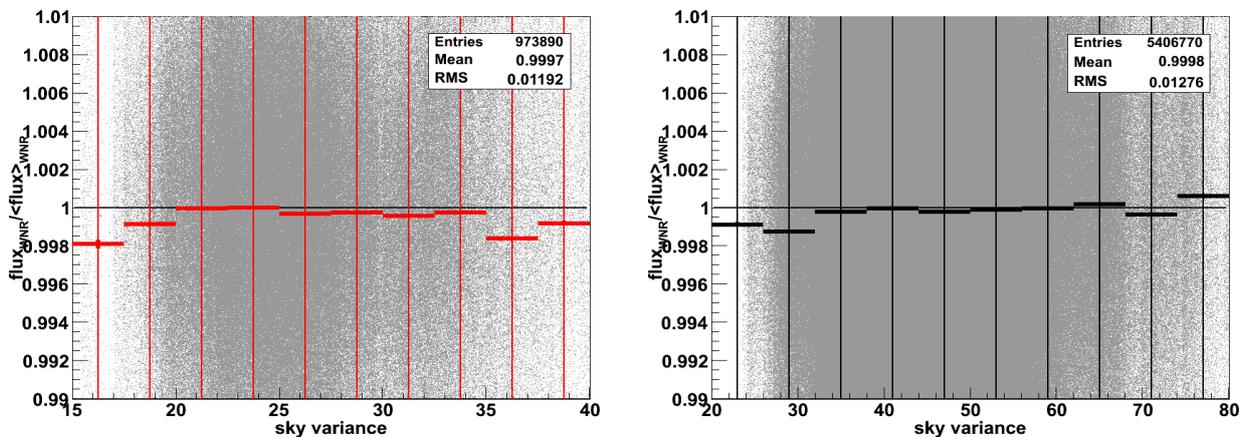


Fig. 5.21 – Stabilité du flux des étoiles mesuré par la photométrie WNR en fonction du niveau de la variance du fond de ciel des images, pour des images de la bande  $i_M$ . Les performances de la photométrie ne sont pas sensibles à la variance du fond de ciel.

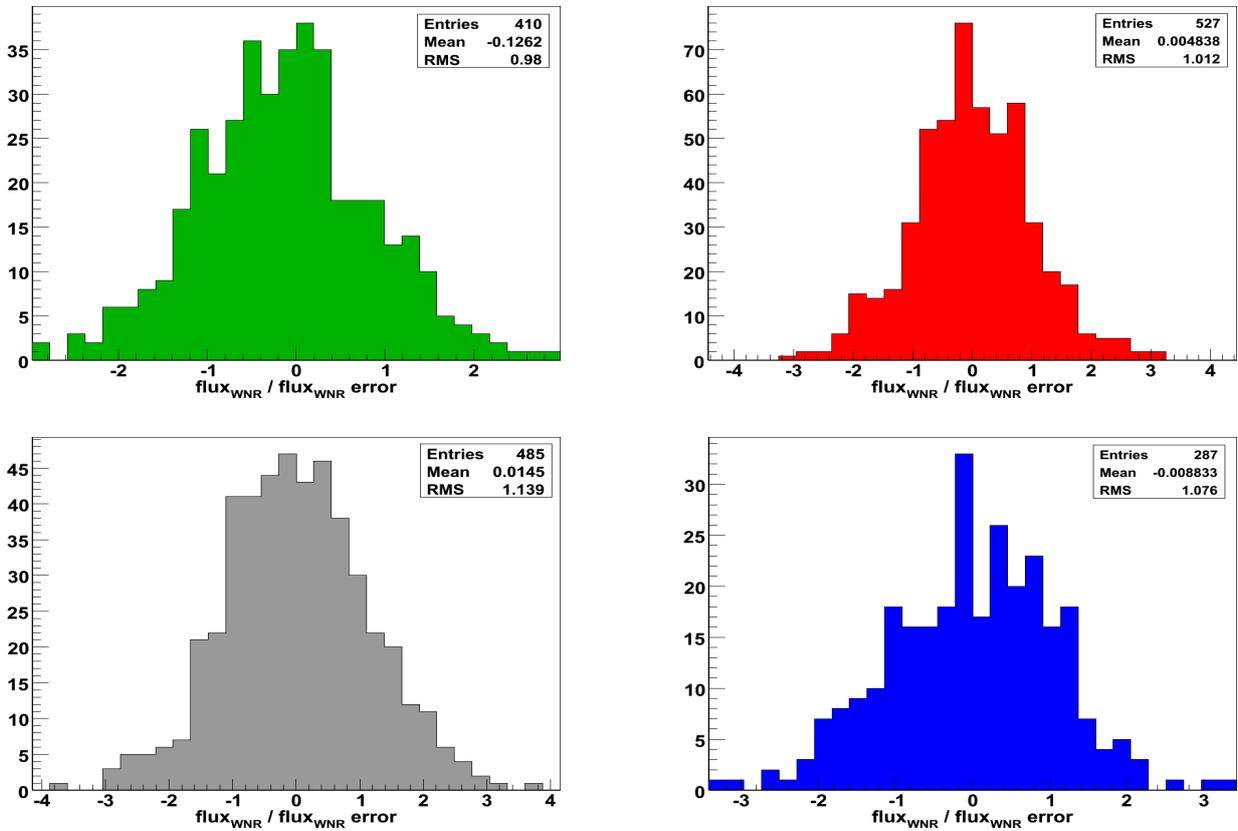
## 5.5 Courbes de lumière calibrées et modélisation SALT2

On a testé le comportement individuel de chaque photométrie sur la base de la photométrie des étoiles tertiaires. On rappelle que la comparaison directe de la valeur des flux mesurés d'une photométrie à une autre n'est pas pertinente puisque c'est le rapport des flux mesurés de la supernova et des étoiles de calibration qui importe.

Dans la suite de ce chapitre on développe la comparaison des deux photométries en s'appuyant sur la photométrie des 419 SNe Ia des données SNLS-5. Pour cela on s'appuie sur les mesures de flux calibrés et sur les paramètres des modèles SALT2 ajustés.

### 5.5.1 Comportement en l'absence de flux

Les performances de la photométrie WNR en l'absence du flux de la supernova permettent de tester le "0" de l'échelle des flux mesurés. On collecte pour cela toutes les mesures de flux des supernovæ effectuées pour des images dont la date d'exposition se situe plus de 22 jours restframe avant le maximum de la supernova. Le temps de montée restframe générique d'une SN Ia étant de 15 jours, le flux de la supernova dans ces images devrait donc être en moyenne nul. Ce test permet de mettre en évidence une éventuelle mauvaise soustraction du fond de ciel ou de la carte de galaxie dont la précision de l'ajustement dépend directement des images où le flux de la supernova est nul. Le flux mesuré sur chaque image est complètement libre dans l'ajustement : il peut donc être négatif si l'ajustement de la photométrie présente ces défauts.



**Fig. 5.22** – Distribution des flux mesurés par photométrie WNR sur des images sans supernova. Les mesures sont normalisées par l'erreur estimée lors de l'ajustement de la photométrie et renormalisée par  $\chi^2_{\text{WNR},\text{nuit}}$ . En vert :  $g_M$ , en rouge :  $r_M$ , en noir :  $i_M$ , en bleu :  $z_M$ .

La figure 5.22 montre les distributions de ces flux mesurés par la photométrie WNR et normalisés par l'erreur sur ces mesures. En moyenne ces flux sont compatibles avec 0 ce qui semble indiquer une bonne gestion du fond de ciel et la carte de la galaxie par la photométrie. L'écart-type du pull est très proche de l'unité ce qui garantit la bonne renormalisation des erreurs des flux moyens par nuit.

### 5.5.2 Amplitude des courbes de lumière

La mesure de l'amplitude  $X_0$  des courbes de lumière ajustée par SALT2 permet de considérer de manière globale l'ensemble des points de la courbe de lumière d'une supernova dans une bande donnée et d'effectuer une comparaison supernova à supernova.

On rappelle qu'un biais  $\delta m$  sur la magnitude d'un objet se traduit par un biais sur la distance de luminosité :  $\delta d_L/d_L \approx 0.46 \delta m$ . Sous couvert de l'hypothèse de l'univers plat, l'impact d'une telle variation sur la valeur ajustée de  $\Omega_m$  est de l'ordre de :

$$\frac{\partial \log d_L}{\partial \Omega_m} \approx 0.5 \quad [\text{à } z \sim 0.7] \quad (5.14)$$

Par conséquent, un biais de 3 mmags sur la valeur de l'amplitude des courbes de lumière se traduit par un biais de 0.003 sur la valeur de  $\Omega_m$ , soit environ 1%. De plus si des différences sur cet écart entre les bandes de la supernova apparaissent, alors un biais en couleur est généré. Un biais sur la couleur de la supernova impacte la cosmologie mesurée doublement, à travers les points du diagramme de Hubble mais aussi via l'entraînement du modèle SALT2. Il faut remarquer cependant que dans le cas présenté ici le modèle SALT2 ajusté sur les courbes de lumière A06 et WNR est commun et est celui entraîné sur les courbes de lumière mesurées par la photométrie A06.

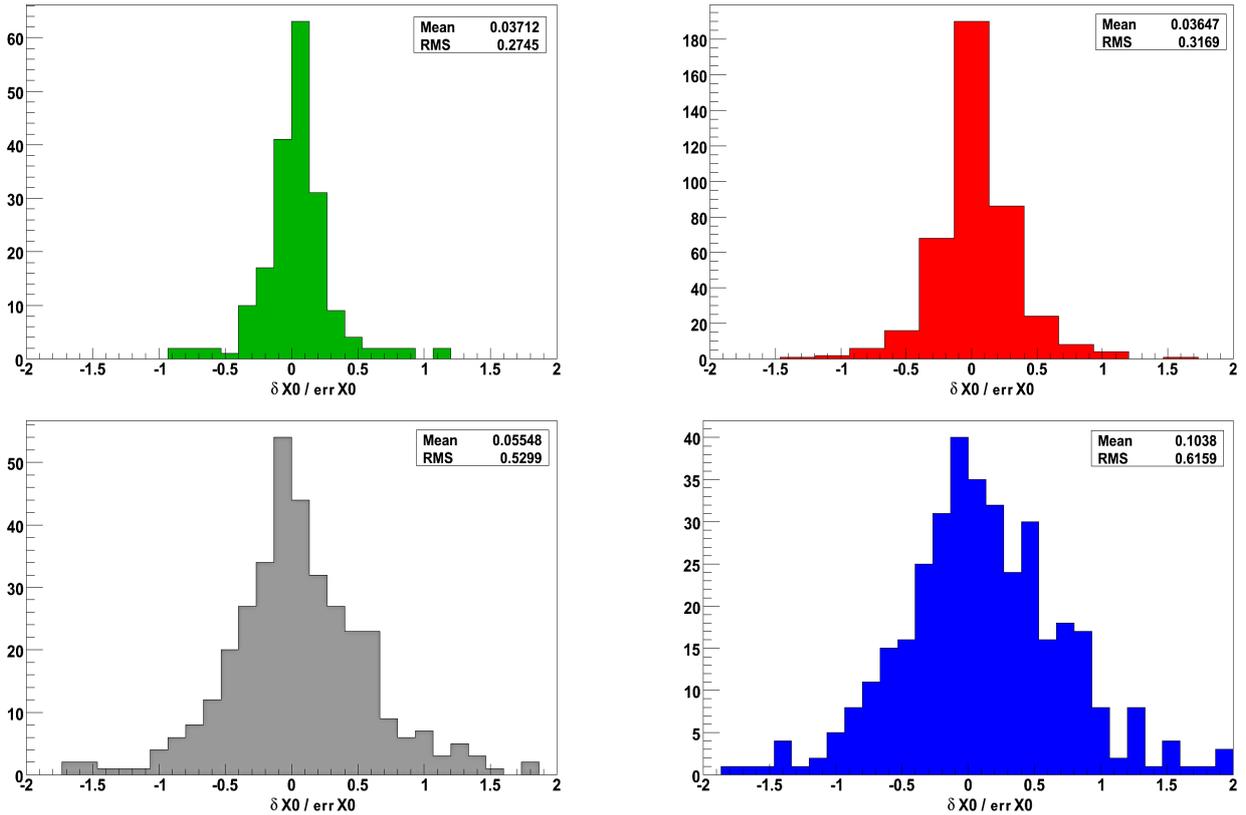
On souhaite estimer l'écart entre cette amplitude ajustée sur les courbes de lumière A06 et celle ajustée sur les courbes de lumière WNR. Pour étudier les variations de cette amplitude on applique la procédure suivante :

1. pour chaque supernova on ajuste simultanément ses courbes de lumière A06 dans toutes les bandes ;
2. on récupère les valeurs ajustées du paramètre de forme  $X_1$ , de l'excès de couleur  $C$  et la date du maximum en B  $\text{day}_{\max}$  ;
3. on effectue ensuite un deuxième ajustement du modèle SALT2 sur les courbes de lumière A06 et WNR, mais cette fois chaque bande séparément et en fixant les valeurs de  $X_1$ , de  $C$  et de  $\text{day}_{\max}$  à celles estimées par l'ajustement précédent effectué sur l'ensemble de courbes de lumières A06 ;
4. on compare alors l'écart relatif entre ces deux amplitudes  $X_{0,A06}^{\text{test}}$  et  $X_{0,WNR}^{\text{test}}$  obtenues avec les deux photométries :

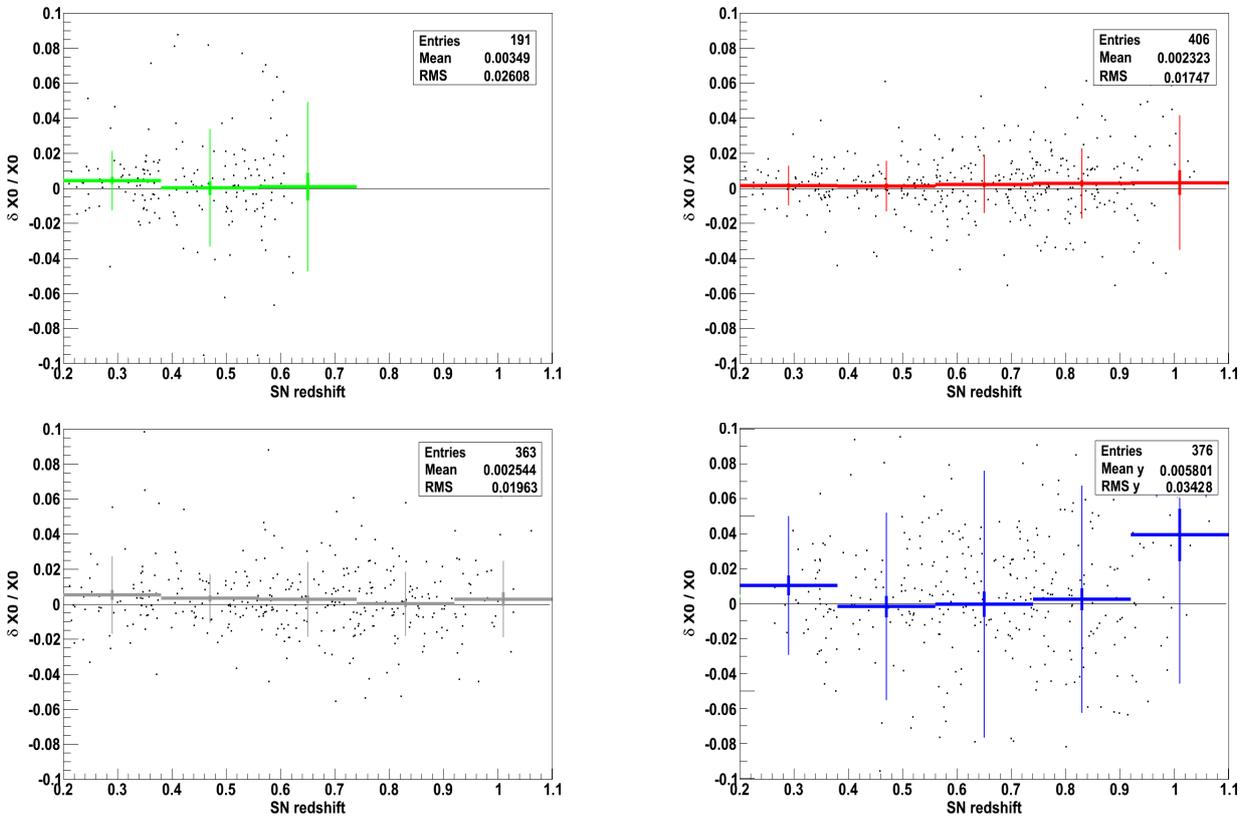
$$\left( \frac{\delta X_0}{X_0} \right)_{\text{test}} = \frac{X_{0,WNR}^{\text{test}} - X_{0,A06}^{\text{test}}}{X_{0,WNR}^{\text{test}}} \quad (5.15)$$

La figure 5.23 montre la distribution de la différence  $X_{0,A06}^{\text{test}} - X_{0,WNR}^{\text{test}}$ , rapportée à l'erreur sur  $X_0$  calculée lors de l'ajustement SALT2. Les écarts entre les deux estimateurs sont de l'ordre de grandeur de la valeur de leurs incertitudes associées. L'écart type de cette différence est environ de 30 % de la valeur de l'erreur en  $g_M$  et jusqu'à 60% de cette erreur en  $z_M$ . Cette dispersion se traduit par un écart des valeurs des paramètres cosmologiques mesurés avec ces deux méthodes, de l'ordre de l'erreur sur ces mêmes paramètres (Tab. 5.2).

## 5.5 Courbes de lumière calibrées et modélisation SALT2

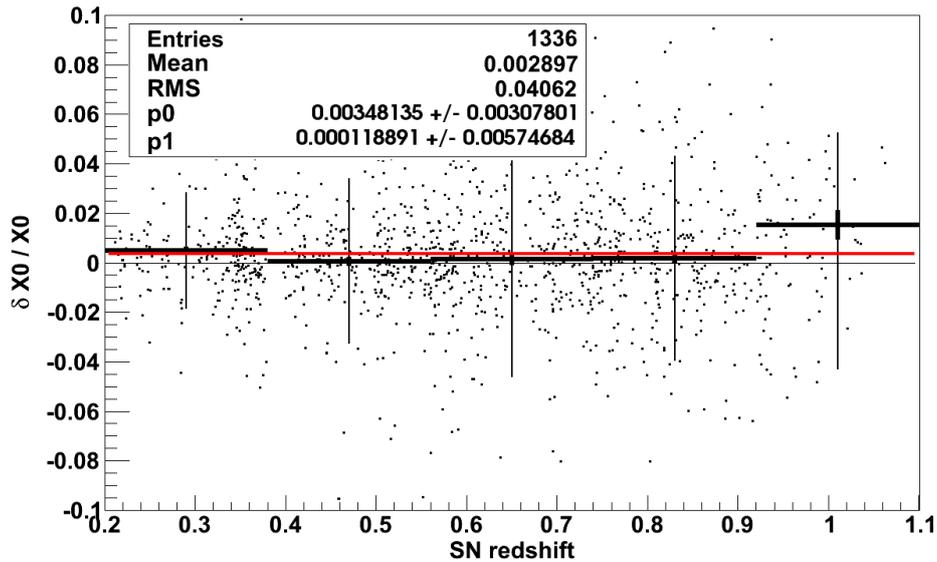


**Fig. 5.23** – Ecart entre les amplitudes des courbes de lumière A06 et WNR, rapportés à l’erreur calculée par l’ajustement SALT2. En vert :  $g_M$ , en rouge :  $r_M$ , en noir :  $i_M$  et en bleu :  $z_M$ .



**Fig. 5.24** – Ecart relatif entre les amplitudes des courbes de lumière A06 et WNR en fonction du redshift de la supernova. En vert :  $g_M$ , en noir :  $r_M$ , en rouge :  $i_M$ , en bleu :  $z_M$ .

On souhaite savoir si cet écart entre les deux photométries est dépendant du redshift, ou de manière équivalente s'il est sensible au flux des objets. La figure 5.24 montre la distribution des quantités  $(\delta X_0/X_0)_{\text{test}}$  en fonction du redshift de la supernova et pour les 4 bandes  $g_M$ ,  $r_M$ ,  $i_M$  et  $z_M$ . On observe des écarts systématiques faibles entre les deux photométries. Ces derniers sont de quelques mmags dans toutes les bandes. Par un ajustement linéaire de ces écarts, réalisé pour l'ensemble des bandes, on calcule que l'écart moyen est d'environ 3 mmags comme l'illustre la figure 5.25. La pente de l'ajustement étant quasiment nulle, cet écart systématique ne semble pas corrélé avec le redshift des supernovæ.



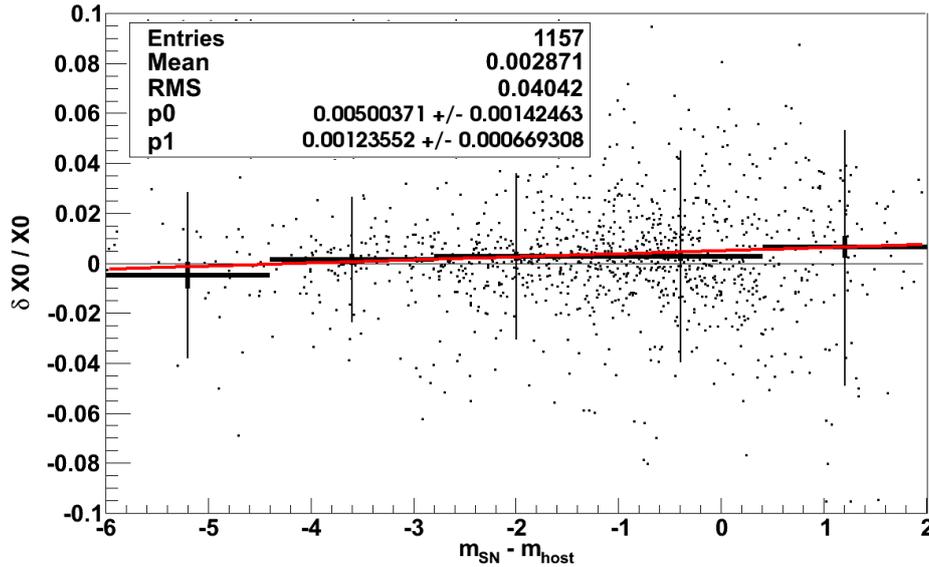
**Fig. 5.25** – Ajustement d'une corrélation linéaire entre les écarts en amplitude de la photométrie A06 et WNR dans toutes les bandes et le redshift des supernovæ. La pente de l'ajustement est quasi-nulle et l'écart moyen de 3 mmags.

Le biais systématique observé entre les deux photométries sur l'amplitude des courbes de lumière des supernovæ est de l'ordre de l'erreur sur cette amplitude. Il conduit à un biais sur la valeur des paramètres cosmologiques (ex.  $\Omega_m$ ) de 1%.

### 5.5.3 Contamination par le flux de la galaxie hôte

L'origine des écarts observés entre les deux photométries est peut-être la contamination du flux de la supernova par le flux de la galaxie hôte.

En figure 5.26 est représentée la distribution des quantités  $(\delta X_0/X_0)_{\text{test}}$  en fonction du rapport du flux de la supernova au flux de la galaxie hôte sous-jacente. Celui-ci est calculé en intégrant le flux de la grille de pixels de la galaxie calculée par la photométrie différentielle A06 et pondérée par la PSF de l'image de référence. Ce flux est estimé pour les 4 bandes  $g_M$ ,  $r_M$ ,  $i_M$  et  $z_M$ . L'écart entre les amplitudes  $X_{0,A06}^{\text{test}}$  et  $X_{0,WNR}^{\text{test}}$  corréle faiblement avec le flux de la galaxie hôte. La pente de l'ajustement linéaire réalisée est de  $1.4 \cdot 10^{-3}$ , avec une faible significativité de  $\sim 2\sigma$ . Ce biais pourrait trouver son origine dans les différences d'implémentation des deux photométries, à savoir la modélisation de la PSF et la modélisation du noyau de convolution.



**Fig. 5.26** – Ajustement d’une corrélation linéaire entre les écarts en amplitude de la photométrie A06 et WNR et le flux de la galaxie hôte. Plus précisément, on considère ici la différence entre la magnitude de la supernova et celle de son hôte, c’est-à-dire le rapport de leur flux. L’ajustement linéaire a une pente d’environ  $10^{-3}$ .

## 5.6 Comparaison avec la démarche du SDSS-II

La collaboration SDSS-II SN utilise une méthode de photométrie - nommée “*scene modeling photometry*” ([Hol08], H08) - qui s’inspire directement de la photométrie A06 décrite dans [Ast06]. Cette méthode s’appuie également sur des images qui ne sont pas rééchantillonnées, comme la photométrie WNR. On présente ici les points communs et les différences entre ces deux méthodes.

Le modèle H08 pour le flux reçu dans un pixel  $(x, y)$  d’une image  $i$  s’écrit :

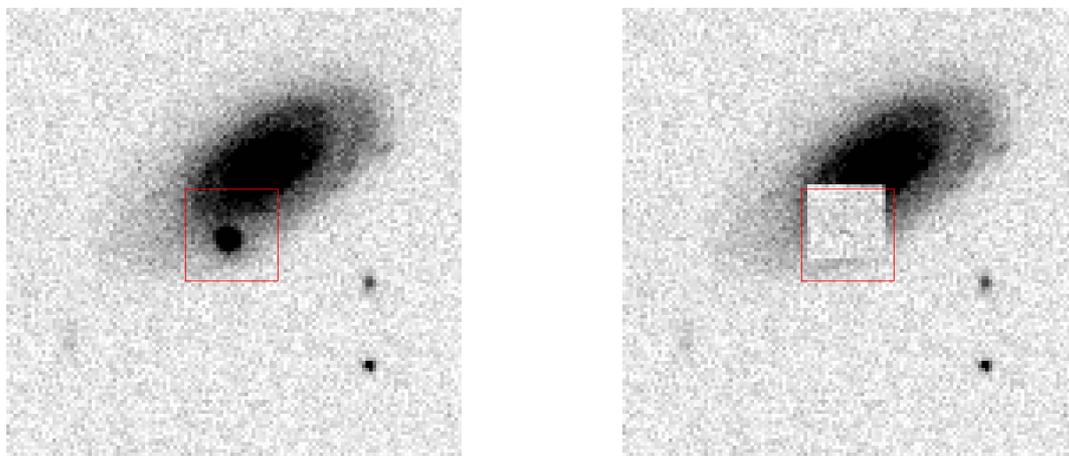
$$M_i(x, y) = \mathcal{R}_i \left[ \text{flux}_i \times \text{PSF}_i(x - x_{\text{SN}}, y - y_{\text{SN}}) + \text{gal} \otimes \text{PSF}_i(x, y) \right] + \text{sky}_i(x, y) \quad (5.16)$$

En plus de ne pas requérir de rééchantillonnage des images, ce modèle partage d’autres points communs avec les modèles de photométrie WNR et A06. La PSF est calculée indépendamment de l’ajustement, sur chacune des images. Le fond de ciel est également estimé séparément en ajustant une carte lentement variable à travers l’image.

Il s’en démarque cependant par quelques aspects. Premièrement la grille de pixels de la galaxie hôte est légèrement sous-échantillonnée et apparaît ici convoluée par la PSF. Elle est donc formellement déconvoluée de la PSF une fois ajustée. A la différence de la procédure SNLS, la transformation géométrique est calculée en intégrant le mouvement propre des étoiles. Celui-ci est estimé au préalable sur des images de la bande  $r$  et sur la longue base de temps fournie par les images cumulée du SDSS (2001-2007). Une dernière différence notable est enfin que le calcul du poids de chaque pixel comprend dans la photométrie H08 la contribution du bruit de tous les photons, en d’autres termes  $M(x, y)/\text{Gain}$ .

Lors de l’ajustement de la photométrie H08 il est ajouté quadratiquement à l’erreur estimée une erreur calculée pour chaque image sur les étoiles de calibration de manière à assurer la distribution de la différence de leur magnitude mesurée sur l’image  $i$  et de leur magnitude connue un

$\chi^2$  égal à 1. Cette erreur (*frame error*) est généralement inférieure à 0.01 mag. Elle est attribuée à une imprécision de l'ajustement de la PSF. Deux autres erreurs additionnelles sont également estimées : une erreur systématique sur l'estimation de  $\text{sky}_i$ , calculée en étudiant la déviation des pixels à cette valeur en plusieurs régions de l'image et une erreur systématique due à l'imprécision du modèle de la galaxie sous-jacente. La figure 5.27 illustre un exemple de cet ajustement.



**Fig. 5.27** – Exemple d'ajustement de la photométrie H08. A gauche, l'image initiale sur laquelle on définit une vignette centrée sur la supernova. A droite, la même image après qu'on lui ait soustrait le modèle ajusté sur la vignette. Figure extraite de [Hol08].

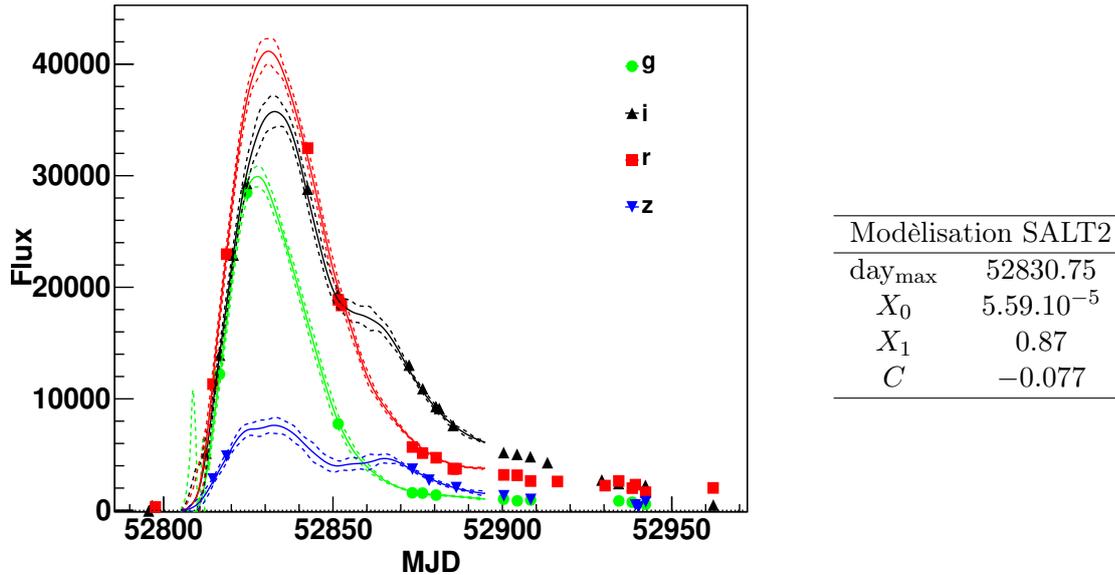
Comme pour la procédure effectuée dans cette analyse sur les photométrie A06 et WNR, la photométrie H08 est testée sur les étoiles et les supernovæ. La photométrie des étoiles montre que les erreurs calculées sont correctes, à condition de leur imposer une valeur minimale de 0.01 mag. Elle montre aussi l'absence de biais en fonction de la magnitude de l'étoile. Une étude également similaire à celle faite dans ce chapitre est réalisée sur la photométrie de la supernova avant son explosion. Elle donne une mesure du flux compatible avec 0.

Enfin, une simulation Monte-Carlo est effectuée : de fausses supernovæ sont ajoutées aux images, en tenant compte de leur PSF et à la position calculée pour la vraie supernova en utilisant la transformation géométrique calculée pour l'image. Cette simulation permet de s'assurer que le  $\chi^2$  par degré de liberté de l'ajustement devient proche de 1 à condition de tenir compte de l'erreur systématique sur l'estimation du fond de ciel. Ces tests montrent que le modèle d'erreur de cette photométrie est pertinent pour les flux faibles comme pour les grands flux.

Les méthodes H08 et WNR sont donc très similaires dans leur principe, même si les choix exacts d'implémentation diffèrent, notamment sur la grille de pixels de la galaxie, la prise en compte du mouvement propre et les choix qui concernent le poids des pixels dans l'ajustement. En particulier, la méthode WNR est spécifiquement adaptée à la mesure de flux faibles et impose que le flux des étoiles - objets très brillants par ailleurs - soit mesuré strictement de la même manière que les supernovæ.

## Conclusion

J’ai présenté dans ce chapitre l’implémentation de la photométrie différentielle sans rééchantillonnage ainsi que son application à la mesure des flux des supernovæ et des étoiles de calibration. J’ai pu ainsi produire les courbes de lumière “WNR” calibrées en  $g_{MRM}i_{MZM}z_M$  des 419 SNe Ia du lot de données SNLS-5. Au total 1649 courbes de lumières sont produites et 1412 sont utilisées pour ajuster le modèle SALT2 de chaque supernova (Tab. 5.1). La figure 5.6 présente l’ajustement de SALT2 sur les courbes de lumière WNR de la SN Ia 03D4ag.



**Fig. 5.28** – Exemple d’ajustement du modèle SALT2 réalisé sur les courbes de lumière WNR de la SN Ia 03D4ag ( $z = 0.285$ ). Sa magnitude restframe en B est estimée à 21.27 mags.

J’ai montré que cette méthode propage correctement les incertitudes sur le flux de chaque pixel et permet de mieux estimer l’erreur sur le flux mesuré puisque la correction obtenue avec l’ajustement du  $\chi^2_{\text{nuit}}$  des flux par nuit est effectivement réduite de 25%. La précision et la stabilité des deux photométries ont été estimées et comparées sur la base des mesures de flux des étoiles tertiaires. Leurs performances sont similaires. Cette étude a permis également de mettre en évidence pour la première fois dans nos données l’effet du mouvement propre des étoiles et de la réfraction atmosphérique différentielle.

En comparant les amplitudes des courbes de lumière calibrées des supernovæ, j’ai pu mettre en évidence une différence de l’ordre de l’erreur sur l’amplitude et un biais relatif d’environ 3 mmags, soit  $\sim 3\%$  sur la mesure des paramètres cosmologiques. Ce biais corrèle faiblement avec le flux de la galaxie hôte sous-jacente mais un investissement plus conséquent en terme d’analyse est vraisemblablement nécessaire pour affiner la compréhension de ces écarts. Cette première mise en oeuvre permet maintenant d’envisager des tests complémentaires, notamment quant à la taille des noyaux utilisés, et une application au sur-échantillonnage de la carte de la galaxie sous-jacente. Des simulations Monte-Carlo permettront certainement de conclure sur ces points à l’automne.

La photométrie différentielle est donc à ce stade une méthode validée. Le tableau 5.2 présente les résultats de cosmologie obtenus en effectuant l’ajustement du diagramme de Hubble décrit dans la section 2.8 sur la base des modèles SALT2 ajustés sur les courbes de lumière des 419 SNe Ia des données SNLS-5. On effectue cet ajustement pour les courbes de lumière A06 et les

courbes de lumière WNR. Aucune coupure de sélection sur les propriétés des supernovæ n'est effectuée à ce stade. Le biais de Malmquist n'est pas pris en compte. L'écart constaté sur la valeur de  $\Omega_m$  est de l'ordre de l'erreur estimée sur la valeur de ce paramètre.

Méthode de photométrie des supernovæ	Photométrie A06	Photométrie WNR
$\Omega_m$	$0.262 \pm 0.0358$	$0.291 \pm 0.0394$
$M_B$	$-19.062 \pm 0.0296$	$-19.044 \pm 0.0316$
$\alpha$	$0.139 \pm 0.0112$	$0.141 \pm 0.0117$
$\beta$	$3.239 \pm 0.0950$	$3.142 \pm 0.098$

**Tab. 5.2** – Résultats de cosmologie obtenus par l'ajustement des courbes de lumière A06 et WNR, dans l'hypothèse d'un univers plat. Aucun coupure de sélection des supernovæ n'est appliquée et ces résultats sont indiqués à titre de comparaison des méthodes des photométries.

L'écart observé sur les paramètres cosmologiques est donc bien de l'ordre de l'erreur estimée sur ces paramètres. On souligne que l'ajustement présenté dans le tableau 5.2 s'appuie sur la photométrie du lot complet de supernovæ, sans les coupures de sélection qui seront effectuées dans le cadre de l'analyse de cosmologie. Ce lot contient donc des objets particuliers ou photométriquement inexploitable (pollution par étoile proche, absence de mesures pré-maximum, ...). De plus un petit nombre de supernovæ (6) ne possèdent pas le même nombre de lumière dans les deux photométries.

Ce travail de thèse a donc permis la production des courbes de lumière, A06 et WNR, et des modélisation SALT2 associées pour chaque supernova qui permettront d'exploiter la statistique inédite des 419 supernovæ Ia des données SNLS-5 et d'envisager une mesure du paramètre d'état de l'énergie noire à 10% avec ces données seules, et à 5 % avec le complément des lots de supernovæ Ia proches extérieures.

# Conclusion

Ce travail de thèse a porté sur l'analyse photométrique des 5 ans de données du Supernova Legacy Survey, c'est-à-dire sur la production et l'analyse des courbes de lumière en  $g_M r_M i_M z_M$  des 419 supernovæ Ia identifiées et suivies au cours du programme. Toutes les images disponibles au terme du programme sont réduites et leurs propriétés sont estimées. La PSF de chaque image est modélisée, ainsi que le noyau de convolution qui aligne cette PSF sur la PSF des images de références, sélectionnées pour chaque champ et chaque bande pour leur très bonne qualité. Toutes les images sont alors alignées géométriquement et photométriquement sur leur image de référence.

Ce travail de thèse a également consisté à développer, implémenter et tester une nouvelle photométrie différentielle. Cette nouvelle photométrie ne nécessite plus de rééchantillonner les images, préservant ainsi les propriétés statistiques des flux des pixels. En propageant correctement les incertitudes des flux des pixels, elle permet une estimation beaucoup plus fiable de l'incertitude du flux mesuré. C'est une avancée importante dans le traitement des courbes de lumière et celle-ci est amenée à devenir la méthode standard de photométrie des supernovæ du programme. Cette nouvelle méthode, plus optimale, est d'autant plus pertinente qu'elle va de concert avec la disponibilité de données photométriques de très bonne qualité.

Cette photométrie, ainsi que celle utilisée pour l'analyse des données à 3 ans, ont été appliquées aux données SNLS-5. Les mesures effectuées sur les supernovæ m'ont permis tout d'abord de démontrer le gain statistique de cette nouvelle méthode et les mesures effectuées sur les étoiles de calibration d'établir que leurs performances, en terme de précision accessible et de stabilité, sont au moins équivalentes. Leurs différences, par exemple sur la dispersion des mesures ou les biais éventuellement introduits, sont également caractérisées. Cette nouvelle méthode de photométrie sans rééchantillonnage des images est donc à ce jour implémentée et ses propriétés sont qualifiées.

Ainsi mesurées, les 419 supernovæ identifiées spectroscopiquement, mais aussi les quelques centaines de supernovæ identifiées photométriquement que recèlent les données SNLS-5, constituent un échantillon de supernovæ lointaines à la statistique inégalée. En attendant les projets futurs au sol ou spatiaux, les supernovæ du programme SNLS sont parmi les sondes cosmiques les plus précises pour la caractérisation de l'énergie noire et ce travail de thèse est le premier pas vers leur exploitation. Au sein d'un diagramme de Hubble, elles conduiront à une mesure à 10% du contenu énergétique de l'Univers. Conjuguées à d'autres lots, comme les 200 supernovæ Ia à redshifts intermédiaires du SDSS, mesurées avec une photométrie et une calibration proches de celles du SNLS, elles permettront de contraindre l'équation d'état de l'énergie noire à mieux que 5% et de tenter ainsi de dévoiler sa nature.



## Annexe A

# Tables des supernovæ Ia exploitées dans cette analyse

Le lot de supernovæ sur lequel s'appuient les résultats de ce travail de thèse se constitue de 419 supernovæ SNIa/SNIa ?/SNIa-pec/SNIa-pec ? détectées et spectroscopiquement identifiées au terme des 5 ans du programme SNLS. Ces supernovæ se répartissent en :

- 318 supernovæ spectroscopiquement identifiées comme SNe Ia certaines (SNIa)
- 98 supernovæ spectroscopiquement identifiées comme SNe Ia probables (SNIa ?)
- 3 supernovæ spectroscopiquement identifiées comme SNe Ia-pec probables (SNIa-pec ?)

Le tableau [A.1](#) présente la répartition de ces 419 SNe Ia selon le champ dans lequel elles sont observées et selon l'année de leur détection.

Année	2003	2004	2005	2006	2007	2008	Total
Champ D1	17	27	23	25	13	2	107
Champ D2	0	20	29	21	22	14	106
Champ D3	9	25	33	17	28	8	120
Champ D3	15	22	26	14	9	0	86
Total	41	94	111	77	72	24	419

**Tab. A.1** – Répartition des SNe Ia des données SNLS-5 en fonction de leur champ et de leur année de détection.

La table [A.2](#) donne pour chaque SN Ia ses coordonnées équatoriales (J2000) et la date (MJD) de son maximum, estimés par la chaîne de détection. Elle indique également le(s) télescope(s) ayant effectué(s) le suivi spectroscopique du candidat, la(les) date(s) (MJD) du(des) spectre(s) ayant servi à l'identification ainsi que le type et le redshift établis. Les données spectroscopiques des candidats SNLS obtenus au Gemini, au VLT et au Keck sont décrites respectivement dans [[How05](#), [Bro08](#), [Bal09](#), [Ell08](#)]. Dans cette analyse, la mesure du redshift d'une supernova se base sur son spectre et si ce dernier fait défaut, ou si la réduction n'est pas concluante, sur celui de son hôte. La supernova 07D1bl ne dispose pas pour le moment d'une mesure de son redshift. Pour chaque supernova, on signale les courbes de lumière qui sont disponibles dans les bandes  $g_M$ ,  $r_M$ ,  $i_M$  et  $z_M$  et calibrées.

Tab. A.2: Table des SNe Ia identifiées pour les données SNLS-5.

Nom	Ra (J2000)	Dec (J2000)	Date max.	Télescope(s) spectro.	Date(s) spectre	Type	Redshift	Phot.
03D3af	14 :21 :14.920	+52 :32 :15.30	52732.63	Keck, Keck	52736.41, 53057.54	SNIa	0.532 ± 0.001	gri
03D3ba	14 :16 :33.440	+52 :20 :32.15	52749.15	Keck	52765.38	SNIa	0.291 ± 0.001	gri
03D3bb	14 :16 :18.780	+52 :14 :55.37	52761.77	Keck	52765.29	SNIa-pec	0.244 ± 0.001	gri
03D3aw	14 :20 :53.610	+52 :36 :20.67	52767.62	Keck	52765.53	SNIa	0.449 ± 0.001	gri
03D3ay	14 :17 :58.430	+52 :28 :57.49	52767.71	Keck	52765.47	SNIa	0.371 ± 0.001	gri
03D3cc	14 :19 :45.250	+52 :32 :25.33	52780.48	Keck	52792.27	SNIa	0.463 ± 0.001	gri
03D3bh	14 :21 :35.890	+52 :31 :37.68	52786.96	Keck	52765.32	SNIa	0.249 ± 0.001	gri
03D3bl	14 :19 :55.900	+53 :05 :51.03	52787.35	Keck	52791.33	SNIa	0.355 ± 0.001	gri
03D3cd	14 :18 :39.950	+52 :36 :43.86	52801.54	Keck	52791.27	SNIa	0.461 ± 0.001	gri
03D4au	22 :16 :09.920	-18 :04 :39.37	52815.64	VLT	52825.00	SNIa?	0.468 ± 0.001	gri
03D4at	22 :14 :24.020	-17 :46 :36.02	52816.61	VLT	52825.00	SNIa	0.634 ± 0.001	gri
03D4ag	22 :14 :45.790	-17 :44 :23.00	52830.82	Keck, VLT	52822.54, 52819.00	SNIa	0.285 ± 0.001	gri
03D4cn	22 :16 :34.600	-17 :16 :13.55	52848.37	Gem-N	52878.47	SNIa	0.818 ± 0.001	gri
03D4cx	22 :14 :33.760	-17 :35 :15.42	52882.70	VLT	52887.00	SNIa	0.949 ± 0.001	gri
03D4cj	22 :16 :06.660	-17 :42 :16.72	52889.43	Keck, Gem-N	52878.32, 52877.54	SNIa	0.270 ± 0.001	gri
03D4cz	22 :16 :41.870	-17 :55 :34.54	52894.81	Gem-N	52909.31	SNIa	0.695 ± 0.001	gri
03D4cy	22 :13 :40.460	-17 :40 :53.90	52899.40	Gem-N, VLT	52908.26, 52909.00	SNIa	0.927 ± 0.001	gri
03D4di	22 :14 :10.250	-17 :30 :24.25	52900.92	VLT	52888.00	SNIa?	0.899 ± 0.001	gri
03D1ar	02 :27 :14.680	-04 :19 :05.05	52902.36	VLT	52909.00	SNIa?	0.408 ± 0.001	gri
03D1aw	02 :24 :14.780	-04 :31 :01.61	52902.92	Keck	52905.58	SNIa	0.582 ± 0.005	gri
03D4dy	22 :14 :50.513	-17 :57 :23.24	52904.02	VLT	52911.00	SNIa	0.610 ± 0.001	gri
03D4dh	22 :17 :31.040	-17 :37 :46.98	52906.12	Keck	52905.43	SNIa	0.627 ± 0.001	gri
03D1au	02 :24 :10.380	-04 :02 :14.96	52909.67	Keck	52905.51	SNIa	0.504 ± 0.001	gri
03D1bf	02 :24 :02.375	-04 :55 :57.27	52913.80	VLT	52908.00	SNIa?	0.703 ± 0.001	gri
03D1ax	02 :24 :23.320	-04 :43 :14.41	52915.84	Gem-N	52911.55	SNIa	0.496 ± 0.001	gri
03D1bm	02 :24 :36.090	-04 :12 :44.48	52917.74	VLT	52911.00	SNIa?	0.575 ± 0.001	gri
03D1bp	02 :26 :37.720	-04 :50 :19.34	52920.23	VLT	52909.00	SNIa?	0.347 ± 0.001	gri
03D1bk	02 :26 :27.410	-04 :32 :11.99	52921.80	Gem-N	52910.53	SNIa	0.865 ± 0.001	gri
03D4gf	22 :14 :22.907	-17 :44 :02.49	52936.49	VLT	52968.00	SNIa?	0.580 ± 0.001	gri
03D4fd	22 :16 :14.471	-17 :23 :44.37	52938.56	Gem-N	52936.22	SNIa	0.791 ± 0.001	gri
03D4gg	22 :16 :40.185	-18 :09 :51.82	52943.40	VLT	52969.00	SNIa?	0.592 ± 0.001	gri
03D1cm	02 :24 :55.288	-04 :23 :03.68	52949.00	Gem-N	52939.32	SNIa-pec?	0.870 ± 0.001	gri
03D1co	02 :26 :16.238	-04 :56 :05.76	52954.46	Keck, VLT, Gem-N	52965.48, 52946.00, 52944.49	SNIa	0.679 ± 0.001	gri
03D4gl	22 :14 :44.177	-17 :31 :44.47	52956.73	Keck, Gem-N	52965.26, 52941.29	SNIa	0.571 ± 0.001	gri

Tab.A.2 (suite)

Name	Ra (J2000)	Dec (J2000)	Date max.	Télescope(s) spectro.	Date(s) spectre	Type	Redshift	Phot.
03D1dt	02 :26 :31.210	-04 :03 :08.86	52960.82	VLT	52972.00	SNIa	0.612 ± 0.001	griz
03D1dj	02 :26 :19.082	-04 :07 :09.38	52967.61	Keck	52964.47	SNIa	0.400 ± 0.001	griz
03D1ew	02 :24 :14.088	-04 :39 :56.98	52991.73	Gem-N	52994.23	SNIa	0.868 ± 0.001	griz
03D1fH	02 :25 :58.329	-04 :07 :44.17	52992.72	VLT	52994.00	SNIa	0.687 ± 0.001	griz
04D1aj	02 :25 :53.982	-04 :59 :40.50	52998.80	VLT	53023.00	SNIa ?	0.721 ± 0.001	griz
03D1fq	02 :26 :55.683	-04 :18 :08.10	52998.96	Gem-N	52997.26	SNIa	0.800 ± 0.001	griz
03D1fc	02 :25 :43.602	-04 :08 :38.77	53002.70	VLT	52997.00	SNIa	0.332 ± 0.001	griz
04D1ak	02 :27 :33.399	-04 :19 :38.73	53010.63	VLT	53027.00	SNIa ?	0.526 ± 0.001	griz
03D1gt	02 :24 :56.012	-04 :07 :37.08	53013.88	VLT	53024.00	SNIa	0.560 ± 0.001	griz
04D1ag	02 :24 :41.108	-04 :17 :19.69	53016.85	VLT	53022.00	SNIa	0.557 ± 0.001	griz
04D2ae	10 :01 :52.414	+02 :13 :21.11	53031.18	Gem-S	53025.25	SNIa	0.843 ± 0.001	griz
04D2an	10 :00 :52.336	+02 :02 :28.58	53031.37	VLT	53025.00	SNIa	0.620 ± 0.001	griz
04D2ac	10 :00 :18.924	+02 :41 :21.45	53032.53	VLT	53034.00	SNIa	0.348 ± 0.001	griz
04D2al	10 :01 :52.497	+02 :09 :51.32	53034.94	VLT	53029.00	SNIa	0.836 ± 0.001	griz
04D3bf	14 :17 :45.096	+52 :28 :04.31	53037.79	Gem-N	53052.65	SNIa	0.156 ± 0.001	griz
04D2cw	10 :01 :22.821	+02 :11 :55.66	53053.78	VLT	53084.00	SNIa ?	0.568 ± 0.001	griz
04D2ea	10 :01 :20.543	+02 :20 :21.84	53061.99	VLT	53086.00	SNIa ?	0.835 ± 0.001	griz
04D2cc	09 :58 :44.724	+02 :16 :14.88	53075.78	VLT	53087.00	SNIa ?	0.838 ± 0.001	griz
04D2cf	10 :01 :56.048	+01 :52 :45.90	53075.96	VLT	53086.00	SNIa	0.369 ± 0.001	griz
04D2bt	09 :59 :32.739	+02 :14 :53.22	53076.55	VLT	53083.00	SNIa	0.220 ± 0.001	griz
04D3cy	14 :18 :12.435	+52 :39 :30.59	53101.34	Keck	53114.00	SNIa	0.643 ± 0.001	griz
04D3co	14 :17 :50.024	+52 :57 :49.05	53101.59	Keck	53116.00	SNIa ?	0.620 ± 0.001	griz
04D2fp	09 :59 :28.183	+02 :19 :15.20	53107.45	VLT	53109.00	SNIa	0.415 ± 0.001	griz
04D2fs	10 :00 :22.110	+01 :45 :55.64	53107.67	VLT	53109.00	SNIa	0.357 ± 0.001	griz
04D2gb	10 :02 :22.712	+01 :53 :39.16	53108.53	Keck	53116.00	SNIa ?	0.450 ± 0.001	griz
04D3cp	14 :20 :23.954	+52 :49 :15.52	53109.17	Keck	53118.45	SNIa	0.830 ± 0.001	griz
04D2gp	09 :59 :20.400	+02 :30 :31.88	53110.75	VLT	53114.00	SNIa	0.732 ± 0.001	griz
04D3do	14 :17 :46.107	+52 :16 :03.55	53113.28	Keck	53116.00	SNIa ?	0.610 ± 0.001	griz
04D3dd	14 :17 :48.431	+52 :28 :14.72	53114.10	Gem-N	53120.53	SNIa	1.002 ± 0.001	griz
04D3ez	14 :19 :07.916	+53 :04 :18.88	53115.47	Keck	53117.00	SNIa	0.263 ± 0.001	griz
04D2gc	10 :01 :39.267	+01 :52 :59.52	53118.08	Keck, VLT	53117.00, 53110.00	SNIa	0.521 ± 0.001	griz
04D3df	14 :18 :10.020	+52 :16 :40.13	53119.79	Keck	53116.00	SNIa	0.470 ± 0.001	griz
04D3fq	14 :16 :57.906	+52 :22 :46.53	53120.04	Gem-N	53121.54	SNIa	0.742 ± 0.001	griz
04D2iu	10 :01 :13.221	+02 :24 :53.91	53121.02	VLT	53137.00	SNIa ?	0.700 ± 0.001	griz

Tab.A.2 (suite)

Name	Ra (J2000)	Dec (J2000)	Date max.	Télescope(s) spectro.	Date(s) spectre	Type	Redshift	Phot.
04D2ja	09 :58 :48.519	+01 :46 :18.64	53123.16	VLT	53137.00	SN Ia ?	0.740 ± 0.001	griz
04D3gx	14 :20 :13.678	+52 :16 :58.60	53125.69	Gem-N	53146.43	SN Ia ?	0.910 ± 0.001	griz
04D3fk	14 :18 :26.212	+52 :31 :42.74	53126.92	Keck	53117.00	SN Ia	0.358 ± 0.001	griz
04D3hm	14 :22 :06.878	+52 :13 :43.46	53137.02	Gem-N	53147.44	SN Ia	0.552 ± 0.001	griz
04D3gt	14 :22 :32.594	+52 :38 :49.52	53137.88	Keck	53148.29	SN Ia ?	0.451 ± 0.001	griz
04D3ip	14 :19 :50.927	+52 :30 :11.85	53149.63	Gem-N	53152.46	SN Ia ?	0.983 ± 0.001	griz
04D3ks	14 :22 :33.517	+52 :11 :06.75	53163.14	Keck	53148.37	SN Ia	0.750 ± 0.001	griz
04D3kr	14 :16 :35.937	+52 :28 :44.20	53165.58	Gem-N, Keck	53172.43, 53148.53	SN Ia	0.337 ± 0.001	griz
04D3lu	14 :21 :08.009	+52 :58 :29.74	53169.37	Gem-N	53179.30	SN Ia	0.822 ± 0.001	griz
04D3nh	14 :22 :26.729	+52 :20 :00.92	53174.22	Gem-N	53179.27	SN Ia	0.340 ± 0.001	griz
04D3mk	14 :19 :25.830	+53 :09 :49.56	53179.23	Gem-N	53175.26	SN Ia	0.813 ± 0.001	griz
04D3ml	14 :16 :39.107	+53 :05 :35.66	53180.02	Gem-N	53176.38	SN Ia	0.950 ± 0.001	griz
04D4an	22 :15 :57.119	-17 :41 :43.93	53183.39	VLT	53197.00	SN Ia	0.613 ± 0.001	griz
04D3nr	14 :22 :38.526	+52 :38 :55.89	53185.44	Gem-N	53201.34	SN Ia ?	0.960 ± 0.001	griz
04D3nc	14 :16 :18.224	+52 :16 :26.09	53188.24	Gem-N	53199.36	SN Ia ?	0.817 ± 0.001	griz
04D3nq	14 :20 :19.193	+53 :09 :15.90	53189.69	Gem-N	53200.33	SN Ia	0.220 ± 0.001	griz
04D4bk	22 :15 :07.681	-18 :03 :36.79	53191.80	VLT	53197.00	SN Ia ?	0.880 ± 0.001	griz
04D4bq	22 :14 :49.391	-17 :49 :39.37	53193.71	VLT	53201.00	SN Ia	0.550 ± 0.001	griz
04D3ny	14 :18 :56.332	+52 :11 :15.06	53194.29	Gem-N	53196.33	SN Ia	0.810 ± 0.001	griz
04D3oe	14 :19 :39.381	+52 :33 :14.21	53195.49	Gem-N	53197.36	SN Ia	0.756 ± 0.001	griz
04D4dm	22 :15 :25.470	-17 :14 :42.71	53198.83	Gem-N	53204.55	SN Ia	0.811 ± 0.001	griz
04D4dw	22 :16 :44.667	-17 :50 :02.38	53200.37	VLT	53205.00	SN Ia ?	1.031 ± 0.001	griz
04D1dc	02 :26 :18.477	-04 :18 :43.28	53230.73	VLT	53228.00	SN Ia	0.211 ± 0.001	griz
04D4hf	22 :16 :57.919	-17 :41 :13.51	53240.70	VLT	53237.00	SN Ia ?	0.936 ± 0.001	griz
04D4fx	22 :16 :38.117	-18 :03 :58.69	53242.51	VLT	53228.00	SN Ia	0.629 ± 0.001	griz
04D1de	02 :26 :35.925	-04 :25 :21.65	53245.92	Gem-N	53234.52	SN Ia ?	0.768 ± 0.001	griz
04D4gz	22 :16 :59.018	-17 :37 :19.02	53246.10	VLT	53259.00	SN Ia ?	0.375 ± 0.001	griz
04D4gg	22 :16 :09.268	-17 :17 :39.98	53246.42	Gem-N	53233.38	SN Ia	0.424 ± 0.001	griz
04D1ff	02 :25 :38.612	-04 :54 :09.33	53251.07	VLT	53258.00	SN Ia	0.860 ± 0.001	griz
04D4ic	22 :14 :21.841	-17 :56 :36.43	53256.01	Gem-N	53260.28	SN Ia	0.687 ± 0.001	griz
04D4hu	22 :15 :36.193	-17 :50 :19.81	53256.95	Gem-N	53266.37	SN Ia	0.703 ± 0.001	griz
04D4ht	22 :14 :33.289	-17 :21 :31.33	53257.45	VLT	53267.00	SN Ia	0.217 ± 0.001	griz
04D1jd	02 :27 :50.822	-04 :56 :37.72	53259.06	VLT	53269.00	SN Ia ?	0.778 ± 0.001	griz
04D1hx	02 :24 :42.485	-04 :47 :25.38	53259.94	VLT	53267.00	SN Ia	0.560 ± 0.001	griz

Tab.A.2 (suite)

Name	Ra (J2000)	Dec (J2000)	Date max.	Télescope(s) spectro.	Date(s) spectre	Type	Redshift	Phot.
04D4id	22 :16 :21.411	-17 :13 :44.67	53260.99	VLT	53267.00	SNIa	0.769 ± 0.001	griz
04D1iv	02 :24 :48.065	-04 :09 :09.32	53264.05	VLT	53269.00	SNIa	0.998 ± 0.001	griz
04D1hy	02 :24 :08.678	-04 :49 :52.22	53264.38	Gem-N	53259.52	SNIa	0.850 ± 0.001	griz
04D4ib	22 :16 :41.701	-18 :06 :18.04	53267.56	VLT	53268.00	SNIa	0.699 ± 0.001	griz
04D1hd	02 :26 :08.850	-04 :06 :35.22	53267.97	Keck, Gem-N	53269.47, 53261.58	SNIa	0.369 ± 0.001	griz
04D4ih	22 :17 :17.041	-17 :40 :38.74	53269.58	Gem-N	53285.25	SNIa ?	0.934 ± 0.001	griz
04D1jg	02 :26 :12.567	-04 :08 :05.34	53273.58	Keck	53269.56	SNIa	0.584 ± 0.001	griz
04D4ii	22 :15 :55.645	-17 :39 :27.09	53273.70	Gem-N	53263.29	SNIa	0.866 ± 0.001	griz
04D4in	22 :15 :08.585	-17 :15 :39.85	53278.30	Keck	53269.31	SNIa	0.516 ± 0.001	griz
04D4im	22 :15 :00.885	-17 :23 :45.84	53284.01	Gem-N	53288.32	SNIa	0.751 ± 0.001	griz
04D4jw	22 :17 :18.902	-17 :39 :55.92	53286.13	VLT	53290.00	SNIa ?	0.961 ± 0.001	griz
04D4jv	22 :13 :51.605	-17 :24 :18.13	53289.00	Gem-N	53292.25	SNIa ?	0.930 ± 0.001	griz
04D1ks	02 :24 :09.504	-04 :58 :43.39	53291.10	VLT	53288.00	SNIa	0.798 ± 0.001	griz
04D4ju	22 :17 :02.733	-17 :19 :58.34	53292.97	VLT	53288.00	SNIa	0.472 ± 0.001	griz
04D1kj	02 :27 :52.669	-04 :10 :49.29	53297.18	VLT, Keck	53288.00, 53297.45	SNIa	0.585 ± 0.001	griz
04D4jr	22 :14 :14.335	-17 :21 :00.93	53298.25	Keck, VLT	53297.28, 53289.00	SNIa	0.470 ± 0.001	griz
04D1oh	02 :25 :02.372	-04 :14 :10.52	53308.21	Keck	53297.54	SNIa	0.590 ± 0.010	griz
04D1ow	02 :26 :42.708	-04 :18 :22.55	53311.58	VLT, Gem-N	53322.00, 53317.37	SNIa	0.915 ± 0.001	griz
04D1pd	02 :27 :39.738	-04 :37 :52.13	53318.29	VLT	53321.00	SNIa	0.950 ± 0.001	griz
04D1pp	02 :25 :12.485	-04 :42 :05.49	53320.52	VLT	53322.00	SNIa	0.735 ± 0.001	griz
04D1pc	02 :26 :24.882	-04 :23 :58.18	53325.03	VLT	53323.00	SNIa	0.770 ± 0.001	griz
04D1pg	02 :27 :04.162	-04 :10 :31.35	53326.88	VLT	53323.00	SNIa	0.515 ± 0.001	griz
04D1qd	02 :26 :33.075	-04 :06 :26.14	53329.60	VLT	53327.00	SNIa ?	0.767 ± 0.001	griz
04D1pu	02 :27 :28.437	-04 :44 :41.71	53330.32	Gem-N	53351.00	SNIa ?	0.639 ± 0.001	griz
04D1rh	02 :27 :47.160	-04 :15 :13.60	53351.01	Keck, VLT	53353.24, 53351.00	SNIa	0.436 ± 0.001	griz
04D1rx	02 :25 :11.016	-04 :37 :06.01	53352.51	VLT	53352.00	SNIa ?	0.985 ± 0.001	griz
04D1sk	02 :24 :22.778	-04 :21 :13.33	53355.12	Keck	53353.36	SNIa	0.663 ± 0.001	griz
04D2kr	10 :00 :37.323	+01 :42 :43.16	53359.31	Keck	53353.58	SNIa	0.744 ± 0.001	griz
04D1si	02 :24 :48.774	-04 :34 :08.20	53359.91	VLT	53355.00	SNIa	0.702 ± 0.001	griz
04D1sa	02 :27 :56.161	-04 :10 :34.31	53360.24	VLT	53355.00	SNIa	0.585 ± 0.001	griz
04D2mc	10 :00 :35.579	+01 :47 :03.44	53367.33	VLT	53375.00	SNIa	0.348 ± 0.001	griz
05D2ac	09 :58 :59.244	+02 :29 :22.22	53374.30	VLT	53377.00	SNIa	0.479 ± 0.001	griz
04D2mj	10 :00 :36.535	+02 :34 :37.44	53374.30	Gem-N	53379.00	SNIa	0.513 ± 0.001	griz
05D2ay	10 :01 :08.329	+02 :07 :49.33	53375.73	VLT	53385.00	SNIa ?	0.920 ± 0.001	griz

Tab.A.2 (suite)

Name	Ra (J2000)	Dec (J2000)	Date max.	Télescope(s) spectro.	Date(s) spectre	Type	Redshift	Phot.
04D2mh	09 :59 :45.872	+02 :08 :27.94	53376.09	Gem-N	53379.00	SNIa ?	0.590 ± 0.001	griz
05D2ab	10 :01 :50.833	+02 :06 :23.02	53381.16	Gem-N	53379.00	SNIa	0.323 ± 0.001	griz
05D2ah	10 :01 :28.704	+01 :51 :46.18	53382.58	Gem-N	53379.00	SNIa	0.184 ± 0.001	griz
05D3ax	14 :19 :17.595	+52 :41 :15.07	53400.07	Gem-N	53412.00	SNIa	0.643 ± 0.001	griz
05D2bw	09 :58 :30.569	+02 :32 :11.13	53400.15	VLT	53403.00	SNIa	0.920 ± 0.001	griz
05D2bt	10 :01 :40.255	+02 :33 :58.07	53401.60	VLT	53403.00	SNIa	0.680 ± 0.001	griz
05D2bv	10 :02 :17.008	+02 :14 :26.05	53404.23	VLT	53403.00	SNIa	0.474 ± 0.001	griz
05D2by	10 :00 :28.032	+02 :31 :17.55	53412.88	VLT	53414.00	SNIa ?	0.891 ± 0.001	griz
05D2ek	10 :00 :45.203	+02 :34 :22.13	53416.48	Gem-N	53417.00	SNIa	0.698 ± 0.001	griz
05D3cf	14 :16 :53.369	+52 :20 :42.47	53418.48	Gem-N	53437.00	SNIa	0.419 ± 0.001	griz
05D2cb	09 :59 :24.592	+02 :19 :41.34	53422.98	VLT	53414.00	SNIa ?	0.427 ± 0.001	griz
05D2ct	10 :01 :42.173	+02 :07 :26.43	53425.02	VLT	53439.00	SNIa ?	0.734 ± 0.001	griz
05D2ci	10 :00 :02.047	+02 :12 :56.97	53427.77	VLT	53439.00	SNIa	0.630 ± 0.001	griz
05D3ci	14 :21 :48.085	+52 :26 :43.33	53432.22	Gem-N	53438.54	SNIa	0.515 ± 0.001	griz
05D2ec	09 :59 :26.170	+02 :00 :49.36	53440.58	VLT	53445.00	SNIa	0.640 ± 0.001	griz
05D2dy	10 :00 :58.083	+02 :10 :59.52	53442.06	VLT	53445.00	SNIa	0.510 ± 0.001	griz
05D3dh	14 :20 :50.382	+52 :39 :45.92	53442.29	Keck	53445.65	SNIa ?	0.800 ± 0.001	griz
05D2ei	10 :01 :39.103	+01 :49 :12.02	53449.77	VLT	53473.00	SNIa ?	0.366 ± 0.001	griz
05D3ex	14 :21 :06.560	+52 :45 :01.70	53450.60	Gem-N	53469.58	SNIa	0.805 ± 0.001	griz
05D2dt	10 :01 :23.907	+01 :51 :28.13	53450.61	VLT, Keck	53447.00, 53445.36	SNIa	0.574 ± 0.001	griz
05D3cq	14 :18 :46.173	+53 :07 :55.55	53451.10	Gem-N	53471.00	SNIa	0.890 ± 0.001	griz
05D2eb	10 :00 :14.566	+02 :24 :26.63	53452.00	VLT	53445.00	SNIa	0.534 ± 0.001	griz
05D2dw	09 :58 :32.058	+02 :01 :56.36	53454.31	VLT, Keck	53447.00, 53445.29	SNIa	0.417 ± 0.001	griz
05D3gp	14 :22 :42.338	+52 :43 :28.71	53454.81	Keck	53471.44	SNIa	0.580 ± 0.001	griz
05D3dd	14 :22 :30.410	+52 :36 :24.76	53455.23	Keck	53471.39	SNIa	0.480 ± 0.001	griz
05D2fq	09 :59 :08.508	+02 :36 :06.95	53463.11	VLT	53466.00	SNIa	0.733 ± 0.001	griz
05D3gv	14 :20 :59.279	+53 :10 :43.81	53467.24	Keck	53471.48	SNIa	0.715 ± 0.001	griz
05D2he	10 :01 :26.520	+02 :19 :03.74	53467.78	VLT	53473.00	SNIa	0.608 ± 0.001	griz
05D2hc	10 :00 :04.574	+01 :53 :09.94	53471.67	Gem-S, Keck	53501.00, 53471.25	SNIa	0.350 ± 0.001	griz
05D3gy	14 :16 :27.868	+52 :13 :45.05	53474.66	Keck	53471.57	SNIa-pec ?	0.840 ± 0.001	griz
05D3hh	14 :19 :10.168	+52 :57 :33.42	53479.19	Keck	53471.60	SNIa ?	0.766 ± 0.001	griz
05D2ie	10 :01 :02.907	+02 :39 :28.90	53480.79	VLT	53468.00	SNIa	0.348 ± 0.001	griz
05D3ha	14 :20 :50.448	+52 :50 :02.31	53484.71	Keck	53502.29	SNIa	0.805 ± 0.001	griz
05D3hq	14 :17 :43.058	+52 :11 :22.67	53486.80	Keck	53502.55	SNIa	0.338 ± 0.001	griz

Tab.A.2 (suite)

Name	Ra (J2000)	Dec (J2000)	Date max.	Télescope(s) spectro.	Date(s) spectre	Type	Redshift	Phot.
05D2ja	10 :00 :03.809	+02 :17 :36.12	53488.39	Gem-S	53497.00	SNIa	0.303 ± 0.001	griz
05D3ht	14 :17 :54.721	+53 :10 :03.14	53489.12	Keck	53502.34	SNIa	0.901 ± 0.001	griz
05D3hs	14 :21 :13.577	+52 :54 :13.44	53490.70	Keck	53502.39	SNIa	0.664 ± 0.001	griz
05D3jh	14 :17 :25.359	+52 :37 :07.77	53492.94	Keck	53502.55	SNIa	0.718 ± 0.001	griz
05D3jr	14 :19 :28.768	+52 :51 :53.34	53494.87	Keck	53502.41	SNIa	0.370 ± 0.001	griz
05D3jq	14 :21 :45.462	+53 :01 :47.53	53500.72	Gem-N	53525.00	SNIa	0.579 ± 0.001	griz
05D3jk	14 :16 :47.429	+52 :35 :33.32	53507.96	Keck	53502.45	SNIa	0.736 ± 0.001	griz
05D3jb	14 :22 :10.024	+52 :52 :41.28	53515.43	Keck	53502.49	SNIa	0.745 ± 0.001	griz
05D3km	14 :22 :38.298	+53 :04 :01.14	53523.15	Gem-N, Keck	53525.00, 53530.28	SNIa ?	0.960 ± 0.001	griz
05D3lc	14 :22 :22.902	+52 :28 :44.11	53527.43	Gem-N	53527.00	SNIa	0.461 ± 0.001	griz
05D3lb	14 :17 :31.775	+53 :10 :04.38	53528.41	Gem-N	53526.00	SNIa	0.647 ± 0.001	griz
05D3kp	14 :20 :02.952	+52 :16 :15.28	53529.57	Keck, Gem-N	53530.40, 53524.00	SNIa	0.850 ± 0.001	griz
05D3kt	14 :19 :53.730	+52 :44 :34.64	53531.11	Gem-N	53524.00	SNIa	0.648 ± 0.001	griz
05D3kx	14 :21 :50.020	+53 :08 :13.49	53534.10	Keck	53530.31	SNIa	0.219 ± 0.001	griz
05D3la	14 :21 :25.377	+52 :21 :29.00	53535.64	Keck	53530.44	SNIa ?	0.936 ± 0.001	griz
05D4af	22 :16 :33.118	-18 :00 :17.49	53536.81	VLT	53552.00	SNIa	0.499 ± 0.001	griz
05D4ag	22 :13 :47.398	-18 :09 :54.67	53538.65	VLT	53562.00	SNIa ?	0.640 ± 0.001	griz
05D3lr	14 :22 :12.158	+53 :11 :03.14	53540.86	Keck	53530.34	SNIa	0.600 ± 0.001	griz
05D4ay	22 :14 :33.166	-17 :46 :03.20	53542.58	VLT	53553.00	SNIa ?	0.408 ± 0.001	griz
05D4bf	22 :16 :26.332	-18 :13 :55.30	53550.98	Gem-S	53561.00	SNIa	0.589 ± 0.001	griz
05D4be	22 :16 :53.400	-17 :14 :10.20	53551.32	VLT	53558.00	SNIa	0.537 ± 0.001	griz
05D4av	22 :14 :10.515	-17 :54 :42.67	53553.44	Gem-S	53561.00	SNIa	0.509 ± 0.001	griz
05D3mh	14 :18 :59.805	+52 :40 :03.50	53557.90	Gem-N	53561.00	SNIa	0.670 ± 0.001	griz
05D3mn	14 :18 :45.206	+52 :19 :23.56	53559.76	Gem-N	53563.00	SNIa ?	0.760 ± 0.001	griz
05D4bi	22 :15 :56.526	-17 :59 :09.58	53560.14	VLT	53558.00	SNIa	0.775 ± 0.001	griz
05D4bj	22 :14 :59.643	-18 :08 :00.04	53564.13	VLT	53561.00	SNIa	0.701 ± 0.001	griz
05D4bm	22 :17 :04.621	-17 :40 :39.45	53568.13	Gem-S	53562.00	SNIa	0.372 ± 0.001	griz
05D3mx	14 :22 :09.078	+52 :13 :09.35	53570.15	Gem-N	53581.00	SNIa ?	0.470 ± 0.001	griz
05D3ne	14 :21 :02.946	+52 :29 :43.92	53570.90	Gem-N	53565.00	SNIa	0.169 ± 0.001	griz
05D3mq	14 :19 :00.398	+52 :23 :06.81	53575.52	Gem-N	53585.00	SNIa	0.246 ± 0.001	griz
05D4cw	22 :14 :50.061	-17 :44 :19.34	53580.56	VLT	53589.00	SNIa	0.375 ± 0.001	griz
05D4cn	22 :13 :31.454	-17 :17 :19.92	53583.31	Gem-N, VLT	53584.00, 53591.00	SNIa	0.763 ± 0.001	griz
05D4cq	22 :14 :09.626	-18 :13 :35.81	53586.06	VLT	53585.00	SNIa	0.701 ± 0.001	griz
05D4cs	22 :17 :17.805	-17 :52 :48.36	53588.72	VLT	53585.00	SNIa	0.790 ± 0.001	griz

Tab.A.2 (suite)

Name	Ra (J2000)	Dec (J2000)	Date max.	Télescope(s) spectro.	Date(s) spectre	Type	Redshift	Phot.
05D1az	02 :25 :12.492	-04 :36 :08.17	53602.74	Gem-N	53617.47	SNIa	0.842 ± 0.001	griz
05D1cc	02 :26 :31.173	-04 :09 :53.40	53607.91	Gem-N	53618.00	SNIa	0.564 ± 0.001	griz
05D4dt	22 :14 :25.851	-17 :40 :16.03	53609.98	Gem-N	53615.00	SNIa	0.407 ± 0.001	griz
05D4dw	22 :16 :55.851	-18 :03 :05.01	53613.88	VLT	53622.00	SNIa	0.855 ± 0.001	griz
05D4dy	22 :15 :30.102	-18 :12 :55.54	53616.51	Gem-N	53619.00	SNIa	0.810 ± 0.001	griz
05D1by	02 :24 :35.448	-04 :12 :04.16	53616.57	Gem-N	53616.48	SNIa	0.299 ± 0.001	griz
05D1cb	02 :26 :57.062	-04 :07 :03.27	53616.61	VLT	53624.00	SNIa	0.632 ± 0.001	griz
05D4ef	22 :13 :59.278	-18 :12 :44.15	53625.30	VLT	53636.00	SNIa ?	0.605 ± 0.001	griz
05D1cl	02 :25 :05.663	-04 :13 :15.01	53627.12	VLT	53639.00	SNIa ?	0.830 ± 0.001	griz
05D4ej	22 :15 :52.499	-18 :11 :44.36	53627.74	VLT	53639.00	SNIa	0.585 ± 0.001	griz
05D1ck	02 :24 :24.830	-04 :42 :45.79	53628.46	VLT	53623.00	SNIa	0.617 ± 0.001	griz
05D4ev	22 :13 :30.425	-17 :42 :02.88	53631.14	VLT	53624.00	SNIa	0.722 ± 0.001	griz
05D4ek	22 :16 :27.501	-17 :44 :10.56	53635.62	VLT	53638.00	SNIa	0.536 ± 0.001	griz
05D4ff	22 :16 :20.140	-18 :02 :32.82	53636.00	VLT	53642.00	SNIa ?	0.402 ± 0.001	griz
05D4fe	22 :15 :40.283	-17 :31 :42.57	53639.77	VLT	53639.00	SNIa ?	0.984 ± 0.001	griz
05D4fg	22 :16 :41.353	-17 :35 :43.72	53641.88	VLT	53641.00	SNIa	0.839 ± 0.001	griz
05D1dn	02 :24 :26.628	-04 :59 :29.30	53649.05	VLT	53641.00	SNIa	0.566 ± 0.001	griz
05D4fo	22 :15 :20.925	-17 :16 :05.25	53658.13	Gem-S	53650.00	SNIa	0.373 ± 0.001	griz
05D1ee	02 :24 :46.766	-04 :00 :01.86	53660.64	Gem-N	53674.34	SNIa	0.559 ± 0.001	griz
05D1ej	02 :26 :06.317	-04 :43 :45.79	53664.04	Gem-N	53670.00	SNIa	0.312 ± 0.001	griz
05D1dx	02 :27 :46.998	-04 :01 :57.13	53666.44	VLT, VLT	53686.15, 53653.15	SNIa	0.580 ± 0.001	griz
05D1eo	02 :25 :23.116	-04 :38 :33.36	53667.05	Gem-N	53670.00	SNIa ?	0.737 ± 0.001	griz
05D1er	02 :25 :41.466	-04 :00 :16.32	53667.08	Gem-N	53671.00	SNIa	0.860 ± 0.001	griz
05D1em	02 :24 :05.503	-04 :56 :23.35	53667.70	Gem-N	53679.00	SNIa	0.866 ± 0.001	griz
05D4gw	22 :14 :47.365	-17 :31 :54.99	53678.63	Gem-N	53679.00	SNIa	0.808 ± 0.001	griz
05D4hm	22 :17 :13.545	-17 :54 :45.40	53693.82	Gem-S	53705.04	SNIa ?	0.842 ± 0.001	griz
05D1iz	02 :26 :12.765	-04 :46 :24.14	53694.40	VLT	53708.00	SNIa ?	0.860 ± 0.001	griz
05D2le	10 :01 :54.853	+02 :05 :34.78	53695.33	Keck, VLT	53705.57, 53705.30	SNIa	0.700 ± 0.001	griz
05D1hm	02 :27 :46.191	-04 :43 :02.00	53695.90	VLT	53703.16	SNIa	0.587 ± 0.001	griz
05D2my	09 :58 :31.457	+02 :29 :28.21	53703.29	Keck	53707.55	SNIa	0.981 ± 0.001	griz
05D2mp	09 :59 :08.611	+02 :12 :14.68	53711.49	Keck	53704.53	SNIa	0.354 ± 0.001	griz
05D2mn	09 :58 :49.757	+02 :42 :36.71	53712.84	VLT	53711.00	SNIa	0.870 ± 0.001	griz
05D1hn	02 :24 :36.254	-04 :10 :54.94	53713.85	Keck, VLT, Gem-S	53704.40, 53712.00, 53708.14	SNIa	0.149 ± 0.001	griz
05D1iy	02 :27 :39.970	-04 :25 :21.36	53715.46	Keck	53704.43	SNIa	0.248 ± 0.001	griz

Tab.A.2 (suite)

Name	Ra (J2000)	Dec (J2000)	Date max.	Télescope(s) spectro.	Date(s) spectre	Type	Redshift	Phot.
05D1if	02 :24 :29.718	-04 :34 :13.04	53715.54	Keck, VLT	53705.31, 53705.12	SNIa	0.763 ± 0.001	griz
05D1hk	02 :24 :39.160	-04 :38 :03.03	53717.18	Keck, VLT	53704.37, 53712.00	SNIa	0.263 ± 0.001	griz
05D1ix	02 :24 :19.952	-04 :40 :11.73	53719.16	Keck	53704.28	SNIa	0.490 ± 0.010	griz
05D1ju	02 :26 :57.303	-04 :08 :02.78	53721.17	Gem-N	53731.00	SNIa ?	0.707 ± 0.001	griz
05D2ob	09 :59 :00.705	+01 :50 :56.62	53726.49	Gem-N	53732.00	SNIa	0.924 ± 0.001	griz
05D2nt	10 :00 :58.234	+02 :22 :21.62	53727.09	Gem-N	53730.00	SNIa	0.757 ± 0.001	griz
05D1ke	02 :26 :46.273	-04 :51 :44.67	53731.14	VLT	53734.00	SNIa	0.690 ± 0.001	griz
05D1kl	02 :24 :33.544	-04 :19 :08.33	53742.96	Gem-S	53735.00	SNIa ?	0.560 ± 0.001	griz
06D1ab	02 :24 :59.028	-04 :40 :50.96	53745.39	VLT	53741.00	SNIa	0.182 ± 0.001	griz
06D2ag	10 :01 :43.355	+01 :51 :37.28	53755.86	VLT	53761.00	SNIa	0.310 ± 0.001	griz
06D3cc	14 :17 :31.604	+52 :54 :44.79	53760.50	Gem-N	53768.00	SNIa ?	0.683 ± 0.001	griz
06D3cb	14 :20 :43.536	+52 :11 :28.11	53771.68	Gem-N	53769.00	SNIa ?	1.037 ± 0.001	griz
06D2bk	09 :58 :42.849	+02 :10 :19.44	53773.73	VLT	53774.00	SNIa	0.499 ± 0.001	griz
06D3bz	14 :17 :10.044	+53 :01 :29.31	53776.61	Gem-N	53774.00	SNIa	0.727 ± 0.001	griz
06D2cc	09 :59 :26.909	+02 :27 :04.70	53788.75	VLT	53793.00	SNIa	0.532 ± 0.001	griz
06D2cb	10 :01 :23.503	+02 :27 :22.16	53790.41	VLT	53795.00	SNIa ?	1.000 ± 0.001	griz
06D2cd	10 :00 :57.967	+02 :32 :02.27	53790.73	VLT	53797.00	SNIa	0.930 ± 0.001	griz
06D2ck	10 :01 :27.991	+01 :51 :49.29	53793.55	VLT	53802.00	SNIa ?	0.552 ± 0.001	griz
06D2ca	09 :59 :09.569	+02 :18 :08.88	53795.14	VLT	53793.00	SNIa	0.531 ± 0.001	griz
06D2ce	10 :01 :44.230	+02 :42 :47.64	53798.73	VLT	53796.00	SNIa	0.820 ± 0.001	griz
06D3cn	14 :19 :25.826	+52 :38 :27.78	53806.63	Gem-N	53800.00	SNIa	0.232 ± 0.001	griz
06D3dl	14 :22 :12.543	+52 :38 :27.35	53820.86	Keck	53853.46	SNIa ?	0.357 ± 0.001	griz
06D2ez	10 :01 :38.653	+01 :56 :38.85	53834.95	Keck	53853.25	SNIa	0.082 ± 0.001	griz
06D2ff	10 :00 :16.358	+02 :14 :34.96	53843.07	Keck	53853.36	SNIa	0.345 ± 0.001	griz
06D3dt	14 :17 :21.639	+52 :27 :10.45	53849.21	Keck, Keck	53860.44, 53853.48	SNIa	0.282 ± 0.001	griz
06D3do	14 :16 :59.400	+52 :52 :57.10	53850.03	Keck, Keck	53855.46, 53854.52	SNIa	0.726 ± 0.001	griz
06D3df	14 :22 :17.221	+52 :57 :27.51	53850.37	Keck, Keck	53855.55, 53854.43	SNIa	0.442 ± 0.001	griz
06D2fb	09 :59 :32.135	+01 :49 :40.70	53853.67	Keck, Keck	53855.26, 53854.27	SNIa	0.124 ± 0.001	griz
06D2ga	09 :59 :08.096	+01 :56 :18.85	53868.90	VLT	53881.00	SNIa ?	0.840 ± 0.001	griz
06D2gb	10 :00 :47.406	+01 :59 :07.51	53872.79	Keck	53884.27	SNIa ?	0.442 ± 0.001	griz
06D3ed	14 :18 :47.819	+52 :45 :23.48	53876.21	Gem-N	53881.00	SNIa	0.404 ± 0.001	griz
06D3em	14 :19 :23.437	+53 :01 :22.61	53881.75	Keck	53884.36	SNIa	0.690 ± 0.001	griz
06D3en	14 :21 :13.304	+52 :27 :22.09	53881.76	Keck	53884.41	SNIa ?	1.060 ± 0.001	griz
06D3et	14 :22 :04.760	+52 :20 :18.30	53894.08	Gem-N	53886.40	SNIa	0.576 ± 0.001	griz

Tab.A.2 (suite)

Name	Ra (J2000)	Dec (J2000)	Date max.	Télescope(s) spectro.	Date(s) spectre	Type	Redshift	Phot.
06D3el	14 :17 :01.062	+52 :13 :56.84	53894.20	Gem-N, Keck	53881.00, 53884.54	SN Ia	0.519 ± 0.001	griz
06D4ba	22 :15 :35.720	-18 :13 :44.68	53904.74	VLT	53920.23	SN Ia	0.700 ± 0.001	griz
06D3fp	14 :20 :18.622	+52 :53 :49.62	53905.47	Gem-N	53904.34	SN Ia	0.268 ± 0.001	griz
06D4bw	22 :15 :03.697	-17 :53 :00.16	53909.41	VLT	53919.36	SN Ia	0.732 ± 0.001	griz
06D4bo	22 :15 :28.125	-17 :24 :33.21	53918.87	VLT	53920.28	SN Ia	0.552 ± 0.001	griz
06D3gn	14 :17 :44.608	+52 :21 :40.42	53921.08	Gem-N	53922.32	SN Ia	0.250 ± 0.001	griz
06D3gh	14 :18 :31.378	+52 :26 :34.69	53923.42	Gem-N	53916.37	SN Ia	0.720 ± 0.001	griz
06D4ce	22 :17 :17.241	-17 :14 :09.53	53926.28	VLT	53935.00	SN Ia	0.850 ± 0.001	griz
06D3gx	14 :17 :03.246	+52 :56 :10.48	53934.72	Gem-N	53943.25	SN Ia	0.760 ± 0.001	griz
06D4cl	22 :16 :57.059	-17 :27 :02.41	53937.14	VLT	53937.00	SN Ia	1.000 ± 0.001	griz
06D4co	22 :15 :26.495	-17 :52 :08.79	53940.35	VLT	53946.00	SN Ia	0.437 ± 0.001	griz
06D4cq	22 :16 :55.539	-17 :42 :43.30	53947.42	VLT	53946.00	SN Ia	0.411 ± 0.001	griz
06D1bg	02 :25 :20.730	-04 :06 :58.20	53955.49	VLT	53970.00	SN Ia	0.760 ± 0.001	griz
06D4dr	22 :16 :45.996	-17 :20 :45.49	53955.54	Gem-N, Gem-N	53966.40, 53946.53	SN Ia	0.760 ± 0.001	griz
06D4dh	22 :14 :19.701	-17 :35 :06.23	53956.74	Gem-N	53946.44	SN Ia	0.303 ± 0.001	griz
06D1cm	02 :25 :01.913	-04 :28 :43.19	53968.49	VLT	53982.00	SN Ia	0.619 ± 0.001	griz
06D1bt	02 :24 :59.568	-04 :01 :05.43	53973.98	Gem-N, Gem-N	53978.51, 53971.55	SN Ia	0.810 ± 0.001	griz
06D1bo	02 :26 :15.534	-04 :20 :58.57	53975.34	VLT	53970.00	SN Ia	0.620 ± 0.001	griz
06D1bz	02 :25 :07.623	-04 :42 :06.58	53975.58	Gem-N	53969.56	SN Ia	0.820 ± 0.001	griz
06D1ck	02 :26 :25.372	-04 :40 :43.80	53984.02	Gem-N, Gem-N	53979.57, 53978.60	SN Ia ?	0.900 ± 0.001	griz
06D4fc	22 :13 :51.060	-17 :19 :30.31	53986.90	Gem-N	54001.39	SN Ia ?	0.677 ± 0.001	griz
06D1cx	02 :26 :02.592	-04 :14 :43.68	53987.34	VLT	53978.00	SN Ia ?	0.870 ± 0.001	griz
06D4fy	22 :14 :06.222	-17 :34 :19.34	53992.57	Gem-N	53994.27	SN Ia	0.880 ± 0.001	griz
06D1dc	02 :25 :09.010	-04 :33 :13.20	53993.68	VLT	54000.22	SN Ia ?	0.767 ± 0.001	griz
06D1du	02 :25 :40.879	-04 :12 :23.26	53997.51	VLT	53998.00	SN Ia	0.240 ± 0.001	griz
06D4gs	22 :15 :14.802	-17 :14 :52.54	54003.38	VLT	53998.00	SN Ia	0.310 ± 0.001	griz
06D1dl	02 :27 :38.393	-04 :32 :36.56	54008.05	VLT	54000.30	SN Ia	0.513 ± 0.001	griz
06D1eb	02 :25 :03.051	-04 :06 :25.19	54013.06	VLT	54004.28	SN Ia	0.704 ± 0.001	griz
06D1ez	02 :25 :41.009	-04 :14 :49.18	54016.55	VLT	54029.00	SN Ia ?	0.693 ± 0.001	griz
06D1fd	02 :25 :54.433	-04 :36 :28.90	54028.27	VLT	54035.00	SN Ia ?	0.350 ± 0.001	griz
06D1fx	02 :27 :41.888	-04 :46 :43.31	54042.76	VLT	54053.14	SN Ia	0.524 ± 0.001	griz
06D4jh	22 :15 :31.244	-18 :04 :22.06	54047.09	VLT	54053.02	SN Ia	0.566 ± 0.001	griz
06D1gl	02 :26 :53.277	-04 :46 :29.83	54048.92	VLT	54057.07	SN Ia ?	0.980 ± 0.001	griz
06D4jt	22 :14 :45.520	-18 :00 :56.84	54053.98	VLT	54058.07	SN Ia ?	0.760 ± 0.001	griz

Tab.A.2 (suite)

Name	Ra (J2000)	Dec (J2000)	Date max.	Télescope(s) spectro.	Date(s) spectre	Type	Redshift	Phot.
06D1hf	02 :27 :18.880	-04 :14 :47.77	54062.63	Keck	54061.28	SNla	0.345 ± 0.001	griz
06D1hj	02 :24 :32.524	-04 :31 :35.38	54067.61	Keck	54061.34	SNla	0.327 ± 0.001	griz
06D1hi	02 :24 :30.496	-04 :11 :39.35	54069.92	VLT	54064.13	SNla ?	0.802 ± 0.001	griz
06D1in	02 :27 :09.368	-04 :03 :36.47	54071.88	Keck	54061.42	SNla	0.307 ± 0.001	griz
06D2hm	09 :58 :44.571	+02 :19 :58.72	54075.32	VLT	54087.32	SNla	0.560 ± 0.001	griz
06D2ji	09 :59 :51.027	+01 :51 :50.14	54077.26	Gem-N, Gem-N	54089.50, 54088.60	SNla ?	0.900 ± 0.001	griz
06D2hu	09 :59 :56.990	+02 :08 :03.26	54079.60	VLT	54089.26	SNla	0.342 ± 0.001	griz
06D1ix	02 :26 :33.627	-03 :59 :03.76	54080.49	VLT	54087.17	SNla	0.650 ± 0.001	griz
06D1jf	02 :24 :17.474	-04 :25 :52.53	54084.28	VLT	54087.08	SNla ?	0.641 ± 0.001	griz
06D1jz	02 :27 :11.069	-04 :26 :25.84	54087.31	Keck, VLT	54091.24, 54092.11	SNla	0.346 ± 0.001	griz
06D2ja	10 :00 :33.513	+02 :28 :01.02	54090.65	Gem-N	54090.65	SNla	0.726 ± 0.001	griz
06D2iz	10 :00 :34.759	+02 :19 :20.17	54091.38	Keck, Gem-N	54091.58, 54090.54	SNla	0.850 ± 0.001	griz
06D2je	09 :59 :07.834	+01 :56 :18.07	54091.80	Keck	54091.51	SNla	0.418 ± 0.001	griz
06D2ju	10 :01 :34.652	+02 :26 :42.72	54097.86	Gem-N	54093.61	SNla ?	0.927 ± 0.001	griz
06D1kf	02 :26 :49.268	-04 :10 :10.12	54103.19	VLT	54093.03	SNla	0.561 ± 0.001	griz
06D2js	10 :02 :15.696	+02 :35 :06.62	54104.22	Gem-N	54094.61	SNla	0.600 ± 0.001	griz
06D1kg	02 :24 :32.572	-04 :15 :01.97	54109.46	VLT	54117.07	SNla	0.320 ± 0.001	griz
07D1ad	02 :27 :44.719	-04 :57 :42.30	54115.18	VLT	54124.07	SNla	0.297 ± 0.001	griz
07D2ae	10 :01 :50.584	+01 :52 :33.62	54122.61	VLT	54125.27	SNla	0.501 ± 0.001	griz
07D1ab	02 :26 :44.884	-04 :01 :00.73	54123.28	VLT	54123.05	SNla	0.328 ± 0.001	griz
07D3ap	14 :18 :10.267	+52 :23 :07.38	54125.67	Gem-N	54123.61	SNla	0.451 ± 0.001	griz
07D3af	14 :19 :05.010	+53 :06 :08.98	54127.71	Gem-	54127.52	SNla	0.356 ± 0.001	griz
07D3ae	14 :17 :33.702	+52 :31 :27.17	54127.89	Gem-N	54125.63	SNla	0.237 ± 0.001	griz
07D2ag	10 :00 :09.010	+02 :09 :59.20	54128.39	VLT	54125.20	SNla	0.250 ± 0.001	griz
07D2aa	10 :02 :05.496	+02 :25 :43.44	54130.84	VLT	54127.24	SNla	0.899 ± 0.001	griz
07D2ah	09 :59 :58.162	+01 :53 :21.85	54133.06	VLT, VLT	54126.31, 54154.00	SNla ?	0.780 ± 0.001	griz
07D2be	10 :02 :08.397	+02 :40 :00.63	54137.44	VLT	54150.13	SNla ?	0.793 ± 0.001	griz
07D3bo	14 :20 :58.408	+52 :20 :37.22	54137.47	Gem-N, Gem-N	54146.60, 54145.62	SNla ?	0.920 ± 0.001	griz
07D2aw	10 :02 :21.664	+02 :27 :06.65	54138.87	VLT	54155.23	SNla ?	0.611 ± 0.001	griz
07D3bt	14 :21 :25.719	+52 :58 :13.67	54141.09	Gem-N	54153.53	SNla ?	0.910 ± 0.001	griz
07D2bd	09 :58 :38.085	+02 :07 :35.36	54146.52	VLT	54150.19	SNla ?	0.572 ± 0.001	griz
07D2bi	09 :58 :46.651	+02 :40 :29.88	54152.64	VLT	54154.17	SNla	0.551 ± 0.001	griz
07D3cc	14 :20 :54.104	+52 :28 :49.23	54160.36	Keck	54151.00	SNla	0.708 ± 0.001	griz
07D2bq	10 :01 :51.864	+02 :00 :48.39	54163.58	VLT	54158.14	SNla ?	0.535 ± 0.001	griz

Tab.A.2 (suite)

Name	Ra (J2000)	Dec (J2000)	Date max.	Télescope(s) spectro.	Date(s) spectre	Type	Redshift	Phot.
07D3cn	14 :16 :17.255	+52 :32 :22.60	54167.64	Gem-N, Gem-N	54184.49, 54183.45	SNIa	0.898 ± 0.001	griz
07D3cr	14 :18 :12.821	+52 :19 :04.57	54170.86	Gem-N	54179.55	SNIa	0.746 ± 0.001	griz
07D2cb	10 :01 :27.403	+01 :55 :47.67	54173.16	Keck, VLT	54176.38, 54176.10	SNIa	0.694 ± 0.001	griz
07D2ct	10 :00 :16.995	+02 :17 :13.77	54176.41	VLT	54180.17	SNIa ?	0.940 ± 0.001	griz
07D2cq	10 :00 :47.034	+01 :52 :04.11	54177.08	VLT	54179.17	SNIa ?	0.746 ± 0.001	griz
07D3cs	14 :21 :18.225	+52 :40 :30.52	54177.68	Keck	54179.00	SNIa	0.808 ± 0.001	griz
07D2cl	10 :01 :07.419	+02 :19 :33.34	54180.25	Keck	54179.00	SNIa	0.749 ± 0.001	griz
07D2cy	10 :01 :49.486	+02 :40 :59.09	54185.63	Gem-N, Gem-N	54183.37, 54181.38	SNIa	0.886 ± 0.001	griz
07D2co	09 :58 :37.737	+01 :51 :33.74	54186.26	Keck	54179.00	SNIa	0.738 ± 0.001	griz
07D3cu	14 :20 :56.531	+52 :15 :13.36	54186.47	Gem-N	54183.58	SNIa	0.512 ± 0.001	griz
07D3cp	14 :16 :35.901	+53 :05 :02.27	54186.91	Keck	54179.00	SNIa	0.807 ± 0.001	griz
07D3da	14 :20 :06.236	+52 :16 :16.64	54190.23	Gem-N	54180.56	SNIa	0.837 ± 0.001	griz
07D3do	14 :20 :35.683	+52 :44 :48.58	54195.13	Gem-N	54200.45	SNIa ?	1.020 ± 0.001	griz
07D3dj	14 :22 :40.795	+53 :02 :14.69	54197.38	Gem-N	54202.52	SNIa	0.444 ± 0.001	griz
07D3ee	14 :19 :34.109	+52 :27 :57.96	54201.76	Keck	54206.00	SNIa	0.240 ± 0.001	griz
07D3ea	14 :21 :06.116	+52 :40 :07.88	54203.00	Gem-N, Gem-N, Keck	54202.58, 54204.43, 54206.00	SNIa	0.460 ± 0.001	griz
07D2ec	10 :00 :13.552	+01 :46 :19.02	54205.51	Keck	54206.00	SNIa	0.270 ± 0.001	griz
07D3fi	14 :21 :24.800	+53 :10 :40.10	54208.09	Keck, Gem-N	54208.00, 54213.44	SNIa	0.844 ± 0.001	griz
07D2du	10 :00 :30.196	+01 :51 :30.43	54212.11	VLT	54210.10	SNIa	0.538 ± 0.001	griz
07D2ep	09 :59 :16.661	+02 :32 :13.06	54214.91	Keck	54207.00	SNIa	0.730 ± 0.001	griz
07D3ey	14 :19 :18.944	+53 :04 :35.92	54219.19	Gem-N	54234.42	SNIa	0.740 ± 0.001	griz
07D3gm	14 :18 :32.321	+52 :43 :29.62	54233.05	Gem-N	54239.32	SNIa	0.830 ± 0.001	griz
07D3gw	14 :21 :50.902	+53 :05 :58.66	54233.54	Keck	54236.00	SNIa	0.391 ± 0.001	griz
07D2fy	09 :59 :32.357	+02 :18 :00.88	54234.70	VLT	54235.98	SNIa ?	0.720 ± 0.001	griz
07D3gt	14 :19 :02.078	+52 :39 :47.90	54234.72	Keck	54236.00	SNIa	0.669 ± 0.001	griz
07D2fz	10 :00 :13.414	+02 :24 :16.91	54238.41	VLT	54235.98	SNIa	0.743 ± 0.001	griz
07D3hl	14 :16 :25.147	+53 :08 :33.66	54250.24	Gem-N	54260.33	SNIa	0.670 ± 0.001	griz
07D3hv	14 :21 :05.942	+52 :53 :36.62	54253.71	Gem-N	54262.36	SNIa	0.351 ± 0.001	griz
07D3hu	14 :21 :14.560	+52 :47 :53.41	54257.42	Gem-N	54262.43	SNIa	0.572 ± 0.001	griz
07D3hw	14 :21 :48.410	+52 :30 :33.64	54257.86	Gem-N	54259.37	SNIa	0.748 ± 0.001	griz
07D3hz	14 :20 :29.569	+52 :23 :56.79	54258.41	Gem-N	54261.45	SNIa	0.506 ± 0.001	griz
07D3ib	14 :17 :10.791	+53 :04 :46.91	54267.86	Gem-N	54267.35	SNIa	0.681 ± 0.001	griz
07D3it	14 :18 :08.730	+52 :25 :04.06	54277.45	Gem-N	54297.34	SNIa	0.835 ± 0.001	grz
07D4cy	22 :15 :02.468	-17 :37 :43.19	54334.33	VLT	54333.00	SNIa	0.456 ± 0.001	grz

Tab.A.2 (suite)

Name	Ra (J2000)	Dec (J2000)	Date max.	Télescope(s) spectro.	Date(s) spectre	Type	Redshift	Phot.
07D1ah	02 :27 :33.325	-04 :06 :54.26	54339.22	VLT	54339.00	SNIa	0.341 ± 0.001	grz
07D4dr	22 :14 :43.057	-17 :18 :34.06	54348.80	VLT	54352.00	SNIa	0.770 ± 0.001	grz
07D1bs	02 :26 :04.320	-04 :54 :27.61	54349.84	VLT	54351.00	SNIa ?	0.617 ± 0.001	grz
07D4dq	22 :14 :02.169	-17 :48 :43.40	54350.35	VLT	54352.00	SNIa	0.554 ± 0.001	grz
07D1bl	02 :27 :30.616	-04 :40 :21.23	54354.92	VLT	54346.00	SNIa	-	grz
07D1cd	02 :25 :33.963	-04 :45 :06.48	54355.90	VLT	54363.00	SNIa ?	0.873 ± 0.001	grz
07D4dp	22 :14 :33.801	-17 :25 :58.88	54355.99	VLT	54352.00	SNIa ?	0.743 ± 0.001	grz
07D1cc	02 :25 :16.941	-04 :06 :49.71	54357.55	VLT	54358.00	SNIa	0.852 ± 0.001	grz
07D4ec	22 :16 :09.483	-18 :02 :18.84	54368.37	VLT	54361.00	SNIa	0.653 ± 0.001	grz
07D4ed	22 :15 :18.549	-18 :09 :52.51	54372.87	VLT	55102.00	SNIa	0.519 ± 0.001	grz
07D4ei	22 :16 :29.932	-17 :32 :05.14	54374.15	VLT	54366.00	SNIa	0.380 ± 0.001	grz
07D1cf	02 :26 :34.196	-04 :58 :52.34	54375.80	VLT	54362.00	SNIa	0.500 ± 0.001	grz
07D4en	22 :14 :47.508	-17 :35 :28.49	54385.72	Keck	54386.00	SNIa	0.730 ± 0.001	grz
07D1cl	02 :26 :50.437	-04 :41 :47.36	54389.10	Keck	54386.00	SNIa ?	0.705 ± 0.001	grz
07D1ds	02 :25 :24.438	-04 :18 :49.29	54406.24	Gem-N	54414.28	SNIa	0.706 ± 0.001	grz
07D1cx	02 :24 :58.481	-04 :01 :54.23	54408.13	Gem-N	54414.39	SNIa	0.740 ± 0.001	grz
07D1ea	02 :25 :14.768	-04 :55 :39.80	54414.10	Gem-N	54417.38	SNIa	0.775 ± 0.001	grz
07D1dv	02 :26 :51.268	-04 :47 :18.29	54414.66	Gem-N	54415.26	SNIa	0.887 ± 0.001	grz
07D4f	22 :16 :13.161	-18 :11 :45.99	54417.32	Gem-N	54417.23	SNIa	0.503 ± 0.001	grz
07D2kh	10 :00 :28.935	+02 :13 :39.65	54443.68	Gem-N	54469.00	SNIa	0.731 ± 0.001	grz
07D2kc	10 :01 :07.187	+02 :02 :28.65	54446.29	Gem-N	54453.00	SNIa	0.354 ± 0.001	grz
08D2ag	09 :58 :35.122	+01 :49 :25.06	54464.62	Keck	54472.00	SNIa	0.689 ± 0.001	grz
08D2ad	10 :00 :59.187	+01 :45 :27.81	54468.39	Gem-N, Keck	54474.00, 54472.00	SNIa	0.554 ± 0.001	grz
08D2ac	09 :59 :31.402	+02 :20 :25.28	54476.59	Keck	54472.00	SNIa	0.415 ± 0.001	grz
08D1aa	02 :27 :37.131	-04 :03 :02.64	54481.58	Gem-N, Gem-N	54509.23, 54492.00	SNIa ?	0.540 ± 0.001	grz
08D2aa	10 :01 :50.280	+02 :15 :26.30	54482.04	Gem-N	54480.00	SNIa	0.538 ± 0.001	grz
08D2ch	10 :01 :39.605	+02 :06 :57.56	54483.66	Gem-N	54508.47	SNIa ?	0.474 ± 0.001	grz
08D1av	02 :24 :33.194	-04 :57 :24.04	54487.21	Keck	54472.00	SNIa	0.498 ± 0.001	grz
08D2cl	09 :59 :28.553	+02 :29 :49.02	54489.99	Gem-N	54508.54	SNIa ?	0.831 ± 0.001	grz
08D3bh	14 :17 :06.503	+53 :01 :37.38	54502.65	Gem-N	54511.00	SNIa	0.520 ± 0.001	grz
08D2dr	10 :01 :54.126	+02 :04 :01.96	54511.00	Gem-N	54524.37	SNIa	0.355 ± 0.001	grz
08D2dz	09 :58 :53.074	+01 :44 :19.21	54523.45	Gem-N	54530.00	SNIa	0.650 ± 0.001	grz
08D3dx	14 :17 :47.820	+52 :23 :02.76	54523.66	Gem-N	54533.00	SNIa ?	0.928 ± 0.001	grz
08D2gw	10 :01 :05.945	+02 :31 :19.93	54537.99	Gem-N	54533.29	SNIa	0.715 ± 0.001	grz

Tab.A.2 (suite)

Name	Ra (J2000)	Dec (J2000)	Date max.	Télescope(s) spectro.	Date(s) spectre	Type	Redshift	Phot.
08D3dc	14 :20 :44.787	+52 :46 :48.15	54540.18	Gem-N	54535.00	SNIa	0.799 ± 0.001	grz
08D2id	10 :02 :01.984	+02 :13 :13.38	54544.80	Gem-N	54558.32	SNIa	0.833 ± 0.001	grz
08D2hw	10 :00 :06.701	+02 :33 :08.66	54548.28	Gem-N	54536.44	SNIa	0.746 ± 0.001	grz
08D3ga	14 :16 :13.266	+52 :43 :48.39	54556.97	Keck	54562.00	SNIa ?	0.368 ± 0.001	grz
08D3gf	14 :18 :32.270	+53 :04 :57.26	54564.27	Gem-N	54568.57	SNIa	0.352 ± 0.001	grz
08D3gb	14 :21 :53.405	+52 :11 :47.89	54564.31	Gem-N	54559.57	SNIa	0.170 ± 0.001	grz
08D2iq	09 :58 :56.045	+02 :34 :26.99	54569.98	Gem-N	54564.39	SNIa	0.709 ± 0.001	grz
08D2kj	09 :59 :13.374	+02 :25 :04.45	54574.33	Gem-N	54564.24	SNIa	0.702 ± 0.001	grz
08D3gu	14 :21 :24.103	+53 :05 :35.12	54580.01	Gem-N	54594.44	SNIa	0.767 ± 0.001	grz
08D3hh	14 :19 :51.196	+52 :38 :00.25	54605.39	Gem-N	54594.43	SNIa	0.452 ± 0.001	grz
08D2bj	09 :58 :51.478	+02 :07 :07.38	54618.82	Gem-N	54475.00	SNIa	0.840 ± 0.001	grz

## Annexe B

# Réfraction atmosphérique différentielle

Comme le montre la section 5.3.2 il reste une dispersion résiduelle des positions des étoiles, même une fois que le mouvement propre des ces étoiles est pris en compte et corrigé (Fig. 5.13). En  $x$ , cette dispersion est de 0.09 pixels dans la bande  $g_M$  et de  $\sim 0.06$  pixels en  $r_M$  et  $i_M$ . En  $y$ , l'effet est plus limité et la dispersion est d'environ 0.05 pixels quelle que soit la bande considérée.

La réfraction atmosphérique différentielle est responsable de cette dispersion résiduelle. Cette annexe présente une description de ce phénomène et de son impact sur la mesure des positions des étoiles de calibration.

### B.1 Rappel de quelques bases d'astronomie de position

Notre perception du ciel est celle d'une sphère. Pour repérer les objets du ciel sur cette sphère céleste, il est nécessaire de définir un système de coordonnées. Un exemple de système simple est celui défini par le plan horizontal de l'horizon au lieu de l'observatoire et par la direction du zénith<sup>1</sup>. La position d'un objet est alors définie par son angle azimuthal, ou simplement azimuth,  $a$  et son altitude angulaire, ou simplement hauteur,  $h$  (Fig. B.1). Comme ce repère est local à l'observateur, ce système de coordonnées dites horizontales varie d'un point à l'autre sur Terre.

Il est possible de définir un autre type de repère basé sur des directions fixes et communes à tous les observateurs. Pour cela on procède de manière similaire à la surface de la Terre. L'intersection de l'équateur terrestre est défini comme l'équateur céleste, la "longitude" d'un objet est appelée son ascension droite  $\alpha$  (aussi notée RA) et sa "latitude" est appelée déclinaison  $\delta$  (aussi notée DEC). Les coordonnées de l'objet ainsi définies sont ses coordonnées équatoriales.

Compte tenu du mouvement diurne de la Terre il est nécessaire de définir un méridien d'origine qui tourne avec la sphère céleste. Le pôle du repère équatorial que l'on vient de définir se trouvant sur la direction Nord-Sud du repère horizontal, on peut définir un repère local ayant comme équateur l'équateur céleste et comme méridien d'origine la direction Nord-Sud, c'est-à-dire le méridien du lieu de l'observatoire. Dans ce repère équatorial local, la déclinaison d'une étoile est la même que dans le repère équatorial absolu : elle est indépendante du mouvement de rotation diurne de la Terre. Par contre, la longitude d'un astre sera comptée à partir du méridien du lieu. On l'appellera l'angle horaire  $H$ . Dans ce repère, l'angle horaire varie au cours du temps, même pour un astre fixe<sup>2</sup>. La figure B.1 illustre ce système de coordonnées équatoriales.

---

1. Le zénith (Z) d'un lieu est le point de la sphère céleste touché par la verticale à ce lieu. Le nadir (N) en est le point opposé.

2. Pour passer de l'ascension droite d'un objet à son angle horaire, il faut connaître le temps sidéral local (LST).

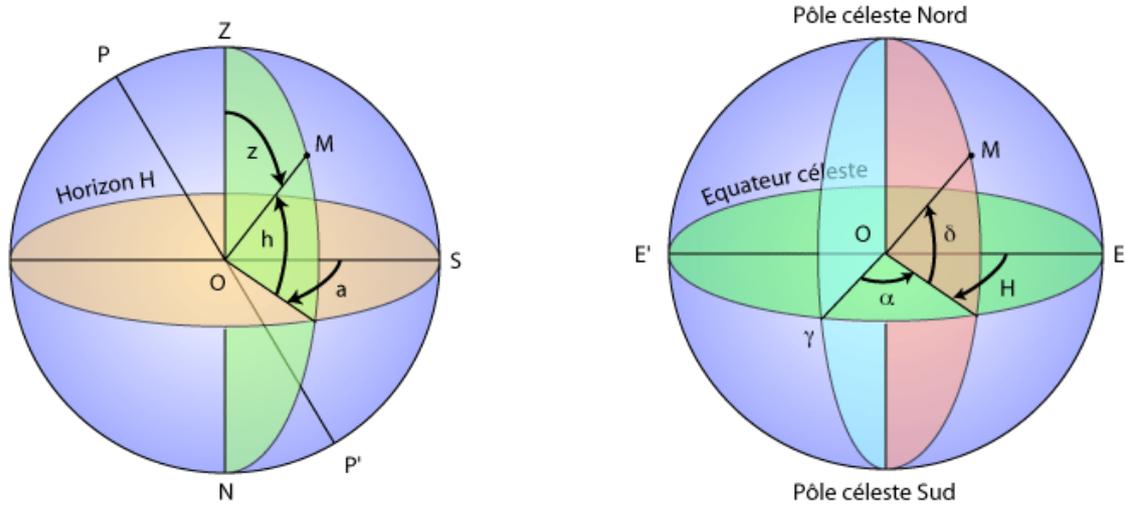


Fig. B.1 – Systèmes de coordonnées horizontales et équatoriales. Crédits : OBSPM/UFE.

On considère maintenant le triangle sphérique PZM défini dans le ciel par le pôle Nord céleste (P), le zénith (Z) et l’objet (M). L’angle parallactique  $\eta$  de l’objet est l’angle de ce triangle entre le méridien de l’objet observé, dans le cas présent l’axe des  $y$  puisque la caméra MegaCam est orientée Nord-Sud, et la direction objet-zénith<sup>3</sup> (Fig. B.2). Il peut s’exprimer à partir de la latitude  $\varphi$  de l’observatoire, de l’angle horaire de l’objet  $H$  et de sa déclinaison  $\delta$  :

$$\sin \eta = \frac{\sin H \cos \varphi}{[1 - (\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos H)^2]^{1/2}} \quad (\text{B.1})$$

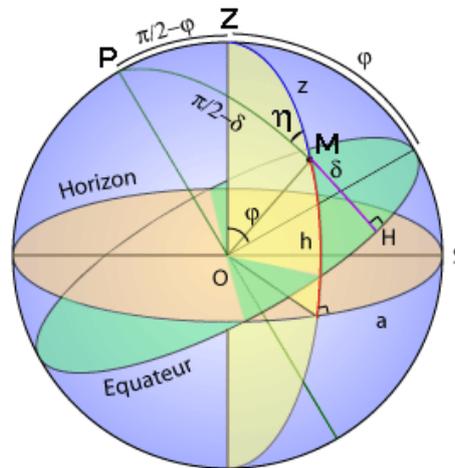


Fig. B.2 – Triangle PZM et angle parallactique  $\eta$ . Crédits : OBSPM/UFE.

La connaissance de l’angle parallactique  $\eta$  d’un objet est essentielle pour la correction de l’effet de la réfraction atmosphérique : il indique la direction dans laquelle cette dernière déplace la position de cet objet.

3.  $\eta$  varie de 0 à  $2\pi$  et selon que l’objet est observé dans l’hémisphère Nord (ex. D3) ou Sud (ex. D1)  $\eta$  sera donc aigu ou obtus. On prendra dans la suite la convention que  $\cos \eta$  est du même signe que  $\delta - \varphi$ .

## B.2 Effet de réfraction atmosphérique différentielle

Lorsqu'on observe depuis le sol une étoile à une distance  $\gamma$  du zénith, on commet une erreur de positionnement de l'étoile due à la réfraction atmosphérique. Cette erreur est nulle au zénith ( $\gamma = 0$ ) et maximale sur l'horizon ( $\gamma = \pi/2$ ). Au voisinage de l'horizon elle atteint une fraction appréciable de degré<sup>4</sup> ( $\sim 0.31^\circ$ ). Cette réfraction atmosphérique est différentielle puisque l'indice de réfraction de l'air varie selon la longueur d'onde<sup>5</sup>. La réfraction atmosphérique différentielle introduit donc un décalage systématique de la position d'une étoile  $j$  qui est fonction de sa longueur d'onde moyenne  $\lambda_j$ , de la masse d'air  $a$  et de l'angle parallactique  $\eta$ .

Suivant la paramétrisation de [Fil82], l'indice de l'air  $n(\lambda)$  se modélise comme suit :

$$(n(\lambda) - 1) \times 10^6 = P \times \left( 64.328 + \frac{29498.1}{(146 - \lambda^{-2})} + \frac{255.4}{(41 - \lambda^{-2})} \right) \quad (\text{B.2})$$

où  $\lambda$  est en  $\mu\text{m}$  et  $P$  est la pression atmosphérique en mm Hg. La pression atmosphérique au Mauna Kea est de 0.6 atm, soit environ 460 mm Hg.

Au lieu de prendre  $n(\lambda_j)$  il est plus rigoureux de considérer une moyenne de l'indice sur le spectre de l'étoile  $F_j(\lambda)$  et sur la transmission  $T(\lambda)$  du télescope :

$$n_j - 1 = \frac{\int F_j(\lambda) T(\lambda) (n(\lambda) - 1) d\lambda}{\int F_j(\lambda) T(\lambda) d\lambda} \quad (\text{B.3})$$

Le décalage en position induit par cette réfraction différentielle s'écrit finalement<sup>6</sup> :

$$X_j = X_{j \text{ réelle}} + \Delta X_j \quad \Delta X_j = 206265 \times (n_j - 1) \times \sqrt{a^2 - 1} \times \sin \eta \quad (\text{en arcsec}) \quad (\text{B.4})$$

$$Y_j = Y_{j \text{ réelle}} + \Delta Y_j \quad \Delta Y_j = 206265 \times (n_j - 1) \times \sqrt{a^2 - 1} \times \cos \eta \quad (\text{en arcsec}) \quad (\text{B.5})$$

On peut remarquer que dans les équations B.4 et B.5 une partie ne dépend que de l'étoile ( $n_j$ ) et une autre ne dépend que des coordonnées du champ et des conditions d'observations de la date de l'image choisie ( $a, \eta$ ).

## B.3 Positions mesurées des étoiles

Compte tenu de cet effet, la question de la nature des positions des étoiles que l'on calcule se pose. On ne mesure pas la position "absolue"  $X_j^i$  de l'étoile  $j$  lors de l'observation  $i$ , mais sa position par rapport à la position moyenne de ses voisines (à cause du recalage géométrique de l'image) soit en pratique, pour une observation  $i$  donnée,  $x_j^i = X_j^i - \langle X^i \rangle_\star$  où la moyenne  $\langle X^i \rangle_\star$  s'effectue sur toutes les autres étoiles  $\star$ .

Une fois cette moyenne soustraite, il vient :

$$x_j^i = x_{j0} + 206265 \times (n_j - \bar{n}) \times \sqrt{a_i^2 - 1} \times \sin \eta_i \quad (\text{B.6})$$

où  $\bar{n}$  est la moyenne de  $n$  définie par les équations B.2 ou B.3 sur toutes les étoiles  $\star$  incriminées dans le calcul du recalage géométrique.

4. Ce phénomène est la cause de la déformation du disque apparent du soleil à son coucher. En réalité, lorsqu'on voit le soleil se coucher, il est déjà largement passé derrière l'horizon puisque son diamètre angulaire est de  $\sim 0.5^\circ$ .

5. Cette réfraction différentielle est responsable du "rayon vert" parfois visible au coucher du soleil.

6. Où le coefficient 206265 ( $= 3600 \times 180/\pi$ ) permet de passer des radians aux secondes d'arc.

De plus on ne s'intéresse ici qu'à la variation  $\Delta x$  de la position de cette étoile par rapport à sa position moyenne sur l'ensemble des observations soit  $\Delta x_j^i = x_j^i - \langle x_j \rangle^{i'}$  où la moyenne  $\langle x_j \rangle^{i'}$  s'effectue cette fois sur toutes les observations  $i'$  de l'étoile  $j$ .

Le décalage  $\Delta x_j^i$  de l'étoile  $j$  sur l'image  $i$  par rapport à sa position moyenne dans le système de référence s'écrit alors :

$$\Delta x_j^i = 206265 \times (n_j - \bar{n}) \times \left[ \sqrt{a^2 - 1} \times \sin \eta - C \right] \quad (\text{B.7})$$

avec  $C = \langle P/P_0 \times \sqrt{a^2 - 1} \times \sin \eta \rangle^{i'}$ . En effet seuls la masse d'air  $a$  et l'angle parallactique  $\eta$  dépendent de l'observation  $i$ . Bien que la moyenne s'effectue sur les mesures  $i'$  de l'étoile  $j$ ,  $C$  dépend peu de l'étoile choisie puisque les conditions d'observations sont les mêmes pour toutes les étoiles d'un même champ.

Pour  $\Delta y_j^i$ , on introduit la quantité  $D = \langle P/P_0 \times \sqrt{a^2 - 1} \times \cos \eta \rangle^{i'}$  :

$$\Delta y_j^i = 206265 \times (n_j - \bar{n}) \times \left[ \sqrt{a^2 - 1} \times \cos \eta - D \right] \quad (\text{B.8})$$

## B.4 Modélisation des variations d'indice de l'air

En utilisant la librairie synthétique de spectres stellaires de Pickles [Pic98], on montre que pour la bande  $g_M$ , et des étoiles qui ne sont pas trop rouges ( $g_M - i_M < 2$ ), la quantité  $n_j - \bar{n}$  dépend essentiellement de la couleur ( $g_M - i_M$ ) de l'étoile  $j$  (Fig. B.3) :

$$206265 \times (n_j - \bar{n}) \simeq A_{g_M} \times [(g_M - i_M)_j - B] \quad (\text{B.9})$$

avec  $A_{g_M} \simeq -0.04$  arcsec.  $B$  est alors la valeur moyenne de la couleur ( $g_M - i_M$ ) estimées sur toutes les étoiles  $\star$ .

Ainsi, plus la couleur d'une étoile se démarque de la couleur moyenne des étoiles du champs, plus  $\Delta x$  et  $\Delta y$  seront importants.

Il en est de même pour la bande  $r_M$ , avec  $A_{r_M} \simeq -0.007$  arcsec, ainsi que dans une moindre mesure en  $i_M$ , avec  $A_{i_M} \simeq -0.004$  arcsec<sup>7</sup> (Fig. B.3).

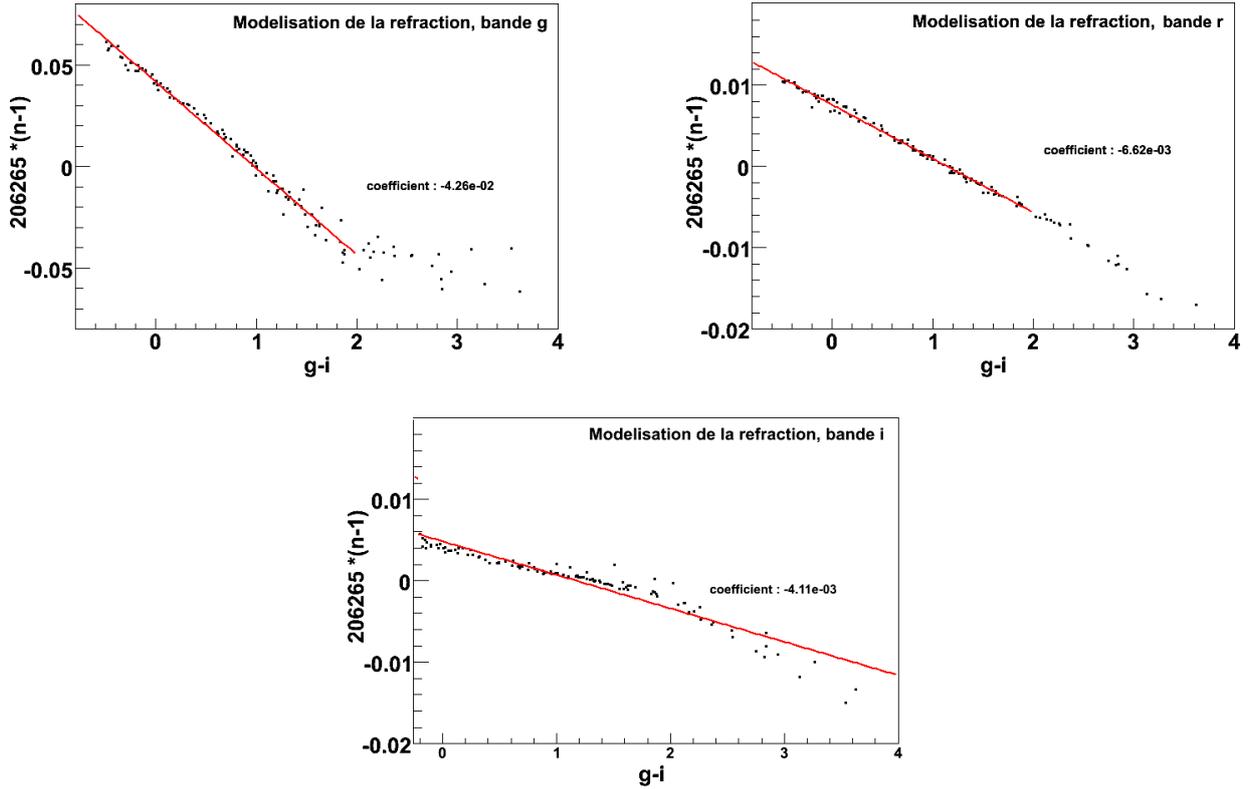
## B.5 Modélisation et correction de la variation de position des étoiles

On s'intéresse ici aux images en  $g_M$  et du champ D1. On s'attend à une dépendance de  $\Delta x$  et  $\Delta y$  en ( $g_M - i_M$ ),  $a$  et  $\eta$  de la forme suivante :

$$\Delta x = A \times [(g_M - i_M) - B] \times \left[ \sqrt{a^2 - 1} \times \sin \eta - C \right] \quad (\text{en arcsec}) \quad (\text{B.10})$$

$$\Delta y = A \times [(g_M - i_M) - B] \times \left[ \sqrt{a^2 - 1} \times \cos \eta - D \right] \quad (\text{en arcsec}) \quad (\text{B.11})$$

avec  $A \simeq -0.04$  arcsec.



**Fig. B.3** – Évolution de  $206265 \times (n_{\star} - \bar{n})$  en fonction de la couleur de l'étoile pour les bandes  $g_M r_M i_M$ . On a utilisé pour ce calcul la bibliothèque de spectres synthétiques de Pickles [Pic98]. L'ajustement linéaire a une pente d'environ -0.04 arcsec pour la bande  $g_M$ , -0.007 arcsec pour  $r_M$  et -0.004 pour la bande  $i_M$ .

Champ	$\sqrt{a^2 - 1} \times \sin \eta$	$\sqrt{a^2 - 1} \times \cos \eta$		
Deep/SNLS	$\langle C \rangle$	RMS	$\langle D \rangle$	RMS
D1	0.032	0.41	0.476	0.038
D2	0.065	0.44	0.348	0.038
D3	0.243	0.51	0.596	0.066
D4	0.005	0.40	0.792	0.039

**Tab. B.1** – Résultats de l'ajustement des coefficients C et D en fonction du champ considéré.

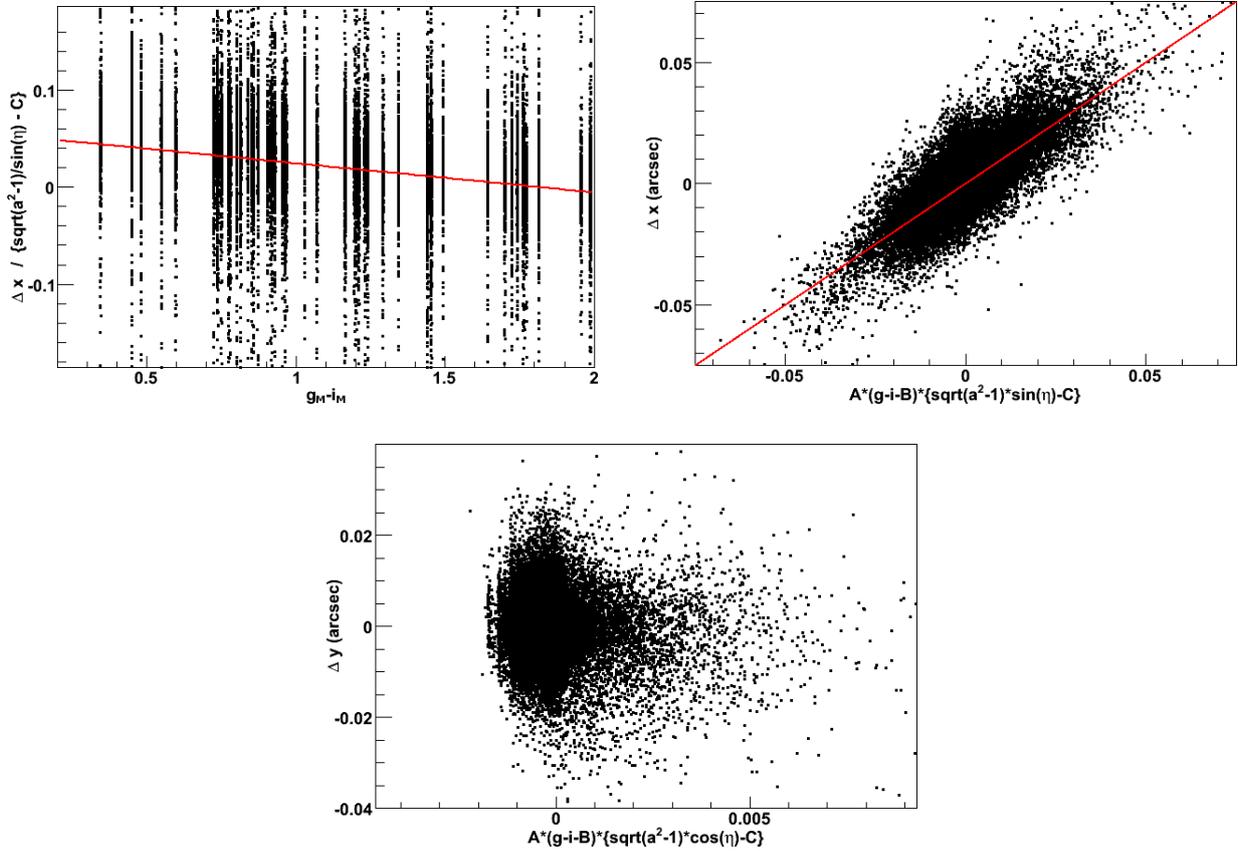
Les quantités  $C$  et  $D$ , et les écart-types ("RMS") associées, dépendent du champ considéré et prennent les valeurs présentées dans le tableau B.1.

Pour une étoile de couleur donnée, on prévoit donc que l'amplitude de variation de  $\Delta x$  - proportionnelle à l'écart-type de  $\sqrt{a^2 - 1} \times \sin \eta$  - sera de l'ordre de  $10 \times$  celle de  $\Delta y$ , proportionnelle à l'écart-type de  $\sqrt{a^2 - 1} \times \cos \eta$ .

La figure B.4 montre que, pour le champ D1 et la bande  $g_M$ ,  $\Delta x$  est effectivement corrélé à la quantité  $(g_M - i_M) \times (\sqrt{a^2 - 1} \times \sin \eta - C)$  lorsqu'on sélectionne les étoiles en couleur ( $g_L - i_M < 2$ ).

7. Dans le cas de la bande  $i_M$ , l'ajustement linéaire est meilleur en  $r_M - i_M$ , avec  $A'_{i_M} \simeq -0.009$  arcsec. Pour permettre la comparaison avec les autres bandes, on considéra cependant uniquement l'ajustement réalisé sur la couleur  $g_M - i_M$ .

On ajuste alors les quantités  $A$  et  $B$ , avec  $C$  étant fixé à la valeur du tableau B.1 et on obtient  $A \simeq -0.06$  arsec et  $B = 1.47$  en accord avec la modélisation réalisée. De plus comme on a pu l'anticiper à la section précédente,  $\Delta y$  est peu sensible à l'effet de la réfraction différentielle (Fig. B.4).

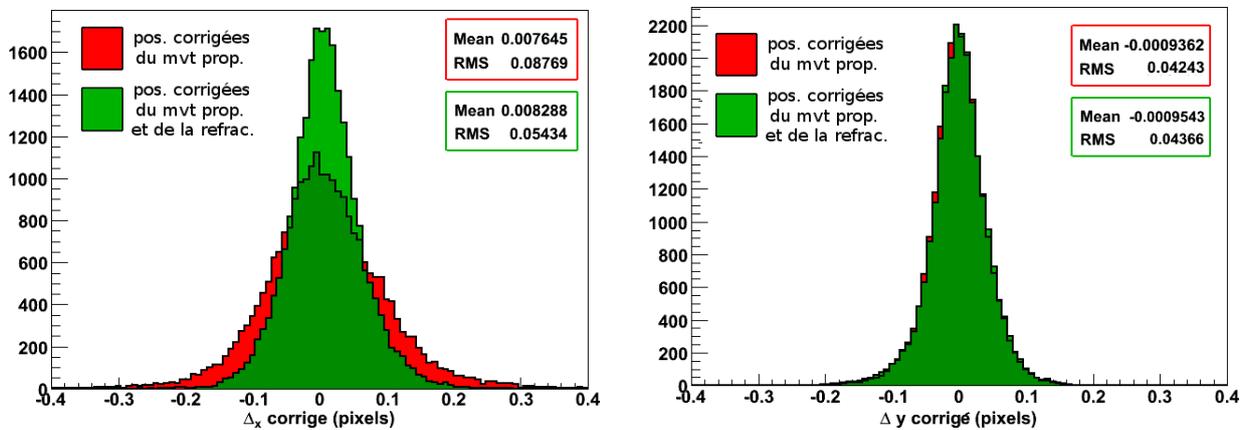


**Fig. B.4** – En haut à gauche : corrélation entre la couleur des étoiles et le décalage de position  $\Delta x$ , corrigé de la dépendance en  $a$  et  $\eta$  (eq. B.10). En haut à droite : corrélation entre  $\Delta x$  et le terme de droite de l'équation B.10. On a ajusté  $A = -0.06$  arsec,  $B = 1.47$  et fixé  $C = 0.032$ . En bas : on ne détecte pas de corrélation entre le décalage de position  $\Delta y$  observé et le terme de droite de l'équation B.11, où on a utilisé pour les coefficients  $A$  et  $B$  les valeurs ajustées sur la distribution des  $\Delta x$ . Pour les étoiles du champ D1 et dans la bande  $g_M$ .

Une fois corrigée de la quantité définie par le terme de droite de l'équation B.10, la dispersion de  $\Delta x$  est réduite de moitié, et devient de l'ordre de la dispersion de  $\Delta y$ , comme l'illustre la figure B.5.

Pour les autres champs (D2, D3 et D4), une modélisation similaire conduit à un résultat identique. Pour les bandes  $r_M$  et  $i_M$ , la corrélation de la pente avec la couleur est effectivement réduite : une dispersion résiduelle en  $x$  ne pourrait être attribuée dans le cadre de ce modèle à la réfraction atmosphérique différentielle.

Cette modélisation nous permet donc de comprendre l'origine de la dispersion résiduelle observée en  $g_M$ . Du fait de sa faible valeur, et de la complexité de sa modélisation, il n'est pas envisagé de la corriger dans une analyse future.



**Fig. B.5** – La correction de la réfraction différentielle entraîne que la dispersion des positions en  $x$  est réduite de 0.09 pixels à 0.06 pixels, soit une dispersion supplémentaire introduite par la réfraction de  $\sim 0.07$  pixels. Elle n’affecte pas par contre la dispersion des positions en  $y$ . Celle-ci demeure de 0.043 pixels, ce qui est compatible avec une dispersion supplémentaire 10 fois moindre qu’en  $x$ , à savoir 0.007 pixels.

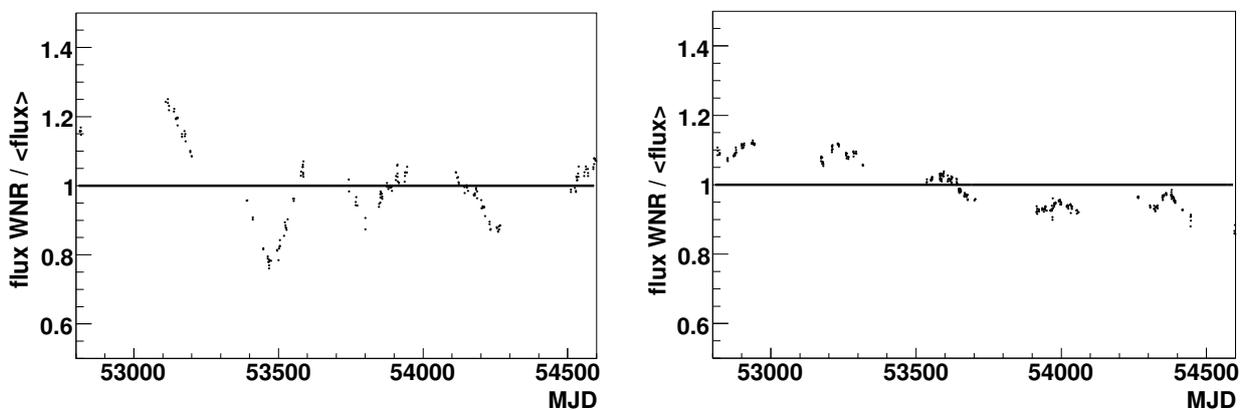


## Annexe C

# Compléments sur les tests de cohérence entre les photométries A06 et WNR

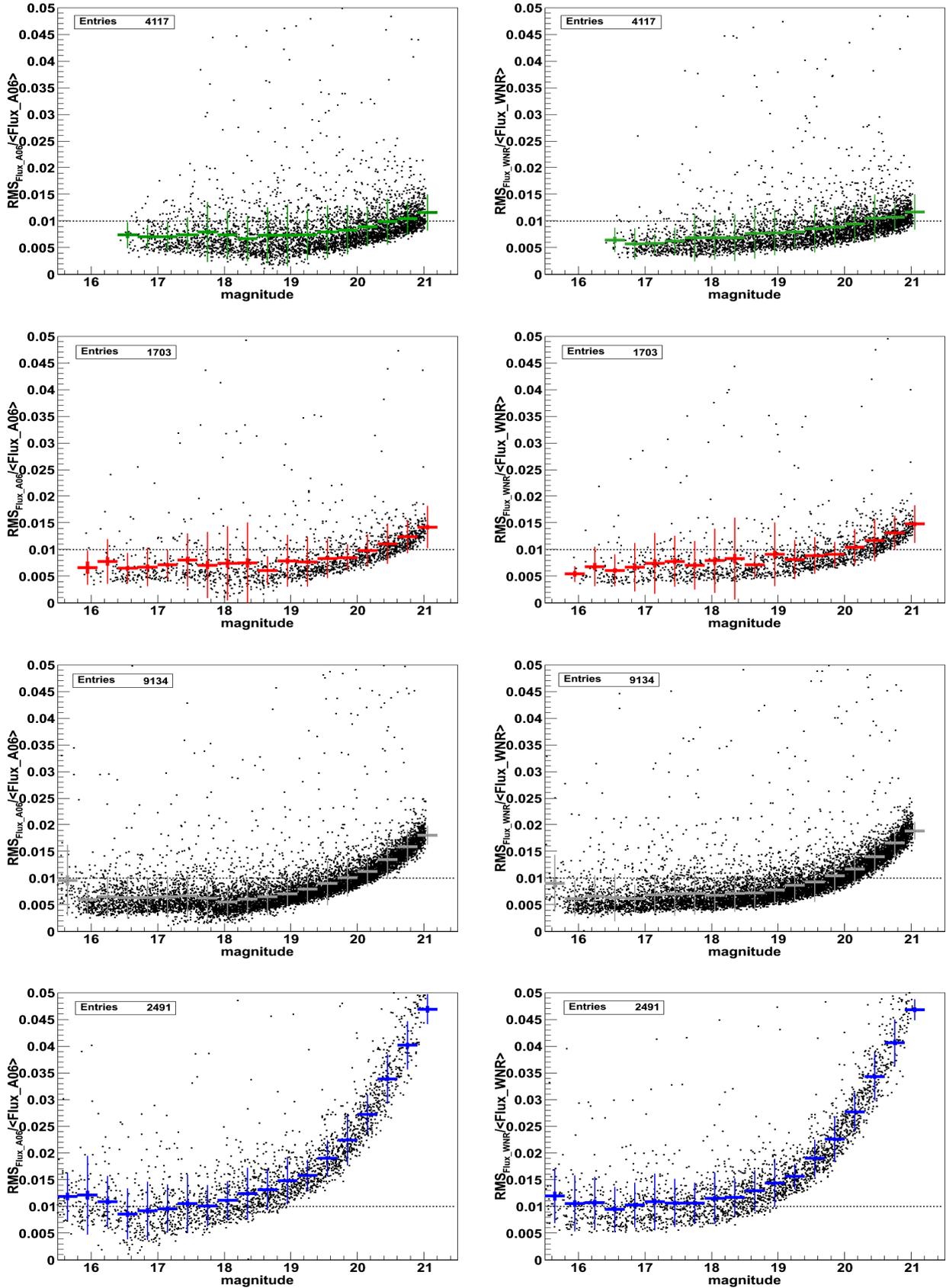
Cette annexe complète la description des tests de cohérence réalisés entre les photométries A06 et WNR présentées dans le chapitre 5 sur la base de la photométrie des étoiles de calibration et de celles des supernovæ. Les figures présentées illustrent les performances de la photométrie A06 et les rapportent à celles de la photométrie WNR, déjà présentées dans le chapitre 5.

La figure C.2 présente les performances en terme de précision sur les mesures de flux des deux photométries. Les étoiles dont la dispersion des mesures est très importantes sont celles variables. La figure C.1 donne, à titre d'illustration, deux exemples d'étoiles dont les mesures de flux montrent des signes clairs de variabilité. La figure C.3 montre les variations dans le temps des mesures de flux de chaque étoile. On distingue l'effet du mouvement propre des étoiles, de la réfraction atmosphérique différentielle et de la variation brusque d'asymétrie des PSFs à la date du retournement de la lentille du correcteur de champ. Les figures C.4 et C.5 montrent ces variations en fonction du seeing des images et de la variance de leur fond de ciel. Enfin la figure C.6 montre les distributions des mesures de flux effectuées par les deux photométries pour des images sans flux de la supernova, et normalisées par l'erreur sur la mesure de ce flux. Pour les deux photométries, la moyenne et l'écart-type du pull montrent que la mesure du flux de la supernova n'est pas biaisée en faveur du fond de ciel ou de la carte de la galaxie hôte et que les erreurs sont correctement renormalisées par l'ajustement des flux par nuit.

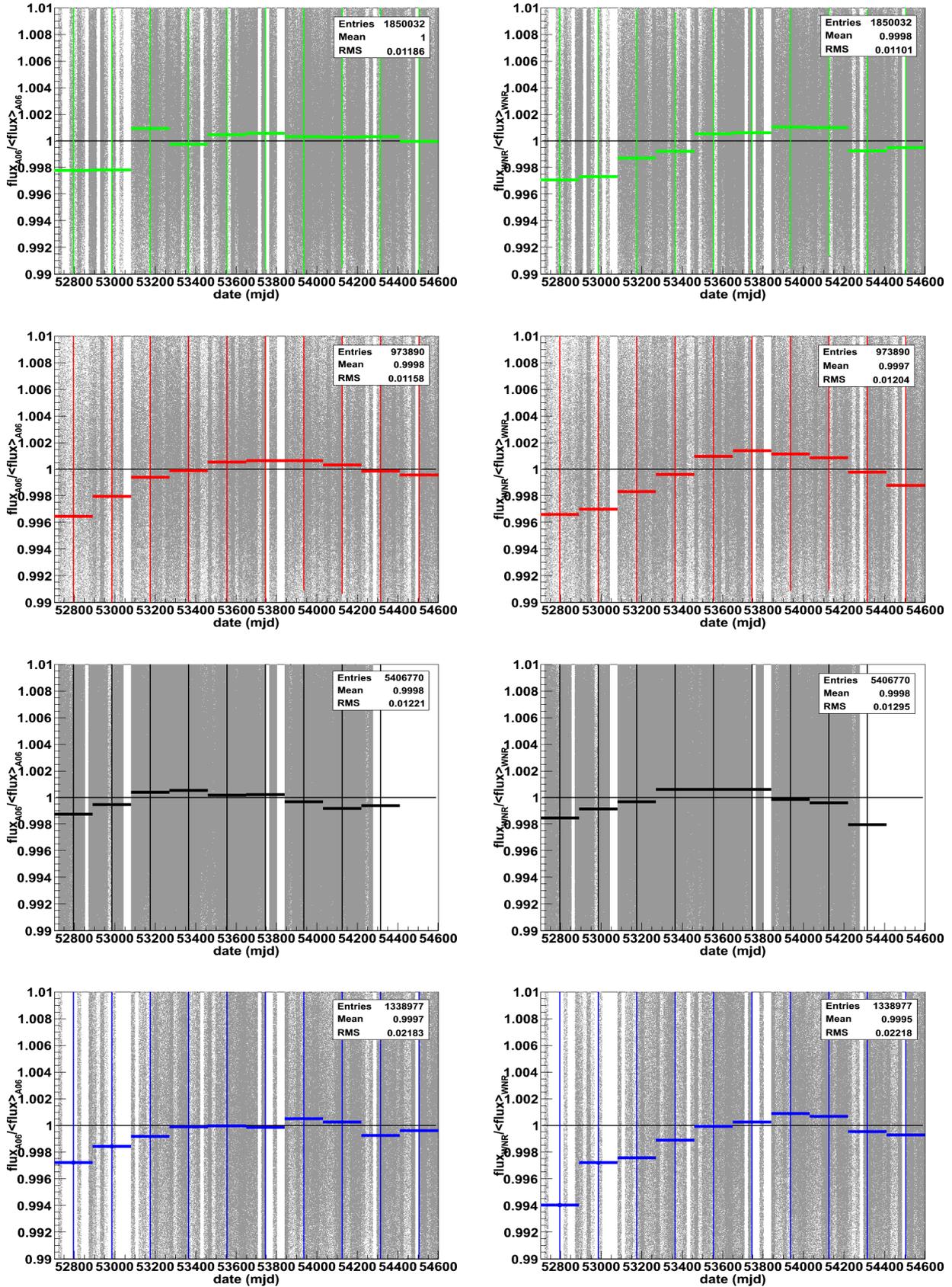


**Fig. C.1** – Quelques exemples de mesures de flux trahissant la variabilité de leur étoile. A gauche, une étoile dont la variabilité est relativement importante (jusqu'à 40% de son flux moyen). A droite, une autre étoile variable dont les mesures de flux sont également sensibles à son mouvement propre.

## C COMPLÉMENTS SUR LES TESTS DE COHÉRENCE ENTRE LES PHOTOMÉTRIES A06 ET WNR



**Fig. C.2** – Précision photométrique accessible par les photométries WNR (à droite) et A06 (à gauche). La précision maximale accessible dans la limite des grands flux est de 0.6% en  $g_M$ ,  $r_M$ ,  $i_M$  et de 0.9% en  $z_M$ .



**Fig. C.3** – Stabilité temporelle du flux mesuré des étoiles par les photométries A06 (à gauche) et WNR (à droite). Les dispersions observées traduisent les effets du mouvement propre des étoiles (effet parabolique), du retournement de la lentille du WFC (variation brusque pour mjd=53340) et de la réfraction atmosphérique (dispersion résiduelle).

# C COMPLÉMENTS SUR LES TESTS DE COHÉRENCE ENTRE LES PHOTOMÉTRIES A06 ET WNR

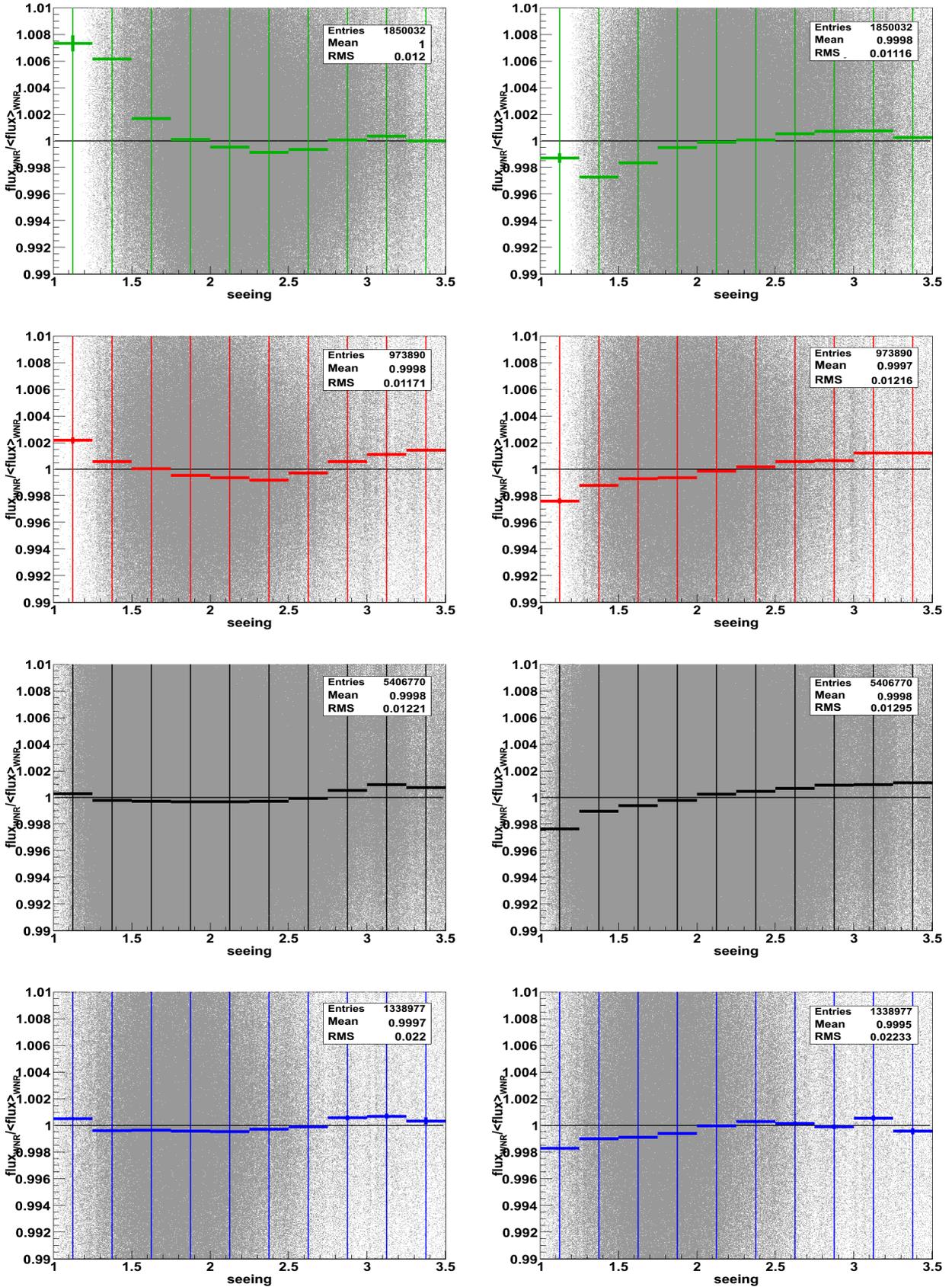


Fig. C.4 – Stabilité du flux mesuré des étoiles par les photométries WNR (à droite) et A06 (à gauche) en fonction du seeing. Pour les deux méthodes, la bande  $g_M$  est la plus affectée avec un biais allant jusqu'à 2-3 mmags pour la photométrie WNR et jusqu'à 6-7 mmags pour la photométrie A06.

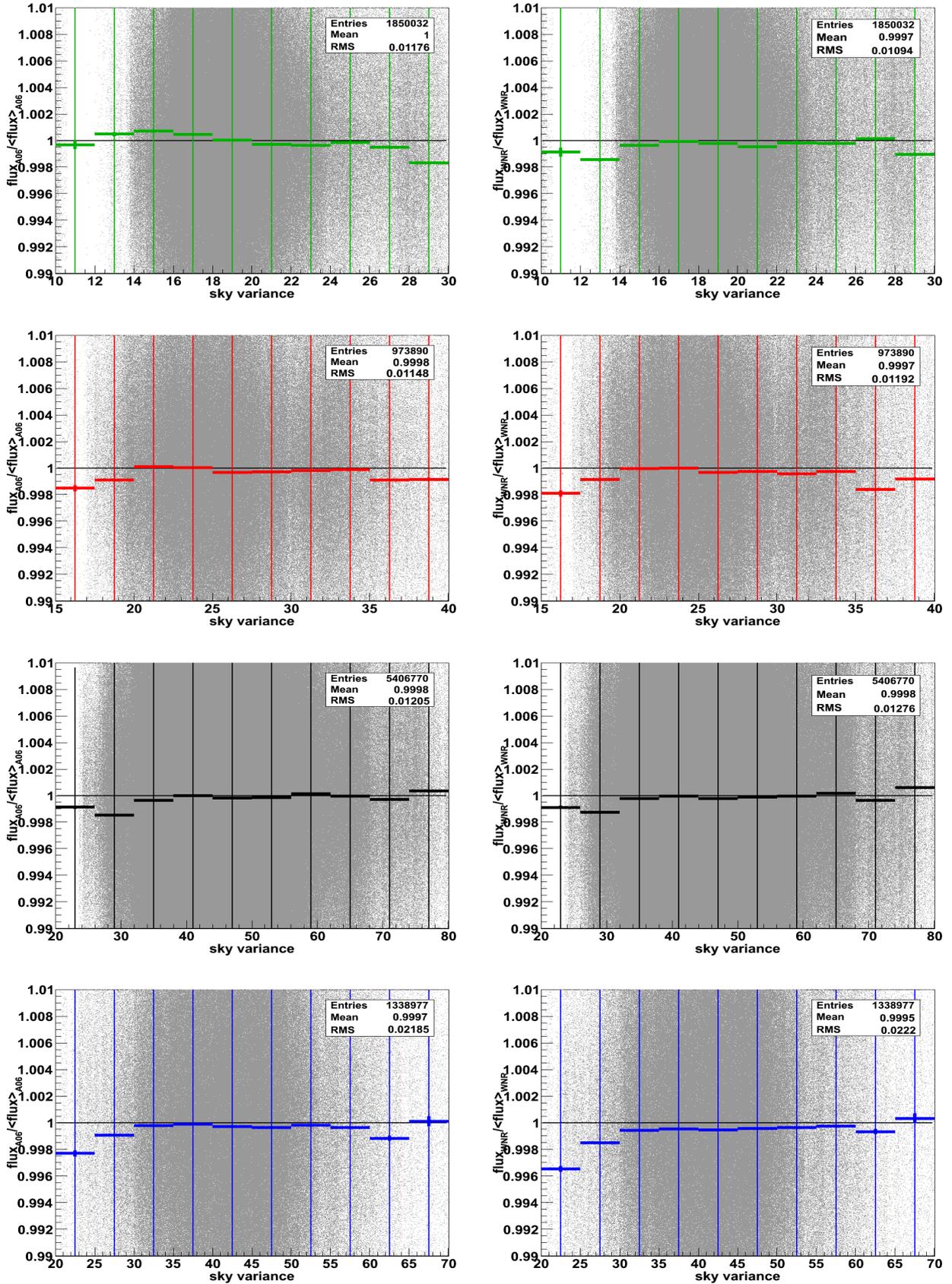
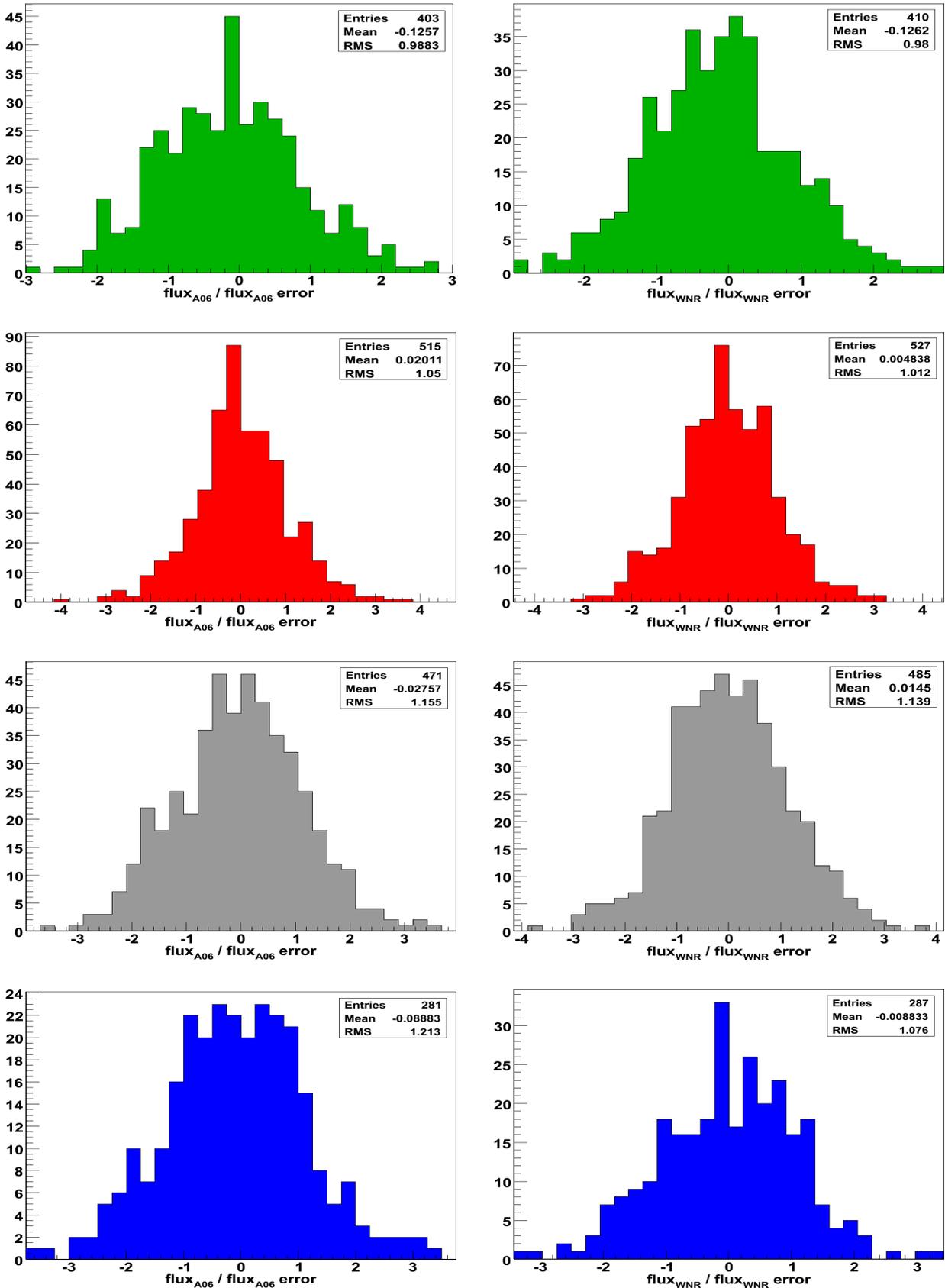


Fig. C.5 – Stabilité du flux des étoiles mesuré par les photométries WNR (à droite) et A06 (à gauche) en fonction du niveau de la variance du fond de ciel des images. Les performances des deux photométries ne sont relativement pas sensibles à la variance du fond de ciel.

## C COMPLÉMENTS SUR LES TESTS DE COHÉRENCE ENTRE LES PHOTOMÉTRIES A06 ET WNR



**Fig. C.6** – Distribution des flux mesurés par les photométries WNR (à droite) et A06 (à gauche) sur des images sans supernova. Les mesures sont normalisées par l'erreur estimée lors de l'ajustement de la photométrie et renormalisée par  $\chi_{\text{WNR, nuit}}^2$ . Les pulls sont compatibles avec la valeur nulle et leur écart-type proche de l'unité.

# Bibliographie

- [Abd10] A. A. Abdo, The Fermi-LAT collaboration, M. Ackermann, et al. (2010). *Constraints on Cosmological Dark Matter Annihilation from the Fermi-LAT Isotropic Diffuse Gamma-Ray Measurement*. ArXiv e-prints. [arXiv:1002.4415](#). 27
- [Ade07] J. K. Adelman-McCarthy, M. A. Agüeros, S. S. Allam, et al. (2007). *The Fifth Data Release of the Sloan Digital Sky Survey*. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 172 :634–644. [arXiv:0707.3380](#). 89
- [Agu99] A. N. Aguirre (1999). *Dust versus Cosmic Acceleration*. *Astrophysical Journal Letters*, 512 :L19–L22. [arXiv:astro-ph/9811316](#). 57
- [Agu00] A. Aguirre and Z. Haiman (2000). *Cosmological Constant or Intergalactic Dust? Constraints from the Cosmic Far-Infrared Background*. *Astrophysical Journal*, 532 :28–36. [arXiv:astro-ph/9907039](#). 57
- [Aha09] F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, U. B. de Almeida, et al. (2009). *A Search for a Dark Matter Annihilation Signal Toward the Canis Major Overdensity with H.E.S.S.* *Astrophysical Journal*, 691 :175–181. [arXiv:0809.3894](#). 27
- [Ahm09] Z. Ahmed and The CDMS Collaboration (2009). *Results from the Final Exposure of the CDMS II Experiment*. ArXiv e-prints. [arXiv:0912.3592](#). 27
- [Ala00] C. Alard (2000). *Image subtraction using a space-varying kernel*. *Astronomy & Astrophysics Supplement*, 144 :363–370. 68, 92
- [Alc79] C. Alcock and B. Paczynski (1979). *An evolution free test for non-zero cosmological constant*. *Nature*, 281 :358–+. 21
- [Alc98] C. Alcock, R. A. Allsman, D. Alves, et al. (1998). *EROS and MACHO Combined Limits on Planetary-Mass Dark Matter in the Galactic Halo*. *Astrophysical Journal Letters*, 499 :L9+. [arXiv:astro-ph/9803082](#). 27
- [Ama10] R. Amanullah, C. Lidman, D. Rubin, et al. (2010). *Spectra and Light Curves of Six Type Ia Supernovae at  $0.511 < z < 1.12$  and the Union2 Compilation*. ArXiv e-prints. [arXiv:1004.1711](#). 24, 29
- [Ang10] G. W. Angus, B. Famaey, and A. Diaferio (2010). *Equilibrium configurations of 11 eV sterile neutrinos in MONDian galaxy clusters*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 402 :395–408. [arXiv:0906.3322](#). 28
- [App98] I. Appenzeller, K. Fricke, W. Fürtig, et al. (1998). *Successful commissioning of FORS1 - the first optical instrument on the VLT*. *The Messenger*, 94 :1–6. 69
- [Ast06] P. Astier, J. Guy, N. Regnault, et al. (2006). *The Supernova Legacy Survey : measurement of  $\Omega_M$ ,  $\Omega_\Lambda$  and  $w$  from the first year data set*. *Astronomy & Astrophysics*, 447 :31–48. [arXiv:astro-ph/0510447](#). 2, 54, 55, 57, 93, 103, 125
- [Bai09] S. Bailey, G. Aldering, P. Antilogus, et al. (2009). *Using spectral flux ratios to standardize SNIa luminosities*. *Astronomy & Astrophysics*, 500. [arXiv:0905.0340](#). 48

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [Bal09] C. Balland, S. Baumont, S. Basa, et al. (2009). *The ESO/VLT 3rd year Type Ia supernova data set from the supernova legacy survey*. *Astronomy & Astrophysics*, 507 :85–103. [arXiv:0909.3316](#). 69, 70, 131
- [Bar73] R. Barbon, F. Ciatti, and L. Rosino (1973). *On the light curve and properties of type I supernovae*. *Astronomy & Astrophysics*, 25 :241–248. 45
- [Bas09] B. A. Bassett and R. Hlozek (2009). *Baryon Acoustic Oscillations*. ArXiv e-prints. [arXiv:0910.5224](#). 21
- [Bau09] D. Baumann, M. G. Jackson, P. Adshead, et al. (2009). *Probing Inflation with CMB Polarization*. In S. Dodelson, D. Baumann, A. Cooray, et al., editor, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1141 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 10–120. 25
- [Baz09] G. Bazin, N. Palanque-Delabrouille, J. Rich, et al. (2009). *The core-collapse rate from the Supernova Legacy Survey*. *Astronomy & Astrophysics*, 499 :653–660. [arXiv:0904.1066](#). 40
- [Bek04] J. Bekenstein (2004). *Relativistic gravitation theory for modified Newtonian dynamics paradigm*. *Physical Review D*, 70(8) :083509–+. [arXiv:astro-ph/0403694](#). 28
- [Ber96] E. Bertin and S. Arnouts (1996). *SExtractor : Software for source extraction*. *Astronomy & Astrophysics Supplement*, 117 :393–404. 67
- [Bes90] M. S. Bessell (1990). *UBVRI passbands*. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 102 :1181–1199. 41
- [Bin88] B. Binggeli, A. Sandage, and G. A. Tammann (1988). *The luminosity function of galaxies*. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 26 :509–560. 23
- [Boe09] M. Boezio, M. Pearce, P. Picozza, et al. (2009). *PAMELA and indirect dark matter searches*. *New Journal of Physics*, 11(10) :105023–+. 27
- [Boh04] R. C. Bohlin and R. L. Gilliland (2004). *Absolute Flux Distribution of the SDSS Standard BD +17deg4708*. *Astronomical Journal*, 128 :3053–3060. 74
- [Bou03] O. Boulade, X. Charlot, P. Abbon, et al. (2003). *MegaCam : the new Canada-France-Hawaii Telescope wide-field imaging camera*. In M. Iye & A. F. M. Moorwood, editor, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 4841, pages 72–81. 61
- [Bra06] D. Branch, L. C. Dang, N. Hall, et al. (2006). *Comparative Direct Analysis of Type Ia Supernova Spectra. II. Maximum Light*. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 118 :560–571. [arXiv:astro-ph/0601048](#). 37
- [Bro08] T. J. Bronder, I. M. Hook, P. Astier, et al. (2008). *SNLS spectroscopy : testing for evolution in type Ia supernovae*. *Astronomy & Astrophysics*, 477 :717–734. [arXiv:0709.0859](#). 69, 131
- [Buc08] T. Buchert (2008). *Dark Energy from structure : a status report*. *General Relativity and Gravitation*, 40 :467–527. [arXiv:0707.2153](#). 29
- [CAD] *Site du Canadian Astronomy Data Centre*. <http://cadwww.dao.nrc.ca/cadc/>. 81
- [Cal02] R. R. Caldwell (2002). *A phantom menace ? Cosmological consequences of a dark energy component with super-negative equation of state*. *Physics Letters B*, 545 :23–29. [arXiv:astro-ph/9908168](#). 29
- [Cap99] E. Cappellaro, R. Evans, and M. Turatto (1999). *A new determination of supernova rates and a comparison with indicators for galactic star formation*. *Astronomy & Astrophysics*, 351 :459–466. [arXiv:astro-ph/9904225](#). 40
- [Car89] J. A. Cardelli, G. C. Clayton, and J. S. Mathis (1989). *The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction*. *Astrophysical Journal*, 345 :245–256. 44, 47, 49, 99

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [CCI] *Site du Centre de Calcul de l'IN2P3*. <http://cc.in2p3.fr/>. 81
- [Cfa] *Site du Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics Supernova Group*. <http://www.cfa.harvard.edu/supernova/>. 77
- [CFH] *Site du Canada-France-Hawaii Telescope*. <http://www.cfht.hawaii.edu/>. 41, 42, 59
- [Col05] S. Cole, W. Percival, J. Peacock, et al. (2005). *The 2dF Galaxy Redshift Survey : power-spectrum analysis of final data set and cosmological implications*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 362 :505–534. [arXiv:astro-ph/0501174](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0501174). 22
- [Con00] G. Contardo, B. Leibundgut, and W. D. Vacca (2000). *Epochs of maximum light and bolometric light curves of type Ia supernovae*. Astronomy & Astrophysics, 359 :876–886. [arXiv:astro-ph/0005507](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0005507). 38
- [Con06] A. Conley, G. Goldhaber, L. Wang, et al. (2006). *Measurement of  $\Omega_m$ ,  $\Omega_\Lambda$  from a Blind Analysis of Type Ia Supernovae with CMAGIC : Using Color Information to Verify the Acceleration of the Universe*. Astrophysical Journal, 644 :1–20. [arXiv:astro-ph/0602411](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0602411). 47
- [Con08] A. Conley, M. Sullivan, E. Hsiao, et al. (2008). *SiFTO : An Empirical Method for Fitting SN Ia Lightcurves*. Astrophysical Journal, 681 :482–498. [arXiv:0803.3441](https://arxiv.org/abs/0803.3441). 51
- [Con10] A. Conley (2010). *SuperNova Legacy Survey : Supernova constraints and systematic errors for the third year SNLS*. Astrophysical Journal, in prep. 1
- [Coo09] M. C. Cooper, J. A. Newman, and R. Yan (2009). *The Large-scale Environments of Type Ia Supernovae : Evidence for a Metallicity Bias in the Rate or Luminosity of Prompt Ia Events*. Astrophysical Journal, 704 :687–704. [arXiv:0901.4338](https://arxiv.org/abs/0901.4338). 40
- [CSP] *Site du Carnegie Supernova Project*. <http://csp1.lco.cl/~cspuser1/PUB/CSP.html>. 77
- [DES] *Site du Dark Energy Survey*. <https://www.darkenergysurvey.org/>. 79
- [Dic70] R. H. Dicke, editor (1970). *Gravitation and the universe*. 25
- [Dil10] B. Dilday, M. Smith, B. Bassett, et al. (2010). *Measurements of the Rate of Type Ia Supernovae at redshift  $\sim 0.3$  from the Sloan Digital Sky Survey II Supernova Survey*. Astrophysical Journal, 713 :1026–1036. [arXiv:1001.4995](https://arxiv.org/abs/1001.4995). 40
- [Dok01] P. G. v. Dokkum (2001). *Cosmic-Ray Rejection by Laplacian Edge Detection*. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 113 :1420–1427. [arXiv:astro-ph/0108003](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0108003). 64
- [Duq91] A. Duquenois, M. Mayor, and J. Halbwachs (1991). *Multiplicity among solar type stars in the solar neighbourhood. I - CORAVEL radial velocity observations of 291 stars*. Astronomy & Astrophysics Supplement, 88 :281–324. 33
- [Ein17] A. Einstein (1917). *Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie*. Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften, Seite 142–152., pages 142–152. 3
- [Eis05] D. J. Eisenstein, I. Zehavi, D. W. Hogg, et al. (2005). *Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies*. Astrophysical Journal, 633 :560–574. [arXiv:astro-ph/0501171](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0501171). 3, 22, 23
- [Ell08] R. S. Ellis, M. Sullivan, P. E. Nugent, et al. (2008). *Verifying the Cosmological Utility of Type Ia Supernovae : Implications of a Dispersion in the Ultraviolet Spectra*. Astrophysical Journal, 674 :51–69. [arXiv:0710.3896](https://arxiv.org/abs/0710.3896). 69, 131
- [ESS] *Site du projet ESSENCE*. <http://www.ctio.noao.edu/essence/>. 78
- [Euc] *Site de la mission Euclid*. <http://sci.esa.int/euclid>. 79

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [Fab01] S. Fabbro (2001). *Photométrie de supernovae de type Ia et implications cosmologiques*. Ph.D. thesis, Université Denis Diderot, Paris. [93](#)
- [Fie06] B. Fields and S. Sarkar (2006). *Big-Bang nucleosynthesis (Particle Data Group mini-review)*. ArXiv Astrophysics e-prints. [arXiv:astro-ph/0601514](#). [16](#)
- [Fil82] A. V. Filippenko (1982). *The importance of atmospheric differential refraction in spectrophotometry*. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 94 :715–721. [115](#), [147](#)
- [Fil92a] A. V. Filippenko, M. Richmond, T. Matheson, et al. (1992). *The peculiar Ia SN1991T : Detonation of a white dwarf*. Astrophysical Journal Letters, 384 :L15–L18. [38](#)
- [Fil92b] A. V. Filippenko, M. W. Richmond, D. Branch, et al. (1992). *The subluminous, spectroscopically peculiar type IA supernova 1991bg in the elliptical galaxy NGC 4374*. Astronomical Journal, 104 :1543–1556. [38](#)
- [Fil97] A. V. Filippenko (1997). *Optical Spectra of Supernovae*. Annual Review of Astronomy & Astrophysics, 35 :309–355. [36](#)
- [Fol10] G. Folatelli, M. M. Phillips, C. R. Burns, et al. (2010). *The Carnegie Supernova Project : Analysis of the First Sample of Low-Redshift Type-Ia Supernovae*. Astronomical Journal, 139 :120–144. [arXiv:0910.3317](#). [77](#)
- [Fre09] W. L. Freedman, C. R. Burns, M. M. Phillips, et al. (2009). *The Carnegie Supernova Project : First Near-Infrared Hubble Diagram to  $z \sim 0.7$* . Astrophysical Journal, 704 :1036–1058. [arXiv:0907.4524](#). [77](#)
- [Gia08] T. Giannantonio, R. Scranton, R. G. Crittenden, et al. (2008). *Combined analysis of the integrated Sachs-Wolfe effect and cosmological implications*. Physical Review D, 77(12) :123520–+. [arXiv:0801.4380](#). [28](#)
- [Gol01] G. Goldhaber, D. E. Groom, A. Kim, et al. (2001). *Timescale Stretch Parameterization of Type Ia Supernova B-Band Light Curves*. Astrophysical Journal, 558 :359–368. [arXiv:astro-ph/0104382](#). [45](#)
- [Gre09] L. Greggio and E. Cappellaro (2009). *The rate of type Ia Supernovae and the Star Formation History*. In G. Giobbi, A. Tornambe, G. Raimondo, et al., editor, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1111 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 477–484. [40](#)
- [Gun06] C. Gunnarsson, T. Dahlsen, A. Goobar, et al. (2006). *Corrections for Gravitational Lensing of Supernovae : Better than Average ?* Astrophysical Journal, 640 :417–427. [arXiv:astro-ph/0506764](#). [57](#)
- [Gut81] A. H. Guth (1981). *Inflationary universe : A possible solution to the horizon and flatness problems*. Physical Review D, 23 :347–356. [25](#)
- [Gut04] A. H. Guth (2004). *Inflation*. In W. L. Freedman, editor, *Measuring and Modeling the Universe*, pages 31–+. [25](#)
- [Guy05] J. Guy, P. Astier, S. Nobili, et al. (2005). *SALT : a spectral adaptive light curve template for type Ia supernovae*. Astronomy & Astrophysics, 443 :781–791. [arXiv:astro-ph/0506583](#). [50](#)
- [Guy07] J. Guy, P. Astier, S. Baumont, et al. (2007). *SALT2 : using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators*. Astronomy & Astrophysics, 466 :11–21. [arXiv:astro-ph/0701828](#). [50](#), [100](#)
- [Guy10] J. Guy (2010). *The Supernova Legacy Survey 3-year sample : Type Ia Supernovae photometric distances and cosmological constraints*. Astrophysical Journal, in prep. [1](#), [2](#), [51](#), [52](#), [93](#), [98](#), [99](#), [103](#)

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [Ham95] M. Hamuy, M. M. Phillips, J. Maza, et al. (1995). *A Hubble diagram of distant type IA supernovae*. *Astronomical Journal*, 109 :1–13. [48](#)
- [Ham96a] M. Hamuy, M. M. Phillips, N. B. Suntzeff, et al. (1996). *BVRI Light Curves for 29 Type IA Supernovae*. *Astronomical Journal*, 112 :2408–+. [arXiv:astro-ph/9609064](#). [38](#), [45](#)
- [Ham96b] M. Hamuy, M. M. Phillips, N. B. Suntzeff, et al. (1996). *The Absolute Luminosities of the Calan/Tololo Type IA Supernovae*. *Astronomical Journal*, 112 :2391–+. [arXiv:astro-ph/9609059](#). [39](#), [45](#), [46](#), [48](#), [98](#)
- [Ham00] M. Hamuy, S. C. Trager, P. A. Pinto, et al. (2000). *A Search for Environmental Effects on Type IA Supernovae*. *Astronomical Journal*, 120 :1479–1486. [arXiv:astro-ph/0005213](#). [48](#)
- [Hic09] M. Hicken, W. M. Wood-Vasey, S. Blondin, et al. (2009). *Improved Dark Energy Constraints from  $\sim 100$  New CfA Supernova Type Ia Light Curves*. *Astrophysical Journal*, 700 :1097–1140. [arXiv:0901.4804](#). [ix](#), [52](#), [53](#), [77](#)
- [Hil00] W. Hillebrandt and J. Niemeyer (2000). *Type Ia Supernova Explosion Models*. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 38 :191–230. [arXiv:astro-ph/0006305](#). [33](#)
- [Hol08] J. A. Holtzman, J. Marriner, R. Kessler, et al. (2008). *The Sloan Digital Sky Survey-II : Photometry and Supernova IA Light Curves from the 2005 Data*. *Astronomical Journal*, 136 :2306–2320. [arXiv:0908.4277](#). [125](#), [126](#)
- [Hoo04] I. Hook, I. Jørgensen, J. Allington-Smith, et al. (2004). *The Gemini Multi-Object Spectrograph : Performance in Imaging, Long-Slit, and Multi-Object Spectroscopic Modes*. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 116 :425–440. [69](#)
- [How05] D. A. Howell, M. Sullivan, K. Perrett, et al. (2005). *Gemini Spectroscopy of Supernovae from the SNLS : Improving High-Redshift Supernova Selection and Classification*. *Astrophysical Journal*, 634 :1190–1201. [arXiv:astro-ph/0509195](#). [69](#), [131](#)
- [How09] D. A. Howell, A. Conley, M. Della Valle, et al. (2009). *Type Ia supernova science 2010-2020*. *ArXiv e-prints*. [arXiv:0903.1086](#). [80](#)
- [Hsi07] E. Y. Hsiao, A. Conley, D. A. Howell, et al. (2007). *K-Corrections and Spectral Templates of Type Ia Supernovae*. *Astrophysical Journal*, 663 :1187–1200. [arXiv:astro-ph/0703529](#). [51](#), [71](#)
- [Hu02] W. Hu and S. Dodelson (2002). *Cosmic Microwave Background Anisotropies*. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 40 :171–216. [arXiv:astro-ph/0110414](#). [18](#)
- [Hub29] E. Hubble (1929). *A Relation between Distance and Radial Velocity among Extragalactic Nebulae*. *Proceedings of the National Academy of Science*, 15 :168–173. [5](#), [9](#)
- [JDE] *Site de la mission JDEM*. <http://jdem.gsfc.nasa.gov/>. [79](#)
- [Jea02] J. H. Jeans (1902). *The Stability of a Spherical Nebula*. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 199 :1–53. [19](#)
- [Jha07] S. Jha, A. G. Riess, and R. P. Kirshner (2007). *Improved Distances to Type Ia Supernovae with Multicolor Light-Curve Shapes : MLCS2k2*. *Astrophysical Journal*, 659 :122–148. [arXiv:astro-ph/0612666](#). [49](#), [50](#), [98](#)
- [Jon08] J. Jonsson, T. Kronborg, E. Mörtzell, et al. (2008). *Prospects and pitfalls of gravitational lensing in large supernova surveys*. *Astronomy & Astrophysics*, 487 :467–473. [arXiv:0806.1387](#). [57](#)
- [Kas07] D. Kasen and E. Woosley (2007). *The Origin of Type Ia Supernova Width-Luminosity Relation*. *Astrophysical Journal*, 656 :661–665. [arXiv:astro-ph/0609540](#). [38](#)

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [Kel07] S. C. Keller, B. P. Schmidt, M. S. Bessell, et al. (2007). *The SkyMapper Telescope and The Southern Sky Survey*. "Publications of the Astronomical Society of Australia", 24 :1–12. [arXiv:astro-ph/0702511](#). 79
- [Kes09] R. Kessler, A. C. Becker, D. Cinabro, et al. (2009). *First-Year Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Results : Hubble Diagram and Cosmological Parameters*. Astrophysical Journal Supplement Series, 185 :32–84. [arXiv:0908.4274](#). 49, 54
- [Kom09] E. Komatsu, N. Afshordi, N. Bartolo, et al. (2009). *Non-Gaussianity as a Probe of the Physics of the Primordial Universe and the Astrophysics of the Low Redshift Universe*. In *astro2010 : The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey*, volume 2010 of *Astronomy*, pages 158–+. 25
- [Kom10] E. Komatsu, K. M. Smith, J. Dunkley, et al. (2010). *Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation*. ArXiv e-prints. [arXiv:1001.4538](#). 3, 6, 21, 23, 25, 26, 29
- [Koo92] D. C. Koo and R. G. Kron (1992). *Evidence for evolution in faint field galaxy samples*. Annual Review of Astronomy & Astrophysics, 30 :613–652. 23
- [Kro10] T. Kronborg, D. Hardin, J. Guy, et al. (2010). *Gravitational lensing in the supernova legacy survey (SNLS)*. Astronomy & Astrophysics, 514 :A44+. [arXiv:1002.1249](#). 57
- [Lam10] H. Lampeitl, M. Smith, R. C. Nichol, et al. (2010). *The Effect of Host Galaxies on Type Ia Supernovae in the SDSS-II SS*. ArXiv e-prints. [arXiv:1005.4687](#). 48, 56
- [Lan92] U. Landolt (1992). *UBVRI photometric standard stars in the magnitude range 11.5-16.0 around celestial equator*. Astronomical Journal, 104 :340–371. 73
- [Lan07] U. Landolt and K. Uomoto (2007). *Optical Multicolor Photometry of Spectrophotometric Standard Stars*. Astronomical Journal, 133 :768–790. [arXiv:0704.3030](#). 74
- [LaS] *Site du LaSilla-QUEST Variability Survey*. <http://hepwww.physics.yale.edu/lasillaquest/>. 79
- [Lea08] H. S. Leavitt (1908). *1777 variables in the Magellanic Clouds*. Annals of Harvard College Observatory, 60 :87–108. 38
- [Lea12] H. S. Leavitt and E. C. Pickering (1912). *Periods of 25 Variable Stars in the Small Magellanic Cloud*. Harvard College Observatory Circular, 173 :1–3. 38
- [Lem27] G. Lemaître (1927). *Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques*. Annales de la Societe Scientifique de Bruxelles, 47 :49–59. 9
- [Li10] W. Li, J. Leaman, R. Chornock, et al. (2010). *Nearby Supernova Rates from the Lick Observatory Supernova Search. II. The Observed Luminosity Functions and Fractions of Supernovae in a Complete Sample*. ArXiv e-prints. [arXiv:1006.4612](#). 77
- [Lid99] A. R. Liddle (1999). *An Introduction to Cosmological Inflation*. In A. Masiero, G. Senjanovic, & A. Smirnov, editor, *High Energy Physics and Cosmology, 1998 Summer School*, pages 260–+. 25
- [Lin03] E. V. Linder and A. Jenkins (2003). *Cosmic structure growth and dark energy*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 346 :573–583. [arXiv:astro-ph/0305286](#). 26, 28
- [Lin08a] A. Linde (2008). *Inflationary Cosmology*. In M. Lemoine, J. Martin, & P. Peter, editor, *Inflationary Cosmology*, volume 738 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, pages 1–+. 25
- [Lin08b] E. V. Linder (2008). *The dynamics of quintessence, the quintessence of dynamics*. General Relativity and Gravitation, 40 :329–356. [arXiv:0704.2064](#). 29

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [LOS] *Site du Lick Observatory Supernova Search.* [http://astro.berkeley.edu/bait/public\\_html/kait.html](http://astro.berkeley.edu/bait/public_html/kait.html). 77
- [LSS] *Site du Large Synoptic Survey Telescope.* <http://www.lsst.org/lsst>. 79
- [Mag04] E. A. Magnier and J. Cuillandre (2004). *The Elixir System : Data Characterization and Calibration at the Canada-France-Hawaii Telescope.* Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 116 :449–464. 64
- [Man05] F. Mannucci, M. Della Valle, N. Panagia, et al. (2005). *The supernova rate per unit mass.* Astronomy & Astrophysics, 433 :807–814. [arXiv:astro-ph/0411450](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0411450). 40
- [Man06] F. Mannucci, M. Della Valle, and N. Panagia (2006). *Two populations of progenitors for Type Ia supernovae ?* Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 370 :773–783. [arXiv:astro-ph/0510315](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0510315). 40
- [Mat94] J. C. Mather, E. S. Cheng, D. A. Cottingham, et al. (1994). *Measurement of the cosmic microwave background spectrum by the COBE FIRAS instrument.* Astrophysical Journal, 420 :439–444. 17
- [Maz01] P. A. Mazzali, K. Nomoto, E. Cappellaro, et al. (2001). *Can Differences in the Nickel Abundance in Chandrasekhar-Mass Models Explain the Relation between the Brightness and Decline Rate of Normal Type IA Supernovae ?* Astrophysical Journal, 547 :988–994. [arXiv:astro-ph/0009490](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0009490). 38
- [Mei00] W. P. S. Meikle (2000). *The absolute infrared magnitudes of type Ia supernovae.* Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 314 :782–792. [arXiv:astro-ph/9912123](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9912123). 36, 37
- [Mel99] Y. Mellier (1999). *Probing the Universe with Weak Lensing.* Annual Review of Astronomy & Astrophysics, 37 :127–189. [arXiv:astro-ph/9812172](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9812172). 23
- [Mil83] M. Milgrom (1983). *A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis.* Astrophysical Journal, 270 :365–370. 27
- [Min41] R. Minkowski (1941). *Spectra of Supernovae.* Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 53 :224–+. 36
- [Moc94] R. Mochkovitch (1994). *An Introduction to the Physics of Type II Supernova Explosions.* In H. Latal & W. Schweiger, editor, *Matter Under Extreme Conditions*, volume 440 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, pages 49–+. 32, 33
- [Mof69] A. F. J. Moffat (1969). *A Theoretical Investigation of Focal Stellar Images in the Photographic Emulsion and Application to Photographic Photometry.* Astronomy & Astrophysics, 3 :455–+. 86
- [Mon03] D. G. Monet, S. E. Levine, B. Canzian, et al. (2003). *The USNO-B Catalog.* Astronomical Journal, 125 :984–993. [arXiv:astro-ph/0210694](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0210694). 89
- [Mun08] D. Munshi, P. Valageas, L. van Waerbeke, et al. (2008). *Cosmology with weak lensing surveys.* Physics Reports, 462 :67–121. [arXiv:astro-ph/0612667](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0612667). 23
- [Nei06] J. D. Neill, M. Sullivan, D. Balam, et al. (2006). *The Type Ia Supernova Rate at  $z \sim 0.5$  from the Supernova Legacy Survey.* Astronomical Journal, 132 :1126–1145. [arXiv:astro-ph/0605148](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0605148). 40
- [Nei09] J. D. Neill, M. Sullivan, D. A. Howell, et al. (2009). *The Local Hosts of Type Ia Supernovae.* Astrophysical Journal, 707 :1449–1465. [arXiv:0911.0690](https://arxiv.org/abs/0911.0690). 48
- [Nug95] P. Nugent, M. Phillips, E. Baron, et al. (1995). *Evidence for a Spectroscopic Sequence among Type Ia Supernovae.* Astrophysical Journal Letters, 455 :L147–+. [arXiv:astro-ph/9510004](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9510004). 48

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [Nug02] P. Nugent, A. Kim, and S. Perlmutter (2002). *K-Corrections and Extinction Corrections for Type Ia Supernovae*. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 114 :803–819. [arXiv:astro-ph/0205351](#). 43, 49, 98
- [Oke95] J. B. Oke, J. G. Cohen, M. Carr, et al. (1995). *The Keck Low-Resolution Imaging Spectrometer*. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 107 :375–+. 69
- [Pal10] N. Palanque-Delabrouille, V. Ruhlmann-Kleider, S. Pascal, et al. (2010). *Photometric redshifts for type Ia supernovae in the supernova legacy survey*. Astronomy & Astrophysics, 514 :A63+. [arXiv:0911.1629](#). 76
- [Pan] *Site du Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System*. <http://pan-starrs.ifa.hawaii.edu/public/>. 79
- [Par00] B. R. Parodi, A. Saha, A. Sandage, et al. (2000). *Supernova Type Ia Luminosities, Their Dependence on Second Parameters, and the Value of  $H_0$* . Astrophysical Journal, 540 :634–651. [arXiv:astro-ph/0004063](#). 47
- [Pen65] A. A. Penzias and R. W. Wilson (1965). *A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s*. Astrophysical Journal, 142 :419–421. 17
- [Per96] M. Persic, P. Salucci, and F. Stel (1996). *Rotation curves of 967 spiral galaxies : implications for dark matter*. Astrophysical Letters Communications, 33 :205–211. [arXiv:astro-ph/9503051](#). 26
- [Per97] S. Perlmutter, S. Gabi, G. Goldhaber, et al. (1997). *Measurements of the Cosmological Parameters Omega and Lambda from the First Seven Supernovae at  $z \geq 0.35$* . Astrophysical Journal, 483 :565–+. [arXiv:astro-ph/9608192](#). 45
- [Per99] S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, et al. (1999). *Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae*. Astrophysical Journal, 517 :565–586. [arXiv:astro-ph/9812133](#). 1, 28, 45, 55
- [Per10] K. Perret, D. Balam, M. Sullivan, et al. (2010). *Real-time Analysis and Selection Biases in the SuperNova Legacy Survey*. (in prep). 64, 69, 71
- [Phi93] M. M. Phillips (1993). *The absolute magnitudes of Type IA supernovae*. Astrophysical Journal Letters, 413 :L105–L108. 45, 46
- [Phi99] M. M. Phillips, P. Lira, N. B. Suntzeff, et al. (1999). *The Reddening-Free Decline Rate Versus Luminosity Relationship for Type IA Supernovae*. Astronomical Journal, 118 :1766–1776. [arXiv:astro-ph/9907052](#). 46, 47
- [Pic98] A. J. Pickles (1998). *A Stellar Spectral Flux Library : 1150 - 25000 A (Pickles 1998)*. VizieR Online Data Catalog, 611 :863–+. 148, 149
- [Pri01] J. R. Primack and M. A. K. Gross (2001). *Hot dark matter in cosmology*, pages 287–308. 27
- [Psk77] I. P. Pskovskii (1977). *Light curves, color curves, and expansion velocity of type I supernovae as functions of the rate of brightness decline*. Soviet Astronomy, 21 :675–682. 45
- [PTF] *Site de la Palomar Transient Factory*. <http://www.astro.caltech.edu/ptf/>. 79
- [Ras04] S. Rasanen (2004). *Dark energy from back-reaction*. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2 :3–+. [arXiv:astro-ph/0311257](#). 29
- [Rau03] J. Raux (2003). *Photométrie différentielle de supernovae lointaines mesurées avec le télescope spatial Hubble et estimation des paramètres cosmologiques*. Ph.D. thesis, Université Paris-Sud 11. 84
- [Rau09] A. Rau, S. R. Kulkarni, N. M. Law, et al. (2009). *Exploring the Optical Transient Sky with the Palomar Transient Factory*. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 121 :1334–1351. [arXiv:0906.5355](#). 79

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [Reg09] N. Regnault, A. Conley, J. Guy, et al. (2009). *Photometric calibration of the Supernova Legacy Survey fields*. *Astronomy & Astrophysics*, 506 :999–1042. [arXiv:0908.3808](#). 61, 72, 73, 85
- [Rev00] B. Revenu (2000). *Anisotropies de température et polarisation du rayonnement fossile : méthodes de détection et traitement de données*. Ph.D. thesis, Université de Paris 7. 19
- [Ric02] D. Richardson, D. Branch, D. Casebeer, et al. (2002). *A Comparative Study of the Absolute Magnitude Distributions of Supernovae*. *Astronomical Journal*, 123 :745–752. [arXiv:astro-ph/0112051](#). 37, 38
- [Rie96] A. G. Riess, W. H. Press, and R. P. Kirshner (1996). *A Precise Distance Indicator : Type IA Supernova Multicolor Light-Curve Shapes*. *Astrophysical Journal*, 473 :88–+. [arXiv:astro-ph/9604143](#). 49, 98
- [Rie98] A. G. Riess, A. V. Filippenko, P. Challis, et al. (1998). *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*. *Astronomical Journal*, 116 :1009–1038. [arXiv:astro-ph/9805201](#). 1, 28, 49
- [Rie04] A. G. Riess, L. Strolger, J. Tonry, 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*. *Astrophysical Journal*, 607 :665–687. [arXiv:astro-ph/0402512](#). 57
- [Rie07] A. G. Riess, L. Strolger, S. Casertano, et al. (2007). *New HST Discoveries of Type Ia SNe at  $z > 1$  : Narrowing Constraints on the Early Behavior of Dark Energy*. *Astrophysical Journal*, 659 :98–121. [arXiv:astro-ph/0611572](#). ix, 57, 58
- [Roe10] F. K. Roepke, W. Hillebrandt, D. Kasen, et al. (2010). *Modeling the Diversity of Type Ia Supernova Explosions*. ArXiv e-prints. [arXiv:1002.2505](#). 33
- [Rub80] V. C. Rubin, W. K. J. Ford, and N. . Thonnard (1980). *Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 / $R = 4$ kpc/ to UGC 2885 / $R = 122$  kpc/*. *Astrophysical Journal*, 238 :471–487. 26
- [S3] *Site du Southern Sky Survey*. <http://www.mso.anu.edu.au/skymapper/survey.php>. 79
- [San06] A. Sandage, G. A. Tammann, A. Saha, et al. (2006). *The Hubble Constant : A Summary of the Hubble Space Telescope Program for the Luminosity Calibration of Type Ia Supernovae by Means of Cepheids*. *Astrophysical Journal*, 653 :843–860. [arXiv:astro-ph/0603647](#). 38
- [San10] V. Sanglard and the Edelweiss collaboration (2010). *EDELWEISS-II Dark Matter search : Status and first results*. *Journal of Physics Conference Series*, 203(1) :012037–+. [arXiv:0912.1196](#). 27
- [Sch98] D. J. Schlegel, D. P. Finkbeiner, and M. Davis (1998). *Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds*. *Astrophysical Journal*, 500 :525–+. [arXiv:astro-ph/9710327](#). 43, 62
- [SDSa] *Site du Sloan Digital Sky Survey*. <http://www.sdss.org/>. 21
- [SDSb] *Site du Sloan Digital Sky Survey II Supernova Survey*. <http://www.sdss.org/supernova/aboutsupernova.html>. 78
- [Smo92] G. F. Smoot, C. L. Bennett, A. Kogut, et al. (1992). *Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps*. *Astrophysical Journal Letters*, 396 :L1–L5. 17
- [SNF] *Site de la Nearby Supernova Factory*. <http://snfactory.lbl.gov/>. 78
- [Sol10] A. Sollima, J. A. Carballo-Bello, G. Beccari, et al. (2010). *The fraction of binary systems in the core of five Galactic open clusters*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 401 :577–585. [arXiv:0909.1277](#). 33

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [Spr05] V. Springel, S. D. M. White, A. Jenkins, et al. (2005). *Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars*. *Nature*, 435 :629–636. [arXiv:astro-ph/0504097](#). 23
- [Sto99] R. C. Stone, J. R. Pier, and D. G. Monet (1999). *Improved Astrometric Calibration Regions along the Celestial Equator*. *Astronomical Journal*, 118 :2488–2502. 89
- [Sul06a] M. Sullivan, D. A. Howell, K. Perrett, et al. (2006). *Photometric Selection of High-Redshift Type Ia Supernova Candidates*. *Astronomical Journal*, 131 :960–972. [arXiv:astro-ph/0510857](#). 69
- [Sul06b] M. Sullivan, D. Le Borgne, C. J. Pritchett, et al. (2006). *Rates and Properties of Type Ia Supernovae as a Function of Mass and Star Formation in Their Host Galaxies*. *Astrophysical Journal*, 648 :868–883. [arXiv:astro-ph/0605455](#). 40, 48
- [Sul10] M. Sullivan, A. Conley, D. A. Howell, et al. (2010). *The dependence of Type Ia Supernovae luminosities on their host galaxies*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, pages 755–+. [arXiv:1003.5119](#). 48, 56
- [Ton03] J. L. Tonry, B. P. Schmidt, B. Barris, et al. (2003). *Cosmological Results from High- $z$  Supernovae*. *Astrophysical Journal*, 594 :1–24. [arXiv:astro-ph/0305008](#). 49
- [Tri98] R. Tripp (1998). *A two-parameter luminosity correction for Type IA supernovae*. *Astronomy & Astrophysics*, 331 :815–820. 46
- [Tri99] R. Tripp and D. Branch (1999). *Determination of the Hubble Constant Using a Two-Parameter Luminosity Correction for Type IA Supernovae*. *Astrophysical Journal*, 525 :209–214. [arXiv:astro-ph/9904347](#). 47
- [Wan05] X. Wang, L. Wang, X. Zhou, et al. (2005). *A Novel Color Parameter as a Luminosity Calibrator for Type Ia Supernovae*. *Astrophysical Journal Letters*, 620 :L87–L90. [arXiv:astro-ph/0501565](#). 47
- [Wan06a] L. Wang, M. Strovink, A. Conley, et al. (2006). *Nonlinear Decline-Rate Dependence and Intrinsic Variation of Type Ia Supernova Luminosities*. *Astrophysical Journal*, 641 :50–69. [arXiv:astro-ph/0512370](#). 47
- [Wan06b] X. Wang, L. Wang, R. Pain, et al. (2006). *Determination of the Hubble Constant, the Intrinsic Scatter of Luminosities of Type Ia Supernovae, and Evidence for Nonstandard Dust in Other Galaxies*. *Astrophysical Journal*, 645 :488–505. [arXiv:astro-ph/0603392](#). 47
- [Wei89] S. Weinberg (1989). *The cosmological constant problem*. *Reviews of Modern Physics*, 61 :1–23. 26
- [Wil67] R. W. Wilson and A. A. Penzias (1967). *Isotropy of Cosmic Background Radiation at 4080 Megahertz*. *Science*, 156 :1100–1101. 17
- [WMA] *Site du Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*. <http://map.gsfc.nasa.gov/>. 18, 20
- [Woo05] S. Woosley and T. Janka (2005). *The physics of core-collapse supernovae*. *Nature Physics*, 1 :147–154. [arXiv:astro-ph/0601261](#). 33
- [Woo07] W. M. Wood-Vasey, G. Miknaitis, C. W. Stubbs, et al. (2007). *Observational Constraints on the Nature of Dark Energy : First Cosmological Results from the ESSENCE Supernova Survey*. *Astrophysical Journal*, 666 :694–715. [arXiv:astro-ph/0701041](#). ix, 52, 53, 78
- [Zwi33] F. Zwicky (1933). *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*. *Helvetica Physica Acta*, 6 :110–127. 26
- [Zwi37] F. Zwicky (1937). *On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae*. *Astrophysical Journal*, 86 :217–+. 26



# Résumé

Le SuperNova Legacy Survey (SNLS) est un programme de détection et de suivi photométrique de plusieurs centaines de supernovæ de type Ia (SNe Ia) dont l'objectif est de retracer l'histoire de l'expansion cosmologique afin d'en déduire une caractérisation de la nature de l'énergie noire, c'est-à-dire une mesure de son paramètre d'état  $w_{DE}$ . La prise de données du SNLS est arrivée à son terme en juillet 2008 après 5 ans de programme.

Le travail réalisé dans le cadre de cette thèse a consisté en l'analyse de ces 5 ans de données SNLS et la photométrie des 419 SNe Ia détectées et spectroscopiquement identifiées. Pour chaque supernova, les courbes de lumière dans les bandes  $gMrMiMz_M$  sont produites, calibrées et ajustées par un modèle spectrophotométrique. Une nouvelle méthode de photométrie, sans rééchantillonnage des pixels des images, est également implémentée dans le cadre de cette thèse. En préservant les propriétés statistiques des pixels, elle permet de mieux contrôler les incertitudes sur la mesure des flux, et par là même, la précision sur la mesure des paramètres cosmologiques qui s'en déduit. Les performances des deux méthodes sont testées et comparées sur les étoiles de calibration et les supernovæ. Si la photométrie sans rééchantillonnage permet une estimation plus exacte des incertitudes de mesure du flux, la précision et la stabilité des deux méthodes sont quant à elles similaires.

Un lot de SNe Ia de statistique et de qualité inédites est maintenant disponible pour l'analyse de cosmologie. Avec le complément de supernovæ proches de programmes extérieurs, une contrainte à 5% sur la nature du paramètre d'état de l'énergie noire est donc pour la première fois envisageable.

# Abstract

The Supernova Legacy Survey (SNLS) is a program that aims at discovering and photometrically following hundreds of Type Ia supernovæ (SNe Ia). Its goal is to measure the expansion history of the Universe in order to constrain the nature of the dark energy, namely its equation of state  $w_{DE}$ . The survey completed its data taking during summer 2008 after 5 years of program.

This PhD work consists in the analysis of these 5 years of SNLS data and the photometry of the 419 Type Ia supernovæ discovered and spectroscopically identified. For each supernova, the lightcurves are produced in the  $gMrMiMz_M$  bands, calibrated and fitted with a spectrophotometric model. A new photometric method which does not make use of any pixel resampling has also been implemented and tested. This method preserves the pixels statistical properties, and produces this way more accurate flux measurement statistical uncertainties, that can be propagated to cosmological measurements. Both photometry results were checked and compared using calibration stars and supernovæ, proving that the accuracy of the new method flux measurement uncertainty is indeed better, and that the photometric accuracy and stability of both techniques are similar.

A sample of supernovæ with unprecedented statistics and quality is now available for cosmological analysis. With the complement of an external nearby supernovæ sample, a measurement within 5% of the dark energy equation of state of dark energy is thus for the first time within reach.