

Université Denis Diderot

Analyse différée des données de SNLS : mesure des paramètres cosmologiques et du taux d'explosion des supernovæ de type Ia

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 10 mai 2006

pour l'obtention du

Grade de docteur en Physique de l'Université de Paris VII
(spécialité Champs, Particules et Matières)

par

Vincent Luset

Composition du jury

<i>Président :</i>	Pierre Binétruy
<i>Directrice de thèse :</i>	Nathalie Palanque-Delabrouille
<i>Rapporteurs :</i>	Sylvie Lees-Rosier Yannick Mellier
<i>Examineurs :</i>	Bruno Leibundgut Bruno Mansoulié

Remerciements

Je remercie tout d'abord Bruno Mansoulié, qui m'a accueilli au Service de Physique des Particules du Commissariat à l'Energie Atomique pour cette thèse. Je remercie également Yves Charon, pour m'avoir accepté au DEA "Champs, Particules, Matières", puis dans son groupe d'enseignement à la faculté Denis Diderot. Cette expérience a été très enrichissante pour moi.

Mes remerciements les plus sincères et les plus forts vont à Nathalie Palanque-DeLabrouille, ma directrice de thèse, pour son encadrement chaleureux et dynamique tout au long de ces trois années. J'ai bénéficié constamment de son soutien et de ses conseils avisés, pour lesquels je tiens à lui exprimer ici toute ma gratitude. La disponibilité totale dont elle a fait preuve à mon égard à toutes les étapes de la thèse m'a permis d'avancer dans mon travail et de progresser méthodiquement dans ma compréhension de ses aspects scientifiques et techniques.

Merci à Jim Rich, d'abord pour m'avoir fait découvrir la cosmologie, dans un cours à l'Ecole Polytechnique il y a quelques années, puis pour toutes les discussions scientifiques que nous avons pu avoir pendant la thèse. Sa rigueur scientifique et sa grande disponibilité pour m'expliquer les subtilités de cette discipline ardue m'ont beaucoup aidé à progresser dans ma vision de la cosmologie et de la physique en général.

Merci également à Robert Mochkovitch, dont le cours sur l'astrophysique des hautes énergies au DEA "Champs, Particules, Matières" m'a fait découvrir les supernovæ et m'a donné envie de travailler sur ces objets fascinants.

Je tiens à remercier Eric Aubourg pour son encadrement tant sur le plan technique que scientifique, et pour tous les échanges particulièrement stimulants que nous avons pu avoir.

Un grand merci à Vanina Ruhlmann-Kleider, sans qui je n'aurais probablement pas réussi à terminer cette thèse dans les temps, pour sa gentillesse et sa disponibilité qui m'ont été particulièrement précieuses dans la dernière ligne droite.

Merci à Alain Milsztajn d'avoir été mon parrain au SPP. Son oreille attentive et le soutien moral qu'il m'a apporté dans les moments difficiles m'ont beaucoup aidé. Merci aussi pour les innombrables discussions scientifiques que nous avons eu, discussions toujours illustrées d'anecdotes intéressantes et au cours desquelles j'ai pu apprécier sa connaissance encyclopédique de tout ce qui se rapporte à l'espace.

Je tiens à remercier également tous les membres du jury : Sylvie Rosier Lees et Yannick Mellier pour avoir accepté d'être les rapporteurs de mon travail, Bruno Mansoulié, Bruno Leibundgut qui a fait le déplacement depuis Garching à cette occasion, et Pierre Binétruy pour avoir accepté de présider ce jury.

Je remercie tous les membres de la collaboration SNLS qui ont permis à ce travail de

voir le jour, en particulier l'équipe du LPNHE, Reynald Pain, Pierre Astier, Julien Guy et Nicolas Regnault, pour les confrontations d'idées qui nous ont souvent permis d'avancer, ainsi que pour leur disponibilité pour nous expliquer certains des outils de l'analyse en temps réel.

Nous avons abondamment utilisé le logiciel de soustraction d'images Triton de Laurent Le Guillou pour cette analyse; qu'il en soit remercié ici.

Mes remerciements vont également à l'ensemble du groupe Cosmologie du SPP, Christophe Magneville, Dominique Yvon, Christophe Yèche, Jean-Baptiste Melin, pour toutes les conversations et débats, scientifiques ou non, que nous avons eu, en particulier autour du repas le midi; conversations qui m'ont beaucoup apporté.

Merci à mes camarades de bureau successifs, Patrick Tisserand et Guillaume Mention, pour tous les bons moments passés à discuter et à échanger des anecdotes sur la vie de thésard.

Et, finalement, un grand merci à mes parents pour leur soutien logistique et moral sans faille au cours de ces années, ainsi qu'à mes amis pour avoir été là, hier, aujourd'hui et, j'espère, demain.

Table des matières

Introduction	9
Chapitre 1 Brève introduction à la cosmologie	11
1.1 Le cadre théorique	11
1.1.1 Les origines théoriques et observationnelles	11
1.1.2 Le principe cosmologique et les principales équations de la cosmologie	14
1.1.3 Les paramètres cosmologiques	16
1.2 De la théorie à la mesure	21
1.2.1 Le CMB	21
1.2.2 Les amas de galaxies	25
1.2.3 Distribution spatiale des galaxies	28
1.2.4 Le pic acoustique baryonique	28
1.2.5 Le <i>cosmic shear</i>	29
1.3 Les supernovæ de type Ia : distance de luminosité et diagramme de Hubble	31
1.3.1 Mesure des distances en cosmologie	31
1.3.2 Distance de luminosité	33
1.3.3 Diagramme de Hubble	34
Chapitre 2 Les supernovæ	41
2.1 Les supernovæ : généralités, définition et classification	41
2.1.1 Premières observations et premières interprétations	41
2.1.2 Classification observationnelle	44
2.2 L'évolution stellaire et la fin de vie des étoiles	48
2.3 Les supernovæ gravitationnelles	50
2.3.1 Des supergéantes	50

2.3.2	La formation d'un astre compact et la supernova	52
2.4	Les supernovæ thermonucléaires	54
2.4.1	La naine blanche, ultime étape de la vie d'une étoile de masse moyenne	54
2.4.2	Les systèmes binaires et le rallumage d'une naine blanche . . .	55
2.4.3	Principales propriétés : énergie, courbe de lumière et spectre . .	57
2.4.4	Taux d'explosion	59
2.5	Observation des SNIa	61
2.5.1	Les expériences de première génération	61
2.5.2	Aujourd'hui, une deuxième génération en plein essor	62
2.5.3	Demain, une troisième génération spatiale?	63
Chapitre 3 Le Supernova Legacy Survey		67
3.1	Le Télescope Canada-France-Hawaï	67
3.2	MegaPrime et MegaCam	67
3.2.1	La plus grande caméra CCD au monde	67
3.2.2	Filtres d'observation et efficacité	70
3.3	Le CFHTLS : trois relevés, du système solaire à l'Univers lointain . . .	72
3.3.1	Le relevé très large (<i>Very Wide Survey</i>)	72
3.3.2	Le relevé large (<i>Wide Survey</i>)	73
3.3.3	Le relevé profond (<i>Deep Survey</i>)	73
3.4	Le <i>Supernova Legacy Survey</i> (SNLS)	73
3.4.1	Un grand relevé photométrique	73
3.4.2	Un grand relevé spectroscopique	75
3.4.3	Objectifs	75
3.5	Fonctionnement de la chaîne de traitement des données en temps réel .	76
3.5.1	La méthode de recherche glissante	76
3.5.2	Traitement et soustraction des images	77
3.5.3	Sélection des candidats et décision de spectroscopie	80
3.5.4	Identification des SNIa et mesure finale	81
3.6	Au-delà du diagramme de Hubble	83
3.6.1	Mesure du taux d'explosion	83
3.6.2	Environnement galactique et extra-galactique des SNIa	84
3.6.3	Diagramme de Hubble des SNII-p	85

Chapitre 4 Traitement des images et construction des courbes de lumière **87**

4.1	Les principales étapes de la soustraction d'images	88
4.1.1	Choix de l'image de référence	88
4.1.2	Alignement astrométrique	90
4.1.3	Alignement photométrique - Calcul du noyau de convolution . .	91
4.2	Application à la chaîne de traitement et de réduction des données de SNLS	93
4.2.1	Fabrication de l'image de référence et alignement des images . .	93
4.2.2	Soustraction des images et détections de fluctuations	98
4.2.3	Construction des cartes de détections	99
4.2.4	Construction des courbes de lumière	101
4.2.5	Bilan	101
4.3	Vérification de la chaîne photométrique sur les SNIa spectrées	102

Chapitre 5 Analyse des courbes de lumières et première sélection des candidats **107**

5.1	Paramétrisation des courbes de lumière	107
5.1.1	Description	107
5.1.2	Nettoyage des courbes de lumière	109
5.1.3	Détermination de la ligne de base	111
5.1.4	Détection des fluctuations	111
5.1.5	Amélioration de la procédure	112
5.2	Un ajustement analytique simple	113
5.3	Critères de sélection des candidats supernovæ	115
5.3.1	Coupures fiduciaires	116
5.3.2	Distinction étoile - galaxie pour l'hôte	116
5.3.3	Coupures sur les paramètres des courbes de lumière	120
5.3.4	Utilisation de l'ajustement analytique	121
5.3.5	Suppression des accumulations de candidats	124
5.4	Résultats de la sélection des candidats	126
5.4.1	Bilan des coupures	126
5.4.2	Vérification des coupures sur les SNIa issues de l'analyse en temps réel	128

Chapitre 6	Evaluation du redshift, sélection finale et identification	135
6.1	Courbes de lumière multi-filtres	135
6.1.1	Photométrie	136
6.1.2	Ajustement à un modèle de courbe de lumière	137
6.2	Résultat de la photométrie sur les candidats pré-sélectionnés	139
6.2.1	Considérations sur le résultat de la photométrie différentielle	139
6.2.2	Sélection des candidats sur le nombre de filtres disponibles	140
6.2.3	Sélection sur le flux avant estimation du redshift	141
6.3	Estimation photométrique du redshift des SNIa	142
6.3.1	Test sur les SNIa spectrées et identifiées	145
6.3.2	Sélection finale des candidats SNIa de l'analyse différée	145
6.4	Bilan de la sélection finale des candidats SNIa de l'analyse différée	152
6.4.1	Bilan des coupures	152
6.4.2	Effet des coupures sur les SNIa issues de l'analyse en temps réel	154
6.4.3	Exemples de nouveaux candidats SNIa	154
Chapitre 7	Science	157
7.1	Propriétés des candidats SNIa découverts par l'analyse différée	157
7.1.1	Redshifts et magnitudes	157
7.1.2	Paramètres intrinsèques : <i>stretch</i> et couleur	159
7.1.3	Distance au centre de la galaxie-hôte	159
7.2	Mesure du taux d'explosion des SNIa	161
7.2.1	Echantillon utilisé	162
7.2.2	Calcul du taux d'explosion	162
7.2.3	Comparaison avec les autres mesures	164
7.3	Mesure des paramètres cosmologiques Ω_M, Ω_Λ	165
7.3.1	Estimateur utilisé	165
7.3.2	Diagramme de Hubble	166
7.4	Perspectives d'amélioration de l'analyse différée des données des grands relevés à grand champ	169
7.4.1	Photométrie	169
7.4.2	Analyse des courbes de lumière	172
Conclusion		175

Annexes	179
DEMON	
ou	
la prochaine génération des relevés	
spatiaux multi-longueur d'ondes	181
1 Description	182
1.1 Un télescope optique	182
1.2 8 télescopes X	182
1.3 Un relevé complémentaire au sol	182
1.4 But scientifique	183
2 Travail personnel sur le projet	184
Bibliographie	185
	193

Introduction

La cosmologie observationnelle a pour but d'étudier les caractéristiques de l'Univers dans sa globalité afin d'en comprendre et retracer l'histoire. Mesurer les distances d'objets appelés "chandelles standard", dont la luminosité est reproductible, permet de fixer des contraintes sur les paramètres cosmologiques intervenant dans le modèle standard du Big Bang, tels que les densités des principaux constituants de l'Univers.

L'observation et la classification des supernovæ depuis les années 1930 ont conduit à la mise en évidence d'une sous-classe particulière : les supernovæ de type Ia. Ces objets résultent, d'après le scénario le plus couramment admis, de l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche ayant accreté de la matière d'un compagnon dans un système binaire, jusqu'à atteindre une masse limite appelée masse de Chandrasekhar. Ce processus d'explosion relativement homogène permet d'espérer que ces supernovæ soient des chandelles standard, ce qui se trouve être globalement confirmé par l'observation de ces supernovæ dans l'Univers local. De plus, la quantité d'énergie libérée au cours de l'explosion est telle que la supernova atteint une luminosité comparable à celle d'une galaxie entière pendant quelques semaines, devenant ainsi visible à de très grandes distances.

L'intérêt porté à ces objets s'est accru depuis le début des années 90. Deux groupes internationaux, le *Supernova Cosmology Project* et le *High-Z Team*, se sont lancés dans leur étude systématique en vue de mesurer les paramètres cosmologiques. Cependant, bien que la luminosité au maximum de ces objets présente une faible dispersion ($\sim 0,4$ mag), celle-ci reste encore trop importante pour effectuer des mesures de distances précises. Néanmoins, les dizaines de supernovæ obtenues par ces deux groupes ont permis de confirmer l'existence de corrélations déjà soupçonnées entre la luminosité maximale et des quantités observables telles que le taux de déclin de la courbe de lumière ou encore la couleur de la supernova. La prise en compte de ces corrélations permet alors de réduire la dispersion au maximum à $\sim 0,15$ mag, faisant ainsi des SNIa les indicateurs de distance les plus précis à ce jour. Plus important encore, la recherche et l'analyse de ces dizaines de SNIa conduit à la mise en évidence de l'accélération de l'expansion de l'Univers, signalant de cette manière la présence d'un nouveau constituant dont la nature demeure inconnue et que l'on désigne sous le terme d'*énergie noire*.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une nouvelle expérience, débutée au printemps 2003 : le *SuperNova Legacy Survey* (SNLS) dont les motivations principales sont de vérifier les résultats précédents avec une meilleure précision et, s'ils sont confirmés, de progresser dans la détermination la nature de cette énergie noire, via son équation d'état. De grands moyens sont mis en œuvre, aussi bien pour la découverte et le suivi photométrique des

candidats que pour l'identification spectroscopique. Prévu pour une durée de cinq ans, ce projet envisage d'étudier environ 700 SNIa, à des décalages vers le rouge compris entre 0,2 et 1. Cette grande statistique offrira une mesure du paramètre w de l'équation d'état de l'énergie noire avec une précision de l'ordre de 10%, permettant ainsi de commencer à discriminer entre différentes hypothèses sur la nature de l'énergie noire.

Nous resituons dans un premier temps le cadre cosmologique dans lequel nous nous plaçons, en présentant plus particulièrement les paramètres cosmologiques intervenant dans le modèle standard, tels que la constante de Hubble H_0 , la densité de matière Ω_M , la densité d'énergie noire Ω_Λ et le paramètre w de son équation d'état, rapport entre sa pression p et sa densité d'énergie ρ . Nous présentons différents tests observationnels pour mesurer ces paramètres, et nous montrerons comment ils peuvent être contraints en effectuant des mesures de distance à l'aide de chandelles standard.

Nous présenterons dans le chapitre 2 les principales étapes de l'évolution stellaire qui mènent aux différents types de supernovæ, en donnant les principales caractéristiques de la sous-classe des SNIa.

Le projet SNLS est présenté au chapitre 3. Une nouvelle stratégie d'observation a été mise au point : la méthode de la *recherche glissante*, qui permet de découvrir et de suivre simultanément plusieurs supernovæ grâce à l'observation répétée des mêmes champs, et ceci à l'aide d'un seul instrument : le *Canada France Hawaii Telescope* (CFHT), doté de MegaCam, la plus grande caméra CCD au monde. Nous présentons également les différentes étapes de la chaîne d'analyse en temps réel de SNLS, depuis la détection des candidats SNIa jusqu'à leur identification grâce aux observations spectroscopiques réalisées à l'aide des plus grands télescopes terrestres actuels (VLT, Keck et Gemini).

Les chapitres qui suivent décrivent la chaîne d'analyse différée des données mise en place dans la cadre de cette thèse. Le chapitre 4 présente le traitement photométrique des images qui, à partir des images brutes du télescope, procède à une nouvelle détection de candidats selon une technique complètement indépendante de la chaîne d'analyse en temps réel. Plusieurs millions de courbes de lumière sont construites à ce moment, correspondant en très grande majorité à du bruit photométrique.

L'analyse de ces courbes de lumière est décrite dans le chapitre 5, où sont présentées des coupures de sélection qui permettent de passer de millions de courbes de lumière à quelques centaines de candidats. La sélection complète de candidats SNIa n'est cependant pas possible à cette étape, qui ne concerne qu'un seul des quatre filtres d'observation de SNLS.

Le chapitre 6 présente donc la sélection finale des candidats SNIa issus de l'analyse différée des données du *SuperNova Legacy Survey*, basée sur les courbes multi-filtres correspondant aux candidats retenus à l'étape précédente. Cette sélection nécessite entre autres l'estimation photométrique du décalage vers le rouge de ces candidats SNIa, selon une technique originale présentée dans ce même chapitre.

Enfin le chapitre 7 décrit l'exploitation de ces nouvelles données en terme de contrôle d'éventuels biais de sélection dans la chaîne d'analyse en temps réel, de mesure du taux d'explosion des SNIa et de la mesure des paramètres cosmologiques Ω_M et Ω_Λ .

1

Brève introduction à la cosmologie

Il n'est pas exagéré de dire que la cosmologie a connu dans les 10 dernières années une révolution. Les découvertes se sont succédées (les fluctuations du CMB, l'accélération de l'expansion de l'Univers, le pic acoustique baryonique...) et la précision des mesures s'est accrue notablement.

Toute aussi importante a été le renforcement de la confiance dans l'interprétation des mesures, grâce à leur redondance dans la détermination des paramètres cosmologiques.

Nous assistons actuellement à l'émergence d'un modèle standard de notre Univers, vers lequel les mesures semblent converger, sans qu'il soit réellement compris. En particulier, 95% de son contenu énergétique serait dans deux composantes obscures, à la dynamique radicalement différente : la matière noire et l'énergie noire.

Il est donc nécessaire de pousser plus loin les mesures existantes pour progresser dans la compréhension de la nature de ces composantes obscures. L'utilisation de nouvelles sondes (cisaillement gravitationnel faible, effet Sunyaev-Zeldovich...), dans un avenir proche, contribuera également à permettre d'entrer dans l'ère de la cosmologie de précision.

Avant de décrire le travail effectivement réalisé dans cette thèse, il convient de présenter le cadre théorique dans lequel la cosmologie s'inscrit, ainsi que les différents paramètres cosmologiques et les moyens existants permettant pour les mesurer.

1.1 Le cadre théorique

1.1.1 Les origines théoriques et observationnelles

La relativité générale

En 1916-1917, Albert Einstein proposa un modèle de l'Univers fondé sur sa nouvelle théorie de la gravitation, la relativité générale (1915). Il avait déjà implicitement introduit le concept d'espace-temps en 1905 avec la relativité restreinte, concept qui fut clarifié par Poincaré en 1905 et Minkowski en 1908. Dans cette nouvelle théorie de la relativité générale, il montra que la gravitation est équivalente à une courbure de cet espace-temps.

Cependant, les équations menaient à un Univers qui n'était pas statique alors que l'expansion de l'Univers n'avait pas encore été mise en évidence. Einstein supposa donc l'existence d'une force de répulsion entre les galaxies qui contrebalancerait la force d'attraction gravitationnelle : la *constante cosmologique* Λ ¹.

Un Univers en expansion

En 1912-1914, l'astronome Slipher fut le premier à appliquer les méthodes de la spectrographie pour l'étude des planètes et des nébuleuses. Il remarqua alors que ces dernières, à l'exception de quelques-unes (la nébuleuse d'Andromède M31 par exemple), présentaient toutes un *décalage vers le rouge* des raies spectrales : il venait de découvrir le **redshift**. Pour un photon émit à une longueur d'onde λ_e et observé sur Terre à une longueur d'onde λ_0 , le redshift z est défini par la relation :

$$z = \frac{\lambda_0}{\lambda_e} - 1 = \frac{v}{c}$$

Cet effet, interprété comme l'expression de leur vitesse v (effet Doppler-Fizeau), montrait que la plupart des nébuleuses s'éloignaient de notre galaxie.

En 1917 l'astronome Edwin Hubble, attaché à l'observatoire du Mont Wilson aux États-Unis, montra que certaines nébuleuses observées dans le ciel étaient dans notre galaxie (nébuleuses planétaires) alors que d'autres, les spirales, se trouvaient à l'extérieur.

En 1923, il s'intéressa à une catégorie d'étoiles variables, les Céphéides, dont la relation période-luminosité (loi de Leavitt-Shapley) permet de mesurer leur distance. En observant par exemple celles situées dans la grande nébuleuse d'Andromède M31, il estima qu'elle se situe à une distance de 800.000 années-lumière² : M31 est en fait une autre galaxie, semblable à la nôtre. Il identifia ainsi de nombreuses nébuleuses comme des galaxies extérieures.

En 1929, en compagnie de l'astronome Humason, et s'inspirant des résultats de Slipher, ils mesurèrent à l'aide des Céphéides la distance des galaxies et découvrirent qu'en dehors des galaxies les plus proches, animées d'un mouvement chaotique, toutes les galaxies semblent s'éloigner de nous à une vitesse v proportionnelle à leur distance d : c'est la **loi de Hubble** (voir figure 1.1 et Hubble 1929 [31]) :

$$v = H_0 \times d$$

Le facteur de proportionnalité H_0 , est appelé *constante de Hubble*.

La loi de proportionnalité entre distance et vitesse peut être interprété comme le fait que la récession des galaxies ne correspond pas à un déplacement véritable par rapport à un espace statique, mais au contraire à une expansion de l'Univers lui-même.

La loi de Hubble est valable pour un taux d'expansion de l'Univers H_0 constant. Comme on le verra plus tard, ce dernier a beaucoup varié avec le temps, aussi faut-il

¹Qui avait une valeur bien précise calculée alors pour obtenir ce caractère stationnaire de l'Univers tel qu'on l'imaginait au début du siècle.

²En réalité, on estime aujourd'hui qu'elle se situe à 2,36 millions d'années-lumière.

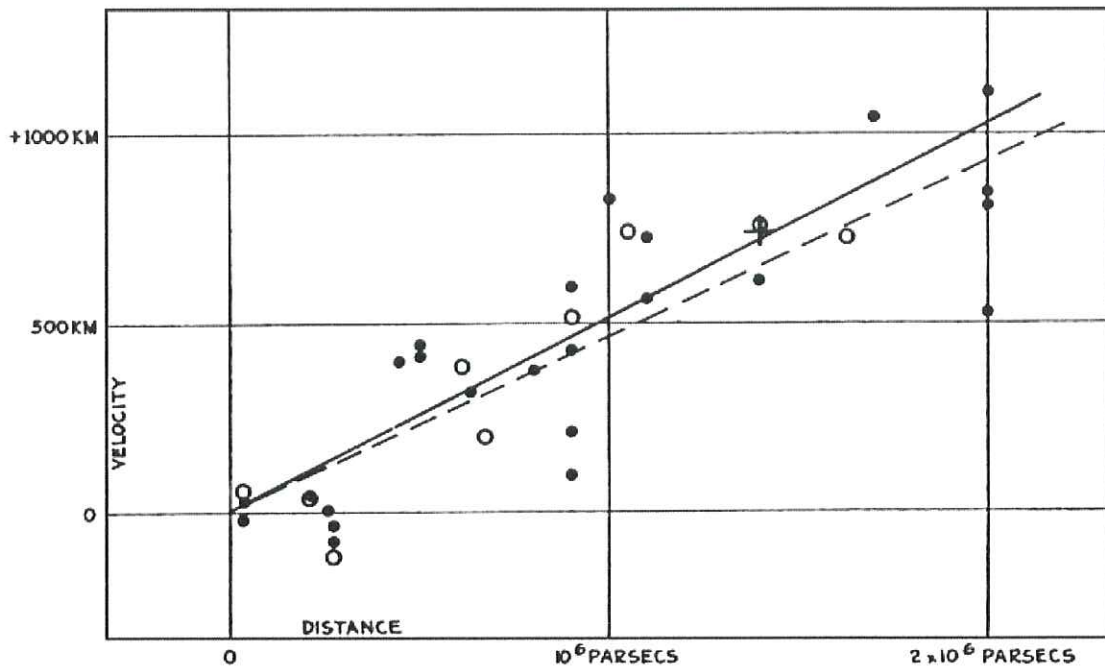


FIG. 1.1 – Les observations originales de Hubble et Humason en 1929, qui comparent la vitesse des galaxies en fonction de leur distance. Le facteur de proportionnalité est la constante de Hubble H_0 . La valeur trouvée à l'époque ($\sim 500 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$) s'est révélée fautive de près d'un facteur 10, en raison de l'utilisation de Céphéides différentes de celles du Grand Nuage de Magellan, qui étalonnaient les distances.

prendre en compte cette variation quand on observe des objets de plus en plus lointains. La loi de Hubble reste valide dans une bonne approximation jusqu'à 500 Mpc (mégaparsec³).

L'histoire de la découverte de la théorie de la relativité générale et de l'observation expérimentale de l'expansion de l'Univers illustre parfaitement la démarche du cosmologiste, qui cherche à confronter théorie et observations.

Ce qui suit présente le modèle standard de la cosmologie tel qu'il est vu aujourd'hui, où l'Univers est issu d'un Big Bang chaud. C'est le modèle avec lequel les observations du fond diffus cosmologique ou de l'abondance des éléments légers cadrent le mieux.

La cosmologie observationnelle a pour buts de comprendre comment l'Univers a évolué depuis le plasma originel pour donner des galaxies et des structures telles qu'on les voit aujourd'hui, et de mesurer précisément les paramètres du modèle, comme le taux d'expansion actuel de l'Univers (constante de Hubble H_0) et les densités relatives de matière Ω_M et d'énergie noire Ω_Λ .

³1 parsec (pc) vaut 3,26 années-lumière ou $3,09 \times 10^{16}$ mètres ; 1 Mpc = 10^6 pc

1.1.2 Le principe cosmologique et les principales équations de la cosmologie

Les hypothèses de base

Il n'existe plus de modèle sérieux de la cosmologie qui ne soit basé sur un Big Bang, c'est à dire une phase initiale extrêmement dense et chaude. La découverte du fond diffus cosmologique⁴, ainsi que la mesure de H_0 à une valeur compatible avec l'âge des plus vieilles étoiles, ont par exemple rendu caducs les modèles qui prévoyaient une création continue de matière.

Tous les modèles de Big Bang sont construits dans le cadre de la relativité générale et, pour l'instant, utilisent une description métrique (c'est à dire non-quantique) de la gravité. Ils sont basés sur des hypothèses très générales qui sont décrites dans la section suivante.

Le contenu matériel de l'Univers est vu comme plusieurs fluides parfaits, décrits entièrement par leur densité ρ_i et leur pression p_i (ce qui revient à supposer que l'Univers est homogène et isotrope, voir ci-dessous).

Enfin les lois de la physique sont considérées universelles.

Le principe cosmologique : un Univers homogène et isotrope

La cosmologie moderne tire donc son origine dans la théorie de la relativité générale d'Albert Einstein. Celle-ci décrit comment la métrique de l'espace-temps est reliée localement à son contenu énergétique via les fameuses équations d'Einstein :

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

- $g_{\mu\nu}$ est la *métrique* locale ;
- $R_{\mu\nu}$ est le *tenseur de Ricci*, qui exprime la déformation de l'espace-temps due à la gravitation. $R_{\mu\nu}$ est fonction du tenseur métrique $g_{\mu\nu}$ et de ses dérivées premières et secondes ;
- R est la trace du tenseur $R_{\mu\nu}$, appelée *scalaire de Ricci* ;
- G est la constante gravitationnelle : $G = 6,67 \times 10^{-11} \text{ m}^3.\text{kg}^{-1}.\text{s}^{-2}$;
- c est la vitesse de la lumière dans le vide : $c = 299.792.458 \text{ m.s}^{-1}$;
- $T_{\mu\nu}$ est le *tenseur énergie-impulsion* qui décrit la répartition de la masse et de l'énergie dans l'espace-temps ;
- Λ est la constante cosmologique, ajoutée par Einstein (à une valeur bien précise) pour que l'Univers décrit par ses équations soit statique. Plus tard il déclara que c'était "*la plus grande erreur de sa vie*". Après être tombée en désuétude, elle a fait un retour remarqué en cosmologie à la fin des années 90 grâce à l'observation de supernovæ lointaines (voir chapitre 2).

⁴plus connu sous son acronyme anglais CMB, pour *Cosmic Microwave Background*

Cependant, généraliser cette théorie, locale, à l'Univers entier serait impossible sans deux de ses propriétés fondamentales que l'on regroupe sous le nom de **principe cosmologique** :

- l'Univers est, en bonne approximation (à grande échelle), **homogène** : il est vu de manière identique de n'importe lequel de ses points ; il n'y a ni endroit privilégié, ni direction particulière.
Cette propriété n'est pas facilement testable. Pour le moment seuls les comptages de galaxies, encore limités en distance, permettent de voir qu'elle semble réalisée à l'échelle de 100 Mpc. L'uniformité du CMB (voir section 1.2.1) paraît confirmer cela.
- l'Univers est **isotrope** : il semble être le même, à grande échelle, quand on regarde dans n'importe quelle direction.
Des indications directes de cette propriété sont la distribution "lissée" des amas de galaxies à grande échelle ou l'uniformité, jusqu'à la précision relative de 10^{-5} , du CMB. Son observation montre de plus que l'Univers n'a pas de rotation d'ensemble de plus de 10^{-14} radians par an.

La métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW)

On montre assez facilement⁵ que la métrique d'un Univers homogène et isotrope peut toujours s'écrire sous la forme de la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) :

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

Les paramètres physiques de cette équation sont :

- k , qui vaut +1, 0 ou -1 selon que la *courbure* de l'espace est positive, nulle ou négative. Ces valeurs correspondent respectivement à un espace localement isotrope à une 3-sphère, plat (euclidien) ou hyperbolique. Ce caractère est précisément lié au contenu énergétique de l'Univers via les équations d'Einstein ;
- $a(t)$, appelé *facteur d'échelle*. C'est lui qui décrit comment l'espace évolue au cours du temps et qui contient donc toute la dynamique de l'Univers.

A noter qu'à partir d'ici, on prend $c = 1$ pour alléger les notations. La constante c peut cependant facilement être rajoutée aux équations par simple analyse dimensionnelle.

L'équation de Friedman-Lemaître

On définit usuellement à partir du facteur d'échelle le paramètre de Hubble H qui mesure le taux d'expansion de l'Univers : $H \equiv \dot{a}/a$ (à ne pas confondre avec la *constante* de Hubble H_0 qui en est la valeur aujourd'hui).

⁵Le lecteur pourra trouver toutes les démonstrations rigoureuses relatives à ce chapitre dans l'excellent livre "Fundamentals of Cosmology" de James Rich [47]

Pour décrire l'évolution de ce paramètre avec le temps, on a recours aux équations d'Einstein ; sans rentrer dans le détail on obtient alors l'équation de Friedman :

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

où ρ_i représente la densité d'énergie de la composante i de l'Univers (matière, rayonnement par exemple). On obtient également l'équation de décélération :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \sum_i (\rho_i + 3p_i)$$

où p_i représente la pression de la composante i de l'Univers.

On voit donc qu'à travers ces équations, le taux d'expansion de l'Univers est directement relié à son contenu énergétique et à sa courbure, tandis que la décélération (ou l'accélération) de son expansion dépend uniquement de son contenu énergétique.

Il est en pratique très utile d'écrire l'équation de Friedmann en utilisant les densités réduites d'énergie. Pour cela on définit d'abord la *densité critique* $\rho_c \equiv 3H^2/8\pi G$, qui correspond à la densité d'un Univers sans courbure ($k = 0$). Sa valeur actuelle est d'environ $9 \times 10^{-27} \text{ kg.m}^{-3}$.

En divisant l'équation de Friedman par H^2 , on obtient "l'équation des Ω " :

$$\sum_i \Omega_i = 1 - \Omega_k$$

où $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$ pour chacun des différents types d'énergie composant l'Univers et $\Omega_k = -k/H^2 a^2$ pour la courbure. Sous cette écriture, cette dernière est donnée directement par l'écart entre la somme des Ω_i et 1.

Il ne reste donc plus qu'à énumérer, puis mesurer, ces différentes composantes pour connaître la topologie et l'évolution de notre Univers au fil du temps.

1.1.3 Les paramètres cosmologiques

La constante de Hubble

La constante de Hubble est fondamentale dans toute la cosmologie. La connaissance de sa valeur est nécessaire pour mesurer les autres paramètres comme l'âge de l'Univers ou sa composition en matière et énergie noire.

La valeur de H_0 , initialement mesurée à $500 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ par Hubble lui-même, a été un sujet de controverse pendant plusieurs décennies, entre les tenants d'une valeur haute (proche de $100 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$) et ceux d'une valeur plus basse (aux environs de $50 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$).

La première valeur permettait d'éviter une partie des problèmes liés à la découverte de la masse manquante dans l'Univers ; mais l'âge de l'Univers alors obtenu est inférieur à celui estimé pour les plus vieilles étoiles observées dans des amas globulaires de notre galaxie.

La détermination de sa valeur fut une des principales raisons pour construire le télescope spatial Hubble. Le *Hubble Key Project* avait pour mission de déterminer H_0 en mesurant, grâce à l'observation de Céphéides, la distance de galaxies dans lesquelles des supernovæ de type Ia avaient été observées. Cette mesure étalonnait la luminosité de ces supernovæ, permettant de les utiliser à leur tour pour mesurer la distance de galaxies jusqu'à 400 Mpc.

La valeur trouvée est $72 \pm 8 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ (voir Freedman et al. 2001 [21]). Ce résultat a été confirmé et affiné depuis par les mesures du satellite WMAP⁶ (voir Spergel et al. 2003 [53]) et du *Sloan Digital Sky Survey* (voir Tegmark et al. 2004 [54] pour une analyse croisée des résultats des deux expériences) et la valeur actuellement retenue est la suivante :

$$H_0 = 70_{-3}^{+4} \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$$

La densité totale

$\Omega_T = \sum_i \Omega_i$ peut être déterminé à partir du spectre des anisotropies du fond diffus cosmologique (voir section 1.2.1)). Le premier pic de ce spectre correspond à l'échelle angulaire de l'horizon sonique au moment de la neutralisation des atomes de l'univers (lorsque sa température est suffisamment basse pour permettre la formation d'hydrogène neutre à partir des électrons et des protons du plasma).

On s'attend dans le cadre d'un Univers plat⁷ à trouver ce pic aux moments multipolaires proches de $l \approx 220$, ou $\theta \sim 0,8 \text{ deg}$, ce qui s'accorde très bien aux observations :

$$\Omega_T = 1,02 \pm 0,02$$

Cette valeur est en accord avec la valeur trouvée en combinant les paramètres cosmologiques déterminés par d'autres expériences ($\Omega_M - \Omega_\Lambda$ pour les observations de supernovæ, Ω_M pour les observations de galaxies par exemple).

La densité de rayonnement Ω_γ

Les particules les plus abondantes de l'Univers sont de loin les photons du fond diffus cosmologique. Ces photons ont un spectre thermique quasiment parfait (voir section 1.2.1) correspondant à une température de $T_\gamma = 2,735 \text{ K}$ et à un nombre volumique de $n_\gamma = 411 \text{ cm}^{-3}$.

En dépit de leur grande abondance, la faible température des photons du CMB résulte en une faible densité d'énergie :

$$\Omega_\gamma \sim 4,87 \times 10^{-5}$$

⁶Voir <http://map.gsfc.nasa.gov/>

⁷Et pour des valeurs raisonnables de H_0 , $H_0 > 50 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$, et de Ω_M , $\Omega_M > 0,1$, ce qui semble être confirmé par les observations cosmologiques complémentaires.

A noter que la densité associée au rayonnement évolue avec le facteur d'échelle selon la relation suivante :

$$\rho_\gamma \propto \frac{1}{a^4}$$

Un facteur a^{-3} vient de la dilatation de l'espace, et un autre facteur a^{-1} vient du redshift subit par les photons au cours de leur voyage.

En remontant le temps on trouve donc une époque (quand l'Univers était âgé de moins de 10^5 ans) où la radiation dominait le bilan énergétique de l'Univers.

La densité de neutrinos Ω_ν

De la même manière qu'il existe un fond diffus cosmologique de photons, il doit exister un fond diffus de neutrinos, qui date de l'époque où ces derniers étaient thermalisés (pour $T \geq 10^{10}$ K). On sait calculer de manière exacte la densité de neutrinos dans l'Univers aujourd'hui ($n_\nu = (3/11) n_\gamma$ par espèce).

Selon que ces neutrinos sont encore relativistes ou non aujourd'hui (ce qui dépend de leur masse), on obtient une contribution différente au bilan énergétique de l'Univers :

$$\Omega_\nu \sim 1,15 \times 10^{-5} \quad \text{si } m_\nu \ll 10^{-4} \text{ eV}$$

$$\Omega_\nu \sim 0,2 \frac{m_\nu}{10 \text{ eV}} \quad \text{si } m_\nu \gg 10^{-4} \text{ eV}$$

Par ailleurs il est possible de contraindre la masse des neutrinos via leur contribution Ω_ν . En effet, si une fraction significative de la matière noire est composée de neutrinos légers et relativistes ("matière noire chaude"), l'histoire de la formation des structures et les propriétés du CMB aux petites échelles angulaires ne sont pas les mêmes.

Les spectres de puissance des inhomogénéités des galaxies et des anisotropies du CMB s'en trouveraient changés. Les études les plus récentes qui analysent conjointement les résultats des relevés de galaxies (*Sloan Digital Sky Survey*) et du CMB (WMAP) n'ont pas vu un tel effet, ce qui permet d'obtenir une limite supérieure sur la masse des neutrinos (voir Seljak et al. 2005 [51]) :

$$\sum m_\nu < 0,42 \text{ eV}$$

La densité baryonique Ω_b

L'Univers à grande échelle est homogène, et on peut estimer sa densité de galaxies dans les relevés de galaxies :

$$n_{gal} \sim 5 \times 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3}$$

Sans rentrer dans les détails, en considérant la luminosité moyenne de l'Univers on obtient la densité de masse moyenne correspondant à la partie visible des galaxies :

$$\rho_{vis} \sim 4 \times 10^8 M_\odot \cdot \text{Mpc}^{-3} \Leftrightarrow \Omega_{vis} \sim 3 \times 10^{-3}$$

On voit donc que les étoiles, la matière visible, comptent pour moins de 1% du bilan en énergie de l'Univers.

On estime que la densité de baryons est supérieure d'un ordre de grandeur à celle des baryons visibles. Cette estimation provient de la théorie de la nucléosynthèse des éléments légers qui permet de calculer les abondances relatives des éléments légers (éléments formés peu de temps après le Big Bang, un mélange formé d'à peu près 75% (en masse) d'hydrogène H et de 25% d'hélium ^4He accompagnés de traces de ^2H , ^3He et ^7Li) en fonction de Ω_b .

Même s'il reste quelques incertitudes sur les abondances des éléments les plus rares (en particulier le lithium ^7Li), les mesures semblent converger (voir figure 1.2) vers la valeur de Ω_b suivante :

$$\Omega_b = 0,048 \pm 0,007$$

Cette valeur de Ω_b a d'ailleurs été confirmée par l'expérience WMAP (voir section 1.2.1).

La densité de matière Ω_M

Les galaxies et les amas de galaxies ont été formés par effondrement gravitationnel de matière non-relativiste. Il est cependant difficile de comprendre comment une distribution très homogène de baryons à l'époque du découplage matière-rayonnement a pu engendrer assez "rapidement" des structures comme les galaxies et les amas.

En pratique les simulations montrent que si la densité de matière est celle des baryons (bien connue par ailleurs grâce aux mesures d'abondance des éléments légers), les structures n'auraient pas dû se former sur les échelles de temps auxquelles nous les observons.

Par ailleurs, on sait depuis les années 1930 que les amas de galaxies contiennent une fraction très significative de matière noire. Même s'il existe de nombreux modèles pour résoudre ces problèmes de formation des structures et de masse "manquante", un certain consensus existe autour de la possibilité de l'existence d'une classe de particules massives non-baryoniques interagissant faiblement (appelées *wimps* pour "*weakly interacting massive particles*") qui constituerait l'essentiel de la densité de masse de l'univers.

Il existe de nombreux moyens de mesurer Ω_M ; les mesures les plus récentes (voir Tegmark et al. 2004 [54]) donnent :

$$\Omega_M = 0,30 \pm 0,04$$

A noter qu'à cause de la dilatation de l'espace, la densité d'énergie associée à la matière évolue avec le facteur d'échelle selon la relation suivante :

$$\rho_M \propto \frac{1}{a^3}$$

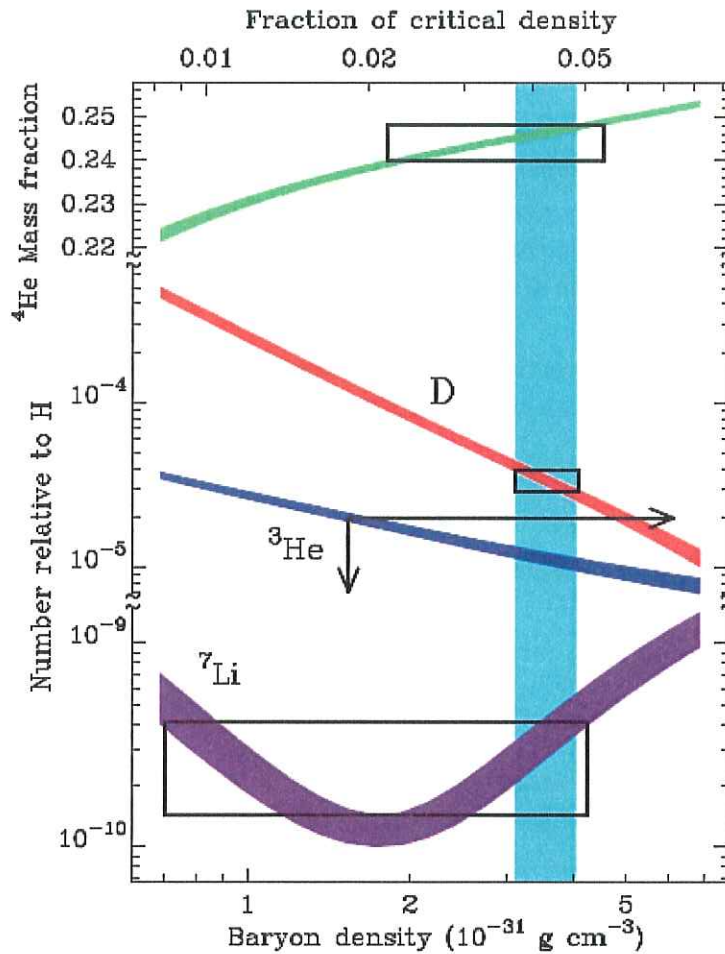


FIG. 1.2 – Comparaison entre les mesures de l’abondance des éléments légers et les valeurs prédites par la théorie de la nucléosynthèse primordiale. Les courbes de couleurs sont les valeurs attendues des abondances de chaque élément en fonction de Ω_b ; la largeur de ces courbes correspond aux incertitudes théoriques de la physique nucléaire. Les observations sont elles indiquées par les boîtes ou les limites en noir. La valeur de Ω_b à 95% de confiance est indiquée par la zone verticale cyan. Tiré de Tytler et al. 2000 [58].

L’énergie noire Ω_Λ

Comme on l’a vu, Einstein avait introduit dans ses équations de la relativité générale un terme ad hoc Λ , appelé constante cosmologique, qui permettait d’avoir un Univers statique.

Or la découverte en 1929 de l’expansion de l’Univers par Hubble et Humason a fait disparaître l’utilité de cette constante, qui tomba dans l’oubli jusqu’à la fin des années 1990.

L’observation de supernovæ de type Ia lointaines (voir chapitres 2 et 3) a montré que

ces dernières apparaissent moins lumineuses qu'elles n'auraient dû si l'Univers n'avait contenu que de la matière. L'interprétation qu'on en fait est que l'expansion serait plus rapide aujourd'hui qu'elle ne l'était alors.

Tout se passe comme si l'Univers était dominé par exemple par une force répulsive issue d'une "énergie du vide" ou une constante cosmologique (associée à aucune particule et donc non-diluée par l'expansion de l'Univers) :

$$\Omega_\Lambda = 0,70 \pm 0,04$$

A noter que la densité d'énergie associée à la constante cosmologique reste constante avec le temps :

$$\rho_\Lambda = c^{te}$$

Néanmoins la nature de cette nouvelle composante reste encore complètement indéterminée. Bien qu'une constante cosmologique réellement constante rende compte des observations, d'autres formes d'énergies noires peuvent être envisagées (voir Carroll 2001 [14]).

On caractérise en général l'énergie noire par son équation d'état $w = p/\rho$, qui relie sa pression p à sa densité d'énergie ρ .

Les valeurs de w peuvent varier de +1 (pour un champ scalaire) à -1 (pour une vraie constante cosmologique), en passant par différents cas intermédiaires⁸ (0 pour la matière ordinaire, 1/3 pour le rayonnement, etc.).

La mesure de w , qui nous informera sur la nature de l'énergie noire, est l'un des grands enjeux de la cosmologie moderne.

1.2 De la théorie à la mesure

1.2.1 Le CMB

L'existence du fond diffus cosmologique était prédite dans le cadre de la théorie du Big Bang par le théoricien George Gamow dès le début des années 50.

Il a été découvert accidentellement, en 1965, par deux radio-astronomes, Arno Penzias et Robert Wilson (prix Nobel de physique 1978), qui n'arrivaient pas à réduire un "bruit" radioélectrique, isotrope, uniforme et sans variation diurne ou saisonnière.

Aucune théorie cosmologique autre que le Big Bang ne prévoyait un tel phénomène, et sa découverte renforça considérablement l'hypothèse d'un Univers primordial dense et chaud.

Selon cette théorie, quand l'Univers est jeune ($t < 300.000$ ans), la matière et le rayonnement qu'il contient sont à l'état de plasma en équilibre thermique. En particulier les atomes qui se forment quand électrons et noyaux s'associent sont instantanément détruits par le rayonnement, qui domine en énergie et en nombre la matière.

⁸Même si des modèles existent pour des valeurs de w inférieures à -1, ils sont difficiles à appréhender car ne respectant pas la conservation de l'énergie, et ne seront pas repris ici.

Au fur et à mesure que l'Univers se dilue et se refroidit, les photons ont de plus en plus de mal à empêcher les atomes de se former. Environ 300.000 ans après le Big Bang, quand la température est tombée à $T \sim 3000K$, la *neutralisation*⁹ a lieu : électrons et protons se combinent pour former des atomes et l'Univers devient transparent.

La lumière peut alors se propager librement à travers l'Univers, quasiment sans interagir et en continuant à se refroidir avec l'expansion de l'Univers. C'est aujourd'hui, 13,7 milliards d'années plus tard, un fond micro-ondes qui remplit l'Univers et qui correspond au spectre d'un corps noir dont la température a été mesurée avec précision par le satellite COBE¹⁰ (*COsmic Background Explorer*, voir Bennett et al. 1993 [9]) :

$$T \sim 2.728 \pm 0.002 K$$

Après prise en compte d'une asymétrie dipolaire due aux mouvements de la Terre, du Soleil et de la galaxie par rapport au repère "de repos" du CMB, ce rayonnement est isotrope jusqu'à la précision relative de 10^{-5} : l'écart-type des variations est de seulement $18 \mu K$. En 2003 le satellite WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*, voir entre autres Spergel et al. 2003 [53]), a mesuré précisément ses anisotropies (voir figure 1.3), couronnant ainsi une décennie d'observations (COBE mais aussi les ballons BOOMERAN¹¹, MAXIMA¹², Archéops¹³, les expériences au sol CBI¹⁴, ACBAR¹⁵,...)

Les fluctuations de température observées dans le CMB sont dues initialement à de petites fluctuations de densité et de vitesse particulière dans le plasma, au moment de la recombinaison.

D'autres effets entrent en jeu comme par exemple l'effet de Sachs-Wolfe non-intégré, qui fait qu'un photon qui sort d'une région sur-dense perd une partie de son énergie pour lutter contre la gravitation (on appelle ce phénomène *redshift gravitationnel*¹⁶) et nous apparaît donc plus froid que la moyenne. A l'inverse, un photon venant d'une région peu dense apparaît plus chaud.

La carte des anisotropies de température du CMB permet donc d'obtenir celle des fluctuations de densité du plasma au moment du découplage de la matière et du rayonnement.

Ces fluctuations de densité résultent de la superposition d'ondes sonores se propageant dans le plasma de baryons (noyaux d'hydrogène et d'hélium), d'électrons et de photons de l'univers primordial. La plus grande échelle atteinte par ces ondes correspond naturellement à la taille de l'horizon sonore à l'époque de la recombinaison. Connaissant la taille

⁹Appelée également *découplage* ou *recombinaison*.

¹⁰<http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/>

¹¹<http://cmb.phys.cwru.edu/boomerang/>

¹²<http://cosmology.berkeley.edu/group/cmb/>

¹³<http://www.archeops.org/>

¹⁴<http://www.aoc.nrao.edu/smyers/cbi/>

¹⁵<http://cosmology.berkeley.edu/group/swlh/acbar/science/>

¹⁶Le redshift gravitationnel a été testé dans le système solaire au niveau de 10^{-4} en 1976, par comparaison entre le comportement d'horloges atomiques l'une embarquée à bord d'une fusée et l'autre restée au sol (voir Vessot et al. 1980 [60]).

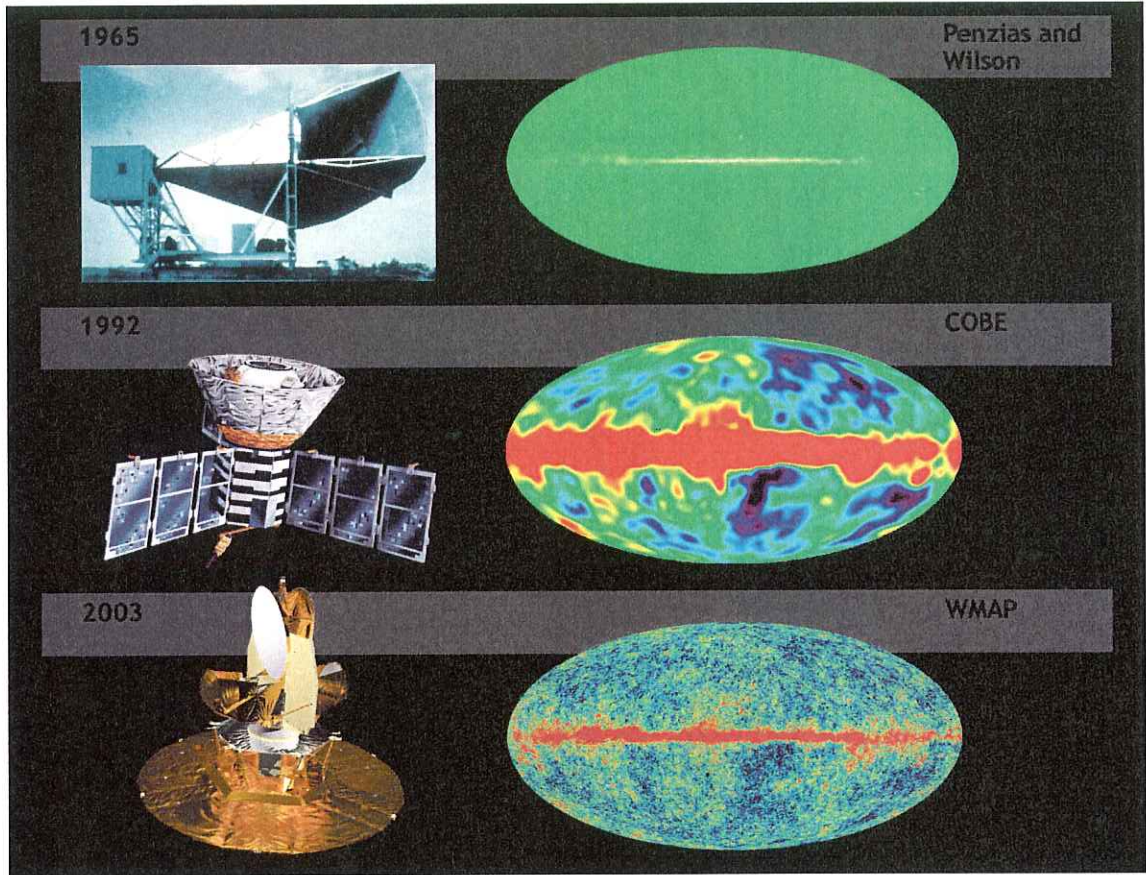


FIG. 1.3 – Observation du fond diffus cosmologique, depuis sa découverte en 1965, par Penzias et Wilson, jusqu'à la mesure précise de ses anisotropies (d'une amplitude relative de 10^{-5}) en 2003 par le satellite WMAP. On peut remarquer que le plan galactique produit un important bruit de fond.

de cet horizon et la distance à la surface de dernière diffusion, on peut alors déterminer la courbure de l'Univers en mesurant la taille angulaire de ces ondes sonores (voir figures 1.4).

La mesure des fluctuations de température conduit donc à une mesure de la géométrie de l'Univers. Ces fluctuations sont caractérisées en fonction de leur échelle angulaire sur le ciel. Leur signal est décomposé sur la base des harmoniques sphériques :

$$\frac{\Delta T}{T}(\theta, \varphi) = \sum_{l,m} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \varphi)$$

On construit alors le spectre de puissance angulaire avec les coefficients de cette décomposition :

$$C_l = \sum_{m=-l}^l |a_{lm}^2|$$

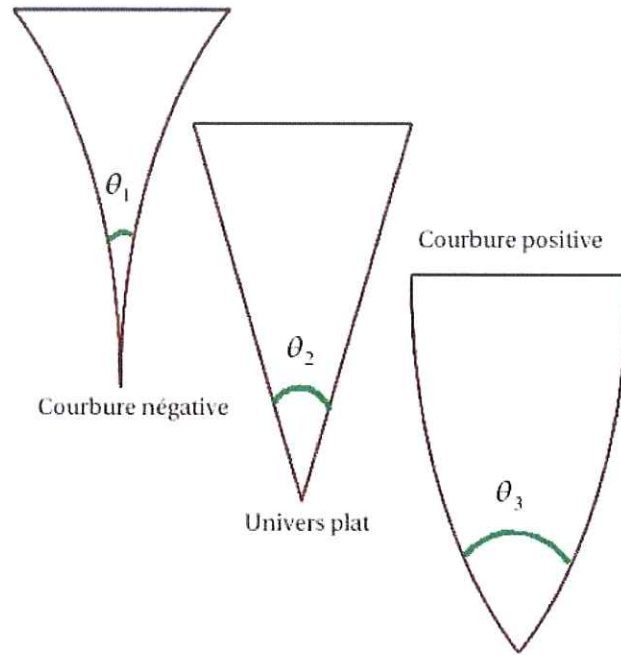


FIG. 1.4 – Illustration de la relation entre courbure de l'Univers et taille angulaire des objets. Une courbure positive correspond par exemple à une taille angulaire apparente plus grande que celle observée dans un Univers à courbure nulle. Tiré de Guide 2005 [23].

Dans cette décomposition, les plus grands moments multipolaires l correspondent aux échelles angulaires θ les plus petites ($\theta \sim \pi/l$). La figure 1.5 représente le spectre de puissance du CMB tel qu'observé par le satellite WMAP (voir Spergel et al. 2003 [53]) ainsi que le modèle théorique s'ajustant le mieux aux données. Il s'agit du modèle "standard" actuellement en cosmologie, le modèle Λ CDM qui spécifie que l'Univers est plat et composé principalement de matière noire (*Cold Dark Matter* ou *CDM*, $\Omega_{CDM} = 0,23$) et d'énergie noire ou constante cosmologique ($\Omega_{\Lambda} = 0,73$).

Le premier pic de ce spectre de puissance correspond à l'échelle angulaire de l'horizon sonore au moment de la recombinaison. On s'attend dans le cadre d'un Univers plat ($\Omega_T = 1$) à trouver ce pic aux moments multipolaires proches de $l \approx 220$, ou $\theta \sim 0,8$ deg, ce qui s'accorde très bien aux observations (voir Spergel et al. 2003 [53]).

Par ailleurs l'amplitude relative des pics secondaires dépend des valeurs des autres paramètres cosmologiques comme la densité de matière Ω_M et la densité de baryons Ω_b . Les valeurs des paramètres cosmologiques trouvées sont :

$$H_0 = 70_{-3}^{+4} \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$$

$$\Omega_T = 1,02 \pm 0,02$$

$$\Omega_M = 0,27 \pm 0,04$$

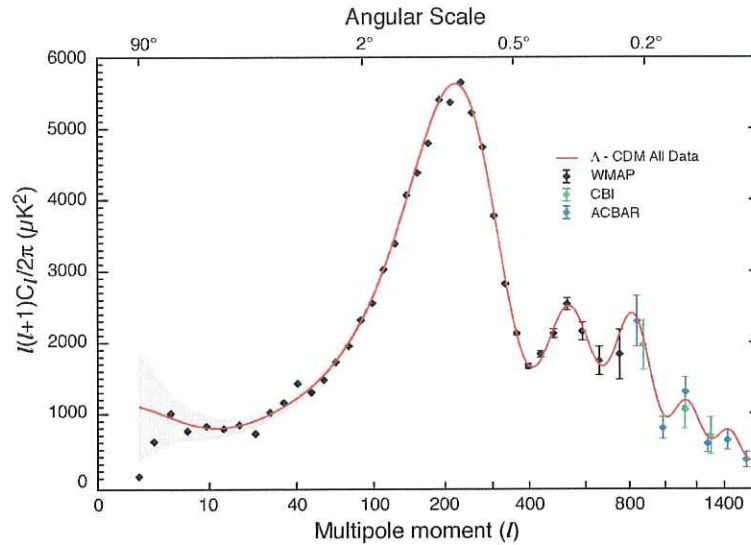


FIG. 1.5 – Spectre de puissance du fond diffus cosmologique tel qu’observé par le satellite WMAP, complété des mesures des expériences CBI et ACBAR. La position du premier pic donne l’échelle angulaire de l’horizon sonore au moment du découplage matière-rayonnement. Ces observations s’accordent très bien avec une courbure nulle.

$$\Omega_b = 0,044 \pm 0,004$$

$$t_0 = 13,7 \pm 0,2 \text{ milliards d'années}$$

Les années à venir verront l’analyse des données de WMAP sur 3-4 ans (contre 1 an seulement pour le moment, voir Spergel et al. 2006 *en préparation*), puis une quatrième génération d’expériences d’étude des anisotropies du CMB. Le satellite Planck en particulier (lancement prévu en 2007) analysera ces anisotropies avec une grande précision, de l’ordre du pourcent, jusqu’à des moments multipolaires de l’ordre de 2000.

Il s’intéressera également à la polarisation du CMB, tout comme le projet BRAIN & Clover au sol, qui verront peut-être le jour au Pôle Sud et dans le désert de l’Atacama. L’étude de la polarisation du CMB offre une mesure indépendante des paramètres cosmologiques et qui pourrait même permettre de détecter les ondes gravitationnelles primordiales issues de l’inflation.

Enfin, d’autres expériences comme le South Pole Telescope¹⁷ (SPT) s’intéresseront en plus à l’effet Sunyaev-Zel’dovich que les amas de galaxies produisent sur les photons du CMB.

1.2.2 Les amas de galaxies

Le problème de la matière noire

La grande majorité des galaxies sont isolées dans l’Univers, à des distances mutuelles de l’ordre du mégaparsec. On les appelle les galaxies de champ. Certaines cependant se

¹⁷Voir <http://spt.uchicago.edu/>

rassemblent en amas de galaxies (voir figure 1.6). Les petits amas contiennent de quelques galaxies à quelques dizaines de galaxies (on les appelle plutôt des groupes). Les grands amas réunissent plusieurs milliers de galaxies dans un rayon de quelques mégaparsecs.

Les galaxies d'un amas, plongées dans son potentiel gravitationnel, se déplacent à plusieurs centaines de km.s^{-1} les unes par rapport aux autres. Ces vitesses sont observables par effet Doppler sur les spectres des galaxies, et le théorème du viriel permet de remonter à la masse de l'amas.

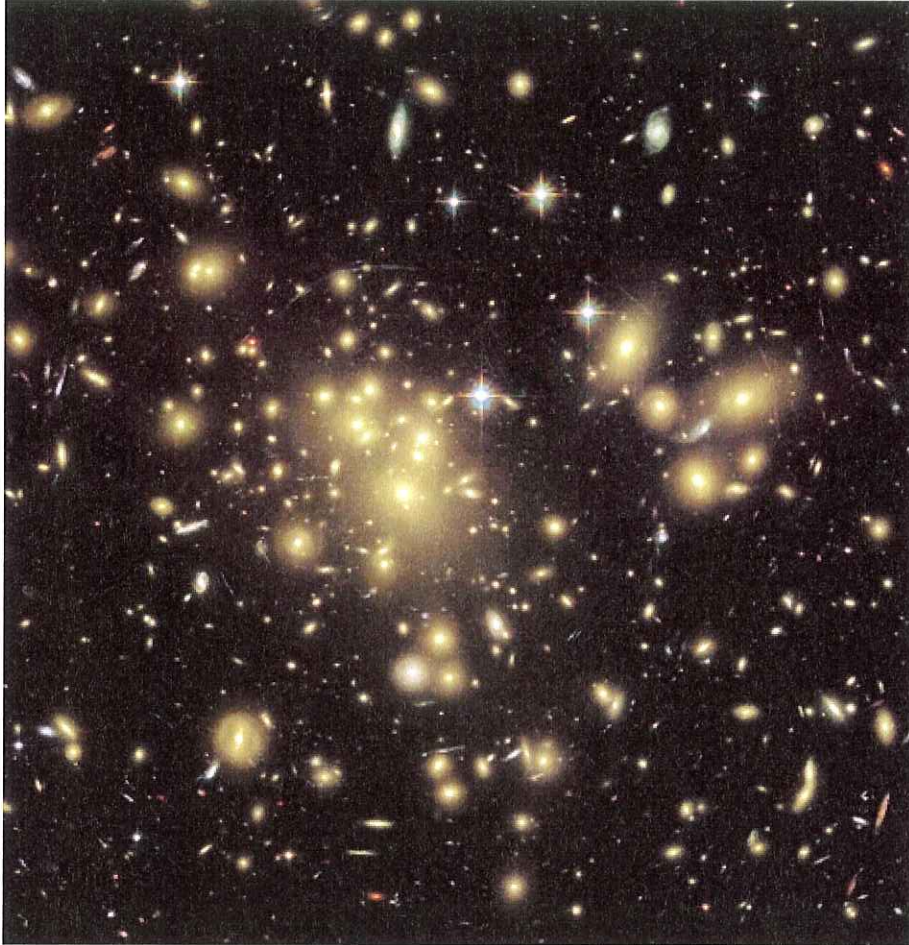


FIG. 1.6 – L'amas de galaxies Abell 1689, vu par le télescope spatial Hubble.

En 1933, l'astronome Fritz Zwicky observa que le potentiel gravitationnel qui permettait d'expliquer les vitesses observées était bien plus important que celui que l'on obtenait en ne prenant en compte que la masse lumineuse¹⁸ des galaxies. Il venait de découvrir le problème de la **matière noire**.

¹⁸Pour estimer la masse des galaxies, il faut faire une hypothèse sur le rapport $Y = M/L$ entre leur masse et leur luminosité (que l'on observe effectivement). Ce rapport peut être évalué pour les galaxies les plus proches, en mesurant directement leur masse par l'observation de la vitesse de leurs étoiles. L'observation de ces courbes de rotation dans le cas des galaxies spirales a montré de plus que les galaxies elles-mêmes sont plongées dans des halos de matière noire.

Mesure de Ω_M dans les amas

La méthode du viriel a quelques limitations, dues à la nécessité d'hypothèses sur la distribution spatiale en profondeur des galaxies et sur la réalité de l'équilibre dynamique de l'amas (ie s'il est gravitationnellement lié ou s'il est en train de se disperser). Elle permet cependant d'estimer le rapport entre la masse mesurée de cette manière et la masse correspondant aux galaxies à des valeurs comprises entre 50 et 500 selon les amas.

Un autre méthode est utilisée de manière moins ambiguë. La majorité des baryons des amas ne se trouvent en fait pas dans les galaxies, mais sous la forme d'un gaz d'hydrogène au cœur des amas. S'il est en équilibre hydrostatique dans l'amas, sa température T est reliée à la masse M de l'amas par une relation simple :

$$\frac{3}{2}k_B T(N_p + N_e) = \frac{1}{2} \left[\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \right]$$

où k_B est la constante de Boltzmann, R le rayon de l'amas, N_p le nombre de protons et N_e le nombre d'électrons dans le gaz.

Pour une vitesse typique de 300 km.s^{-1} , on trouve une température de $T \sim 3,6 \times 10^6 \text{ K}$. De l'hydrogène chauffé à cette température émet des rayons X (voir figure 1.7). L'intensité émise dépend quadratiquement de la densité du gaz chaud et de sa température.

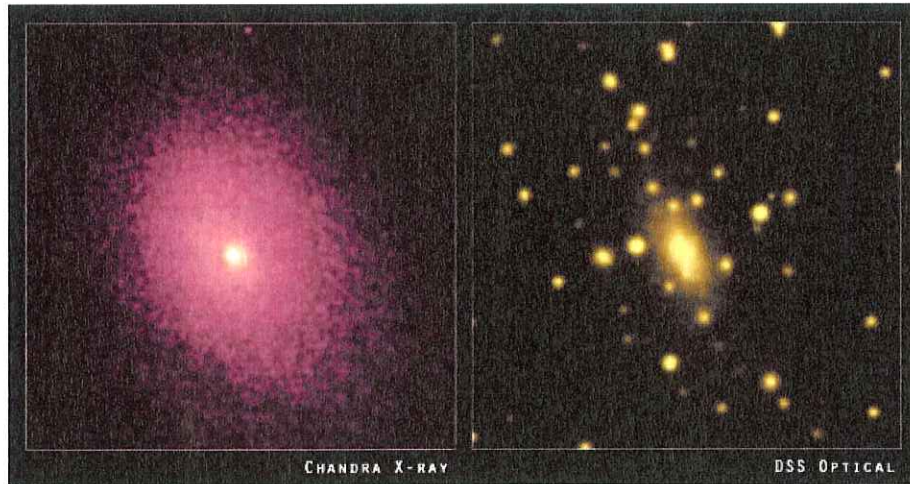


FIG. 1.7 – Comparaison des émissions en X (observée par le satellite Chandra) et en optique (observée par le Digital Sky Survey) de l'amas de galaxies Abell 2029.

Le profil de l'émission X (observé en pratique par des satellite comme ROSAT¹⁹, BeppoSAX²⁰, Chandra²¹ et XMM-Newton²²) permet donc de reconstruire les profils de densité

¹⁹Voir <http://wave.xray.mpe.mpg.de/rosat>

²⁰Voir <http://www.asdc.asi.it/beppoSAX/>

²¹Voir <http://chandra.harvard.edu/>

²²Voir <http://xmm.vilspa.esa.es/>

et de température de ce gaz, qui permettent à leur tour de remonter à la distribution du potentiel gravitationnel et donc à la masse totale de l'amas.

La composition moyenne des disques des galaxies ne reflète pas la composition moyenne de l'Univers, car les galaxies se forment probablement par effondrement de la composante baryonique dans des puits de potentiel gravitationnel formés par la matière noire, et la proportion baryons/matière noire des galaxies dépend du détail de ce processus.

Par contre, la composition des amas de galaxies devrait refléter celle de l'Univers dans son ensemble, car on ne connaît pas de processus physique qui pourrait enrichir ou appauvrir ces amas en matière noire ou en baryons, sur de telles échelles spatiale (trop grande) et temporelle (trop courte).

Le rapport de la masse de la composante baryonique m_b et de la masse totale $m_{tot} = m_{DM} + m_b$ dans les amas doit donc être égal au rapport de Ω_b/Ω_M dans l'Univers.

On connaît la densité moyenne de baryons dans l'Univers grâce aux observations qui confirment la théorie de la nucléosynthèse primordiale. On peut alors en déduire la densité de matière totale (voir par exemple Ettori et al. 2003 [18] pour les résultats du satellite BeppoSAX) :

$$\Omega_M = 0,34^{+0,11}_{-0,05}$$

1.2.3 Distribution spatiale des galaxies

Une autre mesure de Ω_M

Les galaxies se forment là où la densité de matière noire présente des maxima. En étudiant de manière statistique la distribution spatiale des galaxies, et en particulier la manière dont celles-ci se regroupent, on peut en déduire Ω_M .

Pour cela il faut pouvoir évaluer le biais entre la distributions des galaxies (matière baryonique visible) et celle de la matière noire. On a longtemps pensé que ce biais pouvait être important, dans le sens où les galaxies étaient beaucoup plus concentrées que la matière noire. Cette question a pu être étudiée en analysant de façon fine la distribution statistique des galaxies.

Il s'est avéré que la distribution des galaxies suit celle de la matière dans son ensemble (voir par exemple Verde et al. 2002 [59] pour le *2 degree Field Galaxy Redshift Survey*). L'étude de la distribution spatiale²³ des galaxies permet alors d'obtenir une mesure de Ω_M :

$$\Omega_M = 0,27 \pm 0,06$$

1.2.4 Le pic acoustique baryonique

Pour comparer les prédictions théoriques aux observations, on utilise souvent les corrélations de densité d'un point à l'autre. En étudiant l'importance de ces corrélations en fonction de l'échelle spatiale, on peut remonter à l'histoire de la formation des structures.

²³En utilisant le bispectre de la fonction de corrélation à trois points...

La théorie veut que lorsque la matière commence à s'effondrer pour former les premières structures, la perturbation engendre des ondes de densité (ondes sonores). Ces ondes de densité se propagent en s'éloignant de la perturbation qui les a créées.

La compression due à cette onde facilite la formation de structures à une certaine distance, qui est celle que l'onde parcourt avant que le refroidissement de l'Univers n'amène la vitesse du son à devenir négligeable. Cela se traduit par une plus grande probabilité de détecter des structures éloignées de cette distance : c'est ce qu'on appelle le **pic acoustique baryonique**.

Ce pic correspond à une taille physique que l'on peut calculer, et la mesure de la fonction de corrélation à grande échelle des galaxies donne des contraintes fortes sur Ω_M . La figure 1.8 montre l'amplitude de ces corrélations en fonction de l'échelle spatiale, mesurée par le *Sloan Digital Sky Survey* (voir Eisenstein et al. 2005 [17]).

Pour un Univers plat avec avec une éventuelle constante cosmologique, les résultats du SDSS indiquent :

$$\Omega_M = 0,273 \pm 0,025$$

1.2.5 Le *cosmic shear*

D'après la relativité générale, une distribution de masse dévie les rayons lumineux qui passent à proximité. Les effets peuvent devenir très importants si l'objet qui perturbe la lumière est aussi massif qu'un amas de galaxies.

À la fin des années 80, des astronomes ont découvert les premiers arcs gravitationnels (voir Soucail et al. 1988 [52]) produits par les effets de lentille gravitationnelle des amas de galaxies A370 ($z=0.37$), A2218 ($z=0.18$) et Cl2244-02 ($z=0.38$) sur des galaxies de très grand décalage spectral (voir figure 1.9).

Ces arcs gravitationnels permettent d'obtenir de l'information sur la distribution de masse, et donc de la matière noire, dans les amas de galaxies situés dans l'avant-plan. Ils sont donc très utiles pour étudier directement la répartition de la matière noire dans l'Univers.

L'étude du cisaillement gravitationnel faible (*cosmic shear*) concerne les effets de lentille plus faibles (*weak lensing*), non décelables individuellement mais présents partout.

En l'absence de toute distorsion gravitationnelle, les galaxies lointaines devraient présenter des orientations (ou plutôt des élongations) aléatoires dans l'espace. L'observation d'un point de vue statistique des corrélations des orientations des galaxies peuvent alors permettre de remonter à la carte de la distribution de la matière noire dans l'Univers.

La grande force de cette nouvelle sonde cosmologique est qu'elle permet de remonter directement à la distribution de masse dans l'Univers, sans passer par la distribution de luminosité (que ce soit en optique ou dans le domaine des rayons X).

Le *cosmic shear* devrait donc permettre d'obtenir la carte de la distribution de la matière noire à différentes échelles, la mesure de l'évolution des structures et celle des paramètres cosmologiques, avec des systématiques différentes des mesures traditionnelles comme le CMB ou les supernovæ de type Ia.

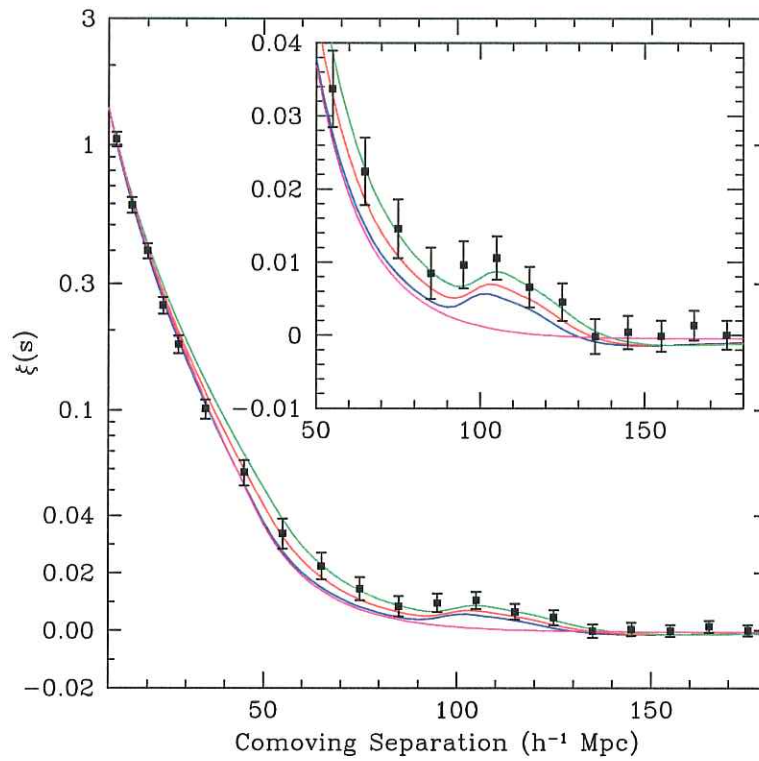


FIG. 1.8 – Amplitude de la corrélation spatiale entre les galaxies observées dans le SDSS en fonction de la distance les séparant. La bosse observée dans les données à $100 h^{-1} \text{ Mpc}$ correspond au pic acoustique baryonique et permet de remonter à Ω_M . Figure tirée de Eisenstein et al. 2005 [17]

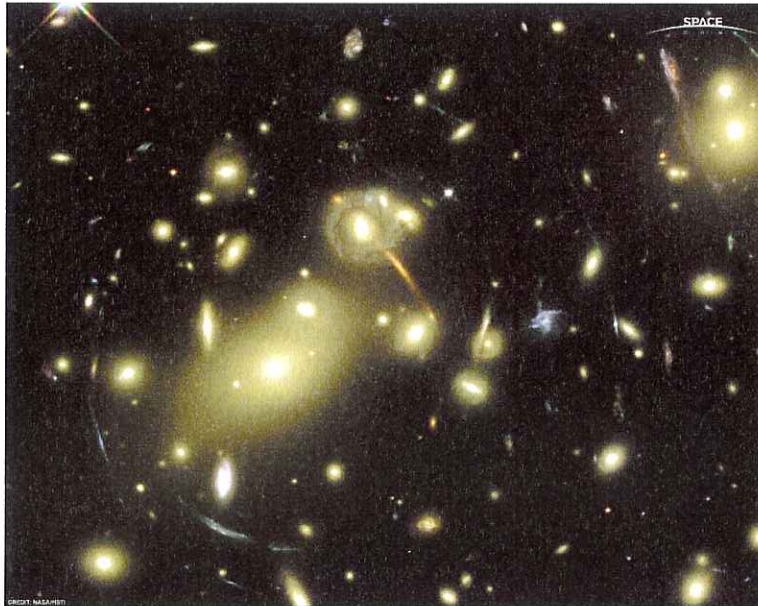


FIG. 1.9 – Image prise par le télescope spatial Hubble de l'amas de galaxies Abell 2218. On voit clairement les arcs formés par la distorsion, d'origine gravitationnelle, des images de galaxies d'arrière-plan.

1.3 Les supernovæ de type Ia : distance de luminosité et diagramme de Hubble

L'observation des supernovæ de type Ia (voir chapitre 2) est également un très bon outil pour déterminer la valeur des paramètres cosmologiques.

Comme le travail de cette thèse se place dans le contexte de ce type de mesure, nous allons détailler un peu plus la méthode pour relier l'observation de leur luminosité apparente à la valeur des paramètres cosmologiques, à travers la notion de **distance de luminosité**.

1.3.1 Mesure des distances en cosmologie

L'évolution dans le temps du paramètre d'échelle $a(t)$ est déterminé par deux équations couplées. La première est l'équation de Friedmann :

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

qui peut aussi s'écrire

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \sum_i \rho_i + (1 - \Omega_T) H_0^2 \hat{a}^{-2}$$

où :

$$\hat{a}(t) = \frac{a(t)}{a_0} \quad \Omega_T = 1 - \Omega_k = 1 + \frac{k}{a_0^2 H_0^2}$$

et a_0 est la valeur actuelle du paramètre d'échelle $a(t)$:

$$a_0 = \frac{H_0^{-1}}{\sqrt{|\Omega_T - 1|}}$$

C'est la distance à partir de laquelle les effets de la courbure de l'Univers se font ressentir. Si $k = 0$, a_0 n'est pas déterminé mais se simplifie toujours dans les équations ; on prend alors en général $a_0 = 1$.

La seconde équation est "l'équation d'état" qui donne la pression p_i de chaque composante de l'Univers en fonction de sa densité d'énergie ρ_i . En prenant la quadri-divergence du tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$ et en utilisant les équations d'Einstein, on obtient l'équation de la conservation locale de l'énergie :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -3(\rho + p) \frac{\dot{a}}{a}$$

qui nous permet de calculer l'équation d'état pour chaque composante :

$$\rho_M(a) = \rho_M(a_0) \hat{a}^{-3} \quad p \sim 0 \quad \text{pour la matière non relativiste}$$

$$\begin{aligned}\rho_R(a) &= \rho_R(a_0) \hat{a}^{-4} & p &= \rho/3 & \text{pour la matière relativiste} \\ \rho_V(a) &= \rho_V(a_0) & p &= -\rho & \text{pour le vide}\end{aligned}$$

On obtient ainsi une nouvelle forme de l'équation de Friedmann, plus utile pour la mesure des paramètres cosmologiques qui nous intéressent :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \times [\rho_M(a_0) \hat{a}^{-3} + \rho_R(a_0) \hat{a}^{-4} + \rho_V(a_0)] + (1 - \Omega_T) H_0^2 \hat{a}^{-2}$$

soit

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right) = H_0 [\Omega_M \hat{a}^{-3} + \Omega_R \hat{a}^{-4} + \Omega_\Lambda + (1 - \Omega_T) \hat{a}^{-2}]^{1/2}$$

où les densités relatives Ω_i sont prises aujourd'hui.

L'équation de Friedmann permet de calculer la plupart des grandeurs intéressantes dans un univers homogène. Par exemple, le temps en fonction du paramètre d'échelle est :

$$\begin{aligned}t - t_0 &= \int_{a_0}^{a(t)} \frac{da}{a(\dot{a}/a)} \\ &= H_0^{-1} \int_{a_0}^{a(t)} \frac{da}{a(\Omega_R \hat{a}^{-4} + \Omega_M \hat{a}^{-3} + \Omega_\Lambda + (1 - \Omega_T) \hat{a}^{-2})^{1/2}}\end{aligned}$$

La coordonnée radiale comobile χ d'un objet de redshift z est :

$$\begin{aligned}\chi(z) &= \int_{a_0/(1+z)}^{a_0} \frac{da}{a^2(\dot{a}/a)} \\ &= \frac{H_0^{-1}}{a_0} \int_{(1+z)^{-1}}^1 \frac{d\hat{a}}{\hat{a}^2(\Omega_R \hat{a}^{-4} + \Omega_M \hat{a}^{-3} + \Omega_\Lambda + (1 - \Omega_T) \hat{a}^{-2})^{1/2}}\end{aligned}$$

La première expression de $\chi(z)$ permet également de relier paramètre d'échelle et redshift. En considérant une onde lumineuse émise à la longueur d'onde λ_1 et reçue à la longueur d'onde λ_0 , et en considérant deux crêtes successives de cette onde, on obtient facilement :

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_1} \equiv 1 + z = \frac{a_0}{a_1}$$

Pour la suite on considérera un univers plat ($\Omega_T = 1$), comme les mesures sur les anisotropies du CMB semblent l'indiquer, et dans lequel le rayonnement est négligeable dans le bilan énergétique (ce qui est le cas pour des redshifts "modérés" $z < 2$).

La distance $R(z)$ à un objet de redshift z est alors donnée par la formule :

$$R(z) = a_0 \chi(z) = H_0^{-1} \int_{(1+z)^{-1}}^1 \frac{d\hat{a}}{\hat{a}^2(\Omega_M \hat{a}^{-3} + \Omega_\Lambda)^{1/2}}$$

Enfin, si on considère le cas général d'une énergie noire variant avec le temps, la conservation de l'énergie nous donne :

$$\dot{\rho}_\Lambda = -3(1+w)\rho_\Lambda \frac{\dot{a}}{a}$$

Après intégration on trouve l'évolution de la densité en énergie noire en fonction du redshift et de sa valeur actuelle ρ_Λ :

$$\rho_\Lambda(z) = \rho_\Lambda(0) \exp\left(3 \int_0^z \frac{1+w(z')}{1+z'} dz'\right)$$

On peut regarder le comportement de $\rho(z)$ en fonction de z pour différents composants de l'Univers :

$$w \sim 0 \text{ (matière non-relativiste)} \Rightarrow \rho_M(z) = \rho_M(0)(1+z)^3$$

$$w \sim 1/3 \text{ (matière relativiste)} \Rightarrow \rho_\gamma(z) = \rho_\gamma(0)(1+z)^4$$

$$w \sim -1 \text{ (vide)} \Rightarrow \rho_\Lambda(z) = \rho_\Lambda(0)$$

Comme $a(z) = 1/(1+z)$, on retrouve bien le comportement de ces différentes composantes de l'Univers en fonction du paramètre d'échelle.

On en tire alors l'expression de $R(z)$:

$$R(z) = H_0^{-1} \int_{(1+z)^{-1}}^1 \frac{d\hat{a}}{\hat{a}^2 \left(\Omega_M \hat{a}^{-3} + \Omega_\Lambda \exp\left(3 \int_0^z \frac{1+w(z')}{1+z'} dz'\right) \right)^{1/2}}$$

1.3.2 Distance de luminosité

Soit un objet de luminosité intrinsèque \mathcal{L} (qui s'exprime en unités d'énergie par unité de temps) dont on reçoit un flux f (en unités d'énergie par unité de temps et de surface). On appelle distance de luminosité d_L la quantité définie comme suit :

$$d_L^2 = \frac{\mathcal{L}}{4\pi f}$$

C'est le rayon de la sphère pour laquelle la luminosité intrinsèque \mathcal{L} donnerait un flux f à sa surface, si l'Univers était statique.

D'autre part, le rayon d'une sphère centrée en un objet de redshift z et dont on est à la surface est $R(z) = a_0 \chi(z)$.

Le flux est quant à lui une énergie reçue par unité de temps et de surface. Or, du fait de l'expansion de l'Univers, les photons émis pendant un temps dt arriveront sur Terre pendant un intervalle $(1+z)dt$; de même, l'énergie étant proportionnelle à la fréquence, qui se retrouve décalée vers le rouge, un facteur $(1+z)^{-1}$ doit également être pris en compte pour le calcul du flux reçu.

Finalement, toujours dans un Univers plat, on obtient :

$$f = \frac{\mathcal{L}}{4\pi a_0^2 \chi^2(z)} \frac{1}{(1+z)^2}$$

d'où l'expression de la distance de luminosité $d_L(z)$:

$$d_L(z) = a_0 \chi(z) (1+z) = \frac{1+z}{H_0} \int_{1/(1+z)}^1 \frac{d\hat{a}}{\hat{a}^2 \left(\Omega_M \hat{a}^{-3} + \Omega_\Lambda \exp \left(3 \int_0^z \frac{1+w(z')}{1+z'} dz' \right) \right)^{1/2}}$$

On voit donc que si on dispose d'objets dont la luminosité intrinsèque est toujours la même (c'est ce qu'on appelle des "chandelles standard"), on peut à partir du flux reçu remonter aux paramètres cosmologiques H_0 , Ω_M , Ω_Λ et w .

C'est ce qui est fait avec les supernovæ de type Ia en construisant un **diagramme de Hubble**.

1.3.3 Diagramme de Hubble

En pratique il n'est pas possible de mesurer le flux f bolométrique (intégré sur toutes les longueurs d'onde) d'un objet. Il faut utiliser le flux mesuré dans une certaine gamme de longueurs d'onde de référence.

Considérons des photons émis dans l'intervalle de longueur d'onde $[\lambda_1; \lambda_1 + d\lambda_1]$ pendant un intervalle de temps dt_1 . A la réception, au temps t_0 , les photons sont reçus dans l'intervalle de longueur d'onde $[\lambda_0; \lambda_0 + d\lambda_0]$ où $\lambda_0 = (1+z)\lambda_1$ et $d\lambda_0 = (1+z)d\lambda_1$, et pendant l'intervalle de temps $dt_0 = (1+z)dt_1$.

La conservation du nombre de photons permet d'obtenir une relation entre la luminosité différentielle de la source $L_\gamma(\lambda_1)$ (en photon.sec⁻¹.nm⁻¹) et le flux différentiel reçu par le détecteur $\phi_\gamma(\lambda_0)$ (en photon.m⁻².sec⁻¹.nm⁻¹) :

$$\phi_\gamma(\lambda_0) = \frac{L_\gamma(\lambda_1)}{4\pi R^2 (1+z)^2}$$

En général, les astronomes travaillent avec des flux d'énergie $\phi(\lambda)$ (en ergs.m⁻².sec⁻¹.nm⁻¹) et des luminosité en énergie $L(\lambda)$ (en ergs.sec⁻¹.nm⁻¹). En tenant compte de $E_\gamma(t_1)/E_\gamma(t_0) = 1+z$, on obtient l'expression du flux d'énergie reçu :

$$\phi(\lambda_0) = \frac{L(\lambda_1)}{4\pi R^2 (1+z)^3} = \frac{L(\lambda_1)}{4\pi (1+z) d_L^2}$$

Le signal, dans une bande du spectre b arbitraire (en unité de flux du détecteur (ou ADU) par seconde), d'une supernova situé à un redshift z est :

$$S_{sn,b}(z) = \int d\lambda T_b(\lambda) \phi(\lambda, z) = \frac{1}{4\pi d^2} \int d\lambda T_b(\lambda) L(\lambda/1+z)$$

où $T_b(\lambda)$ représente la transmission du détecteur (en ADU $\text{m}^2\text{erg}^{-1}$) et $d(z, \Omega_i) = (1+z)^{1/2}d_L$.

Si on ne connaît avec précision $T_b(\lambda)$, on rapporte le signal de la supernova au signal d'une étoile standard de flux $\phi_*(\lambda)$ (en $\text{erg.m}^{-1}.\text{sec}^{-1}.\text{nm}^{-1}$) connu :

$$\frac{S_{sn,b}(z)}{S_{*,b}} = \frac{1}{4\pi d^2(z)} \frac{\int d\lambda T_b(\lambda) L(\lambda/1+z)}{\int d\lambda T_b(\lambda) \phi_*(\lambda)}$$

A noter que ce rapport est indépendant de la normalisation de T , seule sa forme compte. L'information cosmologique est elle contenue dans $d(z, \Omega_i)$, d'où :

$$4\pi d^2(z, \Omega_i) = \frac{S_{*,b}}{S_{sn,b}(z)} \frac{\int d\lambda T_b(\lambda) L(\lambda/1+z)}{\int d\lambda T_b(\lambda) \phi_*(\lambda)}$$

Pour utiliser cette formule, il nous manque la normalisation de $L(\lambda)$. On peut éviter cela en utilisant le rapport de l'expression précédente entre deux supernovæ, l'une de redshift $z_1 \ll 1$, observée à travers un filtre de transmission T_1 , et une autre à un redshift z_2 , observée à travers un filtre de transmission T_2 :

$$\frac{d^2(z_2)}{d^2(z_1 \ll 1)} = \frac{S_1(sn_1)}{S_1(*)} \frac{S_2(*)}{S_2(sn_2)} \frac{\int L_2(\lambda/1+z_2) T_2(\lambda) d\lambda \int \phi_*(\lambda) T_1(\lambda) d\lambda}{\int L_1(\lambda) T_1(\lambda) d\lambda \int \phi_*(\lambda) T_2(\lambda) d\lambda}$$

Cette expression permet de mesurer les paramètres cosmologiques à partir de quantités qui peuvent être déterminées avec précision.

Les deux premiers ratios sont donnés par la mesure des flux des étoiles et des supernovæ. Plutôt que le flux, on utilise l'échelle des magnitudes : la **magnitude apparente** m d'un objet dans une bande du spectre est définie comme le rapport entre le flux f de l'objet mesuré dans cette bande et un flux de référence f_0 mesuré dans la même bande :

$$m = -2,5 \log_{10} \left(\frac{f}{f_0} \right)$$

On a alors :

$$\frac{S_i(sn_i)}{S_i(*)} = 10^{-0,4(m_i(sn_i) - m_i(*))}$$

Le figure 1.10 montre un exemple d'un diagramme de Hubble, où sont portées les magnitudes effectives (après correction, voir chapitre 2) observées de supernovæ de type Ia en fonction de leur redshift.

Comme indiqué à la section 1.3.2, il est alors possible de remonter à la distance de luminosité et de mesurer les paramètres cosmologiques H_0 , Ω_M et Ω_Λ .

On peut voir sur la figure 1.11 que les supernovæ de type Ia donnent plutôt une contrainte sur une combinaison linéaire de Ω_M et Ω_Λ (dont la forme exacte dépend du redshift moyen du lot de supernovæ).

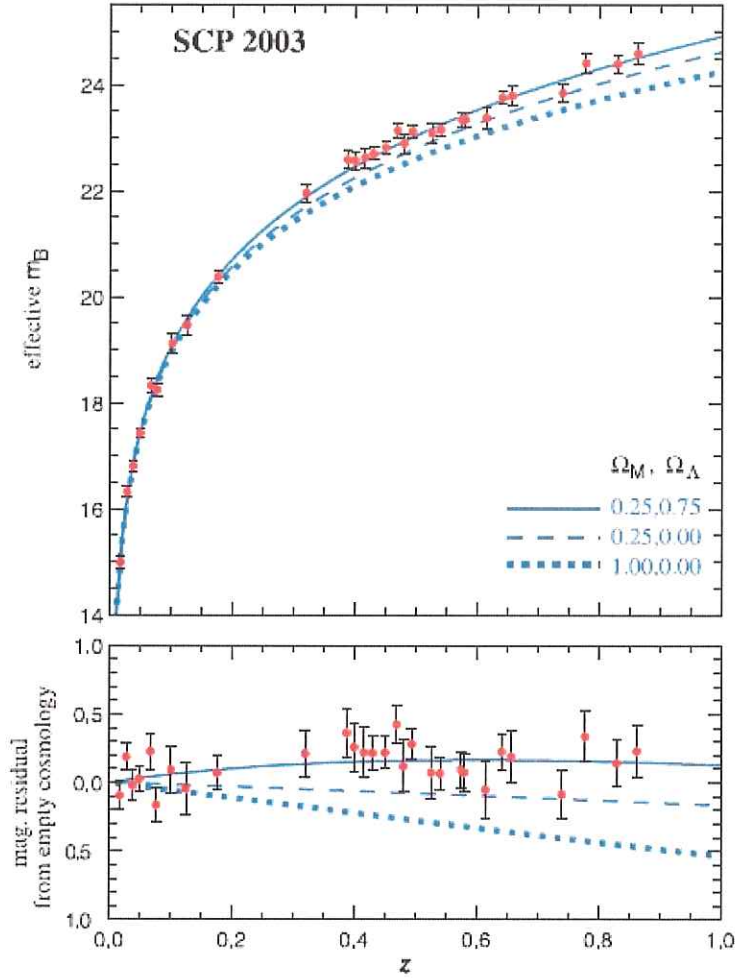


FIG. 1.10 – Diagramme de Hubble publié en 2003 par le Supernova Cosmology Project (voir Knop et al. 2003 [32]), comparant la magnitude apparente m_B des supernovæ en fonction de leur redshift. Les courbes qui suivent les données représentent trois modèles d’Univers qui donnent trois distances de luminosité différente. Le meilleur ajustement se fait pour les valeurs suivantes des paramètres cosmologiques : $(\Omega_M; \Omega_\Lambda) = (0, 25; 0, 75)$ (le schéma du dessous représente les résidus de chacun des ajustements).

Cela peut se comprendre si on revient à l’équation de décelération (voir section 1.1.2) :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \sum_i (\rho_i + 3p_i)$$

Dans un Univers composé de matière et d’énergie noire, on peut ré-écrire cette équation comme suit :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{H_0^2}{2} \frac{8\pi G}{3H_0^2} (\rho_M \hat{a}^{-3} + \rho_\Lambda - 3\rho_\Lambda)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -H_0^2 \left(\frac{\Omega_M}{2} \hat{a}^{-3} - \Omega_\Lambda \right)$$

On voit ainsi que l'accélération ou le ralentissement de l'expansion de l'Univers sont des conséquences directes des valeurs des paramètres cosmologiques.

En pratique, dans un Univers subissant une accélération de son expansion, les supernovæ apparaissent légèrement moins lumineuses que ce que l'on pourrait déduire de leur décalage vers le rouge en s'appuyant sur la théorie standard d'une expansion en train de ralentir.

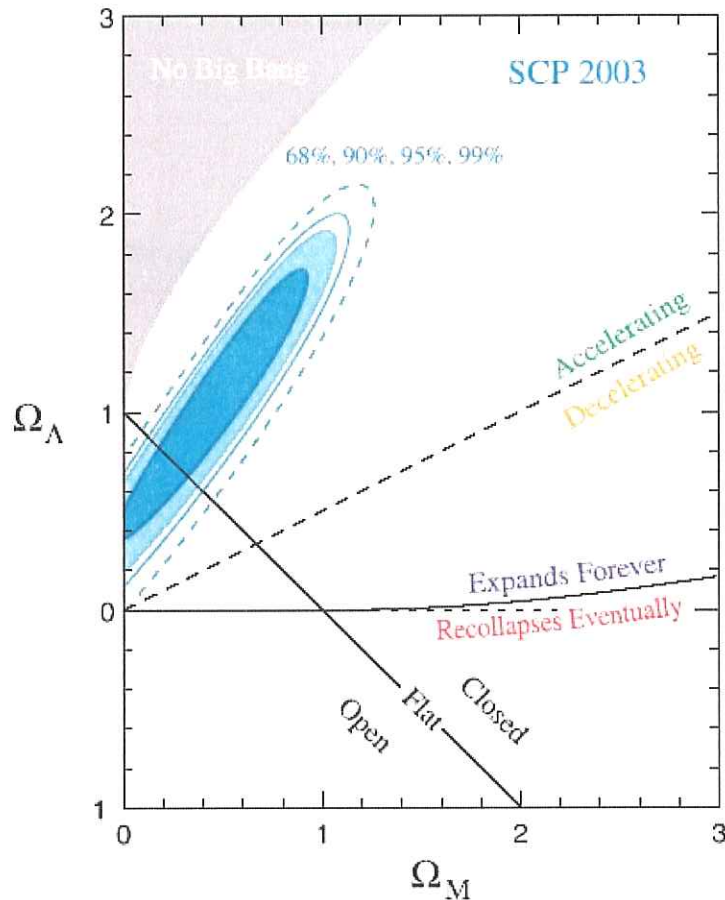


FIG. 1.11 – Contours de confiance (à 68%, 90% et 95% et 99%) dans le plan $(\Omega_M; \Omega_\Lambda)$ obtenus avec les supernovæ de type Ia (tiré de Knop et al. 2003 [32]). Les limites des zones pour lesquelles l'Univers est fermé, plat ou ouvert d'une part, en accélération ou en décélération d'autre part, sont également indiquées.

Il est nécessaire de combiner ces résultats avec ceux d'autres types d'expériences (CMB, amas de galaxies) pour obtenir des mesures précises des paramètres cosmologiques. La figure 1.12 présente une combinaison de résultats récents de ces mesures.

Notre époque voit donc l'émergence d'un modèle standard de notre Univers, dont 95% de son contenu énergétique serait dans deux composantes obscures, la matière noire et l'énergie noire.

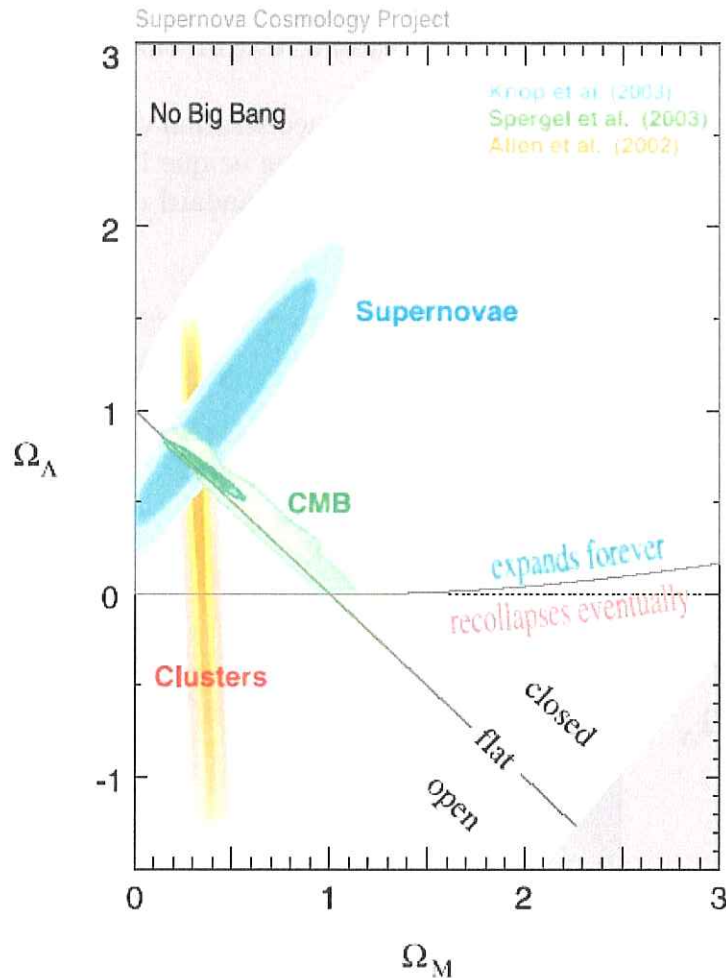


FIG. 1.12 – Contours de confiance dans le plan $(\Omega_M; \Omega_\Lambda)$ obtenus avec différents types d'expériences de mesure des paramètres cosmologiques : les supernovæ de type Ia, le CMB et les amas de galaxies. Les trois modèles concordent pour des valeurs de $\Omega_M \simeq 0,27$ et $\Omega_\Lambda \simeq 0,73$

La nature et les propriétés de ces composantes obscures restent encore aujourd'hui très mal connues. Il est donc nécessaire de conduire de nouvelles observations cosmologiques afin de progresser dans leur compréhension.

C'est dans ce cadre que le projet d'observations de centaines de supernovæ de type Ia du *SuperNova Legacy Survey* (SNLS) s'inscrit (voir chapitre 3). Il devrait permettre, après 5 ans de prise de données, de mesurer les paramètres cosmologiques Ω_M , Ω_Λ et w avec une précision suffisante pour affiner notre vision de ces composantes obscures.

La qualité des données de SNLS permet également pour la première fois de contrôler une grande partie des biais systématiques qui peuvent éventuellement exister dans les expériences d'observation des supernovæ de type Ia.

C'est dans ce cadre que s'inscrit ce travail de thèse. L'analyse différée des données du *SuperNova Legacy Survey* permettra à terme de s'affranchir des biais de sélection de la chaîne d'analyse en temps réel "classique", et au-delà d'analyser systématiquement tout les phénomène variables dans le temps qui se produisent dans les zones du ciel observées par le relevé.

Avant d'aller plus loin dans la description de notre chaîne d'analyse, il convient de présenter un peu ces phénomènes astrophysiques que sont les supernovæ de type Ia.

2

Les supernovæ

2.1 Les supernovæ : généralités, définition et classification

2.1.1 Premières observations et premières interprétations

Origine de l'appellation "supernova"

L'origine du terme remonte à l'astronome danois Tycho Brahé qui observa en 1572 une supernova qui porte son nom. Il rapporta ce qu'il avait vu dans un traité "De Nova Stella" ("De la nouvelle étoile") et la dénomination de *nova* est restée pour désigner une étoile qui manifeste une brusque et considérable augmentation de sa luminosité. Il s'agit en fait du rallumage d'une étoile morte (voir section 2.4.2).

En 1924, l'astronome Edwin Hubble découvrit que certaines "nébuleuses", taches floues dans le ciel, étaient en fait des galaxies semblables à la nôtre mais très éloignées. Peu de temps après il observa l'expansion de l'Univers, établissant la fameuse loi qui porte son nom.

Dans les années 1930, les astronomes Fritz Zwicky et Walter Baade réalisèrent qu'une vingtaine de novæ observées auparavant étaient situées dans ces galaxies. Ils en déduisirent que leur éclat devait être des milliers de fois plus fort que celui des novæ de notre galaxie, et pouvait même atteindre celui d'une galaxie entière. Ils proposèrent en 1933 le terme de "supernova" pour les désigner.

Les supernovæ historiques

Dès l'Antiquité, les astronomes avaient remarqué que, de temps en temps, de nouvelles étoiles apparaissaient dans le ciel, brillaient quelques semaines avant de s'éteindre. Souvent interprétée comme un présage, l'apparition de ces astres était soigneusement enregistrée. Les archives de l'empire chinois ont ainsi gardé trace de novæ particulièrement brillantes en 185 et en 369 de notre ère.

Six supernovæ seulement ont été visibles à l'oeil nu durant le dernier millénaire ; pour cela il faut qu'elles aient eu lieu dans notre galaxie ou dans une galaxie proche, satellite

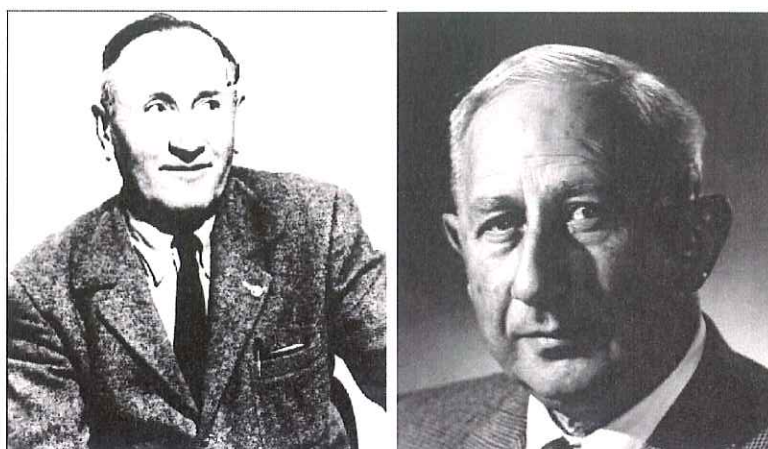


FIG. 2.1 – Les astrophysiciens Fritz Zwicky (1898-1974) et Walter Baade (1893-1960).

de la nôtre :

- SN 1006 : peut-être la supernova la plus brillante de l'Histoire, on trouve sa trace aussi bien dans des textes chinois, japonais, égyptiens, arabes qu'euro péens. Située dans la constellation du Loup, elle aurait atteint une magnitude apparente comprise entre -7,5 et -9, ce qui en ferait peut-être la seule étoile, en dehors du Soleil, à avoir porté des ombres à la surface de la Terre.
- SN 1054 : elle fut largement visible depuis une grande partie de la Terre. Elle a été observée en particulier par les astronomes chinois, qui ont rapporté qu'elle était visible à l'œil nu et en pleine journée pendant 23 jours (avec une magnitude apparente de -5 environ). Elle resta visible dans le ciel nocturne pendant près de deux ans. Sa position, notée très précisément, a permis de retrouver les restes de la supernova, qui forment la Nébuleuse du Crabe²⁴. Il s'agit d'une supernova gravitationnelle (voir section 2.3) puisqu'un pulsar a été découvert au centre de la nébuleuse en 1968.
- SN 1181 : elle fut uniquement observée par les astronomes chinois et japonais. Elle contient elle aussi un pulsar au centre de la nébuleuse restante.
- SN 1572 : elle fut observée par l'astronome danois Tycho Brahé. Atteignant une magnitude apparente estimée à -4, elle fut également visible en plein jour et resta dans le ciel nocturne pendant un an et demi. On pense qu'il s'agissait d'une supernova thermonucléaire (voir section 2.4) car la nébuleuse associée est plus petite et moins lumineuse que dans le cas des supernovæ gravitationnelles.
- SN 1604 : elle fut surtout étudiée par le célèbre astronome allemand Johannes Kepler. Elle fut visible 18 mois, avec un pic de luminosité estimé à la magnitude -2,5. Elle est la dernière supernova galactique dont on ait des preuves de l'observation.

²⁴Connue aussi sous le nom de M1, puisqu'il s'agit du premier objet que Charles Messier introduisit dans son catalogue d'objets diffus en 1774.

- SN 1987A : cette supernova a explosé dans le Grand Nuage de Magellan, une galaxie satellite de la nôtre, distante d'environ 50 kpc. Elle fut la première supernova à pouvoir être observée simultanément dans les domaines X, ultra-violet, optique²⁵ et radio du spectre électromagnétique. Une poignée de neutrinos furent également détectés, ce qui permit de valider une partie des modèles d'explosion qui prédisent que la majeure partie de l'énergie des supernovæ gravitationnelles (voir section 2.3) est émise sous forme de neutrinos.

À cela il faut probablement ajouter une supernova en 1680, associée à la radiosource Cassiopée A (la plus brillante du ciel radio), dont l'âge est estimé à un peu plus de deux siècles. Aucune observation contemporaine n'a cependant été retrouvée, sauf peut-être chez l'astronome anglais Flamsteed qui l'observa comme une étoile à la limite de la visibilité à l'oeil nu (magnitude apparente de 6).

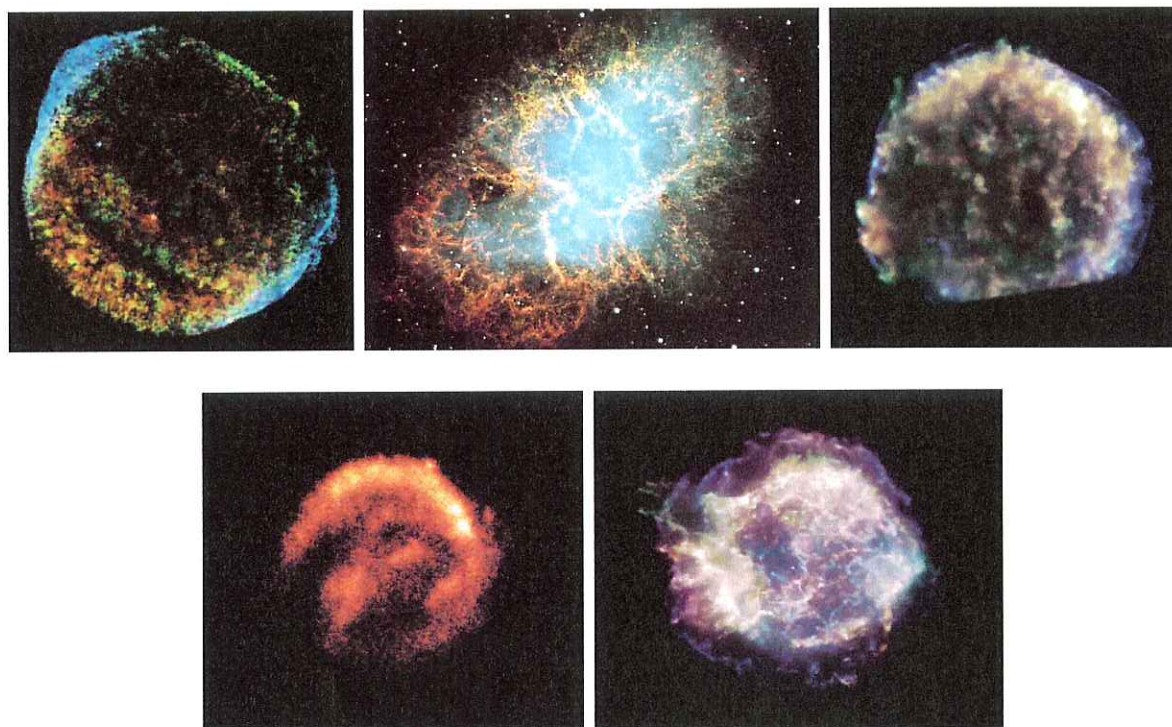


FIG. 2.2 – Les restes des supernovæ SN1006, SN1054 (Nébuleuse du Crabe), SN1572, SN1604 et SN1680 respectivement, observés dans différentes longueurs d'onde (des rayons X aux infra-rouges).

Le nombre de supernovæ observées dans notre galaxie en 1000 ans nous renseigne sur la fréquence du phénomène; néanmoins, à cause de l'obscurcissement par les poussières, et de possibles événements qui auraient échappés à l'observation (comme la supernova de 1680), ceci nous fournit plutôt une limite inférieure sur le taux d'explosion.

²⁵Elle atteint par ailleurs une magnitude au maximum de +3, et était donc visible à l'oeil nu la nuit.

Observations modernes et interprétations théoriques

Zwicky et Baade lancèrent un vaste programme de recherche systématique et d'étude des supernovæ à partir des années 30. Il permit l'observation sur plusieurs décennies de quelque 300 supernovæ dans les galaxies extérieures. Dès 1934, ils proposèrent un modèle décrivant les supernovæ comme l'effondrement d'une étoile très massive en fin de vie vers un objet compact, une étoile à neutrons (Baade & Zwicky, 1934 [5]). Cette interprétation semble être confirmée pour les supernovæ de type Ib/c et II (voir section 2.3).

Rudolph Minkowski établit en 1941 une première classification basée sur les spectres des supernovæ qui commençaient à être pris à cette époque. Il les range en deux catégories, selon l'absence (classe I) ou la présence (classe II) de raies d'hydrogène dans leur spectre (Minkowski, 1941 [36]).

Enfin, Fred Hoyle et William Fowler présentèrent en 1960 un modèle décrivant une supernova comme l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche dans un système binaire (Hoyle & Fowler, 1960 [30]). Même s'il reste beaucoup d'incertitude sur les progéniteurs et les mécanismes de l'explosion, on pense que ce modèle correspond aux supernovæ de type Ia (voir section 2.4).

2.1.2 Classification observationnelle

L'étude statistique des propriétés des supernovæ a permis de montrer que les supernovæ sont loin d'être toutes identiques. Elles diffèrent aussi bien par leur magnitude au maximum que par l'évolution de leur luminosité avec le temps (courbe de lumière) et leur spectre.

La classification des supernovæ repose essentiellement sur ce dernier (voir Filippenko, 1997 [20] et Turatto, 2003 [57]), et plus précisément sur la présence ou l'absence de certaines raies. Les caractéristiques spectrales des supernovæ évoluent rapidement avec le temps, ce qui correspond aux différentes phases de l'explosion de l'étoile :

- juste après l'explosion, l'enveloppe de l'étoile est en expansion très rapide, opaque au rayonnement, et le spectre présente des raies en absorption : on appelle cette phase la *phase photosphérique*. Les raies sont souvent déformées par l'effet Doppler, présentant un profil dit en *P-Cygni* (voir figure 2.3) ; la forme et la largeur des raies permet alors d'estimer la vitesse d'expansion ;
- quelques semaines plus tard, le milieu devient transparent, et on observe des raies en émission, quand les couches internes de l'étoile deviennent visibles : c'est la *phase nébulaire*.

La classification spectrale (voir figure 2.4) correspond à des spectres pris dans la phase photosphérique, près du maximum de lumière.

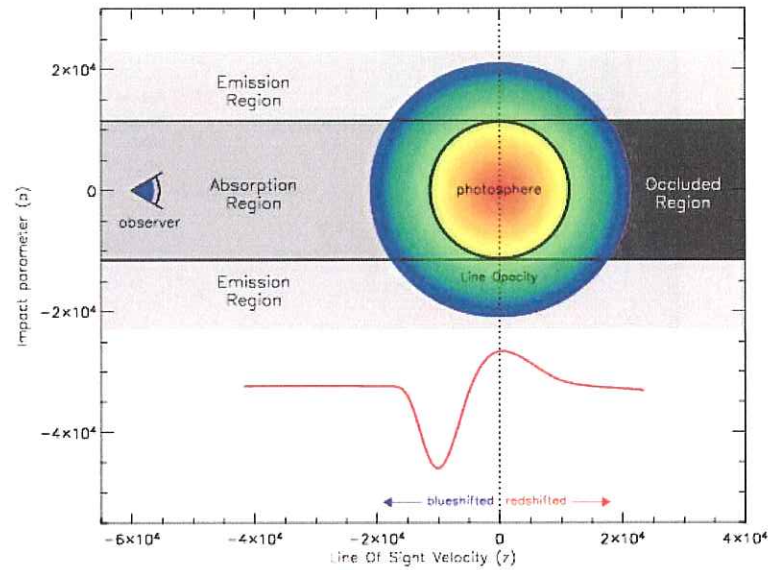


FIG. 2.3 – Formation du profil en P-Cygni des raies du spectre d'une supernova : la partie de la photosphère située entre l'observateur et le coeur de l'étoile est vue en absorption, et décalée vers le bleu ; le reste de la photosphère est vu en émission. Les figures 2.3, 2.4 et 2.5 sont tirées du cours de R. Ciardullo du Department of Astronomy and Astrophysics, Penn State University.

Absence d'hydrogène : supernovæ de type I

L'hydrogène étant l'élément le plus abondant de l'Univers, et le constituant principal des étoiles, l'absence des raies qui le caractérisent dans le spectre des supernovæ de type I permet d'avoir des indices sur leurs progéniteurs : ce sont très certainement des étoiles qui ont perdu au cours de leur histoire leur enveloppe d'hydrogène. On distingue trois sous-classes de SNI :

- Type Ia : présence des raies du silicium ionisé (SiII) ;
- Type Ib : absence des raies du silicium, présence de raies de l'hélium ;
- Type Ic : absence des raies du silicium et de l'hélium.

Présence d'hydrogène : supernovæ de type II

On distingue là aussi deux sous-classes spectrales :

- Type II_n (ou normal) : domination des raies de l'hydrogène, présence de raies de l'hélium ;
- Type II_b : domination des raies de l'hélium.

Le type II_n est sub-divisé lui aussi en deux sous-classes photométriques, selon la forme de leur courbe de lumière (voir figure 2.5) :

- Type II-P : supernovæ dont la courbe de lumière présente, après le maximum, un plateau en luminosité, qui peut aller jusqu'à deux mois, pendant lequel la luminosité bolométrique ne décroît presque pas ;

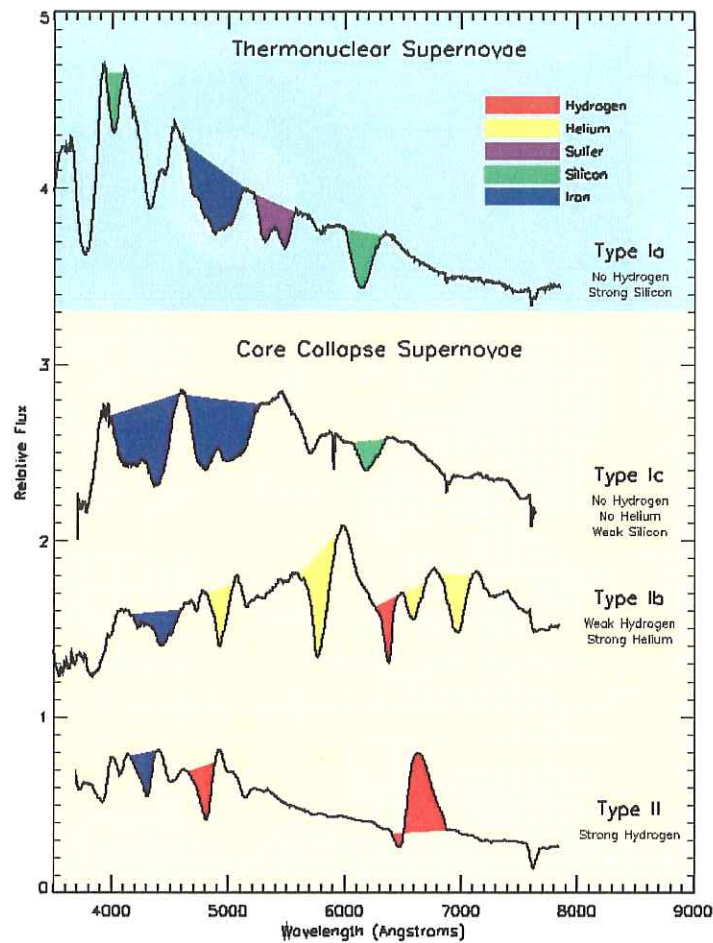


FIG. 2.4 – Les différents types de spectres de supernovæ, avec les raies correspondant aux éléments qui les caractérisent (l'échelle verticale représente le flux par unité de longueur d'onde $d\phi/d\lambda$).

- Type II-L : supernovæ dont la courbe de lumière présente une décroissance très rapide, linéaire dans l'échelle des magnitudes.

Courbes de lumière

La luminosité d'une supernova augmente très rapidement pendant généralement la quinzaine de jours qui suit l'explosion, avant de diminuer plus lentement dans les mois qui suivent (le flux est divisé d'un facteur 100 en 6 mois). Les courbes de lumière présentent de grandes variations d'une supernova à l'autre, à l'exception notable des supernovæ de type Ia (SNIa).

Les courbes de lumière de ces dernières ont de grandes similitudes entre elles; de plus, la dispersion des valeurs de leur luminosité au maximum est nettement plus faible

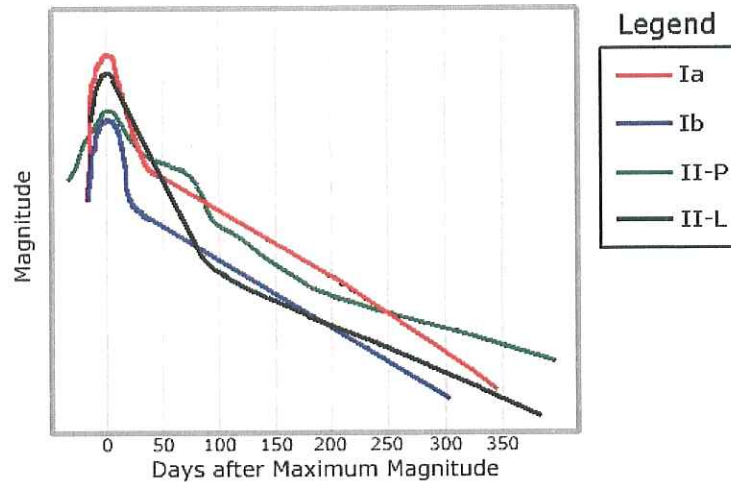


FIG. 2.5 – Différentes courbes de lumière de supernovæ, avec la distinction des types II-P et II-L. Les SNIa sont en moyenne les supernovæ les plus brillantes.

que celle des autres supernovæ ($\pm 40\%$ autour d'une moyenne de $10^{10} L_{\odot}$, ce qui en fait les supernovæ les plus brillantes, typiquement d'un facteur 10 en flux par rapport aux SNII/Ib/Ic).

Supernovæ particulières

Si la majorité des supernovæ se rangent dans les catégories précédentes, il existe des supernovæ particulières qui ne suivent pas l'ensemble des critères de classification de leur catégorie.

36% des SNIa dans l'Univers local seraient "particulières" (voir Li et al., 2000 [34]) : 20% sur-lumineuses (comme la supernova 1991T, plus lumineuse de 40% qu'une SNIa standard), et 16% sous-lumineuses (comme la supernova 1991bg, moins lumineuse de 2 magnitudes).

Si ce résultat était confirmé, cela pourrait remettre en question, ou, tout du moins, compliquer l'utilisation des SNIa comme "chandelles standard" en cosmologie. Cependant, à ce jour, aucune SNIa particulière ne semble avoir été découverte à grand redshift et cette question reste ouverte.

Par ailleurs, certaines supernovæ de type Ib/c ou IIn ont une énergie d'explosion particulièrement élevée (estimée supérieure à 10^{45} joules (10^{52} ergs), soit 10 fois plus que les SNIa); on les appelle *hypernovæ*. Elles pourraient être en rapport avec une partie des sursauts gammas (voir Paczynski 1998 [39] et plus récemment Della Valle et al. 2005 [16]), voire à leur origine.

Modélisation et simulations

La compréhension des mécanismes d'explosion des supernovæ, à travers une modélisation théorique et des simulations numériques, est indispensable pour relier ces événements aux autres phénomènes astrophysiques et les replacer dans un contexte cosmologique.

En particulier, la compréhension des progéniteurs et du mécanisme d'explosion des SNIa joue un rôle crucial car l'utilisation des supernovæ comme chandelles standard ne peut se faire que si l'on est certain que l'énergie émise lors de l'explosion est bien toujours la même.

Ces modélisations sont encore aujourd'hui limitées sur plusieurs points :

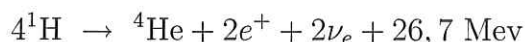
- dans le cadre du modèle d'une naine blanche accrétant de la matière d'une étoile compagnon, l'allumage peut se faire à n'importe quelle profondeur, selon le taux d'accrétion ; il faut alors comprendre l'influence que cela peut avoir sur l'uniformité des explosions ;
- l'explosion peut être une détonation (supersonique), une déflagration (subsonique), ou plus probablement les deux à la fois (les simulations semblent montrer qu'une seule de ces hypothèses ne suffit pas) ;
- d'après les calculs, le compagnon devrait résister à l'onde de choc de l'explosion de la supernova (quitte à perdre en partie son enveloppe diffuse), mais on n'a jamais observé un tel compagnon à proximité des supernovæ Ia étudiées.

Les sections 2.3 et 2.4 présentent un résumé des modèles dont nous disposons actuellement pour expliquer les supernovæ gravitationnelles et thermonucléaires.

2.2 L'évolution stellaire et la fin de vie des étoiles

Pour comprendre comment des événements exceptionnels tels que des supernovæ peuvent se produire, il faut d'abord se pencher sur l'évolution des étoiles, et plus particulièrement sur la fin de leur vie.

Les étoiles passent en moyenne 95% de leur vie dans une phase qu'on appelle *séquence principale* (voir figure 2.6), pendant laquelle elles brûlent l'hydrogène en hélium selon des réactions de fusion dont le bilan peut se résumer à :



Selon leur masse initiale, cette phase peut durer quelques millions d'années (pour les étoiles extrêmement massives) à plusieurs centaines de milliards d'années (pour les étoiles de très faible masse).

Pendant toute cette phase, une étoile est un système *auto-régulé* : son équilibre hydrostatique est assuré par la compétition de deux forces, la gravitation, qui tend à contracter l'étoile, et la pression du plasma qui la compose, qui, sous la chaleur dégagée par les réactions de fusion thermonucléaires en son cœur, tend à la dilater. Sa luminosité et sa température sont stables.

Quand tout l'hydrogène du cœur a été brûlé, le "moteur" central de l'étoile s'arrête et l'étoile quitte la séquence principale.

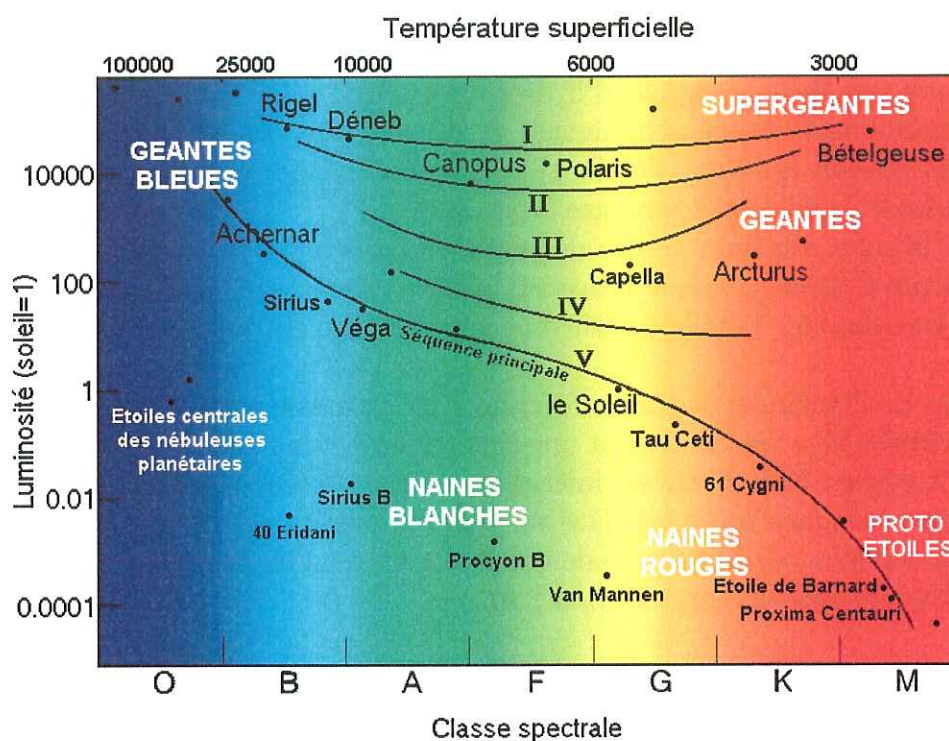


FIG. 2.6 – Le diagramme Hertzsprung-Russell, qui décrit la luminosité en fonction de la température de surface des étoiles. La plupart des étoiles se retrouvent sur un point de la diagonale de ce diagramme, que l'on appelle la séquence principale. Elles y restent pendant la plus grande partie de leur vie.

L'étoile commence à se contracter sous l'effet de la gravité. L'énergie ainsi libérée allume les couches d'hydrogène qui entourent immédiatement le cœur d'hélium. Cette combustion libère également de l'énergie. Recevant alors de l'énergie de deux sources différentes, l'étoile devient extrêmement brillante.

La fusion de l'hélium ne peut pas avoir lieu de suite, car elle fait intervenir un processus à trois corps²⁶, qui nécessite une densité et une pression très importantes. L'étoile brûle donc une coquille d'hydrogène autour de son cœur, et continue à se contracter.

La pression de radiation issue de la fusion de cette coquille "souffle" les couches extérieures de l'étoile, qui se retrouvent éloignées de l'endroit où se produisent les réactions de fusion, et refroidissent. L'étoile apparaît ainsi grande, brillante et froide : c'est une *géante rouge*.

Quand le cœur atteint une densité et une température suffisantes (10^8 kelvins), la fusion de l'hélium en carbone ^{12}C s'amorce. Le cœur ne se dilate pas tout de suite et l'énergie dégagée provoque un emballement de la réaction appelé le *flash de l'hélium*.

²⁶La fusion de deux noyaux d'hélium ^4He donne du béryllium ^8Be qui est instable et fissionne immédiatement ($\tau = 2 \times 10^{-16}\text{s}$). La production de carbone passe par la réaction triple- α $3^4\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + ^8\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{C}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma + 7,4\text{Mev}$. Pour plus de détails, voir Basdevant, Rich & Spiro 2005 [8].

Quand le flash de l'hélium a lieu, la pression du gaz s'accroît et le cœur finit par se dilater. La pression dans la coquille d'hydrogène qui brûle diminue alors, et sa combustion s'arrête. L'étoile devient moins lumineuse et se contracte. Sa surface étant plus proche du lieu où se produit la fusion, l'étoile apparaît plus chaude ; elle se retrouve alors sur la branche horizontale des géantes rouges (voir figure 2.7).

Lorsque le cœur d'hélium achève de brûler en carbone et en oxygène, il recommence à se contracter et selon le même processus que précédemment une coquille d'hélium en fusion se forme autour : l'étoile devient une géante rouge encore plus brillante.

Le destin de l'étoile dépend alors fortement de sa masse initiale. Si celle-ci est supérieure à environ $8 M_{\odot}$, l'étoile devient une supergéante puis explose en supernova gravitationnelle (voir section 2.3). Si elle est inférieure, l'étoile s'éteint peu à peu en devenant une naine blanche. Lorsque l'étoile est dans un système binaire, elle peut toutefois continuer à évoluer en accrétant de la matière de son étoile partenaire, ce qui peut conduire à une supernova thermonucléaire (voir section 2.4).

2.3 Les supernovæ gravitationnelles

2.3.1 Des supergéantes

Dans le cas où l'étoile a une masse initiale supérieure à $8 M_{\odot}$, son évolution ne s'arrête pas au stade de géante rouge dont le cœur voit la fusion de l'hélium en carbone et oxygène. La pression et la température au centre augmentent, et lorsque cette dernière atteint 6×10^8 kelvins, la fusion nucléaire du carbone s'amorce (celle de l'oxygène suit quand la température atteint $1,5 \times 10^9$ kelvins), pour former du néon, du sodium et principalement du magnésium.

Le cœur de l'étoile continue à s'échauffer et la réaction de fusion du magnésium s'amorce alors, produisant de l'aluminium, du silicium, du phosphore et du soufre. Quand le cœur atteint $2,7 \times 10^9$ kelvins, c'est au tour du silicium et des éléments similaires de fusionner, produisant du fer, du cobalt et du nickel.

À ce stade, l'étoile est composée d'un cœur de silicium qui brûle et de coquilles successives de magnésium, d'oxygène, de carbone, d'hélium et d'hydrogène, selon le même principe que pour les géantes rouges.

L'énergie dégagée par la contraction du cœur, quand la fusion du silicium finit par s'arrêter, et par la fusion des coquilles l'entourant repousse encore plus loin les couches extérieures de l'étoile. Son rayon finit par atteindre plusieurs centaines de fois celui du Soleil : c'est une *supergéante* (voir figure 2.8). Ces étoiles peuvent être jusqu'à des centaines de milliers de fois plus lumineuses que le Soleil.

Les isotopes du fer et du nickel produits sont les éléments les plus liés qui existent. Leur fusion en des noyaux encore plus lourds consomme de l'énergie, ce qui fait baisser la température du cœur. Arrivée à ce stade de sa vie, l'étoile voit donc son cœur s'éteindre et recommencer à se contracter sous l'effet de la gravitation.

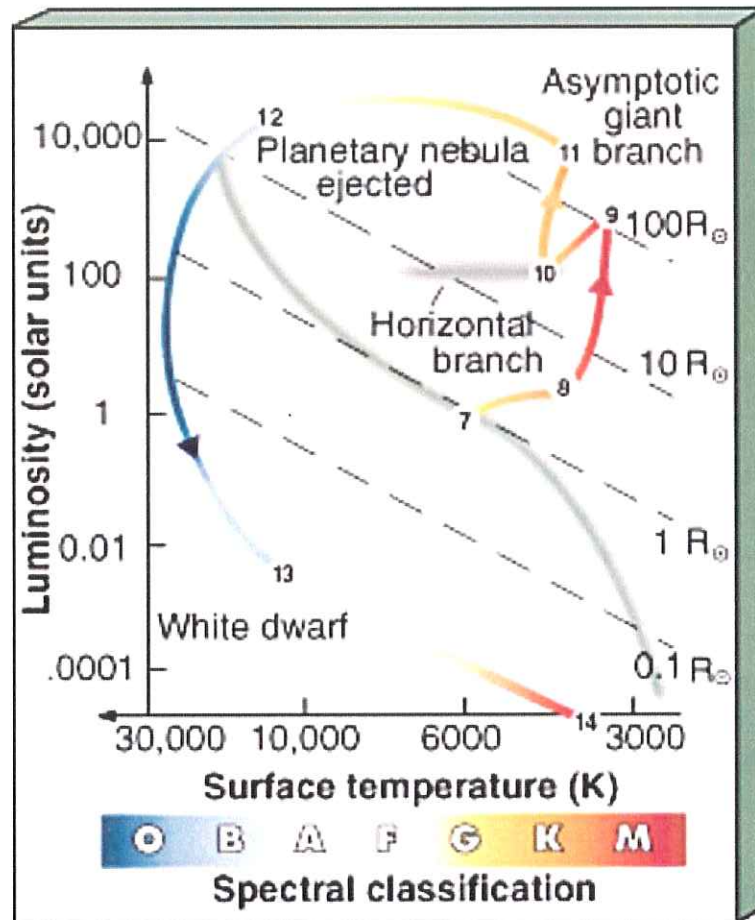


FIG. 2.7 – La fin de vie d'une étoile de masse initiale inférieure à $8 M_{\odot}$. L'exemple suivi est celui d'une étoile de type solaire, qui passe sa vie sur la séquence principale, en (7). Quand la fusion de l'hydrogène dans son cœur s'arrête, ce dernier commence à se contracter pendant que l'étoile se refroidit. Le point (8) correspond au moment où la coquille d'hydrogène autour du cœur d'hélium s'allume. L'étoile, alimentée en énergie à la fois par la contraction sous l'effet de la gravitation de son cœur et par la fusion de cette coquille d'hydrogène, gonfle jusqu'à atteindre 100 fois son rayon initial. Quand le cœur atteint 100 millions de kelvins, en (9), le flash de l'hélium a lieu. L'étoile se réchauffe et se contracte, et se retrouve sur la branche horizontale des géantes rouges, en (10). Quand la combustion de l'hélium s'arrête, le même phénomène de gonflement se produit et l'étoile parcourt la branche asymptotique des géantes rouges. Arrivée en (11), la fusion des coquilles d'hélium et d'hydrogène s'arrête et l'étoile perd peu à peu son enveloppe extérieure. Des régions de plus en plus centrales de l'étoile, et donc de plus en plus chaudes, deviennent visibles. En (12) se forme ce qu'on appelle la nébuleuse planétaire, quand le rayonnement du cœur ionise le matériel déjà éjecté. Enfin l'étoile, réduite à son cœur de carbone et d'oxygène, s'éteint peu à peu comme naine blanche, dans la région (13).

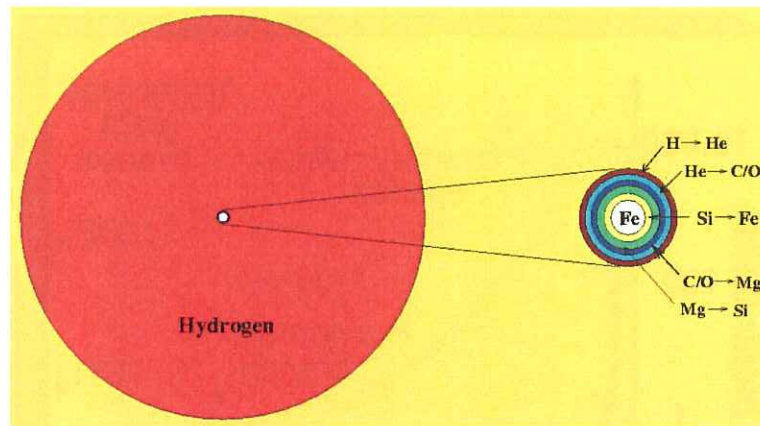


FIG. 2.8 – Représentation schématique de la structure d'une supergéante. Elle est principalement constituée d'une immense enveloppe d'hydrogène. Proche du cœur de fer, on trouve plusieurs coquilles d'éléments de plus en plus lourds en fusion.

Cependant la masse du cœur est supérieure à $1,4 M_{\odot}$. La pression de dégénérescence quantique des électrons (voir 2.4.1) ne suffit plus pour s'opposer à la gravité et un effondrement catastrophique se produit. Cette masse limite de stabilité des cœurs des étoiles est appelée *masse de Chandrasekhar*.

2.3.2 La formation d'un astre compact et la supernova

Le cœur de fer s'effondre sur lui-même sous l'effet de la gravité en seulement une fraction de seconde. On peut calculer assez simplement le temps que prend cet effondrement en considérant que la chute d'un élément à la surface du cœur est analogue à une orbite képlérienne²⁷ : tout se passe pour l'élément de surface comme s'il était en orbite autour du reste du cœur.

La troisième loi de Képler nous donne alors une relation entre la période de cette orbite (en fait ici, deux fois le temps T d'effondrement) et son demi-grand axe (en fait ici la moitié du rayon R du cœur) :

$$\left(\frac{P}{2\pi}\right)^2 = \frac{a^3}{GM} \Leftrightarrow \left(\frac{T}{\pi}\right)^2 = \frac{R^3}{8GM}$$

Pour $M \sim M_{\odot}$ et $R \sim 1000$ km on trouve : $T \sim 10^{-1}$ s : le cœur s'effondre en approximativement un dixième de seconde.

La densité augmente considérablement et les électrons finissent par être capturés par les noyaux, qui convertissent ainsi leurs protons en neutrons. Le cœur de l'étoile atteint finalement la densité nucléaire, quand les noyaux des atomes entrent en contact les uns avec les autres.

²⁷La taille de l'astre compact est suffisamment faible devant le rayon initial du cœur pour négliger les processus finaux dans le calcul du temps d'effondrement.

L'effondrement s'arrête alors, et on obtient ainsi une boule de neutrons, d'une dizaine de kilomètres de diamètre, dans laquelle toute la masse du cœur est concentrée : l'étoile est devenue une *étoile à neutrons*²⁸.

Le cœur ne pouvant se comprimer davantage, un rebond se produit sur sa surface : une onde de choc se propage vers l'extérieur de l'étoile, et elle rencontre les couches externes qui sont encore en chute libre vers le cœur de l'étoile (car ce qui s'y déroule se passe trop vite et trop loin d'elles pour les influencer, sinon avec retard).

Cette rencontre donne lieu à une combustion nucléaire explosive, et des éléments lourds sont synthétisés, éléments qu'on retrouve dans les gaz éjectés lors de l'explosion. L'onde de choc qui se propageait vers l'extérieur voit une grande partie de son énergie dissipée dans cette phase, et on pense que l'étoile n'exploserait pas si un autre phénomène n'intervenait pour relancer l'onde de choc : son "réchauffage" par des neutrinos.

L'effondrement gravitationnel du cœur est accompagné d'une densité si élevée que seuls les neutrinos peuvent s'échapper de la région en plein effondrement. La majeure partie de l'énergie gravitationnelle libérée finit donc par être convertie en neutrinos thermalisés.

La masse du cœur étant proche de la masse de Chandrasekhar, on peut estimer cette énergie :

$$E_{\text{grav}} = \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$$

Avec $M = M_{\text{Chandrasekhar}} \approx 1,4M_{\odot}$ et $R = 1000$ km, on obtient :

$$E_{\text{grav}} \sim 3 \times 10^{46} \text{ J}$$

99% de cette énergie s'échappe sous forme de neutrinos, pendant une dizaine de secondes. La luminosité en neutrinos est alors de l'ordre de $\sim 10^{45}$ W, de 20 ordres de grandeur supérieure à celle du Soleil ($L_{\nu, \odot} \sim 10^{25}$ W).

Pendant les quelques secondes de la formation de l'étoile à neutrons, l'étoile émet donc autant de neutrinos que l'ensemble des étoiles de l'ensemble des galaxies de l'Univers observable ! Même s'ils interagissent très faiblement avec la matière, les neutrinos émis font repartir l'onde de choc. Les modèles montrent qu'il suffit qu'ils déposent une petite fraction (1%) de leur énergie pour que l'étoile finisse par exploser.

C'est ainsi que se forment les **supernovæ gravitationnelles**. Selon le type de supergéante (bleue, rouge), la masse initiale, la composition de son atmosphère et sa configuration (système binaire ou non), de grandes variations peuvent être observées dans les valeurs de la luminosité, la composition des ejecta, la forme des courbes de lumière et les spectres.

Par exemple on pense que les SNIb/c sont des étoiles très massives dont les vents stellaires ont soufflé l'enveloppe d'hydrogène (pour les SNIb) et les enveloppes d'hydrogène et

²⁸Si la masse du cœur est supérieure à une limite située entre $2,4 M_{\odot}$ et $3,2 M_{\odot}$ (limite d'Oppenheimer-Volkoff), ce qui correspond approximativement à une masse initiale de l'étoile de $30 M_{\odot}$, l'effondrement continue car rien ne pourra plus contrebalancer la force gravitationnelle : on assiste à la formation d'un *trou noir*.

d'hélium (pour les SNIc) avant l'explosion, d'où l'absence de ces éléments dans le spectre des supernovæ.

Une supernova gravitationnelle libère donc en moyenne 10^{46} joules. 99% de cette énergie est emportée par les neutrinos ; à peu près 1% est convertie en énergie cinétique des ejecta ; et seulement 0,01% est émise sous forme lumineuse. Ceci a pu être vérifié avec SN 1987A.

2.4 Les supernovæ thermonucléaires

2.4.1 La naine blanche, ultime étape de la vie d'une étoile de masse moyenne

Les étoiles de moins de $8 M_{\odot}$ qui ont terminé la fusion de leur cœur d'hélium et qui se situent au bout de la branche des géantes rouges, dans le diagramme de Hertzsprung-Russel, sont composées de :

- un cœur de carbone et d'oxygène, de quelques milliers de kilomètres de diamètre, en train de se contracter sous l'effet de la gravitation ;
- une fine coquille autour du cœur où de l'hélium fusionne en carbone et oxygène ;
- une fine coquille autour de la coquille d'hélium où de l'hydrogène fusionne en hélium ;
- une enveloppe d'hydrogène proportionnellement gigantesque, dont le rayon peut atteindre plusieurs centaines de millions de kilomètres.

La gravité à la surface d'une géante rouge est extrêmement faible, du fait de son rayon important. Les particules de vent stellaire qui s'échappent du cœur dense ont une vitesse élevée et elles font perdre à l'étoile son atmosphère. Peu à peu il ne reste qu'un cœur de carbone et d'oxygène très chaud et une très fine enveloppe d'hydrogène et d'hélium.

A la fin de la vie de l'étoile, l'enveloppe restante est devenue si fine qu'elle n'absorbe plus tous les photons que le cœur très chaud émet. Ces photons ionisent le gaz que l'étoile a perdu précédemment, donnant naissance à certains des plus beaux objets que l'on peut observer dans l'espace, les *nébuleuses planétaires*²⁹(voir figure 2.9).

Après l'étape de la nébuleuse planétaire, tout ce qui reste de l'étoile est un cœur de carbone et d'oxygène qui n'est plus alimenté en énergie par des réactions de fusion. Il se refroidit et se contracte sous l'effet de la gravité.

Arrive un moment où la densité est tellement forte que le principe d'incertitude d'Heisenberg entre en jeu. Du fait de la compression de la matière, chaque électron est confiné dans un espace minuscule et sa position est en conséquence très bien définie. Pour respecter le principe d'incertitude, l'incertitude sur leur vitesse est très grande, ce qui n'est possible que si cette vitesse est elle-même très importante (proche de la vitesse de la lumière).

Les électrons sont donc animés de mouvements très rapides et leur agitation donne naissance à un nouveau type de force de pression, d'origine purement quantique, appelée la pression de dégénérescence. Celle-ci s'oppose à l'effondrement de l'étoile et rétablit l'équilibre avec la force de gravité. L'étoile est devenue une *naine blanche*.

²⁹Le nom est historique, ces objets n'ont en fait rien à voir avec des planètes.

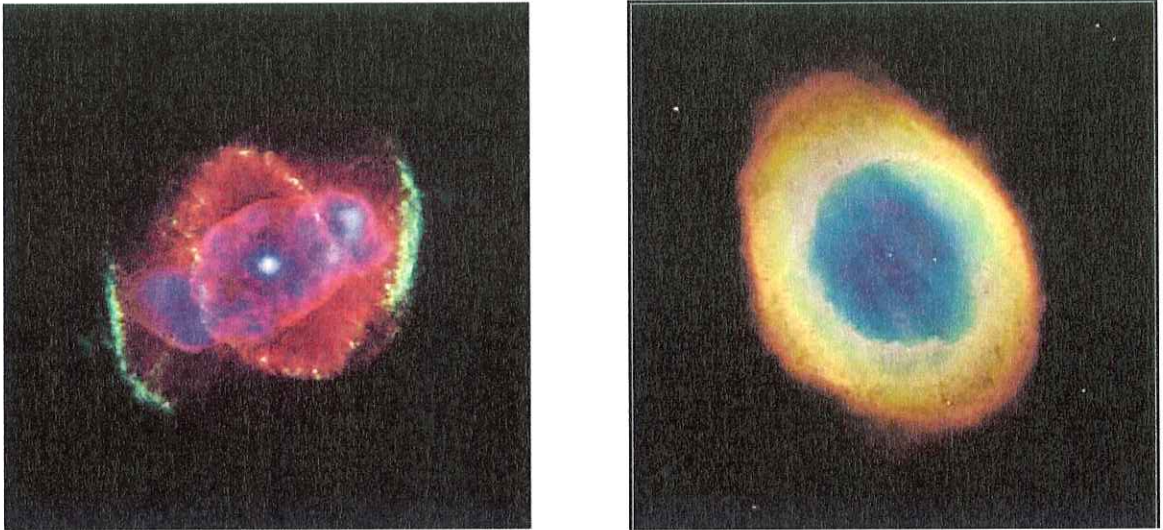


FIG. 2.9 – Les nébuleuses planétaires de "l'œil de chat" et de la constellation de la Lyre.

Le rayon d'une naine blanche peut se calculer en prenant en compte l'impulsion de Fermi p_F de ce système dégénéré :

$$p_F = (3\pi^2)^{1/3} \hbar \left(\frac{N}{4\pi R^3/3} \right)$$

où N est le nombre d'électrons dans l'étoile et R son rayon. On obtient pour une étoile d'une masse solaire³⁰ :

$$R \approx \frac{(9\pi)^{2/3}}{8} \frac{\hbar^2}{m_e G m_p^{5/3} M^{1/3}} \sim 5 \times 10^3 \text{ km}$$

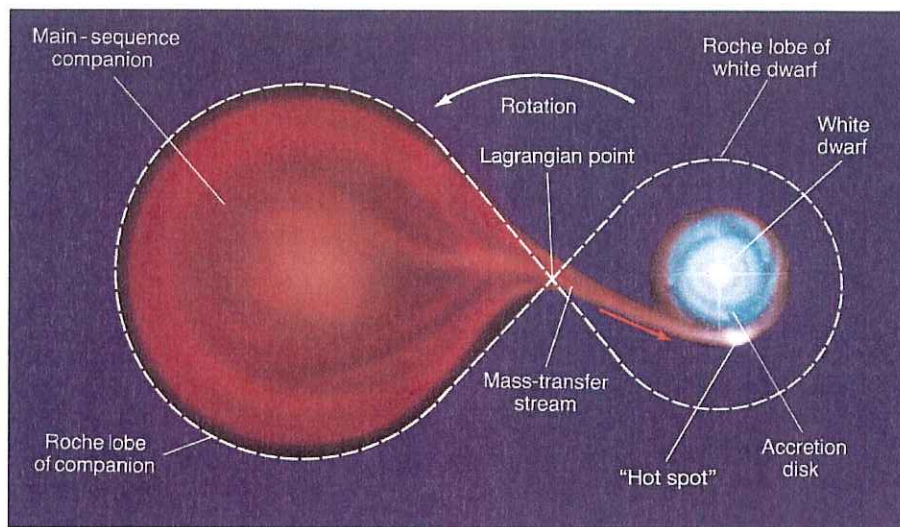
Il est important de noter pour la suite que, parvenue à ce stade, l'étoile n'est plus un système auto-régulé : la pression qui soutient l'étoile et s'oppose à sa gravité n'est plus reliée à la température de celle-ci, mais uniquement au nombre de ses particules.

2.4.2 Les systèmes binaires et le rallumage d'une naine blanche

À peu près la moitié des étoiles du ciel sont dans des systèmes multiples, binaires pour l'écrasante majorité d'entre eux. Dans un tel système, on appelle *lobe de Roche* la région de l'espace où les particules sont gravitationnellement liées à l'une ou l'autre des étoiles. Dans les systèmes binaires, ces deux régions, chacune formant une "larme" entourant l'une des étoiles, se rejoignent au *point de Lagrange* L1 du système (voir figure 2.10).

Si une des étoiles devient une géante rouge, elle peut enfler au point que sa surface s'étende au-delà de son lobe de Roche. Dans ce cas, l'enveloppe extérieure de la géante tombe vers l'étoile compagnon en formant autour d'elle un disque d'accrétion.

³⁰Le résultat dépend en fait formellement du rapport du nombre d'électrons sur le nombre de baryons.



Copyright © 2005 Pearson Prentice Hall, Inc.

FIG. 2.10 – Schéma d'un système binaire géante rouge / naine blanche où une partie de l'atmosphère de la géante est attirée par la naine blanche et forme un disque d'accrétion.

Dans le cas d'un couple géante rouge / naine blanche, le gaz provenant de la géante peut rallumer des réactions de fusion à la surface de la naine blanche, et ce de manière explosive (car l'étoile n'est plus auto-régulée et la réaction se propage à l'ensemble de la coquille d'hydrogène) : c'est ce qu'on appelle une *nova*.

Ces phases de combustion explosive d'une coquille d'hydrogène peuvent se produire à une fréquence temporelle qui varie de toutes les quelques années à toutes les quelques dizaines de milliers d'années, selon les systèmes.

Au moment de la combustion, la luminosité de la nova peut atteindre $5 \times 10^5 L_{\odot}$.

Il existe également un scénario plus catastrophique. Il faut se rappeler qu'une naine blanche n'est soutenue que par la pression de dégénérescence de ses électrons, et sa masse ne peut dépasser la limite de Chandrasekhar (environ $1.4 M_{\odot}$). L'accrétion progressive du matériau de l'étoile compagne augmente peu à peu sa masse, et l'étoile se contracte. Son cœur s'échauffe alors, mais l'étoile n'étant plus un système auto-régulé, cette élévation de température n'entraîne pas de dilatation.

Si l'étoile atteint la limite de Chandrasekhar (certains modèles proposent également des explosions pour une masse inférieure, voir Hillebrandt & Niemeyer 2000 [29] pour une revue des modèles actuels), alors les réactions de fusion thermonucléaire du carbone et de l'oxygène s'allument. Toujours à cause du caractère dégénéré de l'étoile, ces réactions ne sont pas régulées par une dilatation du cœur en fusion, et la réaction en chaîne se propage immédiatement à l'ensemble de l'étoile, qui est désintégrée dans une gigantesque explosion : **une supernova thermonucléaire, ou SNIa**.

Même si nous ne disposons pas encore d'un modèle théorique unique et satisfaisant qui décrive l'ensemble des caractéristiques des SNIa, on pense que l'étoile est entièrement détruite lors de l'explosion, qui dégage une luminosité typique de $10^{10} L_{\odot}$.

2.4.3 Principales propriétés : énergie, courbe de lumière et spectre

L'explosion d'une SNIa libère 10^{44} joules (10^{51} ergs), dont 99% part sous forme d'énergie cinétique avec les débris de la supernova, et seulement 1% d'énergie sous forme lumineuse.

On peut retrouver assez simplement cette valeur de l'énergie libérée par une SNIa. L'état initial est une étoile de $1,44 M_{\odot}$ de carbone et d'oxygène dont l'énergie de liaison est de 7,7 MeV/nucléon. Le nickel ^{56}Ni qui est formé par la fusion a lui une énergie de liaison de 8,8 MeV/nucléon. Chaque réaction libère donc environ 1 MeV et on obtient l'énergie totale en multipliant par le nombre de nucléons³¹ :

$$E_{\text{tot}} = 1 \text{ MeV} \times 1,6 \times 10^{-19} \text{ J/eV} \times \frac{1,44 \times 2 \times 10^{30} \text{ kg}}{1,67 \times 10^{-27} \text{ kg/nucléon}} \sim 1,4 \times 10^{44} \text{ J}$$

On voit donc qu'une supernova thermonucléaire libère nettement moins d'énergie qu'une supernova gravitationnelle. Ce résultat peut sembler surprenant, étant donné que les SNIa sont plus lumineuses que les SNII/Ib/c. Cela est dû au fait que ces dernières sont essentiellement des événements neutrinos.

Courbes de lumière

La figure 2.11 montre les courbes de lumière dans la bande B d'un lot de SNIa issu de la campagne de recherche de SNIa proches par le programme Calán-Tololo (voir Hamuy et al. 1996 [26]). On remarque tout de suite la grande similarité des courbes entre elles. La dispersion au maximum des courbes brutes affiche une amplitude totale d'environ une magnitude, avec une déviation standard de 0,4 magnitude.

Après correction par un facteur empirique reliant luminosité au maximum et étalement temporel (facteur de *stretch*), toutes les courbes viennent se placer sur un même patron, avec une dispersion résiduelle de l'ordre de 15%.

Cette faible dispersion permet d'utiliser les SNIa pour mesurer la constante de Hubble H_0 . Pour cela il faut estimer leur luminosité absolue, et donc disposer d'indicateurs de distance secondaires. On utilise en général les étoiles variables Céphéides présentes dans les galaxies-hôtes (voir Saha et al. 2001 [50]). Les valeurs trouvées sont :

$$M_B = -19,5 \pm 0,1$$

$$M_V = -19,5 \pm 0,1$$

Après cette correction empirique, la faible dispersion des valeurs de luminosité au maximum des SNIa est également fondamentale en cosmologie puisqu'elle permet de mesurer les caractéristiques géométriques de l'Univers, en particulier son contenu en énergie, par comparaison des supernovæ lointaines avec les supernovæ proches.

³¹En réalité la masse de ^{56}Ni formé varie selon les modèles entre $0,5 M_{\odot}$ et $1 M_{\odot}$.

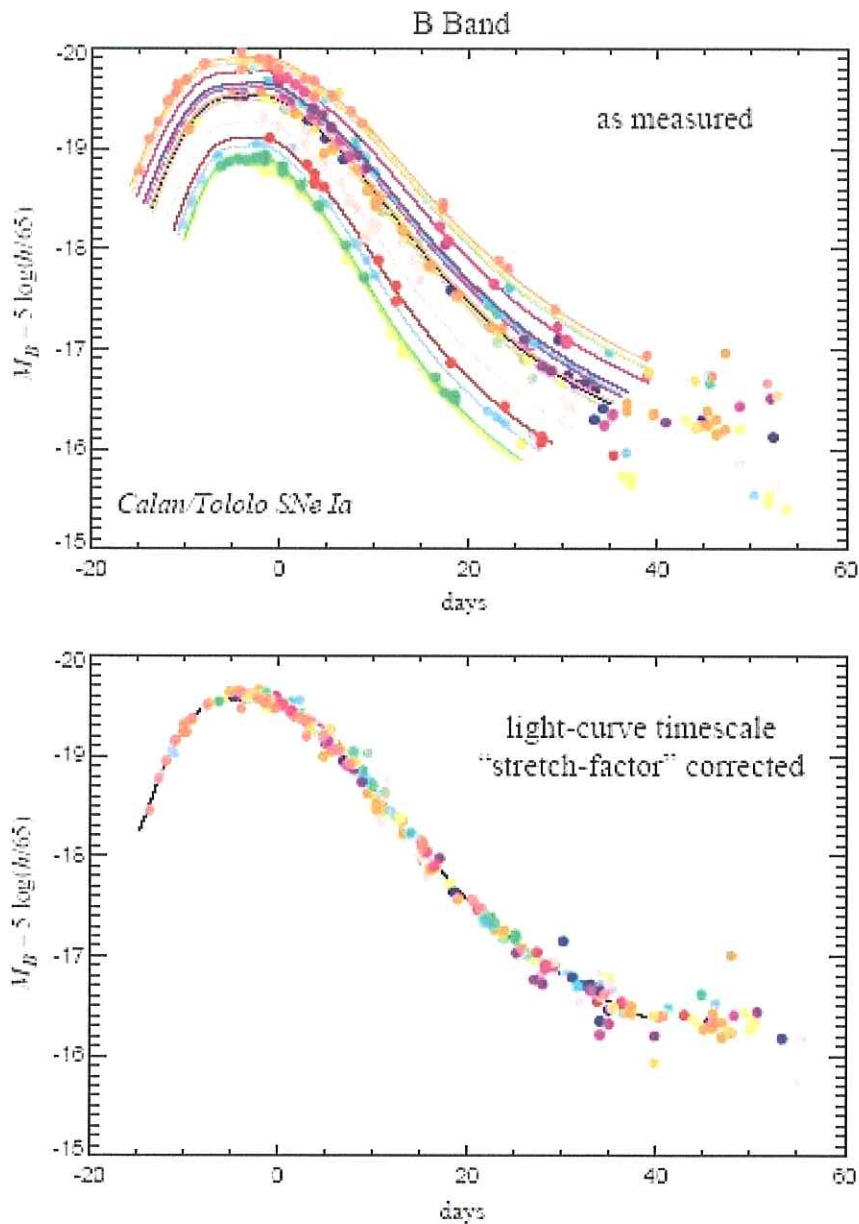


FIG. 2.11 – Courbes de lumière brutes (en haut) et corrigées (en bas) dans la bande B (magnitudes absolues) de 27 SNIa proches observées lors de la campagne du Calán-Tololo.

Spectres

La figure 2.12 montre les spectres de trois supernovæ différentes (SN 1990N, SN 1987N, SN 1987D) pris tous les trois environ une semaine après le maximum de luminosité. La caractéristique principale du spectre d’une SNIa, qui permet de l’identifier, est clairement visible : il s’agit de la raie du silicium SiII ($\lambda \sim 6100 \text{ \AA}$).

Les spectres présentent par ailleurs une grande similitude au niveau du profil des autres raies (calcium CaII, fer FeII & III) et de leur intensité.

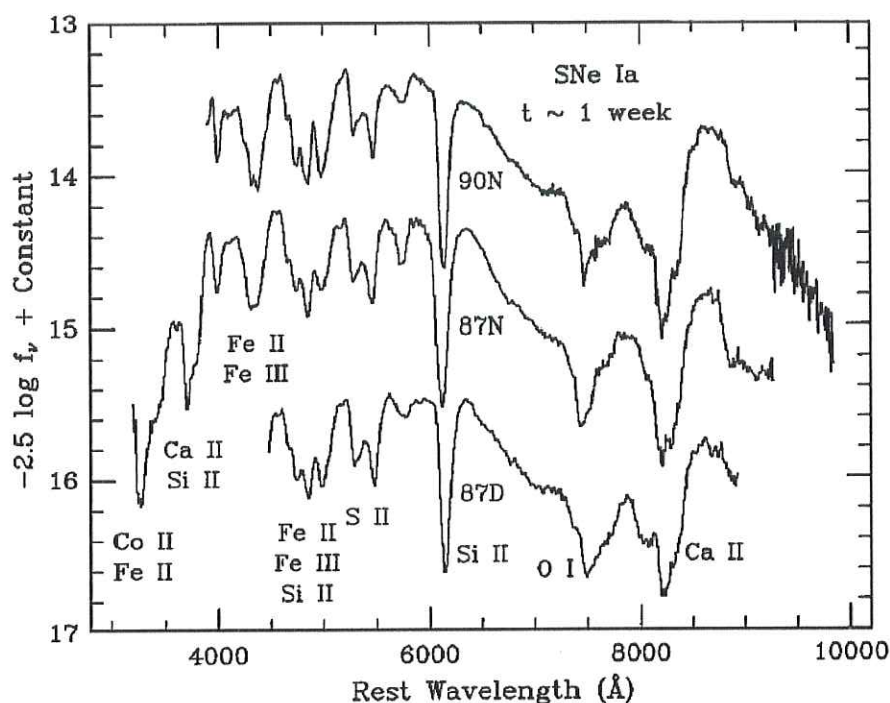


FIG. 2.12 – Spectres de trois SNIa pris environ une semaine après le maximum de luminosité. Les caractéristiques spectrales sont très semblables, tant au niveau des profils des raies que de leur intensité (tiré de Filippenko 1997 [20])

2.4.4 Taux d'explosion

Supernovæ proches

Le tableau 2.1 présente un résumé des taux d'explosion mesurés pour l'ensemble de supernovæ dans notre environnement proche (pour des décalages spectraux inférieurs à 0,1). Ces mesures permettent d'avoir des informations sur les progéniteurs et les mécanismes d'explosion des différentes supernovæ.

Ce type d'information permet de plus de contraindre les modèles d'ensemencement des galaxies en éléments lourds ("métaux" dans le langage astronomique) et l'histoire de la formation des étoiles et des systèmes planétaires. On pense par exemple qu'un système solaire comme le nôtre avec des planètes telluriques est constitué de restes de supernovæ précédant sa formation.

On voit que les supernovæ gravitationnelles (Ib/c et II) n'apparaissent pas dans les galaxies elliptiques, peuplées quasiment exclusivement d'étoiles vieilles et où la formation stellaire s'est arrêtée. À l'inverse, on les trouve beaucoup dans les bras des galaxies spirales, où la formation d'étoiles jeunes et massives peut être très intense. Cette constatation renforce l'hypothèse qu'elles résultent de l'explosion d'une supergéante.

L'observation en 1987 de la supernova 1987A, dans le Grand Nuage de Magellan, a également renforcé cette hypothèse, puisque l'étoile à l'origine de la supernova a pu être

Type de galaxie	Type de SN			
	Ia	Ib/c	II	Tous les types
E-S0	$0,32 \pm 0,11 h^2$	$< 0,02 h^2$	$< 0,04 h^2$	$0,32 \pm 0,11 h^2$
S0a-Sb	$0,32 \pm 0,12 h^2$	$0,20 \pm 0,11 h^2$	$0,75 \pm 0,34 h^2$	$1,28 \pm 0,37 h^2$
Sbc-Sd	$0,37 \pm 0,14 h^2$	$0,25 \pm 0,12 h^2$	$1,53 \pm 0,62 h^2$	$2,15 \pm 0,66 h^2$
Tous les types	$0,36 \pm 0,11 h^2$	$0,14 \pm 0,07 h^2$	$0,71 \pm 0,34 h^2$	$1,21 \pm 0,36 h^2$

TAB. 2.1 – Taux d’explosions de l’univers proche mesurés pour tous les types de supernovæ. Les nombres sont en SNu , où $1 SNu = 1 SN.(10^{10}L_{\odot}^B)^{-1}.siècle^{-1}$ et avec $h = H_0/(100 km.s^{-1}.Mpc^{-1})$. Les galaxies sont rangées par ordre croissant d’activité de formation stellaire, des galaxies "mortes" (elliptiques, type E) aux galaxies spirales qui forment activement des étoiles (types Sbc et Sd), selon la classification de Hubble (valeurs tirées de Cappellaro et al. 1999 [13]).

retrouvée sur d’anciennes observations de la galaxie. Il s’agissait d’une supergéante bleue (plus petite et plus chaude que les supergéantes rouges) répondant au nom de *Sanduleak -69°202*.

Les SNIa, elles, apparaissent indifféremment dans tous les types de galaxies. Ce sont par contre les seules à apparaître dans les régions d’étoiles de faible masse, ce qui là encore permet de conforter l’hypothèse du rallumage catastrophique d’une naine blanche.

Enfin, on voit dans le tableau 2.1 que le taux d’explosion total des supernovæ gravitationnelles est supérieur à celui des supernovæ thermonucléaires. Ces dernières sont néanmoins observées en plus grand nombre du fait de leur plus grande luminosité.

Dans tous les cas cependant, les taux d’explosions sont faibles et il faut observer un grand nombre de galaxies pour voir un nombre significatif de supernovæ.

SNIa lointaines

Mesurer le taux d’explosion des supernovæ "lointaines" est une entreprise nettement plus compliquée. En effet, leur éclat devient rapidement si faible qu’il faut des moyens techniques conséquents pour les détecter. De fait, l’observation des supernovæ à des redshifts supérieur à 0,1 n’est possible que depuis l’avènement des caméras CCD³².

Les SNII étant en moyenne 2 magnitudes plus faibles que les SNIa, seules ces dernières sont observables sur des distances "cosmologiques" (par exemple, dans le cas de SNLS, les SNII sont détectées jusqu’à un redshift de 0,4, tandis que les SNIa sont observées jusqu’à un redshift de 1).

L’évaluation des biais de sélection et des erreurs systématiques devient rapidement le facteur limitant de ce type de mesure. Le tableau 2.2 donne les résultats de différentes

³² Charge Coupled Device

campagnes de mesure du taux d'explosion des SNIa à des distances cosmologiques.

$\langle z \rangle$	$R_{SNIa}(h^2.SNu)$	$(\Omega_{M_0}; \Omega_{\Lambda_0})$	Nb SN	Auteur
~ 0	$0,36 \pm 0,11$		70	Cappellaro et al. 1999 [13]
0,14	$0,44^{+0,35}_{-0,21} \quad ^{+0,13}_{-0,07}$	(0,3;0)	4	Hardin et al. 2000 [28]
0,13	$0,23^{+0,09}_{-0,05} \quad ^{+0,08}_{-0,08}$	(0,3;0,7)	14	Blanc (2002) [11]
0,55	$0,58^{+0,10}_{-0,09} \quad ^{+0,10}_{-0,09}$	(0,3;0,7)	38	Pain et al. 2002 [40]
0,55	$0,94^{+0,16}_{-0,14} \quad ^{+0,14}_{-0,14}$	(1,0;0,0)	38	Pain et al. 2002 [40]

TAB. 2.2 – Taux d'explosion des SNIa distantes mesurés dans différentes expériences récentes. On remarque que la valeur mesurée à grand redshift dépend des paramètres cosmologiques, à travers le calcul du volume observé.

On peut noter que le taux d'explosion mesuré à grand redshift dépend des valeurs des paramètres cosmologiques (puisqu'ils influent sur le volume observé dans un même angle solide). Dans le cas idéal où le taux d'explosion serait suffisamment bien mesuré et où il n'évoluerait pas, ou si son évolution était correctement modélisée, sa mesure pourrait même fournir une autre détermination de ces paramètres.

2.5 Observation des SNIa

Dès les premières études des supernovæ, la possibilité de les utiliser comme "chandelles standard" pour les mesures cosmologiques était évoquée (Baade 1938 [4]).

Pour des distances proches (typiquement pour un décalage spectral $z < 0,1$), elles peuvent servir à mesurer la constante de Hubble H_0 , si on peut obtenir une évaluation de leur luminosité intrinsèque (ou magnitude absolue). À grand redshift, elles peuvent permettre de mesurer les différents paramètres cosmologiques Ω_i, w, \dots

La découverte de la sous-catégorie des SNIa et de la possibilité d'en faire une classe d'objets "standardisés", avec une dispersion de luminosité au maximum de l'ordre de 15% après correction, ainsi que le développement des techniques d'observation, a effectivement conduit à la mesure de H_0 par le télescope spatial *Hubble* (voir Branch 1998 [12]).

À la fin des années 90, deux équipes ont pour la première fois utilisé les SNIa pour la mesure des paramètres cosmologiques (voir Perlmutter et al. 99 [42] et Riess et al. 98 [48]).

2.5.1 Les expériences de première génération

Le *Supernova Cosmology Project* (SCP)

Démarré en 1988, le SCP a utilisé le télescope du *Cerro-Tololo Inter-American Observatory* (CTIO) de 4 mètres, plus quelques autres télescopes d'importance équivalente, pour la détection et l'observation photométrique des supernovæ. Quelques mesures ont également été faites avec le *Hubble Space Telescope* (HST).

Les spectres des candidats, dans le but de l'identification et de la mesure du redshift, étaient principalement pris aux télescopes Keck I & II de 10 mètres de Hawaii.

La technique de détection des supernovæ consistait en la comparaison d'images (par soustraction) de la même zone du ciel observée à deux ou trois semaines d'écart (avant et après la pleine lune). Les observations étaient faites dans le filtre R du système Johnson-Cousins, avec quelques observations complémentaires en I.

Cette technique de détection conduisait presque systématiquement une découverte après le maximum de luminosité. Cependant, et malgré une estimation assez médiocre de la couleur intrinsèque des supernovæ, l'observation de 42 SNIa à des redshifts compris entre 0,18 et 0,83 a mené à la découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers, compatible avec une constante cosmologique non nulle (voir Perlmutter et al. 99 [42]).

La *High-Z Team* (HZT)

La HZT a suivi exactement la même démarche que le SCP, et ce depuis 1995. Utilisant les mêmes télescopes de détection et de spectroscopie, elle avait observé fin 1998 16 SNIa à des redshifts compris entre 0,16 et 0,62, dans des filtres spéciaux correspondant aux filtres B et V du système Johnson-Cousins décalés vers le rouge pour des redshifts de 0,35 et 0,45.

Leur conclusion, annoncée au même moment que les résultats du SCP, était exactement la même : il semble que nous vivions dans un Univers dont l'expansion s'accélère, sous l'influence d'une mystérieuse "énergie noire" (voir Riess et al. 98 [48]).

2.5.2 Aujourd'hui, une deuxième génération en plein essor

La découverte de l'énergie noire, inattendue et spectaculaire, a entraîné un considérable regain d'intérêt pour les SNIa, et la planification d'expériences de seconde génération.

Grâce à une statistique supérieure, un meilleur échantillonnage temporel et une meilleure couverture photométrique, elles se proposent de confirmer les valeurs trouvées des paramètres cosmologiques, et, au-delà, d'essayer d'obtenir des indices sur la nature de l'énergie noire, en mesurant par exemple le paramètre w , rapport de sa pression sur sa densité.

Le *SuperNova Legacy Survey* (SNLS)

SNLS, au sein duquel j'ai effectué ce travail de thèse, sera décrit en détail dans le chapitre suivant. Le lecteur est donc invité à s'y référer pour tous les détails sur cette expérience.

L'expérience "*Equation of State : SuperNovae trace Cosmic Expansion*" (ESSENCE)

ESSENCE³³, démarrée en 2002 et prévue pour une durée de 5 ans, est basée au télescope Blanco (4m) du CTIO. Prenant des données 30 demi-nuits par an, elle devrait

³³Voir <http://www.ctio.noao.edu/wproject/>

découvrir environ 200 SNIa dans la gamme de redshift [0,15 ; 0,75].

Les observations sont menées dans les filtres standards V, R et I (550-900 nm) ; elles sont complétées par une photométrie en z (890 nm) et en J (1250 nm) et la prise des spectres des candidats est effectuée par les télescopes Keck, Magellan, Gemini et VLT.

Le but annoncé est de mesurer le paramètre w avec une précision de 10%.

SuperNova Factory (SNFactory)

La mesure des paramètres cosmologiques à l'aide des SNIa distantes nécessite théoriquement de connaître :

- la valeur de la constante de Hubble ;
- la luminosité au maximum de ces supernovæ.

En effet, le point d'ancrage du diagramme de Hubble dépend de H_0 et de la magnitude absolue des SNIa.

Si on ne connaît avec précision ni l'une ni l'autre, il est nécessaire de disposer d'un lot de supernovæ proches auxquelles sont comparées les supernovæ lointaines. C'est cette voie-là qui est en général choisie. Elle demande néanmoins une hypothèse sur l'une des deux inconnues.

Actuellement, l'incertitude sur la détermination des paramètres cosmologiques vient en partie d'une mesure imprécise de la distance ou des caractéristiques des supernovæ proches. Un vaste programme d'observation des SNIa proches a donc été lancé en 2003, appelé *SuperNova Factory*³⁴.

Les supernovæ sont détectées par un télescope dédié à la recherche d'astéroïdes qui menaceraient la Terre (projet NEAT³⁵). Leur spectre est ensuite pris à de nombreuses reprises, pour suivre l'évolution de leurs caractéristiques spectrales avec le temps (analyse *spectro-photométrique*), grâce à l'instrument SNIFS monté sur le télescope de 2,2 mètres de l'université d'Hawaï.

Il est prévu que SNFactory détecte et analyse entre 200 et 300 SNIa proches d'ici fin 2006.

2.5.3 Demain, une troisième génération spatiale ?

Le projet SNAP

Dans le cadre du programme américain *Joint Dark Energy Mission* (JDEM) de la *National Aeronautics and Space Administration* (NASA), plusieurs projets de satellites dédiés ont été proposés. Le plus abouti d'entre eux est le projet *SuperNova/Acceleration Probe*³⁶ (SNAP).

SNAP est un télescope spatial grand champ. L'ensemble instrumental sera composé principalement de :

³⁴Voir <http://snfactory.lbl.gov/>

³⁵Voir <http://neat.jpl.nasa.gov/>

³⁶Voir <http://snap.lbl.gov/>

- un miroir primaire de 2 mètres;
- un imageur dans les longueurs d’onde visibles et le proche infrarouge de 1 deg^2 ;
- un spectrographe intégral de champ dans ces mêmes longueurs d’onde.

SNAP devrait permettre de découvrir et de suivre avec précision plus de 2000 SNIa par an jusqu’à un redshift de 1,7. Le relevé devrait aussi comprendre une composante axée sur l’étude du *cosmic shear*. L’échantillon ainsi constitué permettrait d’effectuer une mesure très précise des paramètres cosmologiques : 1% de précision sur les densités de matière et d’énergie noire (en incluant les incertitudes systématiques), 4% sur le paramètre w de l’énergie noire et 10% sur sa variation avec le temps.

Le projet DUNE

Le projet DUNE³⁷ (*Dark UNiverse Explorer*) est un projet français dont la pré-étude a commencé en octobre 2004, quand il s’est avéré que SNAP avait pris beaucoup de retard et n’était actuellement pas financé.

Le principe est de l’expérience est le même, un relevé partagé entre une mesure du *cosmic shear* (but scientifique premier) sur 20.000 deg^2 et l’observation de 10.000 supernovæ dans la gamme de redshift $[0,1 ; 1,2]$ en trois ans.

Les différences techniques principales sont dans la taille du miroir primaire (1,3 mètres contre 2 mètres pour SNAP), l’absence de spectrographe embarqué, la profondeur atteinte et la surface observée (angle solide plus grand pour DUNE, mais redshift moins important).

Les expériences au sol n’ont pas dit leur dernier mot

Il existe également plusieurs projets d’expériences basées au sol qui se proposent de progresser dans la détermination de la nature de l’énergie noire dans les années à venir. Tous ces projets prévoient d’effectuer des mesures cosmologiques selon plusieurs angles d’approches (cisaillement gravitationnel faible ou *weak-lensing*, études des populations de galaxies, des amas, phénomènes transitoires, ...) et ne sont donc pas entièrement dédiés aux supernovæ.

Un exemple emblématique de ces projets est le *Large-aperture Synoptic Survey Telescope*³⁸ (LSST). C’est un télescope de 8,4 mètres qui possèdera un champ de vue de 10 degrés carrés et un plan focal équipé d’une caméra de 3 milliards de pixels.

Le télescope prenant des images avec des temps de pose de 10 à 20 secondes, qui atteindront la magnitude limite $I = 24$ en une seule exposition, le projet prévoit d’observer l’intégralité du ciel visible toutes les trois nuits.

Le LSST permettra ainsi l’observation et l’étude de tous les phénomènes transitoires qui atteindront cette magnitude, comme les supernovæ, les émissions rémanentes des sursauts gammas, les astéroïdes et les objets de la ceinture de Kuiper.

³⁷Voir <http://www-dapnia.cea.fr/Phys/Sap/Activites/Projets/DUNE/>

³⁸Voir <http://www.lsst.org/>

Au terme des cinq premières années de l'expérience, 3 milliards de galaxies auront également été observées avec une magnitude limite $I = 27$, permettant la mesure des propriétés de la matière noire et de l'énergie noire.

Que cela soit depuis le sol avec un grand relevé qui combine plusieurs mesures cosmologiques, ou depuis l'espace via un satellite dédié, l'observation des SNIa connaîtra une troisième génération de projets. Le volume des données à traiter et le nombre de supernovæ découvertes seront tels que ces projets auront besoin d'analyses différées pour être pleinement valorisés. C'est également dans ce cadre de prospective que mon travail de thèse d'analyse différée des données du *SuperNova Legacy Survey* s'inscrit.

3

Le Supernova Legacy Survey

3.1 Le Télescope Canada-France-Hawaï

Le Télescope Canada-France-Hawaï³⁹ (CFHT, voir figure 3.1) est issu d'une collaboration entre la France, le Canada et l'Université d'Hawaï. Il fonctionne depuis 1979. D'un diamètre de 3,6 mètres, il est situé au sommet du Mauna Kea, un volcan endormi de la Grande Île d'Hawaï, à 4200 m. La pureté et la stabilité du ciel de ce site, l'altitude et l'absence d'humidité en font le meilleur site de l'hémisphère Nord. Il est également exempt de toute pollution lumineuse et dispose d'un grand nombre de nuits claires par an, les nuages s'arrêtant en général en dessous de cette altitude.

On trouve un grand nombre d'autres télescopes de classe mondiale sur ce site (voir figure 3.2), dans les domaines optique (Keck 1&2 (10m), Subaru (8,3m), Gemini Nord (8,1m)), infra-rouge (United Kingdom Infrared Telescope (3,8m), NASA Infrared Telescope Facility (3m)), millimétrique (James Clerk Maxwell Telescope (15m), Caltech Submillimeter Observatory (10,4m)) et radio (un des éléments du Very Long Baseline Array (25m)).

3.2 MegaPrime et MegaCam

3.2.1 La plus grande caméra CCD au monde

MegaPrime est l'imageur grand champ⁴⁰ du CFHT. Il a été réalisé dans le cadre d'un partenariat entre le Commissariat à l'Energie Atomique (CEA), la division technique de l'Institut National des Sciences de l'Univers (INSU), l'Observatoire Canada-France-Hawaï (CFH), l'Observatoire de Paris Meudon (OPM) et l'Institut Herzberg d'Astrophysique (HIA) au Canada. Construit pour la mise en place du CFHTLS (voir ci-dessous), il a vu sa première lumière en janvier 2003. Il représente une amélioration sensible du télescope

³⁹<http://www.cfht.hawaii.edu/>

⁴⁰Par grand champ on entend un système optique dont le plan focal couvre une surface de l'ordre du degré carré et dont les aberrations sont "faibles", relativement à l'usage qui doit être fait du télescope, sur l'ensemble du champ.



FIG. 3.1 – Le dôme du CFHT (photographie de Jean-Charles Cuillandre, exposition de deux heures où l'on voit le mouvement apparent des étoiles dû à la rotation de la Terre).



FIG. 3.2 – Le sommet du Mauna Kea, avec le CFHT au centre de l'image. À sa gauche immédiate on peut voir le Gemini Nord, à droite (entre autres) les télescopes jumeaux de 10 mètres Keck I & II.

grâce en particulier à un système de lentilles qui corrigent en grande partie les aberrations optiques, le *Wide Field Corrector*⁴¹.

À son extrémité on trouve la caméra *MegaCam*, la plus grande caméra CCD du monde (voir figure 3.3). Entièrement réalisée au Département d'Astrophysique, de physique des Particules, de physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée (DAPNIA, devenu récemment Laboratoire de recherche sur les lois fondamentales de l'Univers) du CEA, elle est constituée de 40 CCDs amincis, dont 36 (4 rangées de 9) sont utilisés par le télescope.

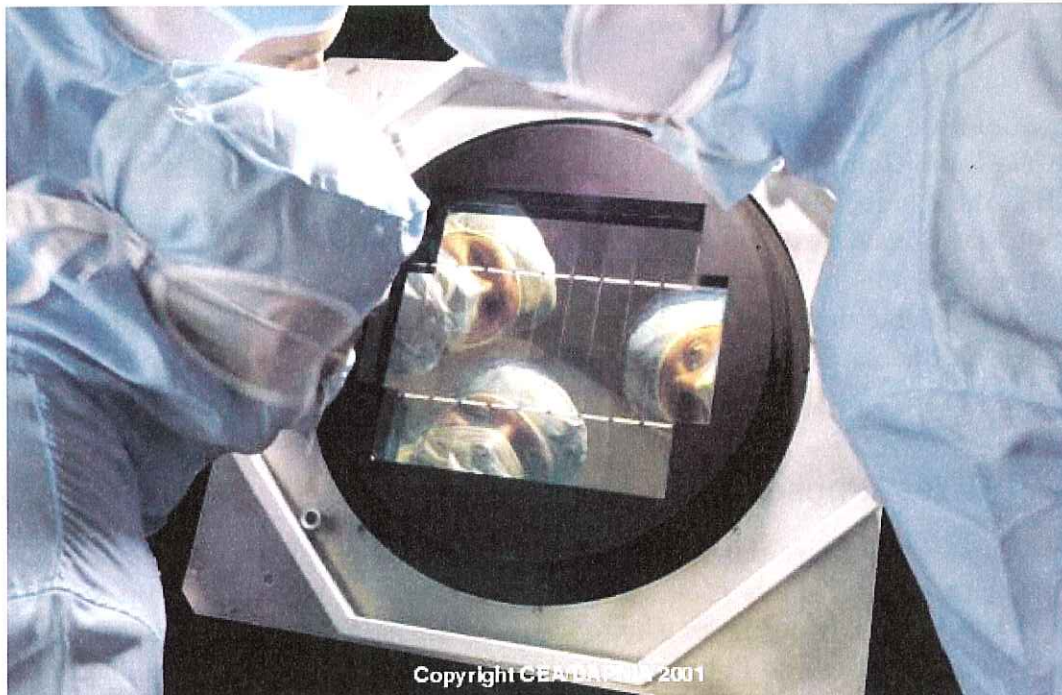


FIG. 3.3 – *La caméra MegaCam*

Chacun de ces CCDs est composé de 2048 par 4612 pixels, pour un total de 340 millions de pixels. Leur épaisseur est d'à peine $16 \mu\text{m}$ pour $13,5 \mu\text{m}$ de côté. La taille angulaire d'un pixel est de $0,187$ seconde d'arc, et la caméra couvre un angle solide total d'un peu moins d'un degré carré ($0,96 \text{ deg} \times 0,94 \text{ deg}$ exactement).

Le *seeing* (la définition exacte de ce terme est précisée dans le chapitre suivant ; il s'agit en gros de la manière dont un signal ponctuel est brouillé au passage de l'atmosphère ; c'est donc un indicateur de sa qualité) du site du Mauna Kea est excellent, de l'ordre de $0,4''$; en rajoutant le système optique du télescope, une étoile peut ainsi être résolue sur un peu moins de $0,6''$ lors des meilleures nuits. On peut voir que, même dans ces cas-là, elle sera correctement échantillonnée par les pixels de la caméra.

Le tableau 3.1 rassemble les principales caractéristiques de l'instrument.

⁴¹<http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/Megacam/megaprimecomponents.html>

nombre de CCDs	36 (4 x 9)
taille d'un CCD	2048 x 4612 pixels
taille d'un pixel (μm)	13,5 μm
taille angulaire (arcsec/pixel)	0,187"
champ de vue	0,917 deg ²
temps de lecture	\approx 30 secondes
temps de changement de filtre	2 minutes
bruit de lecture	\leq 5 (e^- /pixel)
température de fonctionnement	-120 °C

TAB. 3.1 – *Principales données techniques de la caméra MegaCam*

MegaCam est utilisée chaque mois pendant une période de 15 à 18 jours centrée sur la nouvelle Lune (temps noir et gris). L'instrument est piloté depuis le quartier général du CFHT, dans la localité de Waimea, située 3500 m plus bas.

Les observations sont menées selon un système (le *Queued Service Observing* ou QSO) qui permet d'optimiser la prise de données et de garantir la quasi-totalité des observations (hors problème de météo) pour les programmes principaux d'observation, comme le CFHTLS (voir ci-dessous), par rapport à l'ensemble des demandes de temps d'observation.

3.2.2 Filtres d'observation et efficacité

MegaPrime est équipée de cinq filtres qui peuvent alternativement prendre place devant la caméra, à l'aide d'une roue à filtres. Ces filtres sont similaires (sauf le u^*) à ceux utilisés par l'expérience du *Sloan Digital Sky Survey*⁴² (SDSS), une des expériences de référence pour ce qui est de l'observation d'un grand nombre de galaxies, ce qui facilite l'étalonnage des flux mesurés avec MegaCam. Le tableau 3.2 récapitule les caractéristiques principales de ces filtres.

Filtre	u^*	g'	r'	i'	z'
longueur d'onde centrale (nm)	378	486	624	769	...
intervalle de longueur d'onde à 50% (nm)	337-411	414-559	564-685	698-843	823-...
largeur du filtre (nm)	74	145	121	145	...
transmission moyenne (%)	69,7	84,6	81,4	89,4	90,2
longueur d'onde centrale effective (nm)	381	486	623	762	882

TAB. 3.2 – *Description des intervalles en longueur d'onde des filtres de MegaCam/MegaPrime. Le filtre z n'a pas de largeur indiquée, car l'efficacité quantique chute brutalement à ces longueurs d'onde, et c'est le filtre effectif qui doit être pris en compte.*

Les figures 3.4 et 3.5 montrent respectivement les facteurs de transmission des filtres

⁴²Voir <http://www.sdss.org>

bruts, de ceux du système optique (miroirs du télescope et lentilles de MegaPrime) et des CCDs.

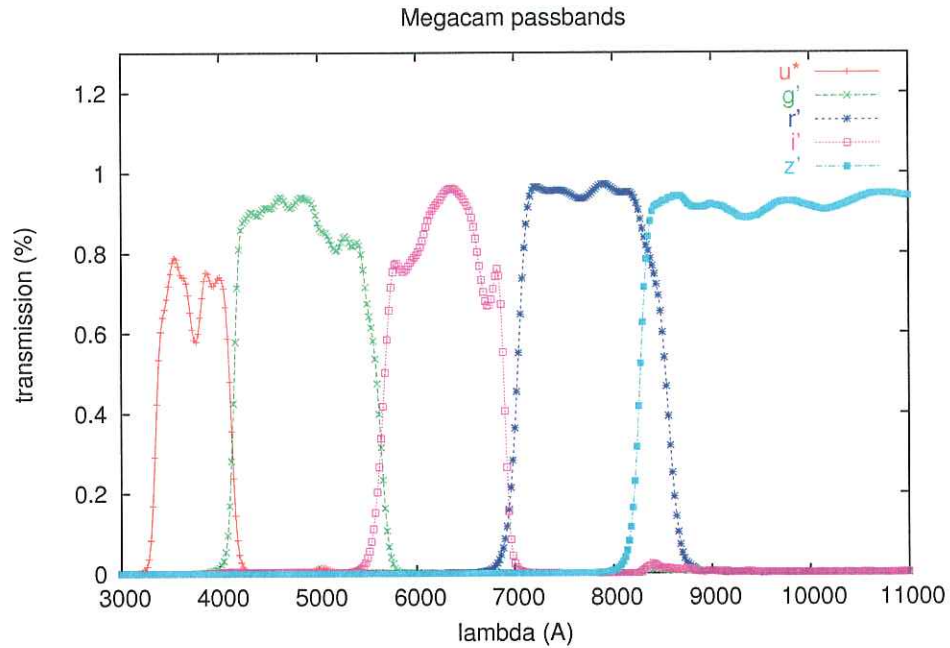


FIG. 3.4 – Facteurs de transmission des filtres brut de MegaCam

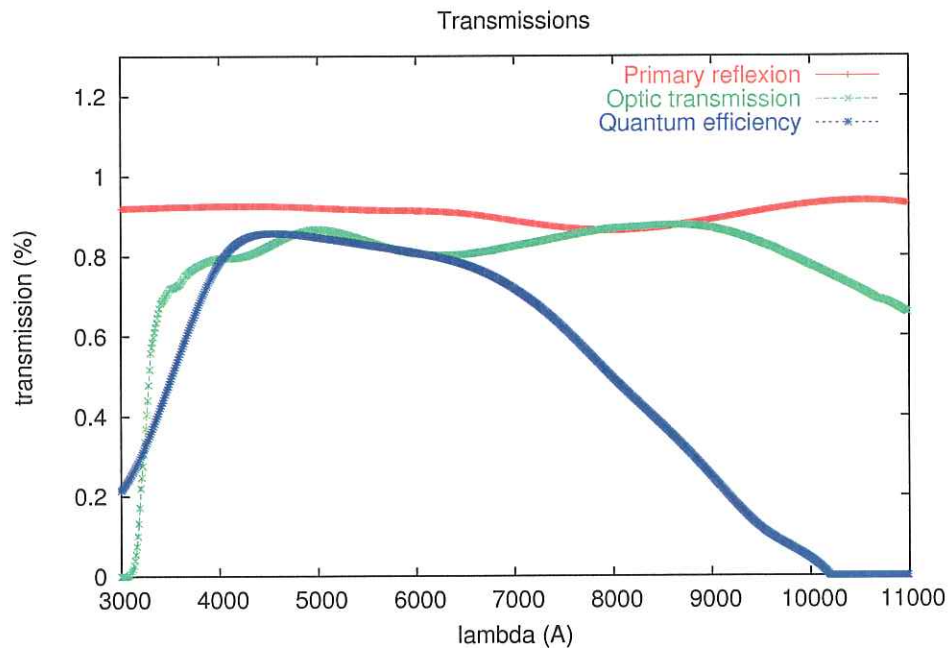


FIG. 3.5 – Facteurs de transmission du système optique du CFHT (courbe rouge), de MegaPrime (courbe verte) et de MegaCam (courbe bleue).

Comme on le voit sur la figure 3.6, la transmission effective des filtres de MegaCam, quand on prend en compte les différentes contributions à la perte de transmission, chute brutalement sur les bords du spectre optique (u^* et z').

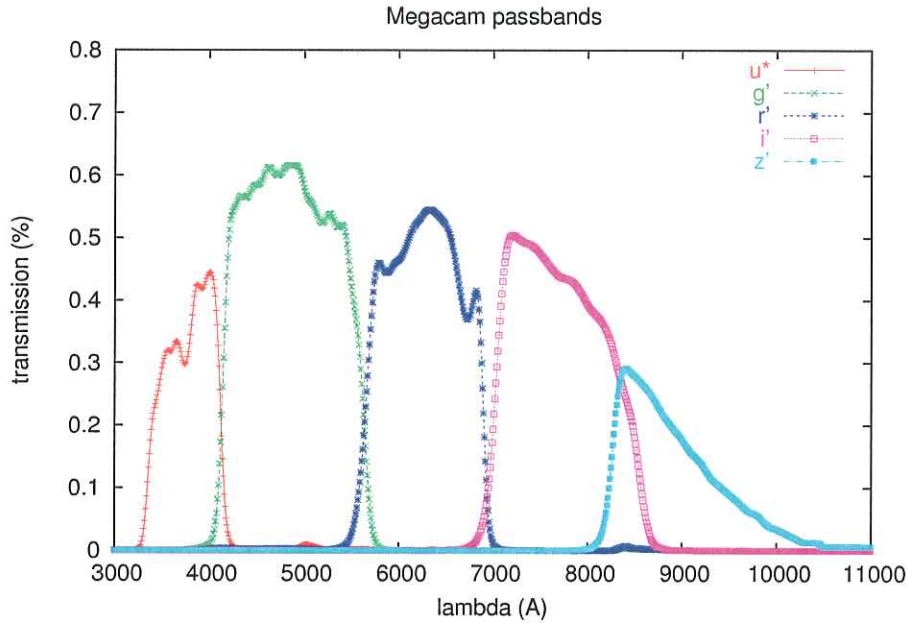


FIG. 3.6 – Facteurs de transmission effectifs des filtres de MegaCam.

3.3 Le CFHTLS : trois relevés, du système solaire à l'Univers lointain

Le *Canada France Hawaii Telescope Legacy Survey* est un projet généraliste basé au CFHT. Il est prévu qu'il utilise 450 nuits réparties sur 5 ans, soit environ 50% du temps noir et gris. Il se décompose en trois relevés différents.

3.3.1 Le relevé très large (*Very Wide Survey*)

Couvrant la plus grande partie du plan de l'écliptique, selon une bande de largeur $\pm 2^\circ$, et pour une surface totale de 1.300 deg^2 , ce relevé a pour but la détection et l'étude d'objets trans-neptuniens, ou objets de la ceinture de Kuiper. Chaque région du relevé devrait être observée jusqu'à 14 fois en 3 ans afin de détecter les objets à grand mouvement propre.

En parallèle il permettra l'observation d'un grand nombre d'étoiles de notre galaxie, dans les filtres g' , r' et i' (magnitudes limites respectives de 23,8, 23,3 et 22,8), donnant ainsi naissance à un catalogue à la fois plus profond et de meilleure qualité d'image que celui du meilleur relevé existant actuellement, le *Sloan Digital Sky Survey*. Ce catalogue débouchera sur des études de certaines populations d'étoiles, en particulier les naines

blanches et brunes, et sur des études de la structure galactique et des structures à très grande échelle.

3.3.2 Le relevé large (*Wide Survey*)

Couvrant 170 deg^2 , répartis en trois champs de 49 à 72 deg^2 (voir figure 3.7), et effectué dans l'ensemble des filtres de Megaprime (u^* , g' , r' , i' , z') jusqu'à une magnitude limite de $i' = 24.5$, ce relevé s'intéresse d'une part à l'étude des structures à grande échelle et de la distribution spatiale des galaxies, et d'autre part à la distribution de matière dans l'Univers.

Pour cela il observe l'effet de cisaillement gravitationnel (*cosmic shear*) : la matière, même sombre, déforme faiblement les images des galaxies d'arrière-plan selon un phénomène de lentille gravitationnelle faible (*weak-lensing*). Le spectre de puissance de ce cisaillement gravitationnel est relié à certains des paramètres cosmologiques, comme Ω_M et σ_8 , normalisation du spectre des fluctuations de matière à l'échelle de $8 h^{-1} \text{ Mpc}$.

Ce relevé permettra d'obtenir la première mesure significative du cisaillement gravitationnel, et de commencer à voir l'évolution de celui-ci avec le redshift, ce qui fournira une information sur l'énergie noire ; cette dernière influe en effet sur le rythme de la formation des structures. Il sert aussi à préparer les nombreux projets qui se développent autour de cette nouvelle mesure cosmologique de précision.

3.3.3 Le relevé profond (*Deep Survey*)

Enfin, le relevé profond, dont fait partie SNLS, couvre lui 4 deg^2 (voir figure 3.7), répartis sur le ciel de sorte qu'il y ait toujours au moins deux champs visibles à n'importe quel moment de l'année. Il est observé dans les 5 filtres de Megaprime (u^* , g' , r' , i' et z'), avec des temps d'intégration cumulés sur l'ensemble du relevé qui devraient aller de 33 à 132 heures (u^* : 33h, g' : 33h, r' : 66h, i' : 132h, z' : 66h).

La séquence temporelle des observations, imposée par SNLS (voir section 3.4), permet la détection et l'étude des phénomènes transitoires, mais aussi des objets se déplaçant sur une période de 5 ans, selon des latitudes écliptiques et galactiques variées. Enfin l'étude statistique des distributions de galaxies et de quasars (jusqu'à la magnitude limite $r' = 28$) conduira à des contraintes fortes sur l'évolution des galaxies et l'histoire de la formation stellaire.

3.4 Le *Supernova Legacy Survey* (SNLS)

3.4.1 Un grand relevé photométrique

Prévu pour une durée de 5 ans, le *SuperNova Legacy Survey* a débuté au printemps 2003. Son but est de détecter et de suivre jusqu'à 1000 supernovae de type Ia, dont 700 verront leur spectre observé, dans la gamme de redshift $z \in [0, 2 - 1]$. Il fournira un lot homogène (en terme de détection, de suivi et de mesure) de supernovae plus important que tous les précédents d'un ordre de grandeur. Les nuits d'observation (202 en 5 ans)

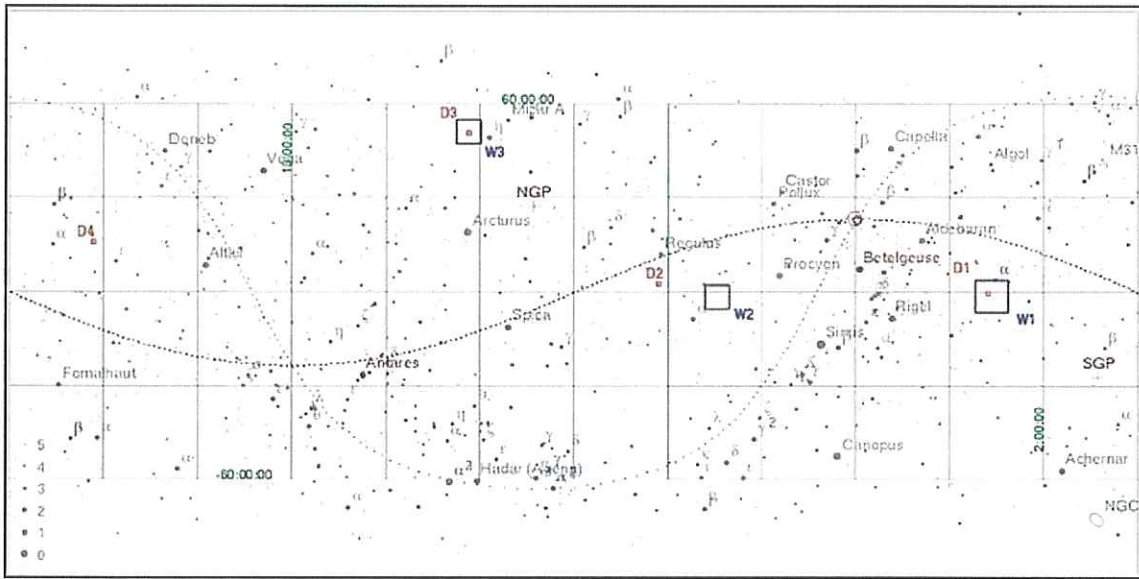


FIG. 3.7 – Position dans le ciel des champs des relevés large ($W1$, $W2$ & $W3$, grands carrés bleus) et profond ($D1$, $D2$, $D3$ & $D4$, petits carrés rouges). La ligne en pointillés sombres représente le plan de l'écliptique, celle en pointillés plus légers le plan galactique. Les points sont les étoiles visibles à l'oeil nu.

sont centrées sur la nouvelle Lune et réparties dans les 4 filtres g' , r' , i' et z' . Le détail des temps d'observation typiques et de leur répartition au cours de la lunaison est donné dans le tableau 3.3.

nuits d'observation	temps d'intégration total par bande			
	g'	r'	i'	z'
nuit 1	1125 s	1500 s	3600 s	3600 s
nuit 5	1125 s	1500 s	1800 s	-
nuit 9	1125 s	1500 s	3600 s	3600 s
nuit 13	-	1500 s	1800 s	-
nuit 17	-	1500 s	3600 s	3600 s

TAB. 3.3 – Temps d'observation alloués dans les différentes bandes spectrales au cours d'une même lunaison (la nouvelle Lune correspondant approximativement à la nuit 9)

Le relevé permettra également l'observation d'un nombre équivalent (1000) de supernovae de type Ib/c et II.

3.4.2 Un grand relevé spectroscopique

Le suivi spectroscopique des supernovae à grand redshift découvertes par le projet SNLS est assuré par des télescopes de la classe des 8 mètres, à savoir le VLT⁴³ (8m), le Gemini⁴⁴ nord (8m) et les deux Keck⁴⁵ (10m), pour un total d'environ 140 heures par semestre. La spectroscopie permet d'obtenir deux informations cruciales pour l'utilisation de ces objets en cosmologie, la mesure de leur redshift et leur identification.

Malgré ces importantes allocations de temps dans tous les télescopes qui servent à la spectroscopie, le projet SNLS est désormais limité par sa composante spectroscopique. Le grand champ de MegaCam autorise en effet la découverte et le suivi photométrique d'un tel nombre de supernovae simultanément que le temps nécessaire à leur spectroscopie est supérieur au temps alloué par les télescopes de suivi.

3.4.3 Objectifs

L'utilisation de plusieurs centaines de SNIa spectrées (700 à l'horizon 2008) à grand redshift ($z \in [0, 2; 1]$) très bien échantillonnées dans quatre filtres devrait permettre de mesurer les paramètres cosmologiques Ω_M et Ω_Λ en combinaison avec d'autres mesures cosmologiques comme celles sur le CMB.

Elle permettra également la mesure du paramètre w de l'équation d'état de l'énergie noire avec une précision de 7% s'il est constant et si Ω_M est mesuré indépendamment avec une précision de 3%⁴⁶.

Cette précision permettra par exemple de séparer les modèles d'énergie noire correspondant respectivement à $w > -0,8$ et $w = -1$ avec un niveau de confiance de 99% (3σ).

SNLS offrira un ensemble de données qui fera référence pour la prochaine décennie. Le grand nombre et la grande qualité de mesure des SNIa suivies, qui ne seront pas dépassés avant les années 2010-2012 au mieux, permettront de contrôler les systématiques des mesures cosmologiques à l'aide des SNIa avec une précision jamais atteinte. On peut citer :

- l'utilisation de courbes de lumière multi-filtres pour mieux comprendre l'extinction due à la poussière. La couleur est pour la première fois systématiquement mesurée ; et elle l'est de deux manières différentes, correspondant aux couleurs (U-B) et (B-V) dans le référentiel local de la supernova. Cela permettra de contrôler l'effet de l'extinction sur sa luminosité, voire de lever la dégénérescence entre cette extinction et la couleur intrinsèque de la supernova.
- des études sur les environnements des supernovae, avec par exemple des diagrammes de Hubble selon le type de galaxie hôte, pour étudier d'éventuels effets d'évolution

⁴³ *Very Large Telescope*, au mont Paranal (Chili), qui fait partie de l'*European Southern Observatory* (ESO) ; voir <http://www.eso.org/projects/vlt/>

⁴⁴ <http://www.gemini.edu/>

⁴⁵ <http://www2.keck.hawaii.edu/>

⁴⁶ par exemple via le cisaillement gravitationnel mesuré dans le relevé large du CFHTLS, ou la mesure du pic acoustique baryonique dans le *Sloan Digital Sky Survey* (voir Eisenstein et al. 2005 [17])

et avoir des indications sur les progéniteurs des SNIa.

- des études sur les spectres des SNIa pour rechercher des corrélations entre les caractéristiques de certaines raies et la luminosité des supernovae, corrélations déjà observées dans des supernovae proches (voir Garavini et al. 2005 [22]). Ces corrélations pourraient permettre d'améliorer la standardisation des SNIa. C'est également un test de l'éventuelle évolution de leurs propriétés avec l'âge de l'Univers.

La connaissance sur les supernovae de type Ia à grand redshift accumulées par SNLS au terme de cinq années permettra ainsi de préparer la troisième génération d'expérience de supernovae qui viendra entre 2010 pour les expériences au sol (DES⁴⁷, Pan-STARRS⁴⁸, DarkCam, ...) et 2018 pour les expériences satellites (SNAP⁴⁹, ...).

3.5 Fonctionnement de la chaîne de traitement des données en temps réel

Le Supernova legacy survey est une collaboration internationale regroupant environ 40 personnes dont une vingtaine de chercheurs français du CNRS (IN2P3⁵⁰ et INSU⁵¹) et du CEA/DAPNIA, le reste se répartissant entre les universités de Toronto et de Victoria au Canada, d'Oxford au Royaume-Uni et de Berkeley aux États-Unis.

Le traitement des données et la recherche des candidats en temps réel se fait des deux côtés de l'Atlantique de manière indépendante, ce qui permet de valider les candidats trouvés et de comparer les efficacités de chaque chaîne de détection.

Je me contenterai dans ce qui suit de décrire la chaîne française d'analyse en temps réel.

3.5.1 La méthode de recherche glissante

Une des caractéristiques principales du *SuperNova Legacy Survey*, à l'origine de sa très grande efficacité et de sa réussite, est la méthode utilisée pour la recherche des candidats supernovae, dite méthode de recherche glissante ou *rolling-search*.

Lors d'une période d'observation (un *run* de 18-19 jours), les observations sont répétées tous les trois ou quatre jours. Le très grand champ de MegaCam (1 deg²) et la profondeur atteinte par le temps de pose permettent de couvrir un volume tel que plusieurs supernovae sont visibles, à un stade ou à un autre de leur évolution, dans les champs observés.

⁴⁷*Dark Energy Survey*, <http://www.darkenergysurvey.org/>

⁴⁸*Panoramic Survey Telescope & Rapid Response System*, <http://pan-starrs.ifa.hawaii.edu/public/>

⁴⁹*Supernova / Acceleration Probe*, <http://snap.lbl.gov/>

⁵⁰Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules

⁵¹Institut National des Sciences de l'Univers

Les étapes habituelles de découverte et de suivi photométrique des expériences de première génération de recherche de supernovae sont donc ici fusionnées. Cela représente d'une part un gain considérable dans l'efficacité de détection, d'autre part la garantie d'un suivi photométrique automatique et homogène (cf. figure 3.8), avec en particulier des observations avant le maximum de luminosité.

En particulier, le très bon échantillonnage temporel des courbes de lumière dans plusieurs filtres permet de très bien mesurer les paramètres intrinsèques des supernovae (magnitudes au maximum, facteurs de *stretch* et de couleur) qui servent à la détermination précise des paramètres cosmologiques Ω_M , Ω_Λ et w .

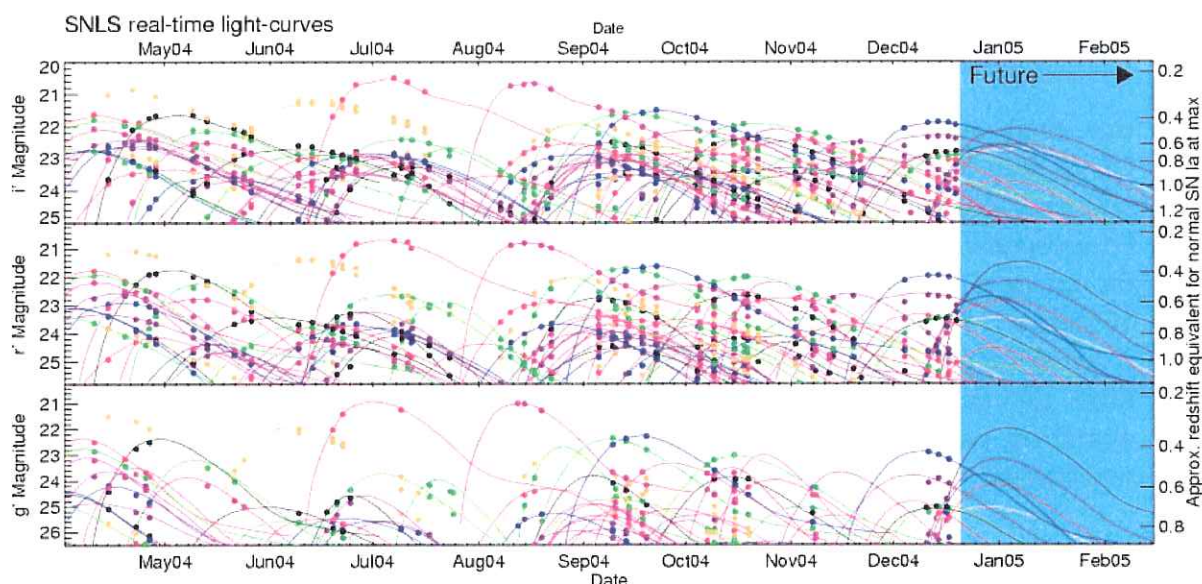


FIG. 3.8 – Courbes de lumière de supernovae détectées et suivies par SNLS entre les mois de mai et décembre 2004, respectivement dans les filtres *i*, *r* et *g*. On remarque la continuité des observations ainsi que l'excellent échantillonnage des courbes de lumière

3.5.2 Traitement et soustraction des images

Les supernovae étant des objets variables, on peut les détecter en comparant des images les contenant (images dites courantes ou de recherche) à une autre ne les contenant pas (image de référence). Les inspections visuelles des décennies passées, au télescope puis sur des plaques photographiques, ont laissé place, depuis l'avènement des CCDs numériques, aux méthodes de soustraction d'image.

Au préalable, il est nécessaire d'appliquer sur les images un traitement pour les nettoyer de divers artefacts qui pourraient affecter l'efficacité de détection en polluant les algorithmes de soustraction d'image :

- une correction appelée *flatfielding* est appliquée aux valeurs des pixels afin de corriger les différences de réponse qu'ils peuvent avoir à un même flux reçu. Ces différences ont deux origines :

1. un piédestal dû à l'électronique. Les CCDs sont chacun lus par moitié par deux amplificateurs différents (afin de réduire le temps de lecture) qui n'induisent pas le même piédestal.
2. les pixels eux-mêmes peuvent avoir une réponse différente à un même flux de photons car ils ne sont pas parfaitement homogènes (variations de l'efficacité de collection des photons, non-homogénéité spatiale du revêtement anti-réfléchissant, du filtre, de la taille effective du pixel projeté sur le ciel).

Après cette étape, les pixels sont censés avoir une réponse uniforme à un flux de photons donné.

- une autre correction concerne les franges d'interférence qui apparaissent sur les CCDs dans les filtres i' et surtout z' . Ces franges sont dues au fait que les CCDs sont amincis ($16 \mu\text{m}$) ce qui a tendance à piéger une partie du rayonnement infrarouge de l'atmosphère, dont l'intensité relative des raies spectrales change. La valeur du fond du ciel peut ainsi fluctuer, d'une zone à l'autre d'un CCD, de 6% en i' et jusqu'à 15% en z' .

Il est donc nécessaire de construire une carte, propre à chaque CCD et à chaque filtre, de ces motifs d'interférence, en les extrayant des images (ces motifs restent quand on passe d'une zone du ciel à l'autre). On peut alors corriger cet effet en soustrayant ces cartes des images brutes.

- enfin on veut éliminer les pixels ou groupes de pixels défectueux ou inefficaces pour la détection des supernovae. Il s'agit principalement des pixels morts, des traces de satellites dans le ciel, des pixels saturés (dus aux étoiles très brillantes et à leurs aigrettes de diffraction) et des pixels ayant reçu des rayons cosmiques (voir figure 3.9).

On construit finalement une carte de poids associée pixel à pixel à l'image, dans laquelle les pixels indésirables ont un poids nul. Cette carte de poids, construite pour chaque nouvelle image, est prise en compte dans les étapes suivantes de la détection des candidats supernovae.

Les images ainsi nettoyées peuvent être additionnées, pour chaque nuit, champ et filtre. On obtient ainsi une *image de recherche*, de laquelle on va soustraire l'*image de référence*.

L'image de référence est construite par l'addition d'un grand nombre d'images prises généralement un ou deux mois (au minimum) avant l'image de recherche, afin d'obtenir une image profonde (ie. avec un bon rapport signal sur bruit) qui ne contient pas la supernova. Après alignement astrométrique et photométrique des deux images, on calcule un noyau de convolution qui permet de passer d'une image à l'autre et de corriger ainsi des effets de variation de *seeing*, puis on soustrait pixel à pixel la référence à l'image de recherche.

Pour plus de détails sur la procédure de soustraction d'image, se référer au chapitre 4 qui l'explique dans le cadre de l'analyse différée effectuée dans cette thèse.

Tous les objets qui seront apparus entre la période des images de la référence et celle de l'image de recherche se traduiront donc par une fluctuation positive sur l'image soustraite. Un filtre de détections sur cette dernière, avec un seuil à $2,5\sigma$ en signal/bruit, nous permet d'obtenir un catalogue de détections qui est archivé dans une base de données⁵² et qui permet, par comparaison avec les autres catalogues de détections issus des autres filtres ou des jours voisins, de décider s'il s'agit bien d'un candidat supernova.

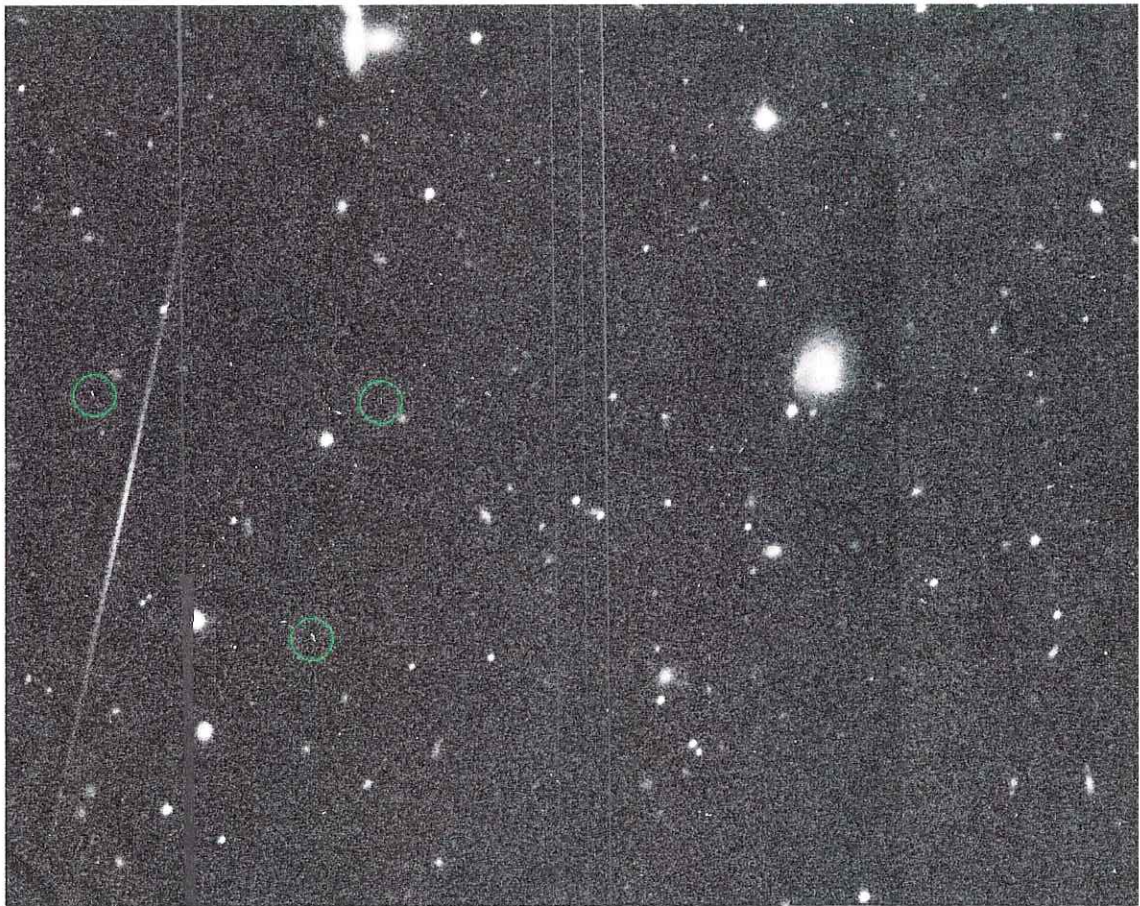


FIG. 3.9 – Partie d'une image de MegaCam qui contient plusieurs des défauts cités plus haut : colonnes de pixels morts (lignes lumineuses verticales), trace de satellite (partie gauche, ligne oblique), rayons cosmiques (petits impacts lumineux entourés de vert) et même la différence entre les deux amplificateurs du CCD, visible dans le fond du ciel à droite après la galaxie brillante.

⁵²plusieurs en fait, au moins une de chaque côté de l'Atlantique.

3.5.3 Sélection des candidats et décision de spectroscopie

Pour une caméra de la taille de MegaCam, la coupure à $2,5\sigma$ au dessus du fond du ciel laisse un très grand nombre de détections uniquement dues aux fluctuations du fond du ciel. À ceci s'ajoutent des artefacts optiques (bord d'aigrettes) ou physiques (étoiles brillantes, coeurs des galaxies lumineuses, où l'algorithme de soustraction d'image n'est jamais parfait). On obtient typiquement quelques milliers de détections sur un CCD. Il est donc nécessaire de filtrer ces détections avant de passer à la sélection des candidats.

En pratique, on réalise des coïncidences entre détections dans plusieurs filtres (en priorité r' et i') et au cours de plusieurs époques⁵³ successives (au moins deux). Cette étape rejette la plus grande partie du bruit dû aux fluctuations du fond du ciel, puisque le nombre de détections tombe à quelques dizaines. On calcule également un rapport signal sur bruit S/B global pour les détections de second niveau (les coïncidences).

La sélection des candidats peut alors s'opérer. Au cours des deux premières années de l'expérience, elle était effectuée via une interface *web*, SNLSDB, développée au Service de Physique des Particules du CEA-Saclay, qui permettait de visualiser toutes les informations de ces détections de second niveau.

En plus du rapport S/B étaient fournies des informations sur l'hôte (luminosité, facteur de forme pour distinguer étoiles et galaxies) et le pourcentage d'augmentation de luminosité par rapport à la même zone dans l'image de référence. On pouvait également visualiser la courbe de lumière dans les différents filtres et des petites images extraites des images de référence, de recherche et soustraite.

À l'aide de toutes ces informations, une inspection visuelle des candidats permettait assez facilement de détecter les nouveaux candidats supernovæ en rejetant les artefacts photométriques dus aux étoiles saturées ou aux traces d'avion, ou les fausses détections dues aux étoiles variables.

Le nombre de candidats inspectés était de l'ordre d'une dizaine par CCD et par époque (ie nuit où des données ont été prises), pour donner en moyenne 5 nouveaux candidats compatibles avec une SNIa pour l'ensemble de la mosaïque (les 36 CCDs).

Depuis l'été 2005, toutes ces étapes sont faites automatiquement par un logiciel utilisant un réseau de neurones développé au Centre de Physique des Particules de Marseille, destiné à reconnaître les SNIa à partir de celles avec lesquelles il a été entraîné.

Une fois obtenue une liste de candidats supernova, une comparaison est effectuée avec la liste produite par nos collaborateurs canadiens, qui, partant des mêmes images brutes, analysent indépendamment les données. Le taux de recouvrement de ces deux listes de candidats est de l'ordre de 90% jusqu'à une magnitude de $i' = 24,5$.

Le choix des candidats à envoyer aux télescopes de spectroscopie est effectué sur la

⁵³une époque est une nuit au cours de laquelle une observation dans un filtre est effectuée ; ce n'est pas forcément la même pour chaque filtre, si les conditions d'observation ne permettent pas de tout faire dans la même nuit.

base de la liste commune. La décision est prise en fonction de critères de représentativité des candidats d'une part, et de bon rapport signal sur bruit d'autre part (il est en effet inutile de prendre un spectre d'une supernova centrée dont le signal sera noyé dans celui de sa galaxie-hôte).

3.5.4 Identification des SNIa et mesure finale

À partir du spectre de la supernova (voir figure 3.10), on extrait deux informations essentielles :

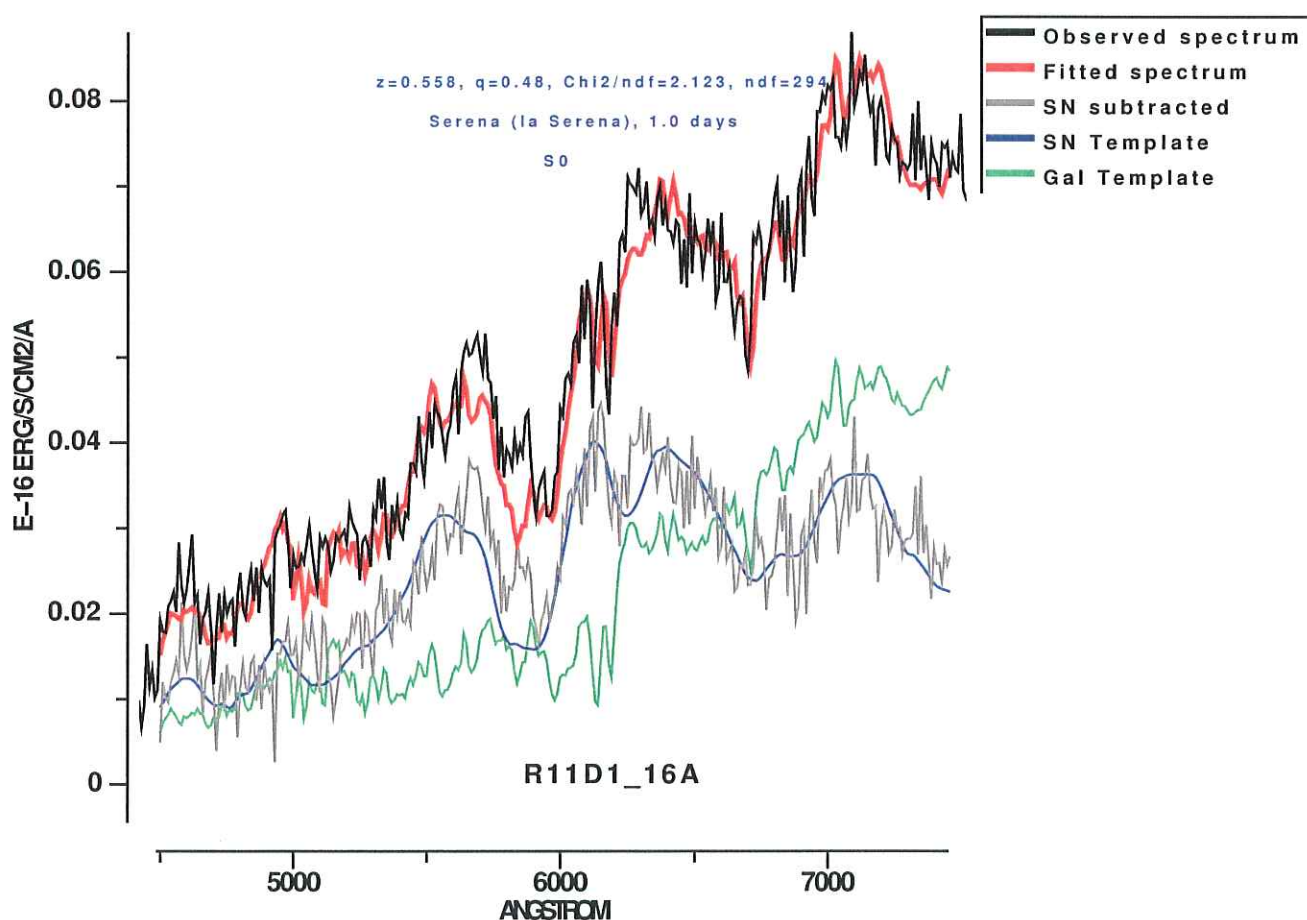


FIG. 3.10 – Exemple du spectre de la SNIa 04D1ag, situé à $z = 0.56$. Le flux observé est en noir. Un ajustement permet de déterminer qu'il est la somme du spectre de la galaxie-hôte (en vert, le modèle du spectre d'une galaxie de type S0) et du spectre d'une SNIa 1 jour après le maximum (signal en gris, ajustement en bleu). L'ensemble donne un signal ajusté en rouge, qui suit remarquablement bien le spectre observé.

- son redshift. La plupart du temps, la fente du spectromètre a été ajustée de manière à ce que les deux spectres, celui de la galaxie-hôte et celui de la supernova,

soient pris en même temps. Dans ce cas-là, on peut identifier les raies galactiques en émission ou en absorption (ces raies sont souvent à grand rapport signal/bruit), et on obtient le redshift avec une grande précision ($\simeq 0.001$). S'il n'a pas été possible pour des raisons pratiques de prendre le spectre de la galaxie, si cette dernière a un flux trop faible, ou si elle ne présente pas de raies clairement identifiable, le redshift est extrait du signal de la supernova, en même temps que la détermination du type et de la phase (étape ci-après). On obtient alors une précision sur le redshift de l'ordre de 0.02.

- son type. Pour cela, le spectre est comparé à un catalogue de spectres de supernovae proches. Ce catalogue couvre au mieux toute la gamme de types (SNIa, SNIb/c, SNII) et de phases (date de la mesure du spectre par rapport à celle du maximum de luminosité, car le spectre d'une supernova change de jour en jour). Ces spectres de référence sont décalés vers le rouge et ajustés au spectre mesuré, avec une éventuelle composante galactique (voir figure 3.11) dont le niveau de continuum est soit déduit des raies, soit ajusté simultanément. Si le redshift n'a pas pu être extrait des raies galactiques, il est lui aussi ajusté au cours de cette étape.

Une fois établi le fait que l'objet étudié est bien une supernova de type Ia et que son redshift a été évalué, il ne reste qu'à mesurer les paramètres intrinsèques que sont sa magnitude au maximum dans la bande B (dans le référentiel de la supernova), sa couleur c (définie comme la valeur $(B - V)_{max}$) et son *stretch* s (paramètre d'étirement temporel de la courbe de lumière de la supernova par rapport à une courbe de lumière patron, dans le référentiel de la supernova). Ces trois grandeurs sont celles utilisées en cosmologie pour "standardiser" les SNIa puis mesurer la variation de leur luminosité au maximum m_B avec le redshift (diagramme de Hubble). Cette variation est l'expression directe de la distance de luminosité, qui dépend des paramètres cosmologiques H_0 , Ω_M , Ω_Λ et w .

Après avoir refait en différé la photométrie de la supernova (voir chapitre 6), la mesure précise de m_B nécessite un travail de calibration précis. Il consiste à relier les magnitudes mesurées à un système de magnitudes de référence. Il faut pour cela construire des catalogues d'étoiles standard, ie dont la magnitude est connue, appartenant aux champs de SNLS, étoiles auxquelles on pourra comparer les magnitudes mesurées des supernovae. Sans entrer dans le détail, un gros travail d'inter-calibration a été mené, entre les étoiles "standard" connues par ailleurs (étoiles de Landolt) et les étoiles des champs de SNLS d'une part ; entre les différents systèmes de magnitudes (liés aux différentes définitions des filtres d'observation) : ceux de MegaCam, du *Sloan Digital Sky Survey* et le système de Landolt, référence en astronomie, d'autre part.

m_B , s et c sont finalement calculés à l'aide d'un logiciel (voir Guy et al. 2005 [25] ainsi que le chapitre 6) qui compare les courbes de lumière multi-filtres mesurées (et calibrées) de SNLS à des courbes de lumière de supernovae proches très bien mesurées. Le logiciel transporte ces dernières au redshift de chaque supernova et permet par comparaison d'extraire ces trois paramètres intrinsèques. On dispose alors de toute l'information nécessaire pour faire un ajustement des paramètres cosmologiques via le calcul de la distance de

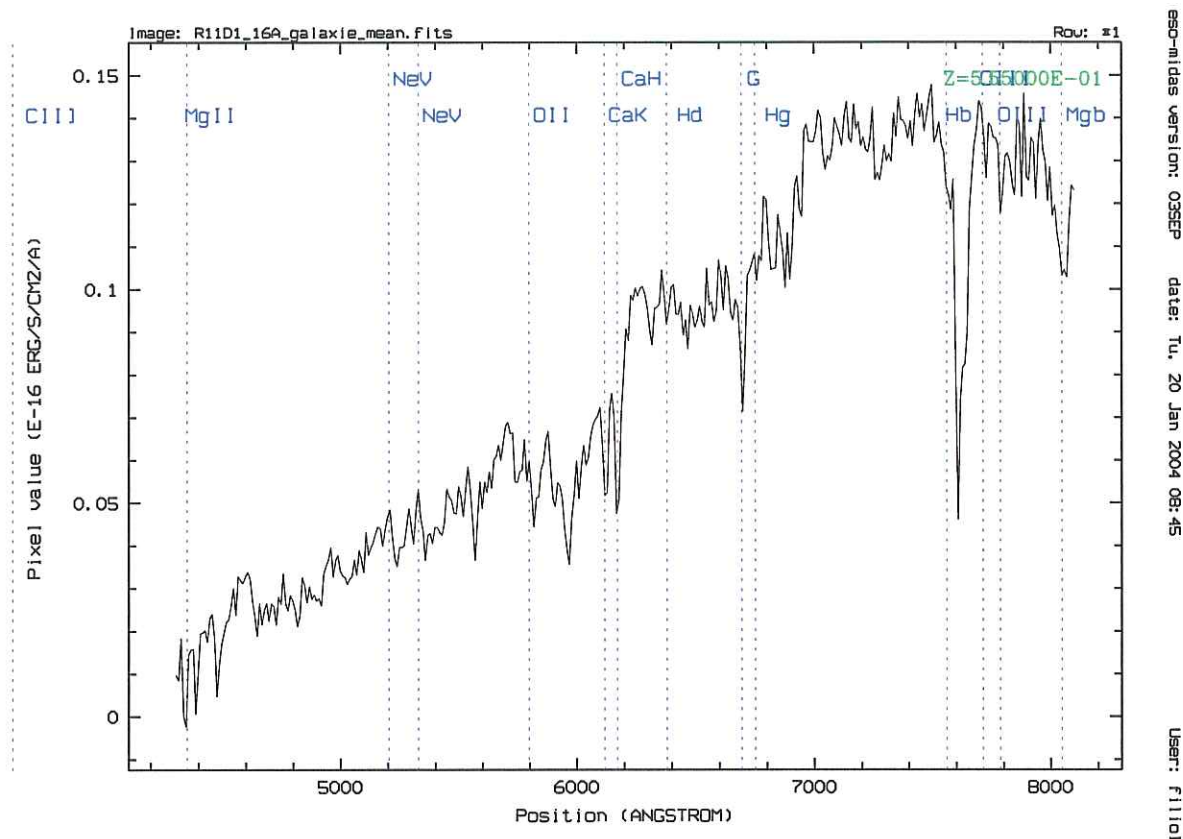


FIG. 3.11 – Modèle du spectre de la galaxie de l'événement 04D1ag, avec en bleu l'emplacement des raies galactiques. Bien que le signal de la galaxie soit plus faible que celui de la supernova, certaines de ces raies sont clairement visibles (raies H et K du calcium, raies du magnésium), ce qui permet d'avoir un très bonne précision sur le redshift.

luminosité.

3.6 Au-delà du diagramme de Hubble

3.6.1 Mesure du taux d'explosion

Les supernovae de type Ia sont intéressantes sur d'autres plans que celui de la mesure des paramètres cosmologiques. L'un des plus évidents est l'enrichissement du milieu interstellaire en éléments lourds. La nucléosynthèse primordiale n'a en effet produit quasiment que de l'hydrogène ^1H (75% en masse) et de l'hélium ^4He (25%). Pour obtenir des corps célestes comme par exemple les planètes telluriques, il est nécessaire que les éléments plus lourds comme le carbone, l'oxygène ou le fer aient été non seulement produits dans les étoiles, mais dispersés ensuite. Les supernovae représentent le principal mécanisme pour parvenir à cela⁵⁴.

⁵⁴certaines étoiles expulsent également leur atmosphère en fin de vie, sans exploser.

Si la faible durée de vie ($\sim 10^7$ ans) à l'échelle cosmique des supernovae de type gravitationnel (SNII, SNIIb/c) fait qu'elles sont un traceur direct de la formation des étoiles, les SNIa présentent l'intérêt de ne pas exploser directement dans le nuage de gaz qui les a formées mais de pouvoir au contraire migrer dans leur galaxie avant de l'ensemencer.

Il est à noter que la détermination de l'existence d'un délai unique avant l'explosion d'une SNIa (comme le laissent entendre les mesures de taux d'explosion dans l'Univers local, avec une durée typique assez courte d'un milliard d'années) ou au contraire de plusieurs délais reliés à plusieurs populations de SNIa (avec une composante plus longue, de l'ordre de trois milliards d'années, comme semblent l'indiquer les mesures de taux d'explosion à grand redshift, voir Blanc et al. 2002 [11] et Pain et al. 2002 [40]) est source de controverse actuellement (voir Barris & Tonry 2005 [7], Mannucci et al. 2005 [35] et Dahlen et al. 2005 [15] par exemple).

Par ailleurs, les SNII ont tendance à former des éléments plus légers, comme l'oxygène, le magnésium, le calcium (entre autres) alors que les SNIa forment majoritairement des éléments du pic du fer ou ceux y menant : silicium, nickel, cobalt et fer. Connaître les taux d'explosion de ces différents types de supernovae permet donc de retracer l'histoire de l'enrichissement métallique des galaxies.

Un premier taux d'explosion a été mesuré par la collaboration, en utilisant la chaîne de détection en temps réel (voir Neill et al., 2005). Le lecteur trouvera à la fin de cette thèse une deuxième mesure de ce taux d'explosion, par une voie d'analyse totalement indépendante.

3.6.2 Environnement galactique et extra-galactique des SNIa

Nous venons de voir que des recherches sont menées pour relier le taux d'explosion des SNIa au taux de formation d'étoiles, via un ou plusieurs délais selon le mécanisme ou l'environnement. On peut aussi chercher à relier ce taux d'explosion à la morphologie des galaxie-hôtes, ou à la densité en masse ou en luminosité des environnements des galaxies-hôtes.

Les hypothèses les plus courantes sont que le taux de SNIa, moyenné sur tous les types d'hôtes⁵⁵, est directement proportionnel à la masse de la galaxie hôte. Des mesures récentes (voir Sullivan et al. 2006) semblent cependant indiquer un lien entre taux d'explosion et taux de formation d'étoiles des galaxies-hôtes.

Cette corrélation est accompagnée de différences sur le paramètre intrinsèque de stretch s , ce qui pourrait déboucher à terme sur une amélioration de la standardisation des SNIa.

Par ailleurs, ce taux ne dépend pas de la densité en masse ou en luminosité environnant

⁵⁵des galaxies elliptiques "mourantes" aux galaxies sièges d'une intense formation d'étoiles (*starburst galaxies*)

leur hôte, expression du fait que les supernovae ne sont pas sensibles à leur environnement à grande échelle.

Des analyses sont en cours pour apporter une mesure statistique précise à ces hypothèses.

3.6.3 Diagramme de Hubble des SNII-p

Les supernovae de type II-p sont une catégorie particulière de supernovae gravitationnelles caractérisées par la forme de leur courbe de lumière (voir chapitre 2). Celle-ci présente, dans la bande bleue et dans le référentiel de la supernova, un plateau de luminosité constante peu de temps après le maximum de luminosité. Ce plateau reste à environ une magnitude en-dessous du maximum pendant plusieurs dizaines de jours.

On attribue généralement ce plateau de luminosité à des propriétés particulières du plasma de la supernova en expansion. Le fait justement que les SNII-p sont globalement un plasma d'hydrogène en expansion fait que leur physique est bien mieux comprise que celle des SNIa.

Des travaux récents de Hamuy et Pinto (Hamuy & Pinto 2002 [27]) avaient montré une corrélation importante entre la luminosité absolue de ces supernovae et la vitesse d'expansion de la photosphère, mesurée avec la largeur de la raie du Fe II à 5169 Å, pendant ce plateau de luminosité.

Nugent et al. (2005, voir [38]), utilisant les données de SNLS et améliorant cette méthode par quelques corrections (de couleur notamment), ont produit le premier diagramme de Hubble, jusqu'à un redshift de $z = 0,3$, utilisant des SNII-p. La dispersion intrinsèque observée n'est que de 0,26 magnitude, ce qui est encourageant pour l'avenir. En effet les incertitudes théoriques sur les mécanismes d'explosion et de production de la lumière de ces supernovae n'ont rien en commun avec celles des SNIa. Les SNII-p pourraient devenir des indicateurs de distances (des "chandelles standard") plus précises que les SNIa, même si elles resteront toujours nettement moins brillantes que ces dernières, et donc inutilisables pour sonder l'Univers à grand redshift ($z \sim 1$).

4

Traitement des images et construction des courbes de lumières

Lorsque que l'on travaille sur des images astronomiques, il existe plusieurs méthodes pour les traiter, en fonction de ce qu'on cherche à mesurer, du temps et de la puissance de calcul dont on dispose.

Certaines expériences partent d'un catalogue d'objets connus dont elles suivent le flux au cours du temps. Les expériences de recherche de micro-lentilles gravitationnelles⁵⁶ par exemple cherchent à détecter des variations de la luminosité de certaines étoiles, qui seraient la signature des événements recherchés.

Les expériences de mesure du cisaillement gravitationnel⁵⁷ (*cosmic shear*), qui se mettent en place et vont fortement se développer dans les années à venir, cherchent elles à mesurer la forme des galaxies, et mettent ainsi l'accent sur l'échantillonnage spatial de leurs observations.

La recherche des supernovæ suit une logique différente. Une supernova apparaît dans une galaxie-hôte (quand celle-ci est visible) ; elle est absente d'un quelconque catalogue de référence établi antérieurement. La recherche de supernovæ s'effectue donc "en aveugle".

Par ailleurs le flux de la supernova est en général (même si cela est très variable) plus faible que celui de son hôte, ce qui fait que le signal qui lui correspond n'est pas facilement détectable par simple comparaison de flux.

Enfin, le nombre d'événements attendus est faible par rapport au nombre d'hôtes potentiels, qui atteint 200.000 à 300.000 par degré carré (galaxies dont le flux est suffisant pour être détecté dans les images de SNLS).

Pour toutes ces raisons la méthode actuellement la plus appropriée pour rechercher des supernovæ est la soustraction d'image.

Schématiquement, en soustrayant deux images prises à des périodes séparées par un certain écart temporel, on voit ressortir tout ce qui est apparu, a disparu ou a varié entre les deux époques (une *détection*). Les supernovæ n'en ont pas l'exclusivité bien sûr ; il

⁵⁶Les principales étant EROS (<http://eros.in2p3.fr>), MACHO (<http://www.macho.mcmaster.ca/>) et OGLE (voir <http://bulge.astro.princeton.edu/~ogle/>).

⁵⁷cf. le CFHTLS Cosmic Shear Survey, voir chapitre 3.

faut pouvoir les distinguer des étoiles variables, des noyaux actifs de galaxie (AGN) ou des quasars, mais le nombre de détections à analyser n'est pas, au moins en théorie, très important.

4.1 Les principales étapes de la soustraction d'images

Le travail effectué dans cette thèse s'appuie sur l'utilisation d'un logiciel de soustraction d'images, Triton, développé il y a quelques années par Laurent Le Guillou dans le cadre de l'expérience EROS. Le lecteur trouvera un descriptif complet de ce logiciel dans sa thèse (cf. Le Guillou 2003 [24]). Je ne donnerai ici qu'un résumé de son fonctionnement.

Pour parvenir à soustraire deux images, il est tout d'abord nécessaire d'effectuer :

- un alignement astrométrique, pour que les mêmes objets soient au même endroit dans les deux images (voir section 4.1.2) ;
- un alignement photométrique, pour que les objets de luminosité constante (galaxies, étoiles stables) aient le même flux sur les deux images (voir section 4.1.3).

Ce n'est cependant pas suffisant. La variation des conditions d'observation (transparence et transmission de l'atmosphère, turbulences, évolution des réglages de l'instrument, etc.) font qu'une même étoile, à la même position sur les deux images et avec le même flux total, va voir son profil angulaire plus ou moins étalé sur ces images.

On appelle la façon dont s'étale ainsi le flux d'un signal ponctuel⁵⁸ sur une image la fonction d'étalement ou PSF (pour *Point Spread Function*). La soustraction de deux images de PSF différentes n'a que peu d'intérêt (voir figure 4.1). En effet tous les objets, même ceux de luminosité constante, présenteront une ou des fluctuation(s) positive(s) dans l'image soustraite (combinée à une ou des fluctuation(s) négative(s), selon le principe de la préservation du flux total de l'objet).

L'ajustement des PSF des deux images est la partie la plus délicate du processus de soustraction d'images (voir section 4.1.3).

4.1.1 Choix de l'image de référence

On appelle *seeing*⁵⁹ la largeur à mi-hauteur de la PSF. Plus il est faible, meilleure est la résolution et moins les objets verront leur image "brouillée" (voir figure 4.2 pour un exemple de la différence de *seeing* entre l'espace et le sol).

On choisit en général une image ayant l'un des meilleurs *seeing* pour faire office d'image de référence. En effet, l'ajustement de PSF conduit toujours à dégrader celui-ci ; il convient donc de ne pas dégrader celui des images de recherche.

De plus, avec une référence dont la PSF est la moins étendue possible (ou de manière équivalente, dont le *seeing* est le meilleur possible), on est presque sûr de trouver une solution mathématique au problème de l'ajustement des PSF. Ce n'est de manière générale

⁵⁸Car en-dehors de l'atmosphère, les étoiles sont des objets ponctuels (pour la résolution de MegaCam). Le Soleil fait par exemple un diamètre angulaire de 0.01" à la distance d'un parsec.

⁵⁹Ce terme anglais, universellement utilisé et difficilement traduisible, sera conservé pour la suite.

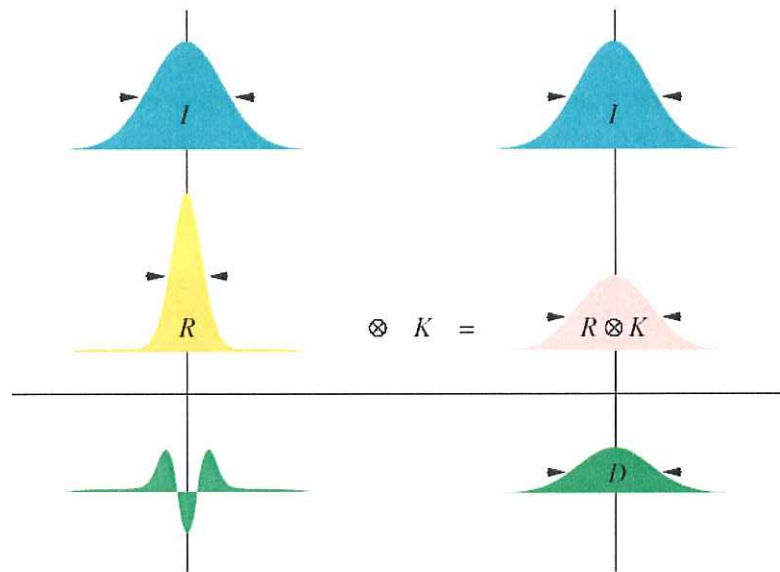


FIG. 4.1 – Principe de la soustraction d'image avec ajustement de PSF. On veut soustraire la référence R de l'image I pour obtenir l'image différence D . Sans ajustement de PSF, à gauche, le procédé ne donne rien d'exploitable. A droite, l'ajustement par un noyau de convolution K (voir section 4.1.3) permet de détecter l'augmentation de flux (tiré de Le Guillou 2003 [24]).

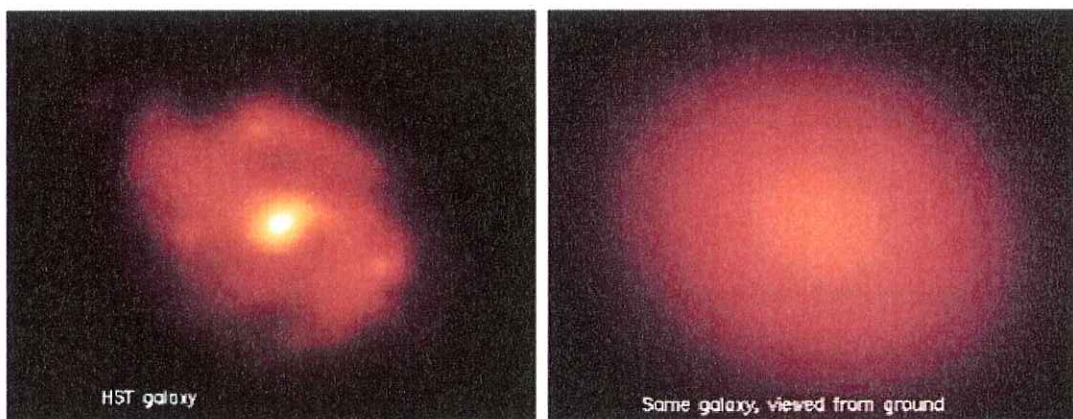


FIG. 4.2 – Illustration de l'effet de la différence de seeing pour une même galaxie vue de l'espace (à gauche, seeing typique de $0,05''$ limité par l'instrumentation) et du sol (à droite, seeing moyen de $0,6''-0,8''$ limité par l'atmosphère). Aimablement communiqué par A. Refregier.

pas le cas.

Enfin on utilise souvent comme référence non pas une image unique, mais une image

composite résultat de l'addition d'un certain nombre d'images de bonne qualité. Cela permet d'améliorer sensiblement le rapport signal/bruit de la référence.

Le bruit de la référence devient ainsi négligeable devant celui de l'image courante, même quand la référence est convoluée pour ajuster sa PSF à celle de l'image courante.

Cela générera ainsi moins de problèmes lors de la soustraction (apparition d'artefacts simulant de faux événements par exemple, voir figure 4.3) et le bruit de l'image soustraite sera proche de celui de l'image courante⁶⁰.

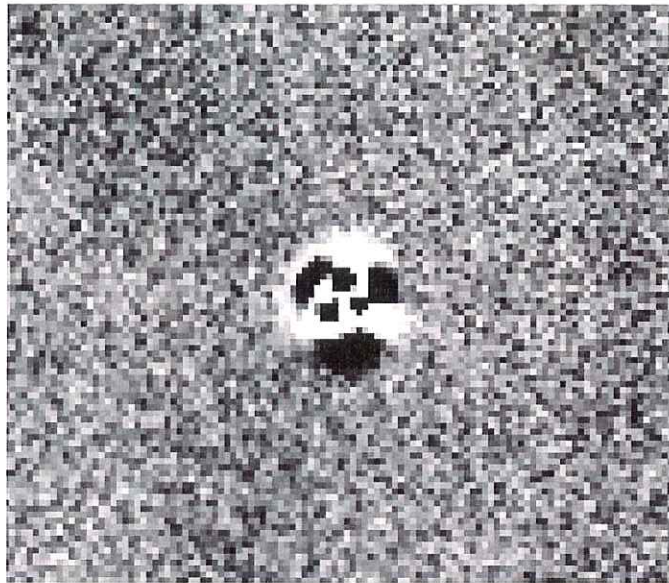


FIG. 4.3 – Un exemple d'une soustraction d'image qui échoue car l'ajustement entre les PSF des deux images n'a pas fonctionné pour cette étoile brillante. On appelle ces motifs "yin-yang", en référence à leurs parties noires et blanches.

4.1.2 Alignement astrométrique

L'observation d'une même zone du ciel ne donne jamais une image absolument identique d'une nuit à l'autre, voire au cours d'une même nuit. Un certain nombre d'effets vient déformer ces images :

- le mouvement apparent du ciel au cours de la nuit, dû à la rotation de la Terre, fait que le télescope doit régulièrement ajuster sa position, à l'aide d'étoiles-guides. La précision du pointé n'est cependant qu'au mieux de une à deux secondes d'arc, valeur dont les images seront donc décalées. Un désalignement selon son axe équatorial peut également entraîner une légère rotation des images.
- le phénomène de réfraction différentielle fait qu'un même champ aura des images légèrement déformées selon qu'il est proche du zénith ou de l'horizon.

⁶⁰Si référence et image courante avaient le même niveau de bruit N , l'image soustraite aurait un niveau de bruit égal à $\sqrt{2} \times N$.

- les variations de température, et donc de foyer, du télescope peuvent aussi déformer les images.

Tous ces petits décalages et petites déformations sont répercutés sur les images à travers le système optique, qui, bien que doté d'un correcteur grand champ, rajoute des aberrations aux images, d'autant plus importantes qu'on s'éloigne du centre de la caméra. La convolution des désalignements du télescope avec les distorsions du système optique ou dues à l'atmosphère conduit donc à avoir des images qu'il faut réaligner entre elles pour compenser ces décalages spatiaux. L'alignement se fait en deux étapes :

- la construction d'un catalogue d'objets de référence qui vont servir à "ancrer" l'alignement. Ces objets doivent être présents dans les deux images (référence et courante) et avoir une forme qui facilite le calcul de la transformation d'alignement. En pratique on choisit des étoiles (ponctuelles au *seeing* près) suffisamment brillantes, sans qu'elles saturant les images, pour que leur position sur les images soit déterminée de la manière la plus précise possible.
- le calcul de la transformation elle-même entre les deux catalogues des positions de ces objets dans les deux images. Nous avons utilisé le logiciel SCAMP développé par le groupe Terapix⁶¹ (Traitement Élémentaire, Réduction et Analyse des PIXels de megacam), de l'Institut d'Astrophysique de Paris. Il suffit de savoir qu'on décompose cette transformation sur une base de polynômes (polynômes de Legendre en général) de degré suffisamment élevé pour rendre compte de toutes les déformations (le degré 5 est facilement atteint).

La transformation calculée est appliquée de telle manière que les deux images soient astrométriquement alignées.

4.1.3 Alignement photométrique - Calcul du noyau de convolution

Cette étape permet de compenser trois effets : la différence entre le fond de ciel des deux images, la normalisation des flux (par exemple due au temps de pose des images ou à la transparence de l'atmosphère) et la variation de PSF.

La luminosité du fond du ciel varie entre deux images, selon plusieurs effets :

- la présence de la Lune. Le tableau 4.1 indique la luminosité du fond du ciel selon la phase de la lune ;
- l'heure de la nuit. La brillance du fond du ciel augmente naturellement si on s'approche du crépuscule ou de l'aurore ;
- l'absorption. Les variations de l'humidité de l'atmosphère au cours de la nuit font varier son absorption, entraînant une variation du fond de ciel ;

⁶¹<http://terapix.iap.fr/>

catégorie de fond du ciel	écart à la nouvelle lune (\pm jours)	brillance maximale du fond du ciel (dans la bande V, en mag.arcsec ⁻²)
temps le plus sombre	0 - 3	21,3
temps noir	4 - 7	20,7
temps gris	8 - 10	19,5
temps brillant	11 - 14	18,0

TAB. 4.1 – Variation de la brillance du fond du ciel au Mauna Kea selon la phase de la lune. On peut ainsi remarquer une différence de près de deux magnitudes au cours des observations de SNLS (les nombres donnés sont pour la bande V du spectre (~ 530 nm), le même temps gris est approximativement observé dans tous les filtres).

- les nuages. Le passage de nuages légers dans la haute atmosphère peut là encore affecter le fond de ciel des images ;
- l’activité volcanique peut de même affecter la qualité des images ;
- l’usure progressive du miroir ou d’éventuelles salissures dégradent également cette qualité ;
- enfin, on a même observé que les cycles solaires ont une influence sur le fond du ciel. Il semblerait que le vent solaire excite les molécules de l’atmosphère, la rendant légèrement plus brillante en cas d’activité solaire intense.

La normalisation des flux entre deux images est compensée en considérant le flux des étoiles, dont plus de 99% sont stables. On considère un lot d’étoiles sur chacune des images et on les associe afin de repérer les étoiles communes aux deux images. On recherche alors la transformation qui permet de passer des flux mesurés sur la première image à ceux mesurés sur la deuxième. Cette transformation est ensuite appliquée à l’ensemble de l’image que l’on veut aligner photométriquement.

Enfin la variation de PSF est corrigée en calculant une fonction $K(x; y)$ (qui peut être constante) qui par convolution transforme l’image en chacun de ses points ; elle permet de passer de la PSF de la référence à la PSF de l’image courante (voir figure 4.1). On l’appelle noyau de convolution spatial⁶² :

$$PSF(\text{image courante}) = PSF(\text{image de référence}) \otimes K(x; y)$$

Il existe plusieurs méthodes de calcul de ce noyau de convolution ; nous utilisons sa décomposition sur une base mixte de fonctions gaussiennes 2D déformées par des polynômes et de fonctions de Dirac, déterminée par un ajustement linéaire, selon Alard & Lupton 98 [2] et Alard 2000 [1].

Une fois les images alignées astrométriquement, photométriquement, et convoluées afin d’avoir la même PSF, elles sont soustraites pixel à pixel.

⁶²Pour se faire une idée, dans le cas idéal où il n’y a pas de distorsions spatiales sur les images, les PSF sont deux gaussiennes 2D, et le noyau de convolution $K(x; y)$ est la gaussienne 2D qui transforme l’une en l’autre.

4.2 Application à la chaîne de traitement et de réduction des données de SNLS

Le but premier de l'analyse différée présentée dans cette thèse est de tester d'éventuels biais de sélection de l'analyse en temps réel. Nous avons donc utilisé un logiciel de soustraction d'images indépendant, et avons refait toutes les soustractions.

Nous sommes partis des images traitées par le groupe Terapix. Ce groupe a pour mission de produire les images calibrées (et les catalogues associés) du CFHTLS et de les rendre disponible à l'ensemble de la communauté.

Les images sont classées en trois niveaux de qualité :

- catégorie A : images qui satisfont tous les critères de qualité de l'équipe de Terapix ;
- catégorie B : images utilisables mais qui comportent un léger problème. Cela peut être quelques CCDs manquants, un *seeing* médiocre, un comptage de galaxies non conforme à ce qui est attendu, etc ;
- catégorie C : images qui ne satisfont pas aux critères de qualité.

Nous avons utilisé dans cette analyse les images des catégories A et B, qui représentent de l'ordre de 91% du total des images. Pour la référence, seules des images de la catégorie A ont été retenues.

4.2.1 Fabrication de l'image de référence et alignement des images

Sélection des images de la référence

La première étape consiste à sélectionner les images qui contribueront à l'image de référence. Nous avons utilisé, par champ, une trentaine d'images de très bonne qualité : absorption faible et constante au cours de la nuit (nuit dite photométrique), *seeing* minimal (voir figure 4.4). Nous avons choisi de prendre des images groupées sur une période assez courte, de l'ordre de deux mois.

En effet, chaque fois qu'un signal sera présent dans la référence, son analyse sera plus difficile : la variation de luminosité pourra être détectée, mais la soustraction fonctionnera moins bien à cet endroit et la mesure de son flux pourra être biaisée.

Le meilleur moyen de limiter cela est d'utiliser une référence qui ne contient pas du tout le signal que l'on recherche (dans le cas des supernovæ, une référence faite avec les images de l'année précédente par exemple).

Si cela n'est techniquement pas possible, il est alors préférable de prendre des images assez proches temporellement pour limiter cet effet.

Calcul des paramètres d'alignement de toutes les images

Une des particularités de notre chaîne de traitement des données est que toutes les images sont alignées simultanément. La référence n'est fabriquée qu'après cet alignement, selon le système de coordonnées des objets unique trouvé, qui relie leurs coordonnées



FIG. 4.4 – Illustration de l'impact du seeing sur la qualité des données de MegaCam. La même zone du ciel est observée avec un seeing de $1,13''$ à gauche et de $0,51''$ à droite. Les contours des objets ressortent sensiblement mieux. Pour fabriquer la référence, nous avons utilisé des images dont le seeing est inférieur à $0,6''$.

célestes et leur position dans les coordonnées propres (pixels) des images (cet alignement est appelé *solution astrométrique globale*).

L'avantage est que cette solution astrométrique globale est mieux déterminée, et que l'alignement sur cette solution se fera plus facilement pour l'ensemble des images que s'il devait se faire sur une grille issue de la seule image de référence.

Les images sont alignées, via leurs catalogues, par paquets de 150, à l'aide du logiciel SCAMP de Terapix. La division de MegaCam en CCDs (voir figures 4.5 et 4.6) représente un problème pour cet alignement : les espaces qui se trouvent entre ces derniers n'assurent pas la continuité des coordonnées au passage d'un CCD à l'autre.

Pour s'affranchir de cela, les paquets d'images contiennent toujours :

- les images qui serviront pour fabriquer la référence et qui ont été choisies auparavant. Leur alignement sur la solution astrométrique globale est ainsi facilité.
- des images décalées du pointé classique de Megacam sur le champ. Il peut s'agir d'images du relevé large (*Wide Survey*), qui incluent certains champs du relevé profond, ou d'images prises spécifiquement, décalées d'une demi-caméra dans les différentes directions. Le but est d'établir la continuité des coordonnées entre les différentes zones de la caméra par des recouvrement des espaces inter-CCDs.

La seule raison qui pousse à ne pas aligner toutes les images d'un seul coup est la mémoire nécessaire pour cela. Cependant la présence dans chaque lot de 150 images des mêmes images de référence et des images décalées garantit que la solution astrométrique trouvée sera la même pour toutes les images.

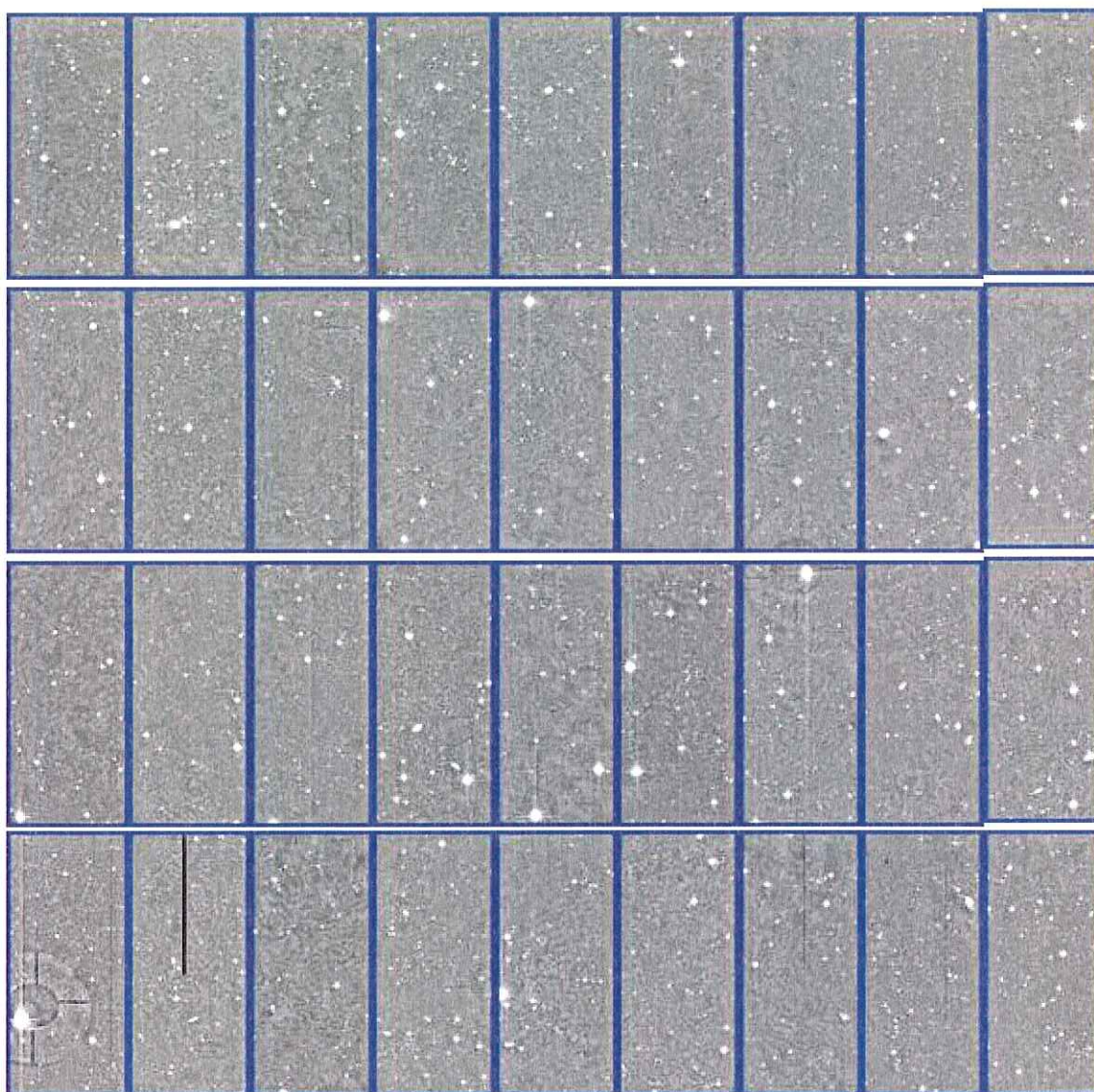


FIG. 4.5 – Un exemple d'une image entière de MegaCam (filtre i'), avec ses 36 CCDs.

On obtient ainsi un alignement astrométrique relatif de toutes les images les unes par rapport aux autres. A chaque image est associé un fichier spécifique qui décrit la transformation de ses coordonnées propres (pixels) en coordonnées célestes (ascension droite, déclinaison).

Il manque une référence absolue à cette solution astrométrique relative. Elle nous est offerte par le catalogue de l'U.S. Naval Observatory⁶³ (USNO) qui répertorie un demi-milliard d'étoiles dont la position est mesurée avec une précision moyenne de 0,2".

⁶³<http://www.usno.navy.mil/>

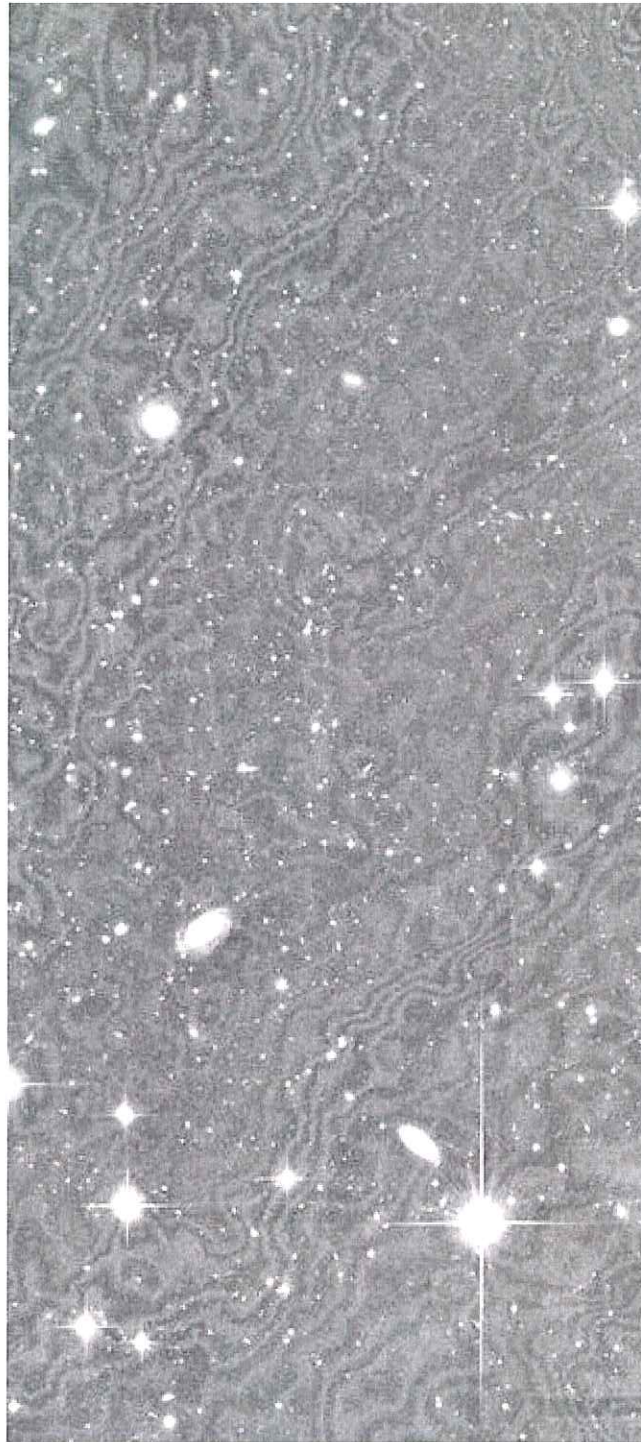


FIG. 4.6 – Un exemple d'une image brute d'un CCD, dans le filtre i' . On peut voir des étoiles brillantes, qui saturent l'image, quelques galaxies assez proches et de très nombreuses petites galaxies lointaines. On peut également noter la présence de franges d'interférences, dont la présence est expliquée au chapitre précédent.

Fabrication de la référence

L'image de référence est construite en appliquant un filtre médian⁶⁴ aux images sélectionnées au préalable. Le processus produit une image dont la valeur des pixels sera la médiane de la distribution des valeurs de ces pixels dans les N images normales, et dont le bruit sera diminué d'un facteur $\sqrt{0,637N}$.

Nous avons utilisé le logiciel SWarp⁶⁵ qui, partant des images servant pour la référence et des fichiers d'alignement issus de SCAMP, produit l'image médiane qui constitue la "grille de référence" des coordonnées des images reconstruites.

La figure 4.7 montre une partie d'une image courante et de la référence pour une même zone du ciel. On peut apprécier la différence de contraste entre les deux, et le plus grand nombre d'objets visibles sur l'image de référence, dus au fait que la référence est équivalente à un temps de pose 30 fois supérieur.



FIG. 4.7 – A gauche, un exemple d'une petite zone du ciel extraite d'une image de Mega-Cam. A droite, la même zone du ciel mais extraite de l'image de référence. Le contraste est nettement meilleur et plus d'objets faiblement lumineux sont visibles.

Alignement de toutes les images restantes

Pour finir, les images sont alignées en utilisant leur fichier d'alignement produit par SCAMP ainsi que la grille de référence précédemment obtenue, toujours avec le logiciel SWarp. Les images alignées ont alors le même système de coordonnées que la référence, et se superposent à elle à un nombre entier de pixels près.

⁶⁴Le filtre médian est moins sensible que la moyenne aux valeurs aberrantes qui peuvent survenir dans certaines images pour certains pixels, du fait du passage d'un cosmique ou de la présence d'un pixel mort.

⁶⁵Voir http://terapix.iap.fr/rubrique.php?id_rubrique=49

4.2.2 Soustraction des images et détections de fluctuations

Dans la présente analyse, les images courantes sont alignées sur l'image de référence et l'opération de soustraction est effectuée sur chacune individuellement. Cette approche est différente de celle de la chaîne de détection en temps réel, qui construit d'abord une image somme de toutes celles d'une même nuit, avant de lui soustraire la référence. Nous avons fait ce choix pour multiplier les points des courbes de lumière et ainsi mieux ancrer les différentes caractéristiques comme la ligne de base ou la détection d'une fluctuation positive (voir chapitre 5).

Le prix à payer est qu'il est plus difficile de détecter le signal, car celui-ci est plus bruité. Nous avons fait le pari qu'avec un seuil de détection assez bas nous le détecterions quand même, et que nous le distinguerions du bruit dans la phase d'analyse des courbes de lumière.

Néanmoins, a posteriori, il semble que cette approche n'apporte pas d'amélioration significative pour la détection des supernovæ.

Pour procéder à la soustraction, il faut déterminer la taille optimale selon laquelle les images doivent être découpées. En effet, deux effets antagonistes entrent en jeu :

- plus l'image est grande, plus sa PSF a des chances de varier spatialement. Cela nécessite alors de modéliser cette variation par un noyau de convolution $K(x; y)$ variable. Or on s'aperçoit que quand on utilise une modélisation réaliste (pour une découpe des images en CCDs entiers, la variation spatiale nécessite une description via des polynômes de degré au moins égal à 3), le temps de calcul croît démesurément. Il faut donc découper les images en *tuiles* de taille suffisamment réduite pour que la PSF puisse être considérée comme constante dessus, et donc que $K(x; y)$ puisse être pris constant ;
- si la tuile est trop petite, il ne reste plus assez d'étoiles pour le calcul par ajustement de K et la soustraction échoue.

Nous avons donc choisi de découper les images en tuiles de 576 x 640 pixels⁶⁶ (des marges de recouvrement de 32 pixels sur les bords sont incluses).

De chaque tuile on soustrait la tuile de la référence correspondante (voir figure 4.8).

Détection des fluctuations

Un premier passage de détection, effectué avec le logiciel SExtractor (voir Bertin & Arnouts 1996 [10]), est effectué sur les tuiles soustraites, avec un seuil très bas : une fois mesurés le fond de ciel et sa dispersion σ , on recherche les groupes d'au moins 4 pixels connexes dont la valeur est à 1σ ou plus au dessus du fond du ciel.

Chaque détection est notée sur une carte, mais sans tenir compte de sa signification. En effet, la technique de détection choisie pour un événement ponctuel, comme une supernova, est de regarder les corrélations en position dans le ciel desdites détections (voir 4.2.3).

⁶⁶Ces valeurs sont celles qui permettent de découper l'image d'un CCD en $4 \times 8 = 32$ tuiles.

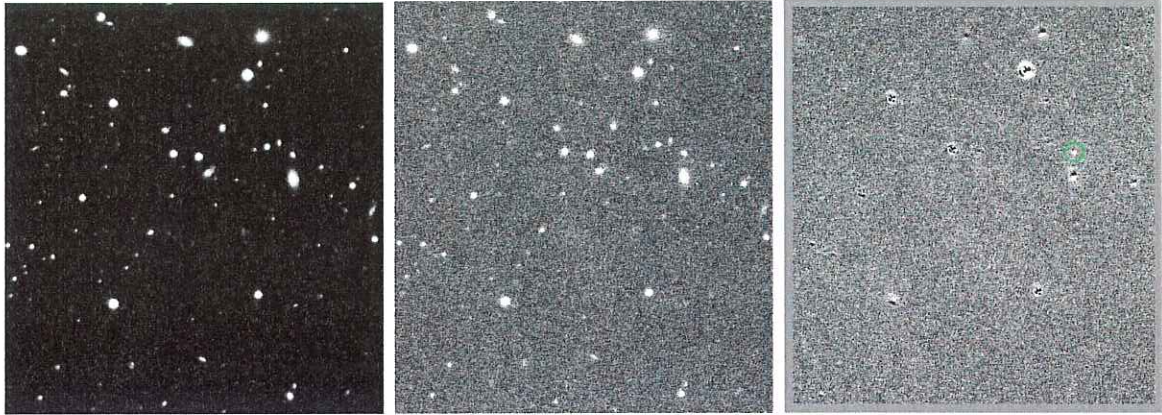


FIG. 4.8 – Un exemple de soustraction d'image. La référence, à gauche, est soustraite de l'image courante, au centre, pour donner l'image soustraite, à droite. On voit sur cet exemple que les objets très brillants (principalement les étoiles) sont imparfaitement soustraits (présence de *yin-yangs*). Il en résulte des fausses détections, mais leur nombre reste limité (voir figure 4.9). Une supernova (dans le cercle vert) ressort également.

Par ailleurs, les supernovæ ne sont pas les détections les plus brillantes sur les images, les avions, les aigrettes et surtout les rayons cosmiques représentant un bruit dont le signal est très fort. Pondérer les détections sur la carte par leur flux revient à faire ressortir ce bruit, ce qui est contre-productif.

Un exemple de carte de détections est donné dans la figure 4.9.

Enfin, on sauvegarde une PSF "moyenne" par CCD et par image, mesurée sur l'ensemble des étoiles du CCD (voir figure 4.10). Elle nous servira pour mesurer le flux de nos détections lors de la construction des courbes de lumière.

Le fait de la mesurer sur l'ensemble du CCD permet de mieux la déterminer, avec plus d'étoiles (dont le profil est précisément la PSF). Cela nous empêche par contre de faire de la photométrie de précision⁶⁷ (mieux que quelques %).

4.2.3 Construction des cartes de détections

Une fois toutes les soustractions effectuées, et après obtention des cartes des détections sur chacune des images soustraites, on va "empiler" ces cartes afin de faire ressortir les endroits du ciel où un événement a été détecté un grand nombre de fois. Par comparaison, le bruit aléatoire (fluctuations du fond du ciel, rayons cosmiques, artefacts de soustraction,...) n'a aucune raison de se reproduire particulièrement à un endroit plutôt qu'un autre.

⁶⁷Cette dernière est effectuée, pour les candidats détectés après la première phase d'analyse (voir chapitre 5), avec la photométrie différentielle officielle de la partie française de la collaboration SNLS (voir chapitre 6).

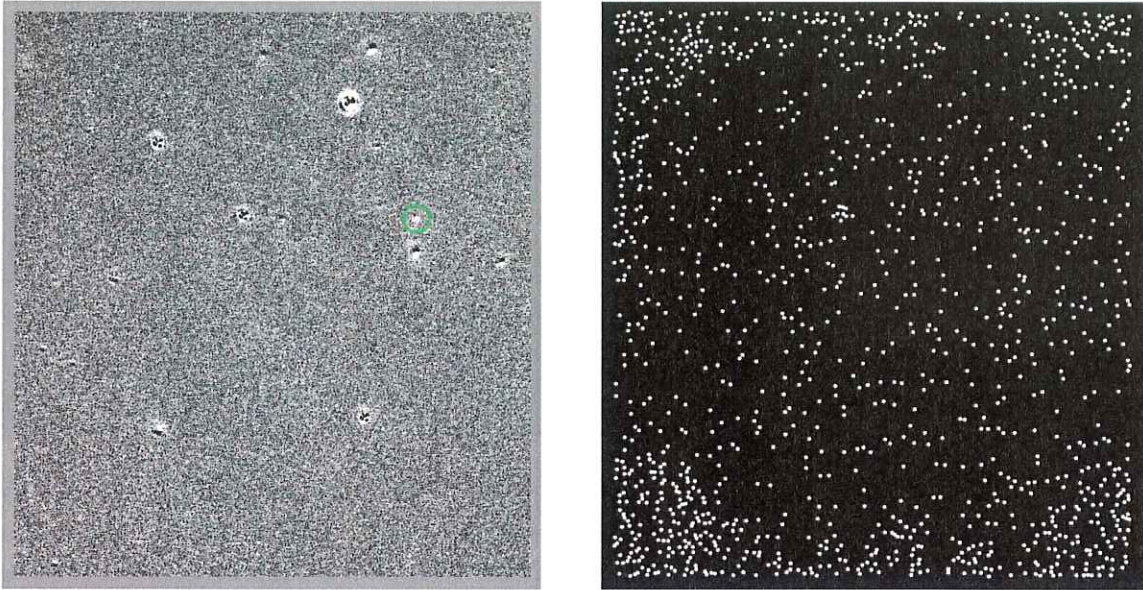


FIG. 4.9 – La même tuile soustraite que précédemment, et la carte des détections correspondante. On peut effectivement constater que les objets mal soustraits génèrent quelques fausses détections, mais pas significativement plus que le bruit.

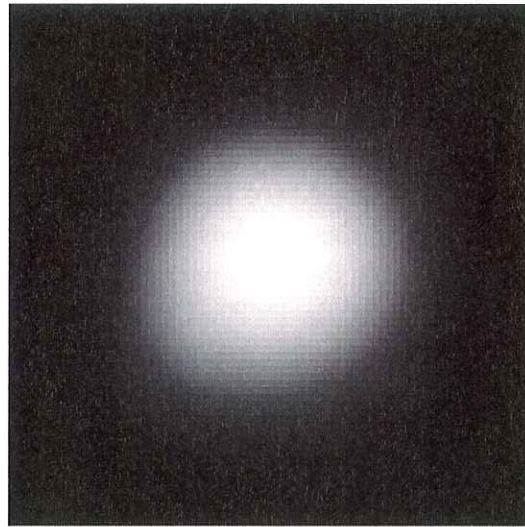


FIG. 4.10 – Un exemple de la PSF moyenne d'un CCD.

On construit ainsi une carte, dans les coordonnées de la référence, où la valeur des pixels représente le nombre de fois où une détection a été effectuée à cet endroit (voir figure 4.11).

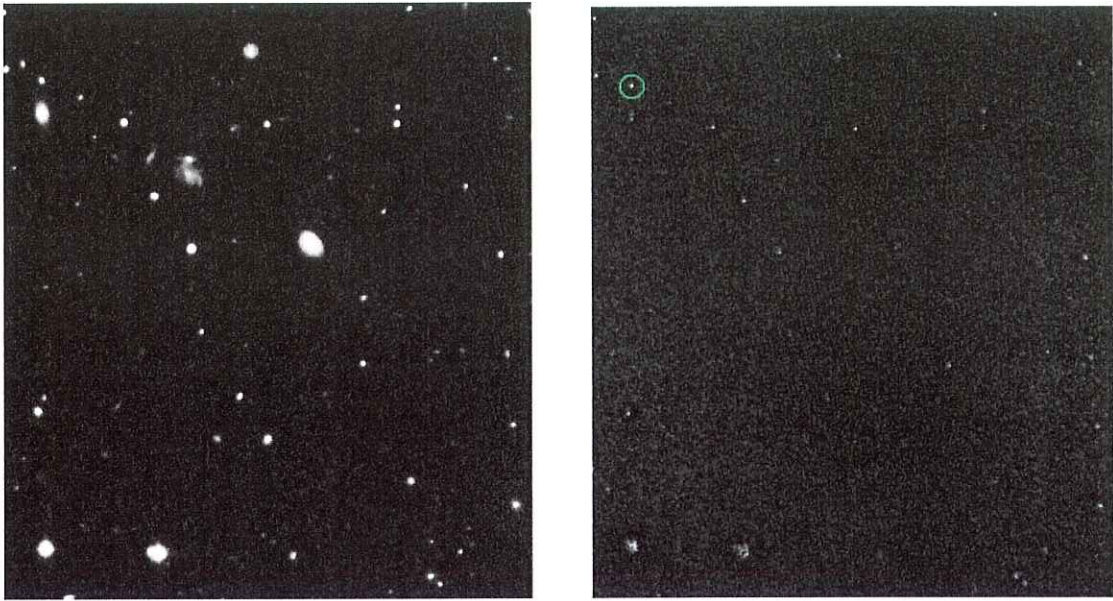


FIG. 4.11 – *Un exemple d'une tuile de la référence et de la carte correspondante de l'empilement des détections. Même si les objets brillants (étoiles, cœur des grandes galaxies) génèrent toujours du bruit, l'accumulation au fil du temps n'est pas aussi ponctuelle que pour la supernova (toujours dans le cercle), qui ressort mieux. Le contraste de l'image de droite a été réglé pour que les pixels brillants soient mieux visibles.*

4.2.4 Construction des courbes de lumière

On fait passer sur cette carte "somme des détections" un filtre de détection de deuxième niveau, avec un seuil correspondant approximativement à 5 détections individuelles situées sur le même pixel au cours des deux ans de données. Ce seuil, assez bas, a été déterminé pour essayer d'optimiser les chances de détecter les supernovæ.

On obtient ainsi l'emplacement des événements détectés par notre chaîne de réduction des données.

On construit alors leur courbe de lumière, en mesurant le flux à cet endroit du ciel sur l'ensemble des images soustraites. La mesure se fait par un ajustement de la PSF "moyenne" qui a été sauvegardée pour chaque CCD de chaque image. Chaque courbe de lumière est stockée dans un fichier qui contient toutes les informations de dates, de flux et de position. Elles sont ensuite traitées par la chaîne d'analyse (voir chapitre 5).

4.2.5 Bilan

Le tableau 4.2 donne un bilan succinct de la chaîne de réduction des données mise en place pour l'analyse différée dans le cadre de cette thèse. Pour comparaison, quelques indications sur les candidats de la chaîne temps réel sont également données.

champs	D1	D3	D4	total
nombre de nuits	63	57	65	190
nombre d'images	416	356	427	1199
courbes de lumière construites	2.759.580	2.394.241	2.869.754	8.023.575
événements issus de la chaîne en temps réel	225	248	168	641
candidats spectrés (deux premières années)	68	75	71	214
SNIa confirmées par la spectroscopie	44	56	39	139

TAB. 4.2 – Bilan de la chaîne différée de réduction des données.

Le cas du champ D2

Comme on peut le voir, le champ D2 n'apparaît pas dans les statistiques du tableau. Nous n'avons en effet pas jugé nécessaire de prendre le temps de l'inclure dans cette production. La raison principale est que l'observation de ce champ se fait principalement pendant l'hiver à Hawaï. Au cours des deux premières années de SNLS, les conditions météorologiques y ont été très mauvaises. De nombreuses observations ont été annulées, et une lunaison entière a même été perdue (février 2004).

Tout cela fait que les procédures d'alignement (moins d'images) et de tri des courbes de lumière (courbes moins contraintes à cause des époques manquantes, grande incertitude sur les flux mesurés) auraient été bien plus difficiles, et ne correspondaient pas aux contraintes temporelles de cette thèse. Néanmoins ce champ devra à l'avenir trouver sa place dans l'analyse différée.

Outre l'augmentation de la statistique, l'analyse des 4 champs situés dans 4 régions différentes du ciel sera intéressante pour tester l'uniformité des paramètres cosmologiques et des taux d'explosion par exemple.

4.3 Vérification de la chaîne photométrique sur les SNIa spectrés

SNLS ne dispose pas encore de simulation qui reproduise l'ensemble des données en tenant compte de leurs imperfections. Les simulations qui commencent à être disponibles ne concernent qu'un seul CCD sur un champ et pendant une saison. Elles ne reproduisent donc pas l'ensemble des possibilités de pertes d'images dues aux conditions météorologiques ou aux problèmes techniques, ainsi que les différences de photométrie entre les différentes zones de la caméra.

On peut cependant vérifier ce qu'il advient des SNIa identifiées par la chaîne d'analyse en temps réel et confirmées par leur spectre.

Cela nécessite d'identifier les courbes de lumière des SNIa spectrées parmi celles issues de l'analyse différée. En raison de la densité importante des courbes produites (environ 1 courbe par pavé de 10×10 pixels), on ne peut se contenter de rechercher pour chaque

SNIa connue la courbe la plus proche dans l'analyse différée car nous serions alors gênés par les associations fortuites. Nous avons donc mis en place le filtre d'association suivant :

- on considère toutes les courbes de lumière produites par la chaîne de photométrie différée dont la position indiquée par cette dernière est à moins de 20 pixels de la position "officielle" de la supernova ;
- pour chacune de ces courbes de lumière, on regarde également le nombre de jours séparant le maximum de luminosité de la supernova et le maximum donné par l'ajustement du modèle analytique utilisé pour l'analyse des courbes de lumière (voir chapitre suivant).

Les distributions de ces distances spatiales et temporelles sont illustrées sur la figure 4.12. Une population à distance spatio-temporelle faible sort clairement du bruit ;

- on sélectionne les courbes dont la distance angulaire est inférieure à $1,4''$ et dont l'écart entre les temps du maximum est inférieur à 35 jours ;
- on exige également, afin de rejeter les dernières associations fortuites, que la fluctuation principale de la courbe de lumière ait une importance S1 supérieure ou égale à 15 (cette observable sera également définie au chapitre suivant). La courbe la plus significative restante est alors associée à la supernova issue de la chaîne d'analyse en temps réel.

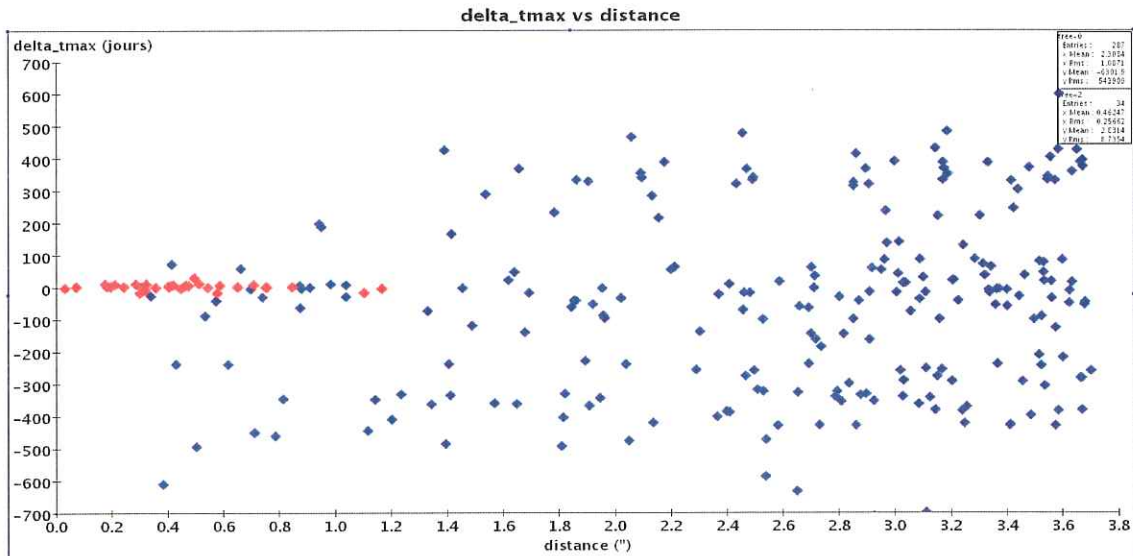


FIG. 4.12 – *Ecart en jours entre les maxima de luminosité des SNIa et des courbes de lumière de l'analyse différée situées à moins de $3,7''$, en fonction de l'écart en position en secondes d'arc. Les courbes finalement associées à une SNIa spectrée sont notées en rouge. Exemple du champ D1.*

Les courbes de l'analyse différée qui sont ainsi associées à des SNIa spectrées sont marquées en rouge sur la figure 4.12. Nous avons vérifié par une inspection visuelle que le signal ressemble bien à celui d'une supernova.

Les figures 4.13, 4.14 et 4.15 montrent, pour les trois champs D1, D3 et D4 et en fonction du redshift, la proportion des SNIa spectrées retrouvées en sortie de notre chaîne de photométrie.

Notre compréhension actuelle des problèmes de la chaîne de photométrie différée ne nous permet pas de déterminer précisément les raisons qui nous amènent à perdre des événements de la chaîne d'analyse en temps réel, ni pourquoi des différences sensibles peuvent être observées d'un champ à l'autre.

On peut cependant émettre quelques hypothèses :

- de manière générale, la technique de détection retenue (empilement des détections individuelles puis recherche des accumulations à un même endroit du ciel) nous fait perdre les événements qui surviennent en toute fin de saison. C'est le cas pour les deux événements perdus sur le champ D4 ;
- l'empilement d'un trop grand nombre de détections aléatoires peut faire augmenter le niveau du bruit au dessus du signal d'une supernova ; cette dernière peut alors ne pas être détectée, où être détectée à une position décalée de sa position exacte, ce qui ne permet pas de construire correctement sa courbe de lumière ;
- les champs peuvent ne pas être équivalents du point de vue photométrique. Ils ne concernent pas la même région du ciel, les conditions météorologiques moyennes peuvent être différentes en fonction de la période de l'année durant laquelle ils sont observés, le *seeing* et le fond du ciel de la référence peuvent être différents, etc.

Nous avons constaté, lors de l'étape d'association des SNIa spectrées avec les courbes de lumière de l'analyse différée, que, sur le champ D1, il existe un décalage fixe entre les coordonnées absolues des SNIa spectrées et notre évaluation de ces mêmes coordonnées ; ce décalage est de l'ordre de 0,6" en ascension droite et en déclinaison.

L'origine précise de ce problème est en cours d'investigation, afin de déterminer à quel niveau les problèmes photométriques de ce champ entrent en jeu. On peut raisonnablement espérer qu'ils seront donc corrigés dans un avenir proche et que le bilan de la chaîne de photométrie sur ce champ s'améliorera sensiblement.

4.3. Vérification de la chaîne photométrique sur les SNIa spectrées

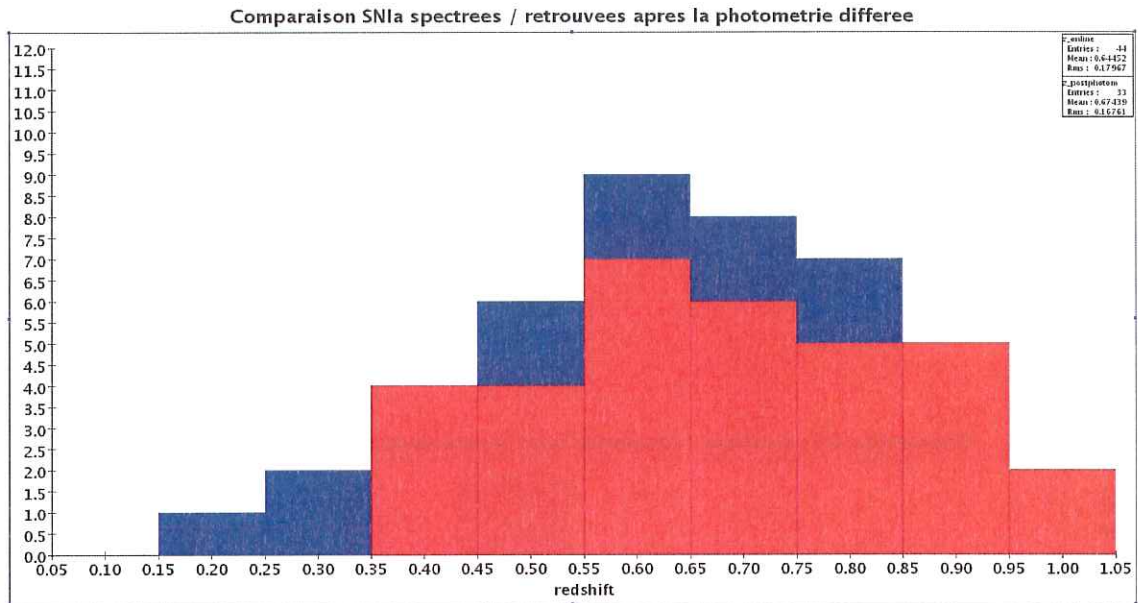


FIG. 4.13 – Vérification du fonctionnement de la chaîne de photométrie de l’analyse différée sur les SNIa issues de la chaîne d’analyse en temps réel du champ D1. En bleu, les SNIa spectrées ; en rouge, celles retrouvées après la photométrie différée.

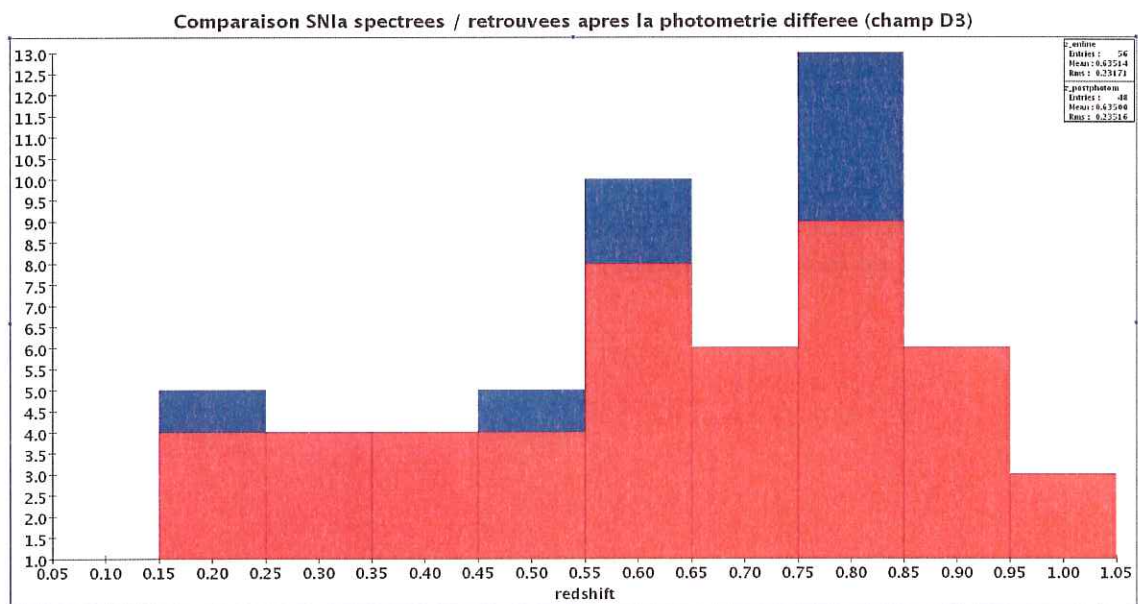


FIG. 4.14 – La même chose pour le champ D3. On peut voir que pour les champs D1 et D3, un certain nombre d’événements ont été perdus dans l’étape de photométrie.

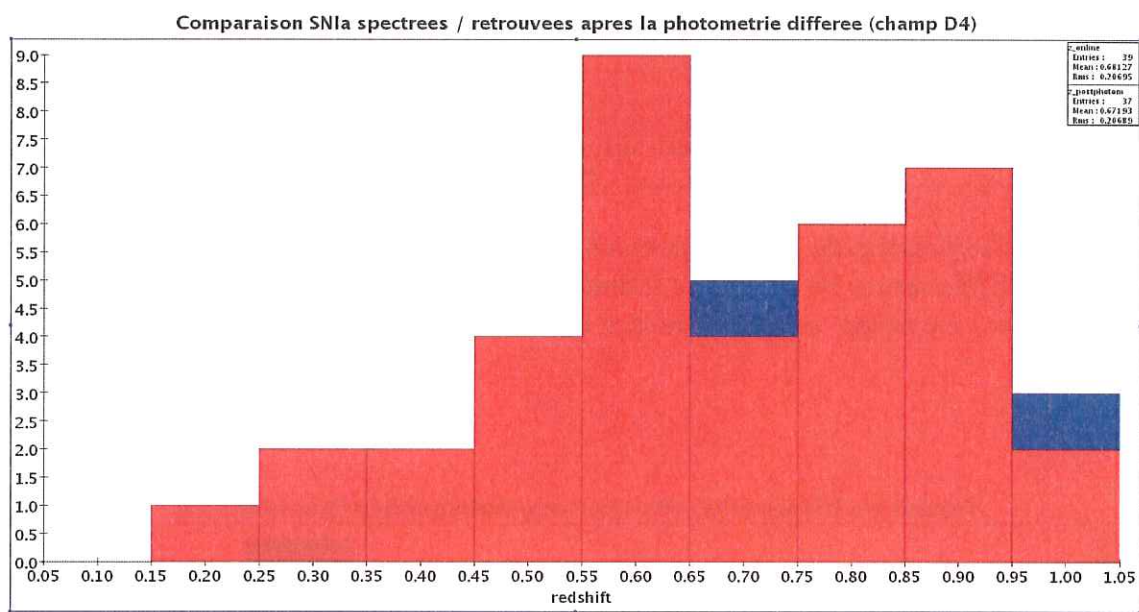


FIG. 4.15 – La même chose pour le champ D4. On peut clairement voir que les photométries des trois champs ne sont pas équivalentes. Les deux SNIa perdues sur D4 le sont car survenues vers la fin de la seconde année.

5

Analyse des courbes de lumières et première sélection des candidats

La chaîne de photométrie nous fournit plusieurs millions de courbes de lumière, parmi lesquelles il faut (re)trouver au plus quelques centaines de supernovæ. Diverses sortes de bruit pouvant parfois donner un signal compatible avec celui d'une SNIa pour un filtre donné, la sélection ultime devra porter sur une analyse des courbes de lumière dans l'ensemble des filtres g' , r' , i' et z' .

La chaîne de photométrie multi-filtres nécessitant toutefois un temps de calcul conséquent, il n'est pas possible d'y traiter l'ensemble des courbes de lumière issues de la détection différée. Il faut donc dans un premier temps sélectionner les candidats les plus prometteurs à partir d'un filtre unique.

Dans la gamme de redshift considérée (typiquement de 0,3 à 1,3), le filtre i' est le plus adapté pour une présélection entièrement automatisée, les SNIa y présentant généralement le maximum de flux.

La présélection des courbes de lumière dans le filtre i' fait l'objet de ce chapitre. L'analyse ultérieure des courbes de lumière multi-filtres des objets présélectionnés sera décrite dans le chapitre 6.

5.1 Paramétrisation des courbes de lumière

On rappelle que les données sont prises par saisons de six mois, divisées en "runs" d'environ 18 jours autour de la nouvelle lune. Chaque run compte 4 ou 5 nuits d'observation, espacées de 3 ou 4 jours. Chaque nuit où sont prises des données comprend entre 5 et 10 poses de 520 secondes (dans le filtre i'). Dans tout ce qui suit, les termes "image" ou "point de mesure" correspondent à une pose.

5.1.1 Description

La chaîne de détection différée présentée dans le chapitre précédent fournit des courbes de lumière dans le filtre i' soit pour chaque mesure :

- le nom de l'image dont elle est issue ;

- la date de prise de données ;
- la valeur du flux mesuré en ADU (*Analog Digital Unit*) ; c'est l'unité numérique qui "code" l'intensité lumineuse de chaque pixel. Tous les flux sont ramenés à la même durée d'intégration lors de la soustraction.

L'échelle absolue des magnitudes correspondantes (ou "point zéro") est déterminée séparément par comparaison des flux de la référence avec des étoiles bien mesurées dans un autre catalogue. Nous avons utilisé le catalogue de l'USNO (voir chapitre précédent) pour obtenir une première estimation des magnitudes observées ;

- l'erreur estimée sur ce flux par le logiciel Triton ;
- un niveau de confiance accordé à la mesure, issu de la qualité de l'ajustement qui a lieu lors de la soustraction des images.

Par ailleurs on dispose également des coordonnées absolues (ra ; dec) de l'objet dont le flux est mesuré.

Une courbe de lumière brute sur deux ans de prises de données contient typiquement de l'ordre de 350-380 points (voir figure 5.1).

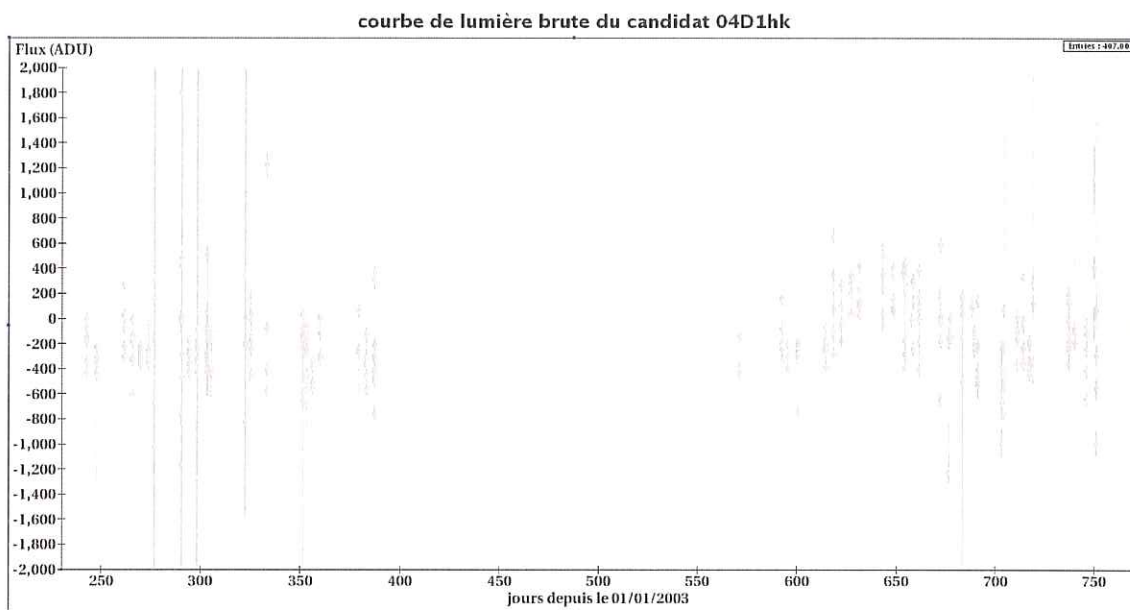


FIG. 5.1 – Courbe de lumière brute issue de la chaîne de détection différée. Il s'agit de la courbe sur deux ans d'un candidat de la chaîne d'analyse en temps réel, 04D1hk. Les points gris sont les mesures sur les poses individuelles ; il y en a entre 4 et 8 par nuit. On voit bien l'échantillonnage des observations, avec 4 ou 5 nuits de prise de données par mois. À ce stade le signal est pollué par des points aberrants.

Avant de procéder à une analyse de ces courbes pour essayer de détecter un signal compatible avec celui d'une supernova, il convient de nettoyer les courbes de lumière pour supprimer les points aberrants ou trop imprécis. On applique donc les deux pré-filtres décrits dans les paragraphes suivants.

Suppression des flux très mal mesurés

La mesure du flux sur les images soustraites s'effectue par un ajustement de la PSF de l'image à l'endroit où l'événement a été détecté (voir chapitre précédent). Cet ajustement peut ne pas converger de manière satisfaisante, si la qualité de la soustraction est mauvaise (échec de la soustraction, fond variable, signal non ponctuel,...). Le logiciel utilisé (Triton) détermine lui-même le niveau de confiance CL qu'il accorde à la mesure du flux qu'il effectue selon la formule :

$$\text{CL} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\chi^2} - \sqrt{\frac{2n_{ddl} - 1}{2}} \right)$$

où χ^2 et n_{ddl} sont respectivement le χ^2 et le nombre de degrés de liberté de l'ajustement. A noter que si $\chi^2 = 0$, CL est moins bon que si $\chi^2 = n_{ddl}$: des erreurs artificiellement sous-estimées donnent également un mauvais niveau de confiance dans la mesure.

La valeur de CL est comprise entre 0 et 1. Une mesure est considérée comme satisfaisante pour des valeurs de ce niveau de confiance supérieures à 0,01. C'est là le seuil de validité que nous avons choisi pour qu'un point entre dans la courbe de lumière.

Suppression des mesures très imprécises

Il arrive aussi que la soustraction d'image ne fonctionne pas bien sur des objets brillants, qui se retrouvent dans les images soustraites. Leur flux est trop important pour être celui de supernovæ; on souhaite donc ne pas prendre en compte ces mesures.

De manière générale quand la photométrie n'a pas bien fonctionné, les erreurs associées aux flux mesurés sont très importantes. Aussi on supprime de nos courbes de lumière tout point ayant une erreur sur la mesure du flux supérieur à 1000 ADUs. La figure 5.2 montre la distribution des erreurs sur les flux mesurés et le filtre appliqué.

Ces deux filtres préservent en moyenne 91,6% des points de mesure.

5.1.2 Nettoyage des courbes de lumière

Les deux filtres précédents servent à éliminer les points clairement aberrants ou inutiles, issus principalement de problèmes photométriques propres à la soustraction d'image et à la photométrie par ajustement de PSF. Il peut cependant rester des points aberrants, très éloignés des autres mesures effectuées dans la même nuit (avec rarement plus d'une demi-heure de décalage). C'est par exemple le cas quand un rayon cosmique interagit dans la caméra au même endroit que le signal mesuré. Il convient donc de procéder à une deuxième étape de nettoyage des courbes de lumière.

A l'intérieur de chaque nuit, on considère tous les flux mesurés ainsi que les erreurs individuelles sur ces flux. On calcule la médiane de la distribution des flux et on élimine tous les points dont le flux s'écarte de cette médiane de plus de 10 fois son erreur individuelle.

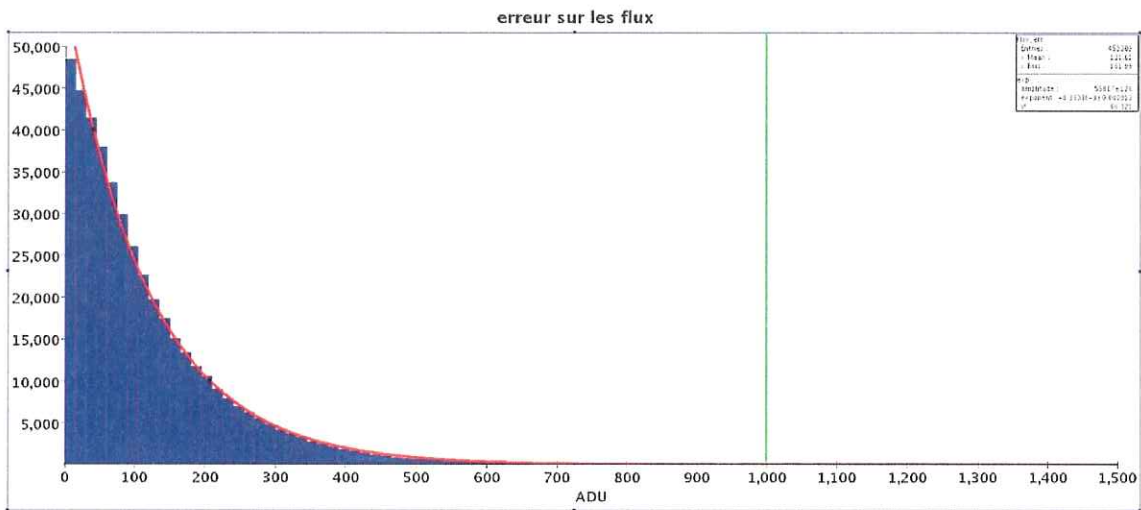


FIG. 5.2 – Distribution des valeurs de l'erreur sur la mesure du flux (la ligne rouge correspond à une exponentielle ajustée à la distribution). La coupure appliquée est indiquée par la ligne verte ; elle correspond à 8 fois l'erreur moyenne et 12 fois l'erreur médiane.

Comme la suppression de ces points peut sensiblement changer la valeur de la médiane, on effectue donc cette opération itérativement tant qu'on enlève des points.

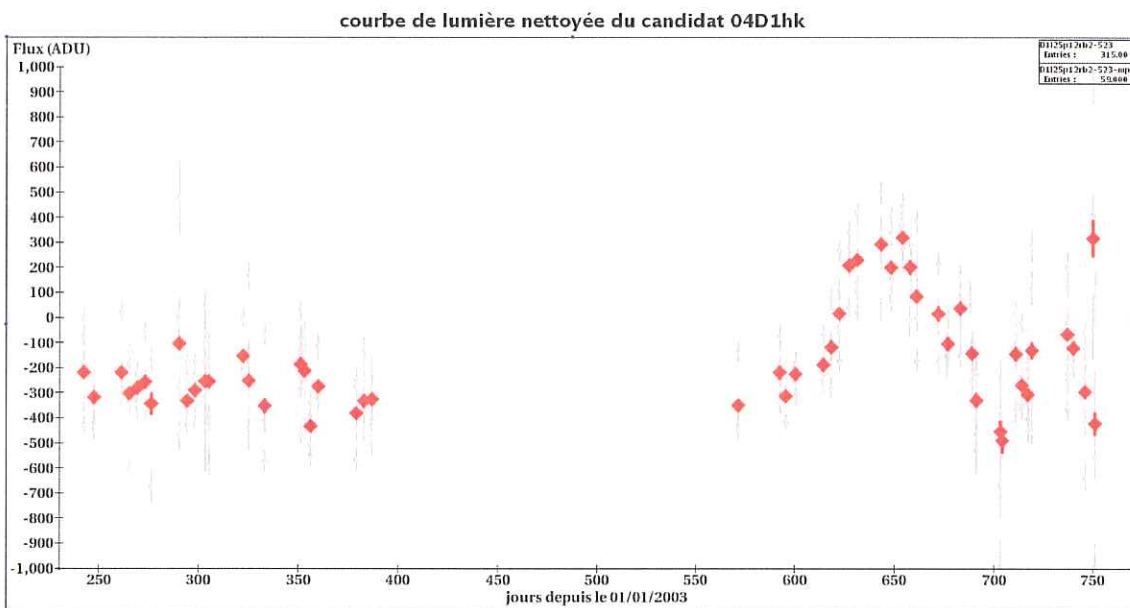


FIG. 5.3 – Courbe de lumière nettoyée du candidat 04D1hk. On remarque que la dispersion des flux est sensiblement réduite (l'échelle des flux a été divisée par 2 par rapport à la figure 5.1). Les losanges rouges représentent la moyenne du flux dans la nuit.

Cette étape de nettoyage enlève en général un ou deux points de mesure⁶⁸ par courbe de lumière. Un exemple de courbe de lumière nettoyée est donné dans la figure 5.3.

5.1.3 Détermination de la ligne de base

Une fois que l'on dispose de courbes de lumière nettoyées, la première étape de l'analyse consiste à déterminer leur ligne de base.

La ligne de base de la courbe de lumière d'un phénomène transitoire tel qu'une supernova, absent de l'image de référence, et dont le flux est mesuré sur une soustraction d'image, est théoriquement 0.

En pratique il peut y avoir contamination par le flux de la supernova dans la référence, ou bien les soustractions peuvent ne pas être parfaites, et il est donc préférable de mesurer la ligne de base sur la courbe de lumière elle-même.

Il existe plusieurs méthodes pour déterminer la ligne de base d'une courbe de lumière. La plus classique est l'utilisation du mode de la distribution des flux. Nous avons choisi d'utiliser la méthode dite "de l'escargot", développée et utilisée par Laurent Le Guillou pendant sa recherche de microlentilles gravitationnelles en photométrie différentielle (voir Le Guillou 2003 [24]).

En résumé, la méthode revient à projeter la courbe de lumière sur l'axe des flux, et à la parcourir continûment, dans le sens de l'écoulement du temps, comme si un escargot glissait dessus. On a pris soin auparavant de diviser cet axe en un histogramme de "passage de l'escargot" de 1000 bins équivalents entre les valeurs inférieure et supérieure des flux de la courbe de lumière.

Chaque fois qu'on va d'un point de la courbe de lumière à un autre, on note le passage dans tous les bins intermédiaires parcourus en remplissant cet histogramme. Cette méthode applique simplement le fait que le flux des objets physiques est une fonction continue du temps, et passe donc nécessairement par les valeurs intermédiaires entre deux points mesurés.

On relève enfin la valeur du flux pour laquelle l'histogramme des passages de l'escargot a sa valeur la plus élevée : c'est la valeur la plus fréquente du flux de l'objet, soit sa ligne de base.

Cette méthode est plus robuste que le mode de la distribution des flux, notamment si cette dernière est bimodale (ce qui peut par exemple être le cas pour une supernova brillante, ou s'il manque des points à la courbe de lumière).

5.1.4 Détection des fluctuations

Une fois que l'on dispose de la ligne de base f_0 d'une courbe de lumière, l'étape suivante dans la recherche du signal d'une supernova est de détecter les fluctuations positives

⁶⁸rappel : un point de mesure correspond à une pose individuelle.

de ladite courbe de lumière.

On parcourt donc la courbe de lumière, *ie* les flux f_i associés à leurs erreurs photométriques individuelles σ_i , dans le sens de l'écoulement du temps et en appliquant l'algorithme de détection suivant :

- **début d'une fluctuation** : une fluctuation débute dès qu'une mesure de flux est au-dessus de la ligne de base d'au moins $1 \sigma_i$. A noter que ce critère rejette donc toutes les fluctuations négatives.
- **construction de la fluctuation** : tant qu'on reste à au moins $1 \sigma_i$ au-dessus de la ligne de base, les points sont ajoutés à la fluctuation. Cette dernière se voit associer deux grandeurs qui la caractérisent :

1. le nombre de points dans la fluctuation N_{points} .
2. la somme quadratique des distances à la ligne de base en unité d'erreurs individuelles :

$$S_{\text{fluctuation}} = \sqrt{\sum_{i \in \text{fluctuation}} \frac{(f_i - f_0)^2}{\sigma_i^2}}$$

C'est ce qui détermine la "signification" de la fluctuation.

- **fin d'une fluctuation** : quand un point passe à plus de $1 \sigma_i$ en dessous de la ligne de base, ou que deux points consécutifs⁶⁹ ne sont plus strictement à plus de $1 \sigma_i$ au-dessus de cette dernière, la fluctuation est arrêtée.
- **classement et sauvegarde des fluctuations** : les fluctuations sont classées par signification décroissante, et on garde en mémoire les deux plus importantes. La première parce qu'on espère que cela sera le signal d'une supernova, la seconde parce qu'on s'attend à ce que dans ce cas, les deux premières fluctuations ne soient pas d'importances comparables (au contraire d'une étoile variable par exemple).

5.1.5 Amélioration de la procédure

La détermination de la ligne de base peut être biaisée par la présence d'un signal qui peut concerner parfois plus d'un tiers des points de mesure. Et, réciproquement, la recherche d'un signal peut se retrouver faussée si la ligne de base est mal déterminée. C'est pourquoi, après avoir déterminé la ligne de base et effectué une première recherche de fluctuation positive, on répète l'opération une seconde fois.

Avec les points de mesure qui ne sont pas associés à la fluctuation principale détectée on refait une détermination de la ligne de base (étape 5.1.3); cette dernière sera donc potentiellement biaisée vers une valeur plus faible que la réalité, ce qui augmente les chances de détecter une fluctuation positive.

⁶⁹ceci afin de ne pas être sensible à un unique point aberrant résiduel ou à une mesure un peu faible.

On refait alors une recherche de fluctuation positive (étape 5.1.4) à partir de cette nouvelle ligne de base. La figure 5.4 montre un exemple des fluctuations détectées sur une courbe de lumière.

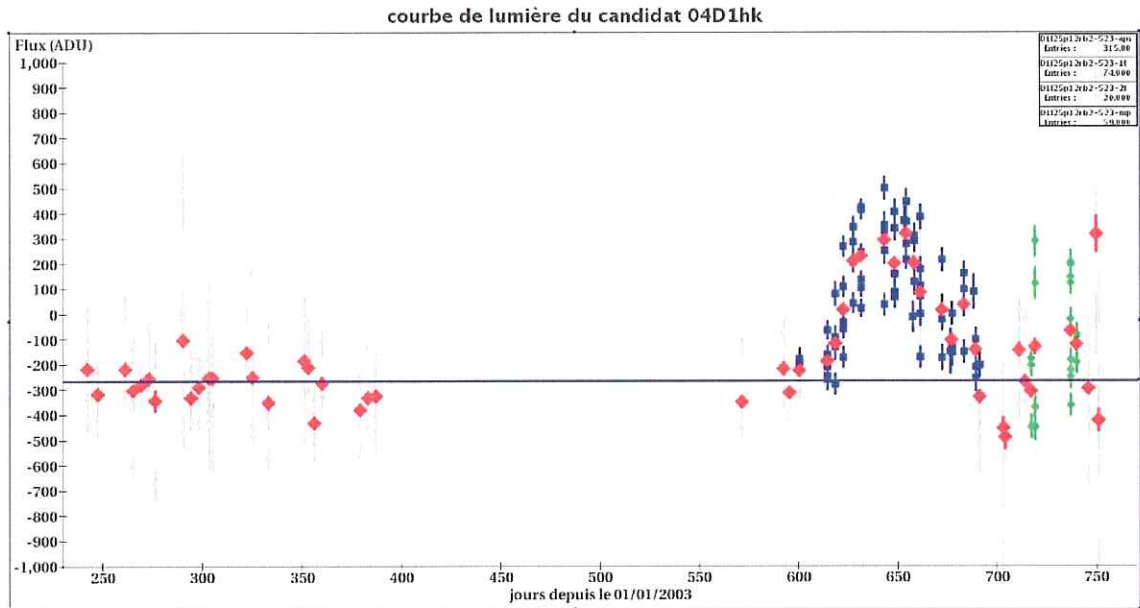


FIG. 5.4 – Courbe de lumière (nettoyée) du candidat 04D1hk après l'étape de détection des fluctuations. Les points de mesure des deux fluctuations les plus importantes sont indiqués respectivement par des carrés bleus et des losanges verts. On peut voir que la principale fluctuation correspond bien au signal recherché.

5.2 Un ajustement analytique simple

L'essentiel de la sélection des candidats va s'effectuer à l'aide d'un ajustement analytique simple choisi pour correspondre assez bien au signal d'une SNIa dans la gamme de redshift considérée : $z \in [0,3 ; 1,3]$. La montée en luminosité est représentée par une fonction de Fermi, alors que la descente est une exponentielle.

En dessous de $z = 0,3$, on commence à voir apparaître dans la courbe d'une SNIa une structure plus compliquée : la courbe de lumière d'une SNIa, dans son référentiel propre, présente un second maximum de luminosité dans le rouge et l'infrarouge. Pour un décalage spectral limité, ce second maximum est visible dans le filtre i' .

Les supernovæ proches risquent donc de ne pas être bien ajustées par cette forme analytique simple. Toutefois, ce ne sera guère pénalisant pour l'analyse différée, qui présente l'essentiel de son intérêt au delà d'un redshift de l'ordre de 0,3.

En effet, le travail d'analyse différée effectué dans cette thèse cible les événements manqués par la chaîne d'analyse en temps réel ; ce n'est que très peu probablement le cas

des événements proches, très lumineux pour SNLS.

Pour rendre cette analyse complètement indépendante de la chaîne d'analyse en temps réel, il faudra néanmoins à terme envisager un ajustement qui puisse mieux rendre compte des évolutions de la forme de la courbe de lumière d'une SNIa avec le redshift.

La forme analytique retenue pour l'ajustement est la suivante :

$$f(t) = C + A \frac{\exp \frac{-(t-t_0)}{3\tau}}{1 + \exp \frac{-(t-t_0)}{\tau}}$$

Elle contient quatre paramètres d'ajustement :

- une constante additive C qui représente la ligne de base du signal, qui est donc déterminée de nouveau à ce moment.
- une constante multiplicative A qui représente l'amplitude du signal.
- un temps du maximum t_0 approximatif⁷⁰.
- une durée caractéristique d'évolution du signal, τ , qui paramétrise à la fois les temps de montée et de descente. Le facteur entre les deux arguments des exponentielles, 3, a été déterminé empiriquement en testant la forme analytique sur des candidats SNIa identifiés spectroscopiquement. Il se révèle relativement insensible au redshift, et la valeur 3 représente une bonne approximation de la moyenne des valeurs obtenues si on ajustait également ce facteur de proportion.

On peut se demander néanmoins pourquoi ne pas laisser ce facteur de proportionnalité libre au cours de l'ajustement. En théorie cela permettrait une plus grande flexibilité dans l'ajustement des paramètres temporels (t_0 et τ), et avec un entraînement sur des SNIa connues, une meilleure sélection de candidats qui leur ressemblent.

En pratique, du fait de l'échantillonnage temporel plutôt irrégulier des observations de SNLS (tous les 4 jours pendant 18 jours sur les 28 du mois lunaire), à peu près n'importe quel ajustement peut se faire s'il n'est pas assez contraint, qu'il y ait ou non un signal clair de supernova.

Il s'est donc révélé beaucoup plus rentable, pour tout le travail d'analyse différée des candidats SNIa, de garder un facteur fixe entre les temps de montée et de descente des signaux.

Un exemple de cet ajustement analytique est présenté sur la courbe de la figure 5.5.

⁷⁰l'étude de la fonction $f(t)$ révèle que le maximum est en fait atteint pour $t_{max} = t_0 + \tau \ln(2)$.

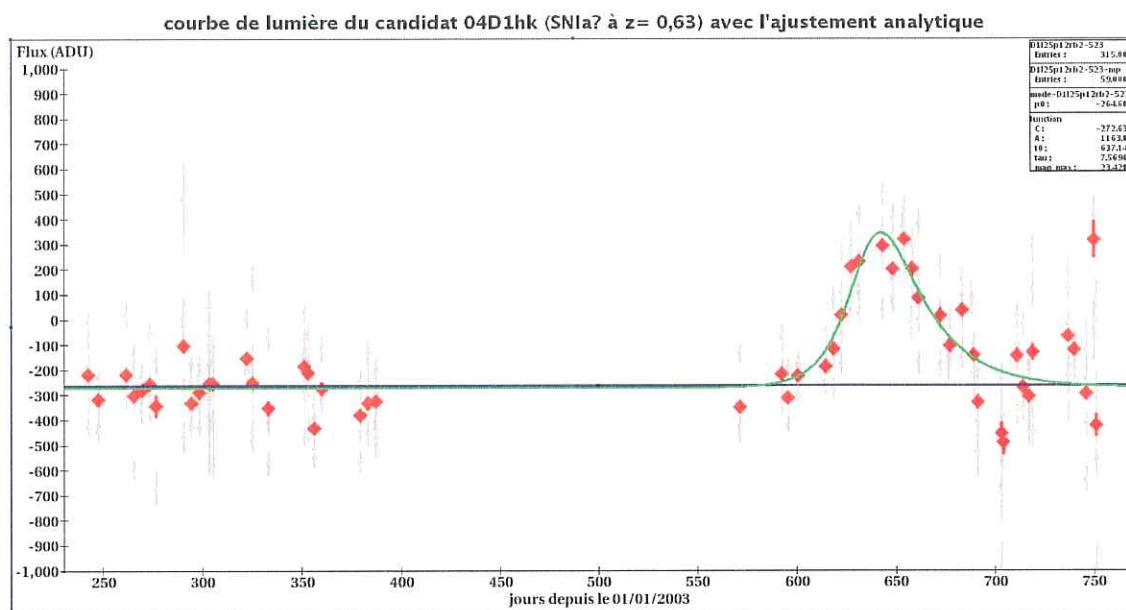


FIG. 5.5 – Courbe de lumière du candidat 04D1hk avec en bleu sa ligne de base et en vert l'ajustement analytique utilisé dans cette analyse.

5.3 Critères de sélection des candidats supernovæ

Nous n'avons pu disposer d'une simulation qui reproduise suffisamment bien les données pour pouvoir ajuster les coupures de cette sélection. Les simulations de supernovæ dans les images qui commencent à être disponibles au sein de la collaboration SNLS concernent encore un seul CCD et une seule saison.

Or le bruit peut varier sensiblement entre un CCD du centre de la caméra (où les distorsions de l'image sont plutôt faibles) et un situé dans un coin (où les distorsions sont au contraire maximales). D'autre part, si les erreurs photométriques ne sont pas bien reproduites, l'importance des fluctuations détectées ou la qualité de l'ajustement analytique ne seront pas comparables entre la simulation et les données.

Après différents essais nous avons choisi de déterminer les coupures de cette analyse en utilisant comme échantillon de test les SNIa à la fois spectrées et retrouvées dans l'analyse différée. Le but est d'en conserver un maximum et de comprendre pourquoi certaines sont perdues pour évaluer notre efficacité et envisager des améliorations futures de l'analyse différée. Les coupures se trouvent donc souvent proches des SNIa connues.

Dans toutes les figures qui suivent, les données en bleu proviennent de deux CCDs représentatifs⁷¹ de l'ensemble de la mosaïque, le 00 (un coin de la caméra) et le 15 (plus central), du champ D1. Les SNIa spectrées et identifiées du même champ sont représentées en rouge sur ces mêmes figures.

⁷¹pour des raisons pratiques, il est très difficile de faire des figures relatives aux 2,5 millions de courbes de lumière d'un champ.

Une telle analyse vise donc à rechercher tout candidat semblable à ceux trouvés dans la chaîne d'analyse en temps réel. Nous sommes par ailleurs limités par le temps de calcul nécessaire à la deuxième partie de l'analyse (voir chapitre 6). Il faut donc voir la présente analyse comme une première étape de la mise en place d'une chaîne d'analyse différée complètement indépendante.

5.3.1 Coupures fiduciaires

Maximum de la courbe de lumière pendant les prises de données

Une supernova dont le maximum de luminosité se situe hors des saisons de prise de données, et dont on observe donc seulement la montée ou la descente en luminosité, n'est pas exploitable en terme d'identification en analyse différée ou de mesure de ses paramètres intrinsèques.

On exclut donc de l'analyse toutes les courbes de lumières dont $t_{max} = t_0 + \tau \ln(2)$ est situé hors des deux saisons de prises de données (dans tout ce qui suit, les jours sont comptabilisés à partir du 1^{er} janvier 2003, qui correspond au jour julien $JD = 2\,452\,640$).

$$\text{Coupure 1 : } \begin{cases} t_{max} \in [241; 386] \cup [570; 750] \text{ pour D1} \\ t_{max} \in [377; 586] \cup [746; 943] \text{ pour D3} \\ t_{max} \in [155; 324] \cup [533; 705] \text{ pour D4} \end{cases}$$

Bords de caméra

Les alignements astrométrique et photométrique de la chaîne de détection ne sont pas parfaits. Ils compensent en particulier moins bien les déformations de l'image sur les bords de la caméra, et dans une moindre mesure sur les bords des CCDs.

Après sélection des candidats on remarque encore quelques accumulations dans certaines zones de la caméra (voir figure 5.6). On détermine donc des coupures en (ra; dec) afin de supprimer ces zones.

$$\text{Coupure 2 : } \begin{cases} \text{ra} \in [36, 01^\circ; 36, 98^\circ] \text{ et } \text{dec} > -4, 94^\circ \text{ pour D1 (93, 12\% de la surface)} \\ \text{ra} \in [214, 08^\circ; 215, 66^\circ] \text{ et } \text{dec} \in [52, 23^\circ; 53, 14^\circ] \\ \text{et } \text{dec} \notin [52, 38^\circ; 52, 42^\circ] \text{ pour D3 (83, 16\% de la surface)} \\ \text{ra} \in [333, 36^\circ; 334, 36^\circ] \text{ et } \text{dec} \in [-18, 20^\circ; -17, 25^\circ] \\ \text{et } \text{dec} \notin [-17, 47^\circ; -17, 46^\circ] \text{ pour D4 (93, 05\% de la surface)} \end{cases}$$

5.3.2 Distinction étoile - galaxie pour l'hôte

Les objets les plus lumineux de nos champs sont pour la plupart des étoiles. Celles-ci sont particulièrement sensibles à la qualité des ajustements photométriques qui précèdent la soustraction des images. On remarque donc parfois de petites variations de luminosité sur ces étoiles assez brillantes, générant un nombre non négligeable de fausses détections. Par ailleurs certaines étoiles sont réellement variables, et nous souhaitons nous affranchir également de ce bruit physique.

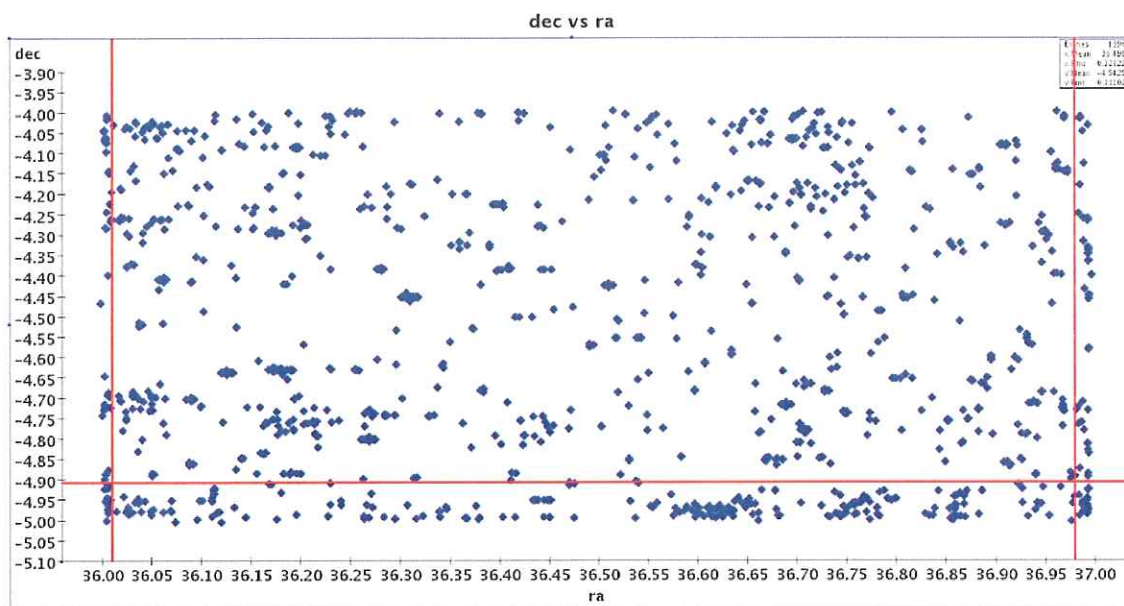


FIG. 5.6 – Localisation en coordonnées (ra ; dec) des candidats restants sur le champ D1 si les coupures 1 et de 3 à 7 sont appliquées. On voit quelques accumulations à proximité des aigrettes des étoiles brillantes, ainsi que sur certains bords de la caméra. La coupure appliquée est indiquée par les lignes rouges.

Une association au plus proche voisin, limitée à une distance maximale de 20 pixels, soit $3,7''$, permet de tenter de trouver un "hôte" associé aux courbes de lumière. On exclut alors toute courbe de lumière dont l'hôte est une étoile, et pas une galaxie, dans le catalogue de la référence.

Pour déterminer quels objets du catalogue de référence sont des étoiles, on utilise une variable calculée sur l'image de référence qui représente l'aspect ponctuel de leur signal : le rapport f/f_{max} entre leur flux total f et le flux mesuré sur le pixel central f_{max} .

En effet, le profil des étoiles est celui de la PSF. Le rapport f/f_{max} sera donc à peu près toujours le même pour ces objets, alors qu'il est très variable pour les galaxies. On s'attend de plus à ce qu'il soit plus élevé pour ces dernières, reflétant le fait que ce sont des objets étendus.

La figure 5.7 montre la distribution de ce rapport f/f_{max} en fonction de la magnitude dans le filtre i' des objets de la référence. La branche horizontale que l'on peut voir en bas correspond aux étoiles. Elle s'explique par le fait que leur profil étant celui de la PSF, et donc le même quelle que soit la magnitude, ce rapport est constant.

Pour des magnitudes inférieures à 18, les étoiles saturent les images et leur profil change. Le flux maximal reste le même alors que le flux total augmente : le rapport f/f_{max} des étoiles augmente.

Les objets peuplant la région rouge sur la figure 5.7 sont identifiés comme étoiles

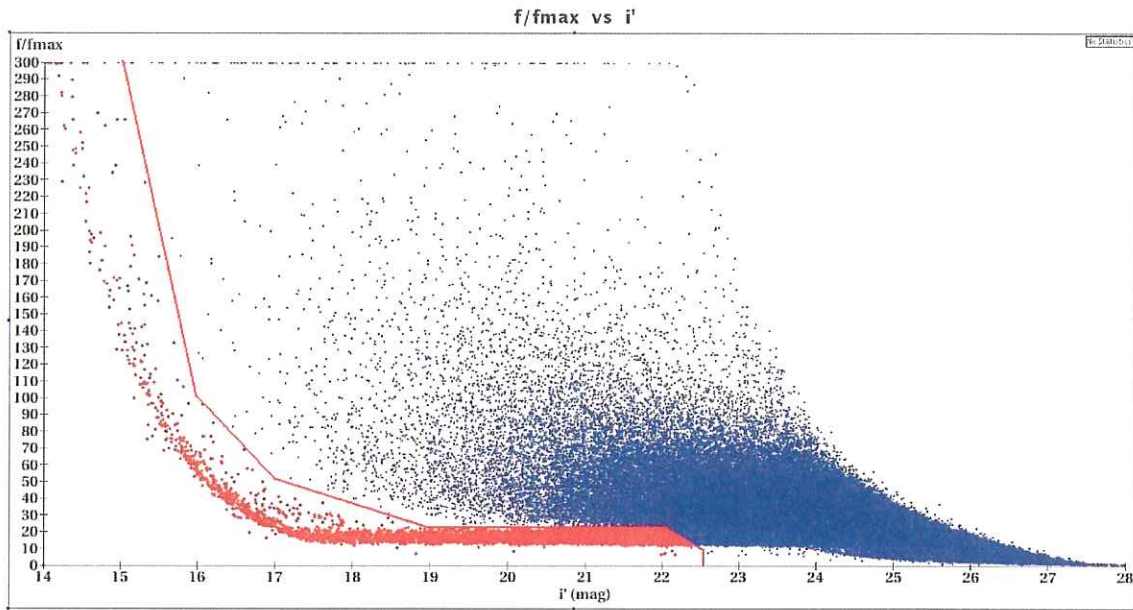


FIG. 5.7 – Diagramme du rapport f/f_{max} en fonction de la magnitude i' pour les objets de la référence (exemple du champ D1). La branche des étoiles se distingue bien de la population des galaxies. En rouge sont indiqués les objets qui sont considérés comme des étoiles.

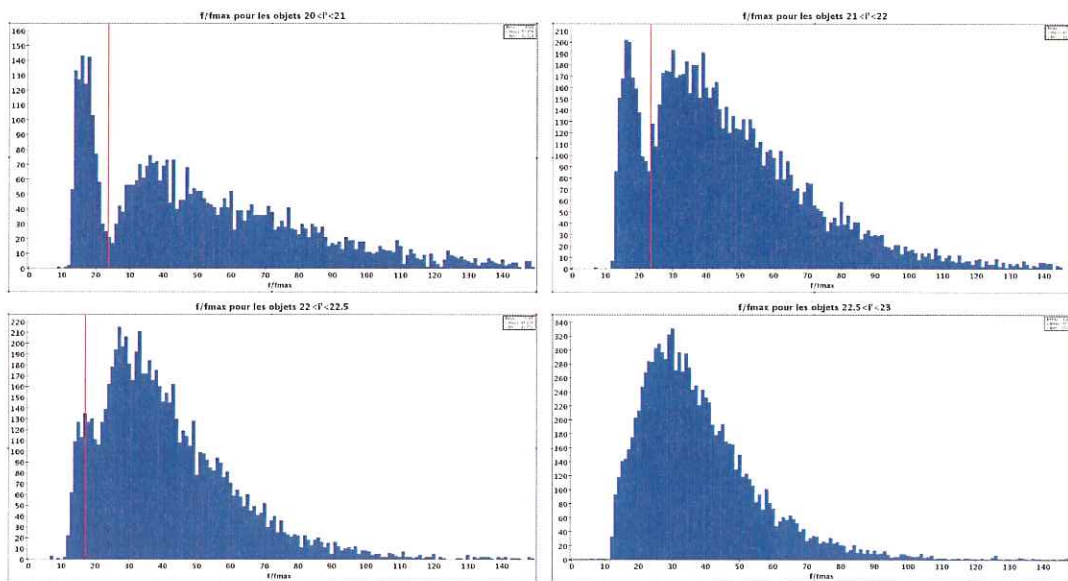


FIG. 5.8 – Histogrammes représentant les valeurs du rapport f/f_{max} pour différentes plages de magnitudes. En haut à gauche, pour $20 \leq i' \leq 21$; en haut à droite, pour $21 \leq i' \leq 22$. On peut voir que la population des étoiles se distingue nettement de celle des galaxies, aux faibles valeurs de f/f_{max} . Mêmes histogrammes en bas à gauche pour $22 \leq i' \leq 22,5$ et en bas à droite pour $22,5 \leq i' \leq 23$. Les étoiles ne sont plus distinguables des galaxies pour $i' > 22,5$. La coupure appliquée est indiquée par les lignes rouges; pour la tranche de magnitude $22 \leq i' \leq 22,5$, il s'agit de la coupure moyenne.

grâce aux coupures indiquées sur les figures 5.7 et 5.8. La distinction est claire jusqu'à la magnitude $i' = 22$, mais n'est plus guère possible pour des magnitudes $i' \geq 22,5$.

$$\text{sélection des galaxies : } \begin{cases} i' \geq 14 \\ f/f_{max} \geq -200 \times i' + 3300 & \text{pour } 14 \leq i' \leq 16 \\ f/f_{max} \geq -50 \times i' + 900 & \text{pour } 16 \leq i' \leq 17 \\ f/f_{max} \geq -13,5 \times i' + 279,5 & \text{pour } 17 \leq i' \leq 19 \\ f/f_{max} \geq 23 & \text{pour } 19 \leq i' \leq 22 \\ f/f_{max} \geq -26 \times i' + 595 & \text{pour } 22 \leq i' \leq 22,5 \end{cases}$$

Coupure 3 : pas d'hôte ou hôte associé considéré comme une galaxie

La figure 5.9 montre la distribution des nombres de galaxies et d'étoiles obtenues avec cette sélection, en comparaison du modèle de Bahcall et Soneira (voir Bahcall & Soneira 1980 [6]) qui modélise ces distributions en fonction de la luminosité des objets.

On peut voir que l'accord est très bon, et que les galaxies dominent nettement la population d'objets faiblement lumineux ; peu d'étoiles contaminent donc le jeu de galaxies sélectionnées par la coupure 3.

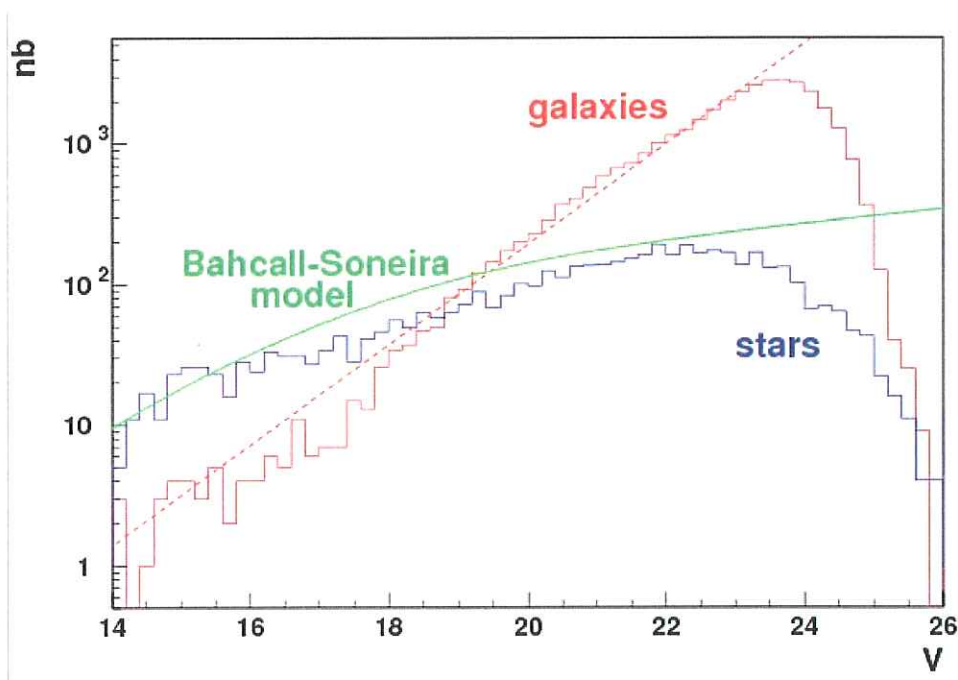


FIG. 5.9 – Distribution des nombres de galaxies et d'étoiles (selon la distinction décrite dans le texte) en fonction de la magnitude dans le filtre standard V . Le nombre d'étoiles est bien comparable à celui attendu d'après le modèle de Bahcall et Soneira (Bahcall & Soneira 1980 [6]). A la limite de distinction des étoiles, vers une magnitude V de l'ordre de 23,5 ($i' \sim 22,5$), le nombre de galaxies dans le champ surpasse d'un ordre de grandeur celui des étoiles.

5.3.3 Coupures sur les paramètres des courbes de lumière

Nombre de points dans la fluctuation principale

Nous demandons que la fluctuation principale contienne au moins 10 points de mesure. Cela correspond approximativement à deux nuits de prise de données. Cette limite revient à demander à ce qu'il y ait une corrélation entre les détections d'au moins deux nuits successives.

La figure 5.10 montre la distribution du nombre de points de la principale fluctuation pour une fraction représentative des données. La figure du bas représente cette distribution selon une échelle logarithmique, afin de mieux comparer les données de la chaîne d'analyse différée avec des SNIa issues de la chaîne d'analyse en temps réel, spectrées et identifiées.

Coupage 4 : $N_{\text{points}} (1^{\text{ère}} \text{ fluctuation}) \geq 10$

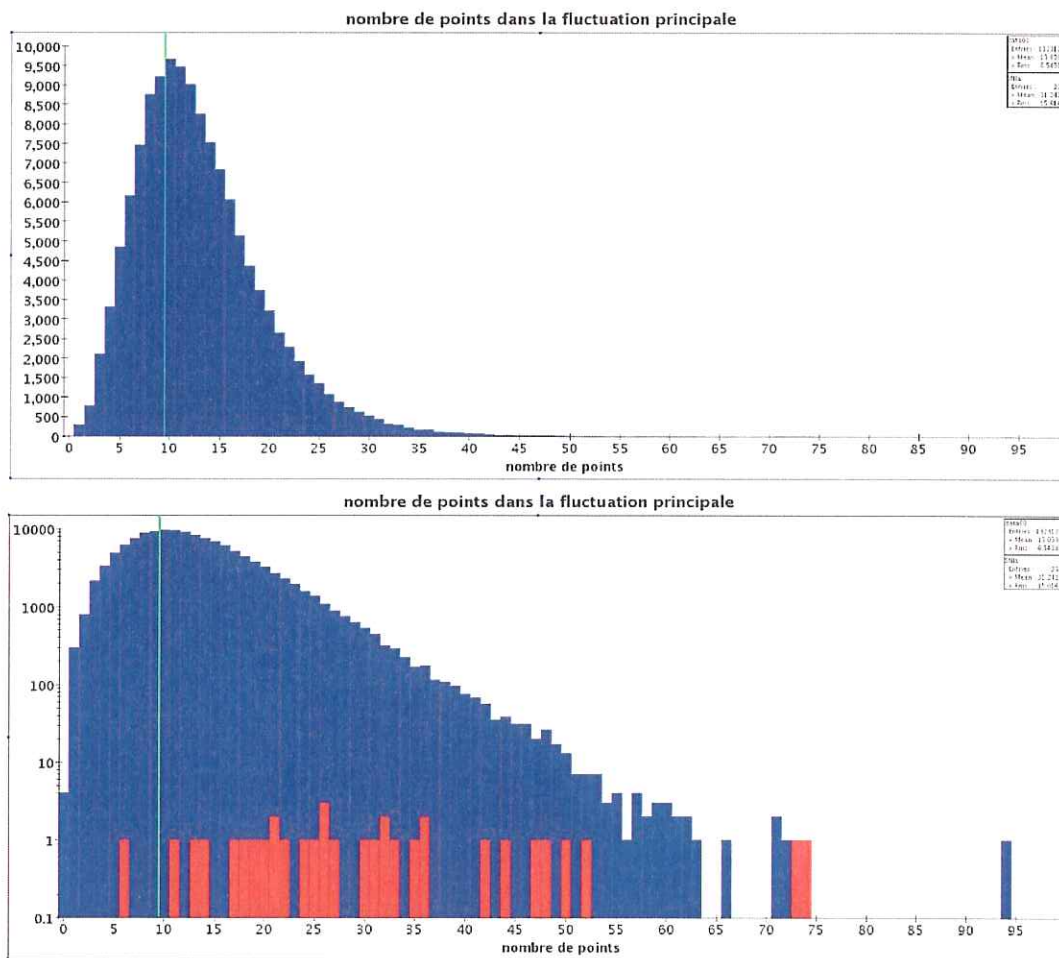


FIG. 5.10 – En haut : distribution du nombre de points de la principale fluctuation dans les courbes de lumière de l'analyse différée. En bas : même chose mais en échelle logarithmique. En rouge les SNIa issues de la chaîne d'analyse en temps réel.

Comparaison des deux premières fluctuations

Pour un signal de supernova, la fluctuation principale est en général nettement plus significative que la seconde fluctuation. Néanmoins dans le cas de signaux très bruités, la première fluctuation peut ne représenter qu'une partie du signal. Il est donc délicat de couper sur cette seule variable.

On s'attend de plus à ce que la seconde fluctuation soit compatible avec celle du bruit. Il n'est ainsi pas possible de faire une coupure simple sur sa valeur. Nous avons donc choisi une coupure associant les valeurs S_1 et S_2 (voir définitions à la section 5.1.4) des deux premières fluctuations.

La figure 5.11 montre la distribution des valeurs de la signification des deux premières fluctuations, pour les données et les SNIa identifiées, ainsi que la limite retenue (exemple du champ D1).

$$\text{Coupure 5 : } \begin{cases} (S_1 - S_2 > 10) \cup (S_1 > 30) \text{ pour D1} \\ (S_1 - S_2 > 10) \cup (S_1 > 30) \text{ pour D3} \\ (S_1 - S_2 > 7,5) \cup (S_1 > 20) \text{ pour D4} \end{cases}$$

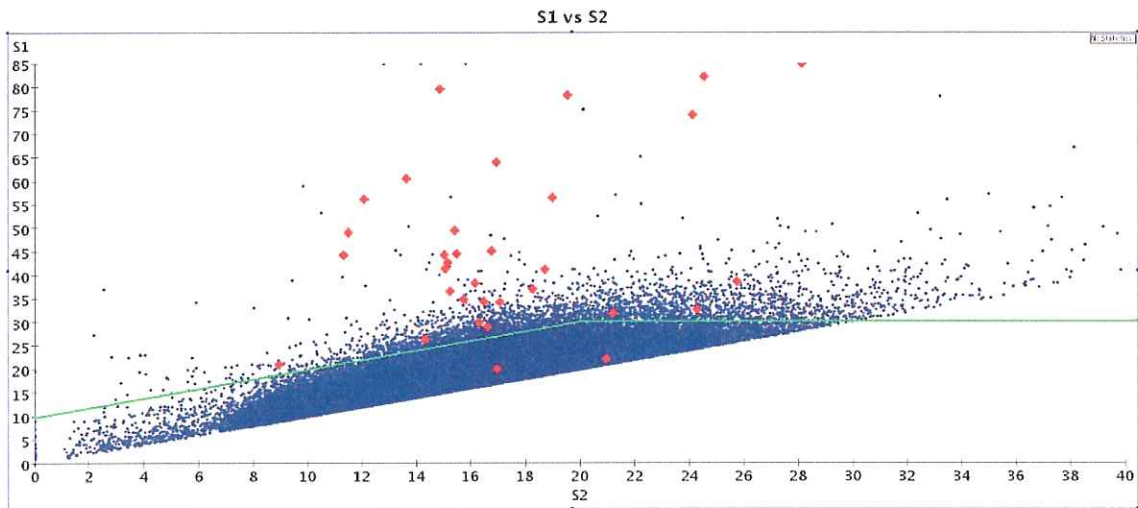


FIG. 5.11 – Comparaison des valeurs de S pour la première fluctuation (en ordonnée) et la seconde (en abscisse). Ici encore les données de la présente analyse sont en bleu, les SNIa identifiées par leur spectre en rouge. La coupure appliquée est indiquée par la ligne verte.

5.3.4 Utilisation de l'ajustement analytique

On poursuit notre analyse sur les courbes de lumière pour lesquelles l'ajustement analytique a convergé. Par exemple sur le champ D1 c'est le cas pour 2.412.964 courbes, au lieu des 2.759.580 produites par la chaîne de photométrie. Le taux d'échec de 12,56%

n'est pas anormal pour un ajustement non-linéaire, en particulier lorsque le signal n'est pas clairement visible.

Le paramètre τ

On se souvient que le paramètre τ de l'ajustement analytique appliqué aux courbes de lumière représente à la fois le temps de montée et le temps de descente de ces courbes. On peut s'attendre à ce que pour les supernovæ il prenne des valeurs dans une plage bien définie.

Les SNIa ont un temps de montée en luminosité caractéristique d'environ 19,5 jours dans le référentiel de la supernova, qui varie peu d'une supernova à l'autre. Ce temps est augmenté d'un facteur $(1+z)$ dans le référentiel de l'observateur, donc au plus d'un facteur 2 pour les redshifts les plus lointains auxquels nous sommes sensibles.

En tenant compte du stretch s , de l'échantillonnage temporel des observations qui ne permet pas toujours de bien contraindre l'instant du maximum de luminosité, et des problèmes photométriques (pertes de données) qui peuvent autoriser une montée et une descente en luminosité plus rapide que la normale, on s'attend à ce qu'il y ait un facteur 5-6 entre les valeurs extrêmes du paramètre τ pour toutes nos supernovæ.

La figure 5.12 montre la distribution de ce paramètre τ en fonction de l'importance S_1 de la fluctuation principale. On peut voir que la grande majorité du bruit se trouve pour des petites valeurs de τ et de S_1 ; cela correspond naturellement à des fluctuations aléatoires de très courte durée et de faible signification.

De même les grandes valeurs de τ ne peuvent être caractéristiques de supernovæ; la sensibilité de détection interdit de les voir plus de quelques mois.

Nous avons choisi de retenir à ce stade :

Coupure 6 : $1,5 < \tau$ (en jours) $< 9,5$

Sur la figure 5.12, le bruit peuple diverses zones :

- la grande majorité des événements ont à la fois une faible valeur de τ et de S_1 . Ils correspondent aux petites fluctuations aléatoires du fond du ciel;
- un certain nombre d'événements ont de grandes valeurs de τ pour des valeurs faibles de S_1 . Ils correspondent souvent aux événements dont la bosse de l'ajustement analytique s'étend sur les deux années, mais avec le même nombre de points que les précédents;
- un nombre plus restreint d'événements ont de grandes valeurs de S_1 pour de petites valeurs de τ . Ce sont les courbes caractérisées par une variation de la photométrie sur quelques poses, voire une ou deux nuits, correspondant plutôt à un problème dans la chaîne photométrique ou au passage d'un cosmique. Les courbes des trois catégories de bruit précédentes ne présentant guère d'intérêt, nous avons choisi de ne pas en montrer ici;

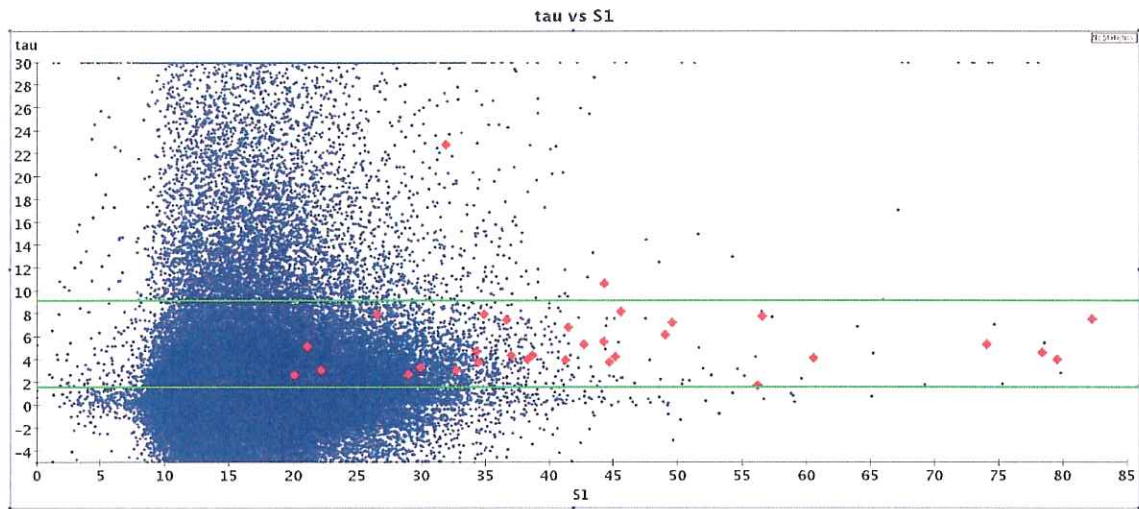


FIG. 5.12 – Distribution des valeurs du paramètre τ en fonction de S_1 pour les données (points bleus) et des SNIa spectrées (losanges rouges). La coupure appliquée est indiquée par les lignes rouges.

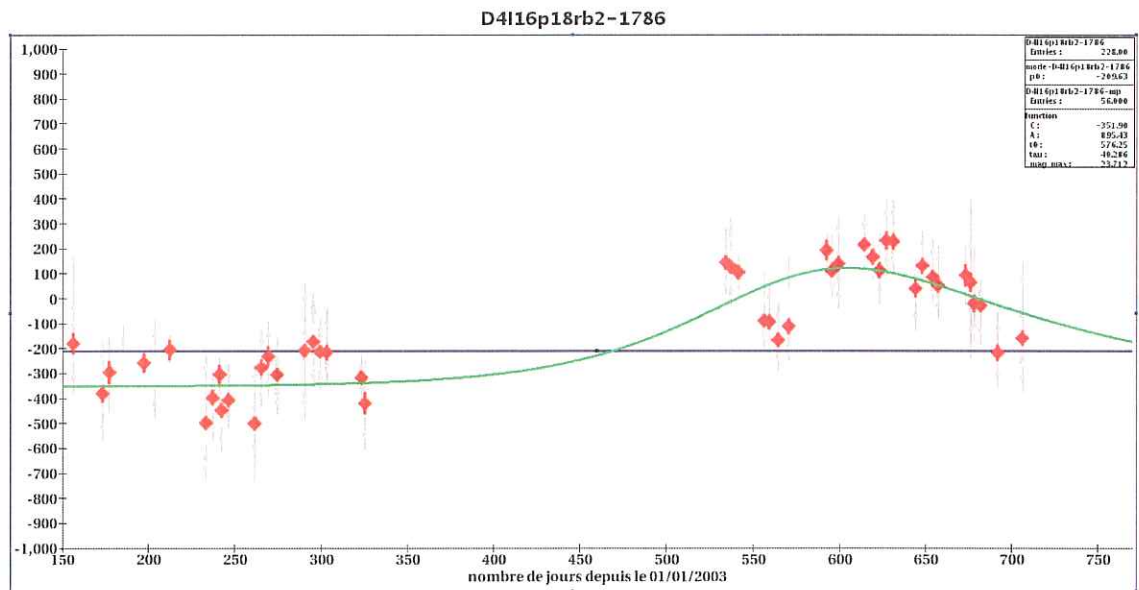


FIG. 5.13 – Un exemple d'une courbe de lumière éliminée par la coupure 6. On peut voir que sa variation en luminosité se fait sur plusieurs mois, ce qui n'est pas compatible avec le signal d'une SNIa dans nos données. Il s'agit très probablement d'un noyau actif de galaxie (AGN).

- enfin quelques événements ont des valeurs significatives de S_1 et des valeurs élevées de τ (voir figure 5.13). Ces courbes correspondent plutôt à des événements physiques longs (SNII ou AGN par exemple).

Amélioration représentée par l’ajustement analytique ($\Delta\chi^2$)

On utilise également une variable qui permet d’évaluer la qualité de l’ajustement analytique appliqué aux courbes de lumière. Comme on ne contrôle pas forcément très bien les erreurs photométriques, il s’est avéré qu’il n’est pas aisé d’utiliser directement les valeurs du χ^2 ou du χ^2/N de l’ajustement.

À la place nous avons préféré utiliser la différence entre la valeur de ce χ^2 pour l’ajustement d’une constante (en général proche de la ligne de base) et celle issue de l’ajustement analytique :

$$\Delta\chi^2 = \chi_{\text{courbe plate}}^2 - \chi_{\text{ajustement analytique}}^2$$

Cette grandeur permet de mesurer l’amélioration apportée lorsque l’on traite une courbe de lumière comme si c’était le signal d’une supernova.

La figure 5.14 montre la distribution des valeurs de $\Delta\chi^2$ en fonction du χ^2 de l’ajustement analytique. On peut voir que les supernovæ se distinguent pour la plupart assez nettement du bruit. La coupure a été ajustée afin de séparer au mieux les deux populations ; c’est une des plus sélectives. La plupart des supernovæ éliminées par cette coupure présentent des problèmes de photométrie et sont également supprimées par au moins une autre coupure.

$$\text{Coupure 7 : } \begin{cases} \Delta\chi^2 > \frac{\chi_{\text{analytique}}^2}{20} + 300 \text{ pour D1} \\ \Delta\chi^2 > \frac{\chi_{\text{analytique}}^2}{20} + 100 \text{ pour D3} \\ \Delta\chi^2 > \frac{\chi_{\text{analytique}}^2}{20} + 100 \text{ pour D4} \end{cases}$$

5.3.5 Suppression des accumulations de candidats

Pour finir, on s’intéresse à la distribution spatiale des candidats restants les uns par rapport aux autres. On appelle d_{prox} la distance au plus proche autre candidat restant à cette étape, à la condition que le t_0 de l’ajustement analytique de l’autre candidat soit à moins de 10 jours du t_0 du candidat considéré⁷².

La figure 5.15 montre la distribution des valeurs de d_{prox} . On remarque une accumulation pour les faibles valeurs, indiquant des événements corrélés et donc non-physiques.

Il s’agit en général des aigrettes des étoiles très brillantes, ou des bords des CCDs, dont la luminosité peut fluctuer, reproduisant un signal parfois compatible, à cette étape, avec celui d’une supernova. Ces artefacts peuvent être assez étendus sur les images pour générer plusieurs détections proches les unes des autres.

⁷²Ceci pour ne pas voir une corrélation artificielle entre des événements se produisant à des instants éloignés.

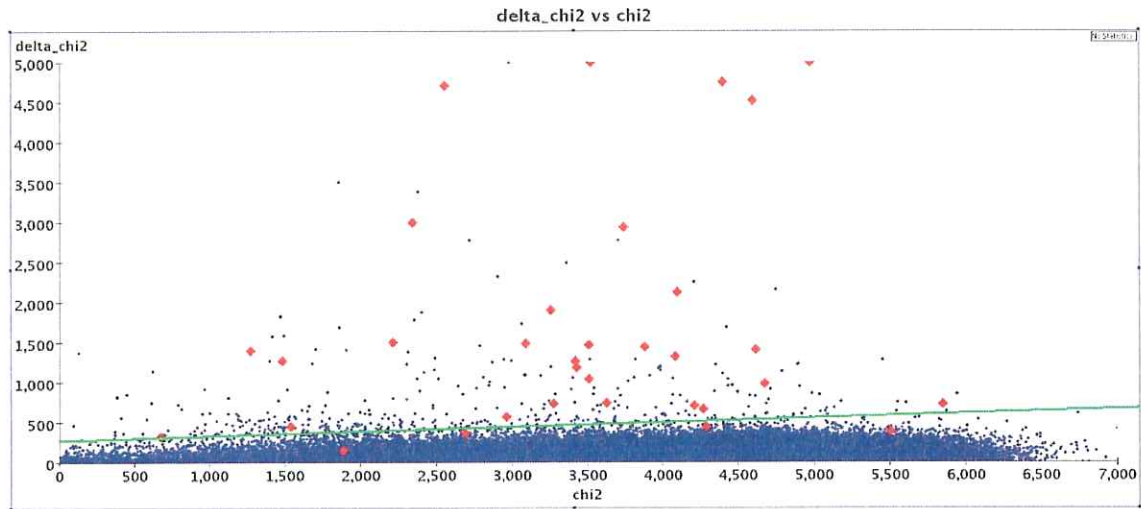


FIG. 5.14 – Distribution du $\Delta\chi^2$ en fonction des valeurs de $\chi^2_{\text{ajustement analytique}}$, pour les données de l'analyse différée (points bleus) et des SNIa issues de l'analyse en temps réel (losanges rouges). La coupure appliquée est indiquée par la ligne verte.

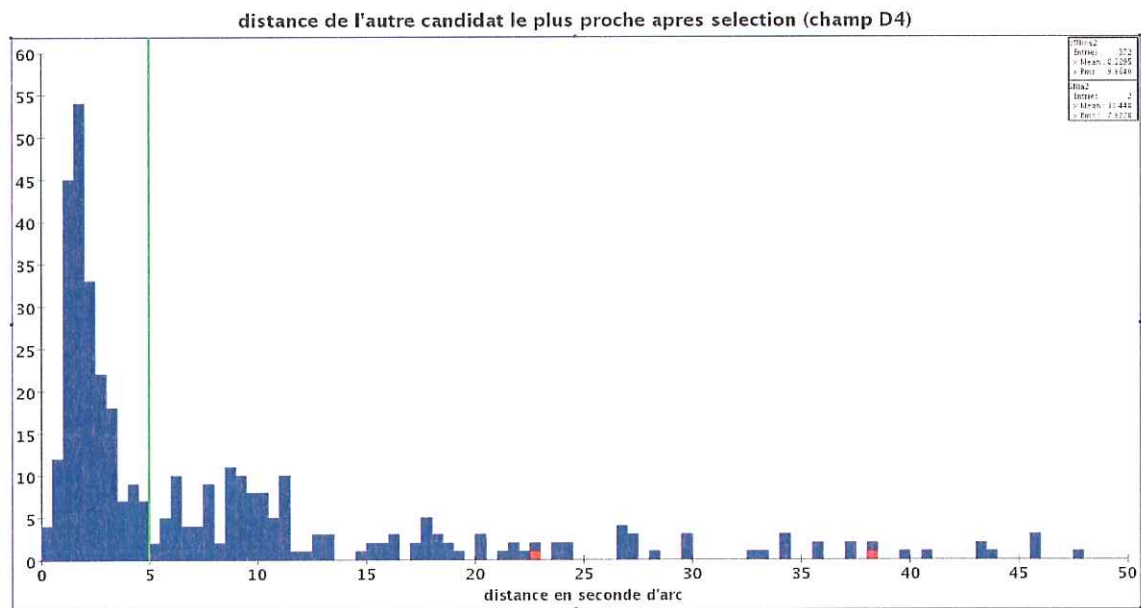


FIG. 5.15 – Distribution du paramètre d_{prox} pour les candidats restants après les coupures de 1 à 7. Exemple du champ D4. Deux supernovæ seulement apparaissent sur cette figure (en rouge), les autres sont à des distances supérieures. La coupure appliquée, à 5", est indiquée par la ligne verte.

Pour s'affranchir de cet effet on applique une coupure sur ce paramètre d_{prox} en exigeant qu'il soit supérieur à 5" :

Coupure 8 : $d_{prox} > 5''$

5.4 Résultats de la sélection des candidats

5.4.1 Bilan des coupures

Les tableaux 5.1, 5.2 et 5.3 donnent un bilan des coupures de sélection appliquées aux courbes de lumière des champs D1, D3 et D4 respectivement.

Après application des coupures de 1 à 8, on compare les candidats obtenus à ce stade de l'analyse différée avec les candidats déjà présents dans la base de données de la chaîne d'analyse en temps réel, afin d'avoir une idée du nombre retrouvé et du nombre de candidats entièrement nouveaux.

Coupure	Nombre	% retenu par la coupure	% cumulé
courbes de lumière brutes dont ajustement réussi	2.759.580 2.412.964		
1 : t_{max}	1.905.333	78,96%	78,96%
2 : (ra;dec)	1.762.931	92,53%	73,06%
3 : distinction étoile - galaxie	1.746.937	99,09%	72,40%
4 : N_{points} (1 ^{ère} fluctuation)	1.201.694	68,79%	49,80%
5 : S_1 vs S_2	24.002	2,00%	0,99%
6 : τ	10.515	43,81%	0,44%
7 : $\Delta\chi^2$ vs $\chi^2_{analytique}$	903	8,59%	0,037%
8 : d_{prox}	588	65,12%	0,024%
dont absents de la base de données	521	88,61%	0,022%

TAB. 5.1 – Bilan des coupures de sélection de la première partie de la chaîne d'analyse différée sur le champ D1. Les trois premières coupures sont des coupures fiduciaires ; les coupures 4 et 5 portent sur les paramètres des courbes de lumière ; enfin les coupures 6 et 7 portent sur l'ajustement analytique. 67 événements ainsi sélectionnés sont dans la base de données de la chaîne d'analyse en temps réel, dont 26 SNIa identifiées.

On peut voir dans ces tableaux que les coupures les plus importantes pour la sélection des candidats de l'analyse différée sont :

- celle sur les valeurs S_1 et S_2 des deux principales fluctuations des courbes de lumière ;
- celle sur le $\Delta\chi^2$ entre un ajustement constant et l'ajustement de la formule analytique présentée à la section 5.2.

A noter que la coupure 3 sur les étoiles peut paraître relativement inutile, puisqu'elle concerne moins de 1% des courbes de lumière. Néanmoins, la variation de la luminosité des étoiles est un phénomène réel qui constitue un bruit physique pour notre analyse : les

Coupure	Nombre	% retenu par la coupure	% cumulé
courbes de lumière brutes dont ajustement réussi	2.394.241 2.107.826		
1 : t_{max}	1.856.009	88,05%	88,05%
2 : (ra;dec)	1.590.296	85,68%	75,45%
3 : distinction étoile - galaxie	1.575.682	99,08%	74,75%
4 : N_{points} (1 ^{ère} fluctuation)	980.211	62,21%	46,50%
5 : S_1 vs S_2	9.469	0,97%	0,45%
6 : τ	4489	47,41%	0,21%
7 : $\Delta\chi^2$ vs $\chi^2_{analytique}$	812	18,09%	0,039%
8 : d_{prox}	579	71,31%	0,027%
dont absents de la base de données	515	88,95%	0,024%

TAB. 5.2 – Bilan des coupures de sélection de la première partie de la chaîne d'analyse différée sur le champ D3. 64 événements ainsi sélectionnés sont dans la base de données de la chaîne d'analyse en temps réel, dont 28 SNIa identifiées.

Coupure	Nombre	% retenu par la coupure	% cumulé
courbes de lumière brutes dont ajustement réussi	2.869.754 2.454.535		
1 : t_{max}	1.726.406	70,34%	70,34%
2 : (ra;dec)	1.566.663	90,75%	63,83%
3 : distinction étoile - galaxie	1.542.867	98,48%	62,86%
4 : N_{points} (1 ^{ère} fluctuation)	699.293	45,32%	28,49%
5 : S_1 vs S_2	18.301	2,62%	0,75%
6 : τ	6654	36,36%	0,27%
7 : $\Delta\chi^2$ vs $\chi^2_{analytique}$	776	11,66%	0,032%
8 : d_{prox}	447	57,60%	0,018%
dont absents de la base de données	371	83,00%	0,015%

TAB. 5.3 – Bilan des coupures de sélection de la première partie de la chaîne d'analyse différée sur le champ D4. 76 événements ainsi sélectionnés sont dans la base de données de la chaîne d'analyse en temps réel, dont 34 SNIa identifiées.

événements associés représentent plus de 10% du bruit en fin d'analyse si cette coupure n'est pas appliquée.

Ce bruit de fond physique connu est éliminé dès le début de l'analyse pour ne pas influencer inutilement les valeurs imposées sur les coupures ultérieures.

5.4.2 Vérification des coupures sur les SNIa issues de l'analyse en temps réel

Le même bilan des coupures de pré-sélection des candidats de l'analyse différée peut être fait sur les SNIa issues de la chaîne d'analyse en temps réel et identifiées par leur spectre.

Le tableau 5.4 montre ce bilan pour les 3 champs concernés par cette analyse différée.

Coupure	D1	D3	D4
identifiées en sortie de la photométrie	33	48	37
1 : t_{max}	33	48	37
2 : (ra;dec)	33	36	34
3 : distinction étoile - galaxie	33	36	34
4 : N_{points} (1 ^{ère} fluctuation)	32	33	34
5 : S_1 vs S_2	30	29	34
6 : τ	28	29	34
7 : $\Delta\chi^2$ vs $\chi^2_{analytique}$	26	28	34
8 : d_{prox}	26	28	34

TAB. 5.4 – Bilan des coupures de sélection de la première partie de la chaîne d'analyse différée sur les SNIa issues de la chaîne d'analyse en temps réel.

Exemple de supernovæ perdues au cours de l'analyse

On voit donc que l'on perd quelques supernovæ identifiées dans la chaîne d'analyse en temps réel au cours de la pré-sélection de nos candidats, sur les champs D1 et D3.

Ce sont généralement des candidats dont l'étape de photométrie n'a visiblement pas correctement reconstruit la courbe de lumière. L'origine exacte de cette inefficacité de la photométrie n'est pas encore bien comprise, ainsi que déjà signalé à la fin du chapitre 4.

La figure 5.16 présente un exemple d'un candidat perdu à cause d'un trop faible nombre de points dans la fluctuation principale. La visualisation de sa courbe de lumière nous montre que cette dernière compte particulièrement peu de points de mesure, ce qui pointe assez clairement vers un dysfonctionnement de la chaîne de photométrie.

Les figures 5.17 et 5.21 montrent respectivement un exemple de candidat perdu à cause d'une fluctuation trop faible et un exemple d'un candidat perdu à cause de la coupure sur la valeur du paramètre τ . Dans les deux cas, on peut raisonnablement penser que le flux de l'objet a été mal reconstruit par l'étape de photométrie, le rendant presque indiscernable du bruit.

À titre de comparaison, les courbes de lumière (dans les filtres g' r' i' et z') issues de l'analyse en temps réel de ces trois SNIa sont présentées dans les figures 5.18, 5.19 et 5.20.

À noter que parmi les SNIa qui ne sont pas retenues dans notre sélection, la plupart sont éliminées par plus d'une coupure. Ces courbes, dont des exemples sont présentés dans

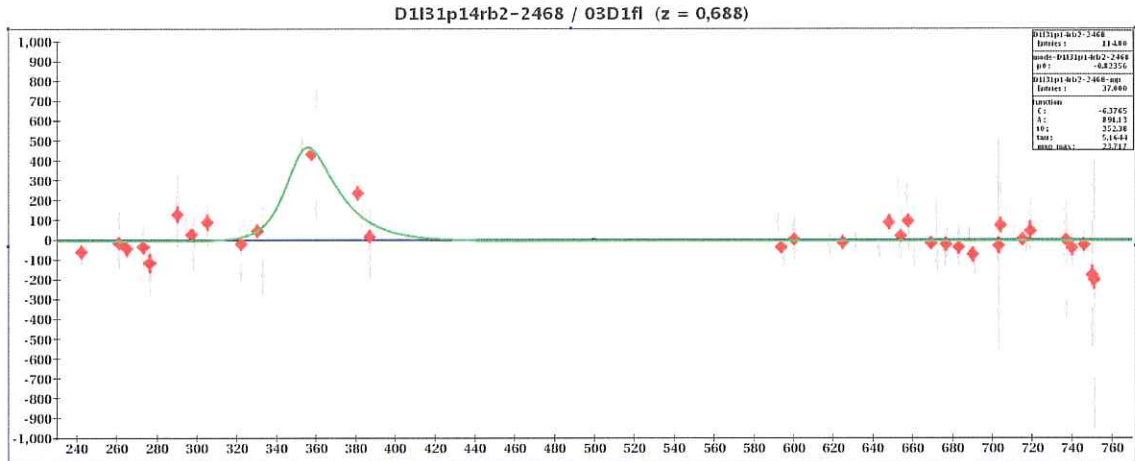


FIG. 5.16 – Exemple d'une SNIa perdue dans la coupure sur le nombre de points dans la fluctuation principale. On voit tout de suite que la courbe ne compte presque pas de points de mesure (2-3 par nuit au lieu de 5-10). Pour une raison mal comprise, Triton a estimé qu'on ne pouvait pas avoir confiance dans la plupart des mesures du flux, et ces mesures n'ont pas été prises en compte lors de la construction de la courbe de lumière.

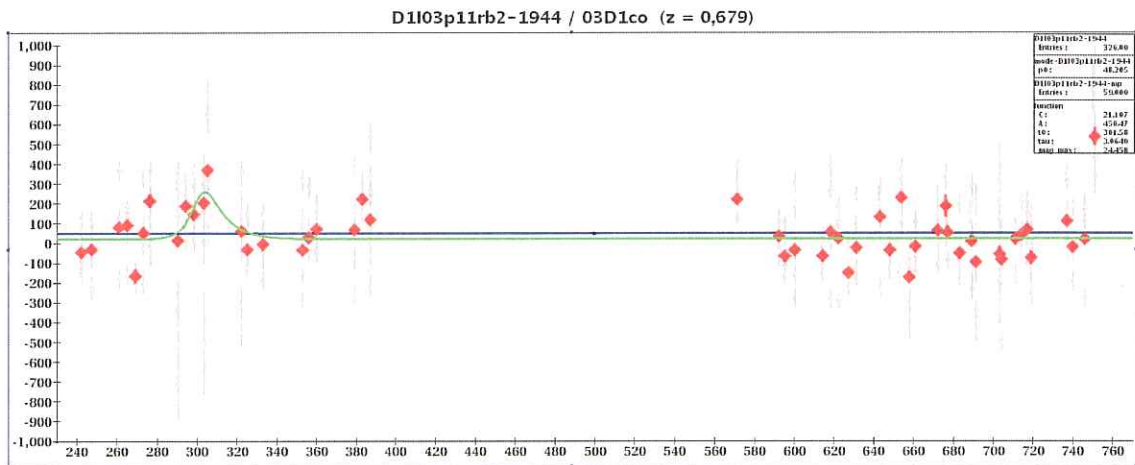


FIG. 5.17 – Exemple d'une SNIa perdue dans la coupure sur $S1$ vs $S2$. Cela peut se comprendre en constatant que la photométrie de ce candidat est très bruitée (dispersion des mesures de flux sur les poses individuelles à l'intérieur d'une même nuit trop importante), au point que le signal ne se distingue pas d'une fluctuation aléatoire. L'origine du problème se situe probablement dans la chaîne de photométrie.

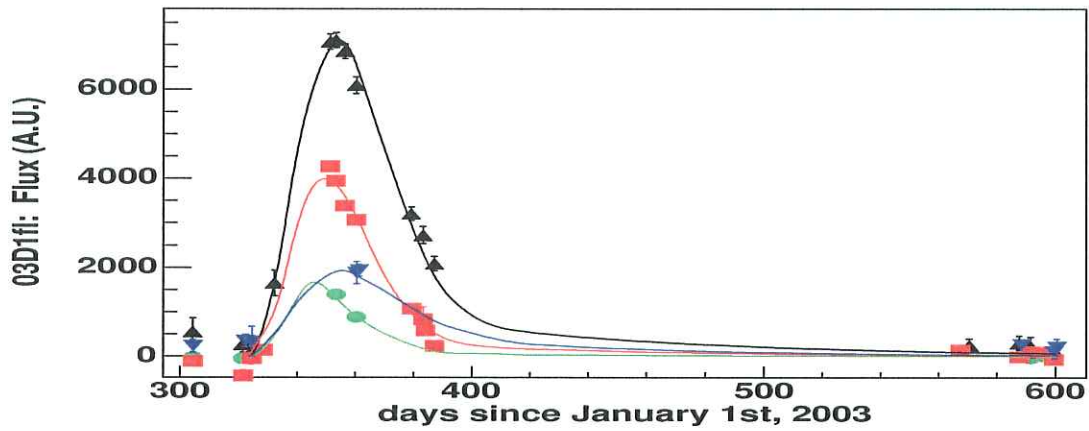


FIG. 5.18 – Courbe de lumière issue de la chaîne d'analyse en temps réel de la SNIa 03D1fl, correspondant à la figure 5.16. Les filtres g' r' i' et z' sont respectivement en vert, rouge, noir et bleu.

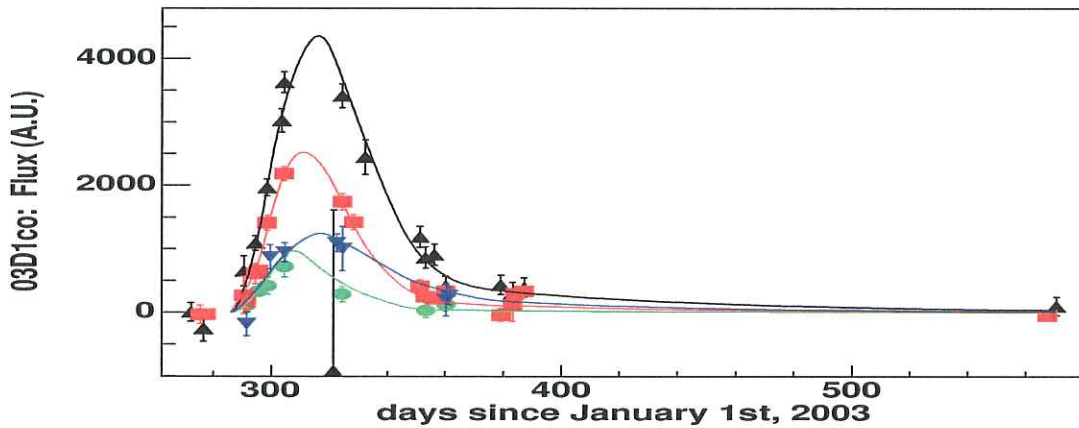


FIG. 5.19 – Courbe de lumière issue de la chaîne d'analyse en temps réel de la SNIa 03D1co, correspondant à la figure 5.17.

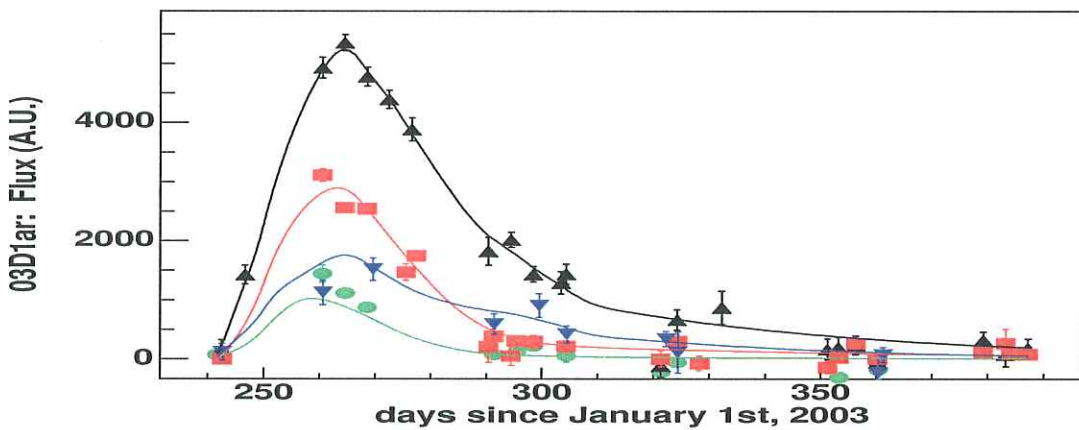


FIG. 5.20 – Courbe de lumière issue de la chaîne d'analyse en temps réel de la SNIa 03D1ar, correspondant à la figure 5.21.

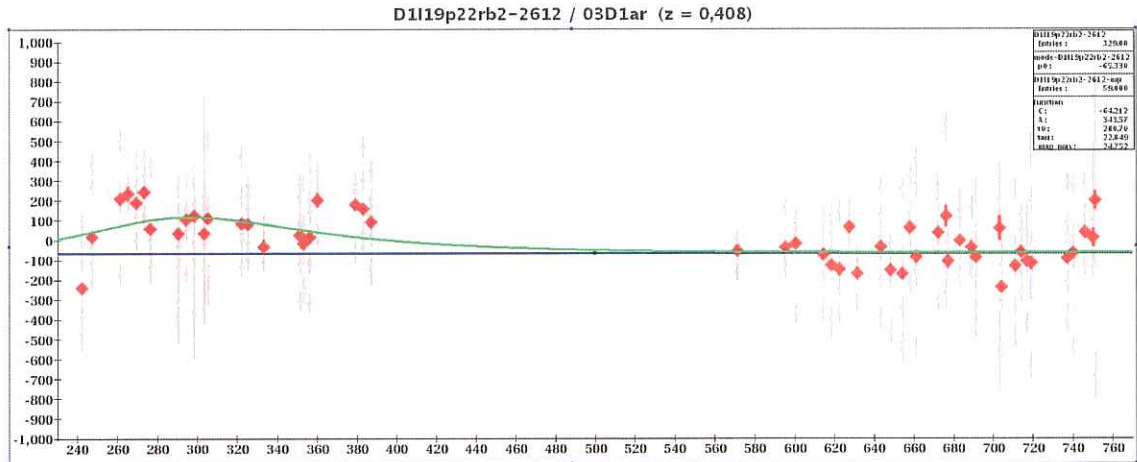


FIG. 5.21 – Exemple d’une SNIa perdue dans la coupure sur le paramètre τ . On peut voir qu’en fait l’ajustement analytique ne se fait pas sur la supernova elle-même (fluctuation dont le maximum de luminosité se situe peu après le jour 260). Là encore, le problème a probablement ses origines dans la chaîne de photométrie.

les figures 5.16, 5.17 et 5.21, témoignent d’un problème portant sur la photométrie des champs plutôt que sur les coupures retenues dans notre analyse.

Les figures 5.22, 5.23 et 5.24 montrent, respectivement pour les champs D1, D3 et D4 et en fonction du redshift, la proportion des SNIa spectrées et retrouvées en sortie de la photométrie qui passent les coupures de notre analyse.

Nous allons maintenant continuer notre analyse différée sur les candidats retenus à l’aide des courbes de lumière dans les quatre filtres g', r', i', z' de SNLS, afin de rejeter le bruit restant et d’estimer le redshift de nos candidats SNIa issus de l’analyse différée.

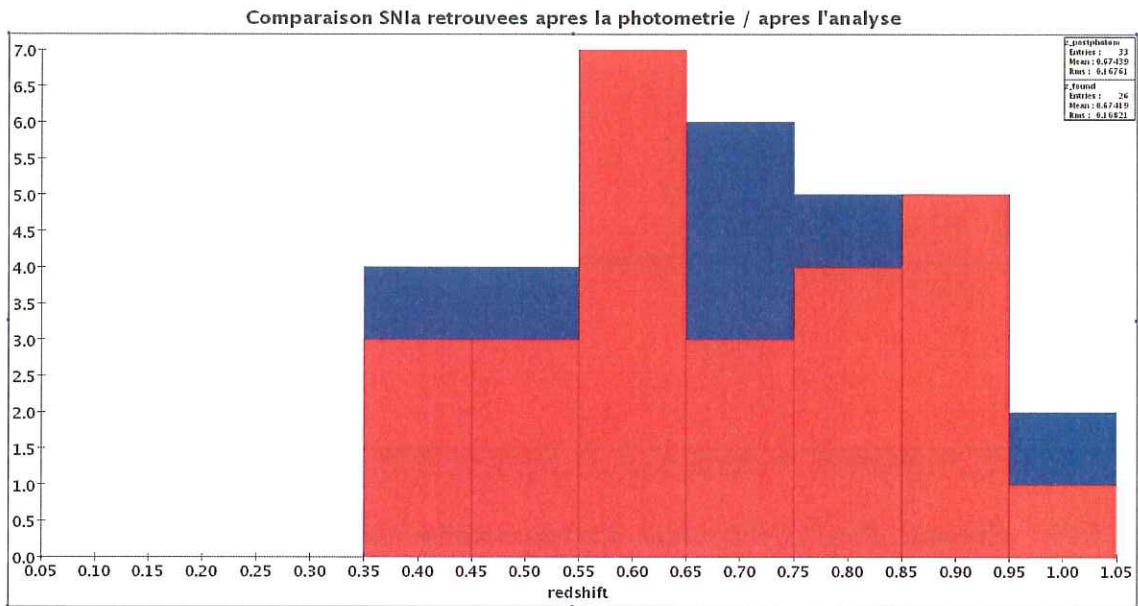


FIG. 5.22 – Effets des coupures de la première partie de l’analyse différée (sur le filtre i' uniquement) sur les SNIa issues de la chaîne d’analyse en temps réel et retrouvées après l’étape de photométrie, pour le champ D1. En bleu, les SNIa spectrées; en rouge, celles retrouvées après l’analyse.

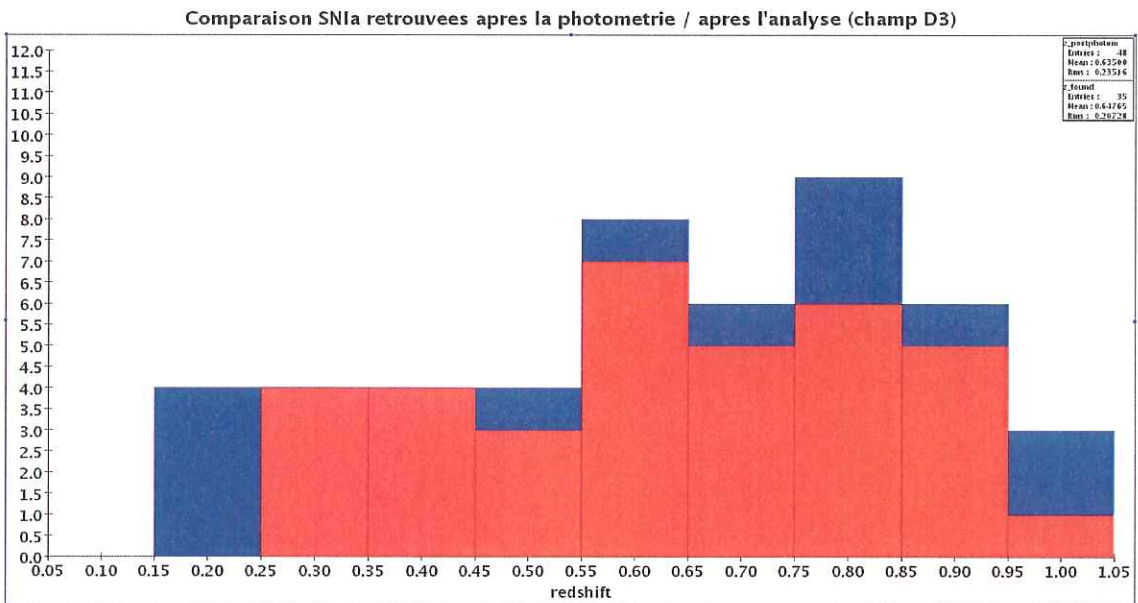


FIG. 5.23 – Effets de ces mêmes coupures sur les SNIa issues de la chaîne d’analyse en temps réel et retrouvées après l’étape de photométrie pour le champ D3. Pour mieux visualiser l’effet des coupures de sélection sur les courbes de lumière, la coupure 2 portant sur les coordonnées ($ra;dec$) n’est ici pas appliquée.

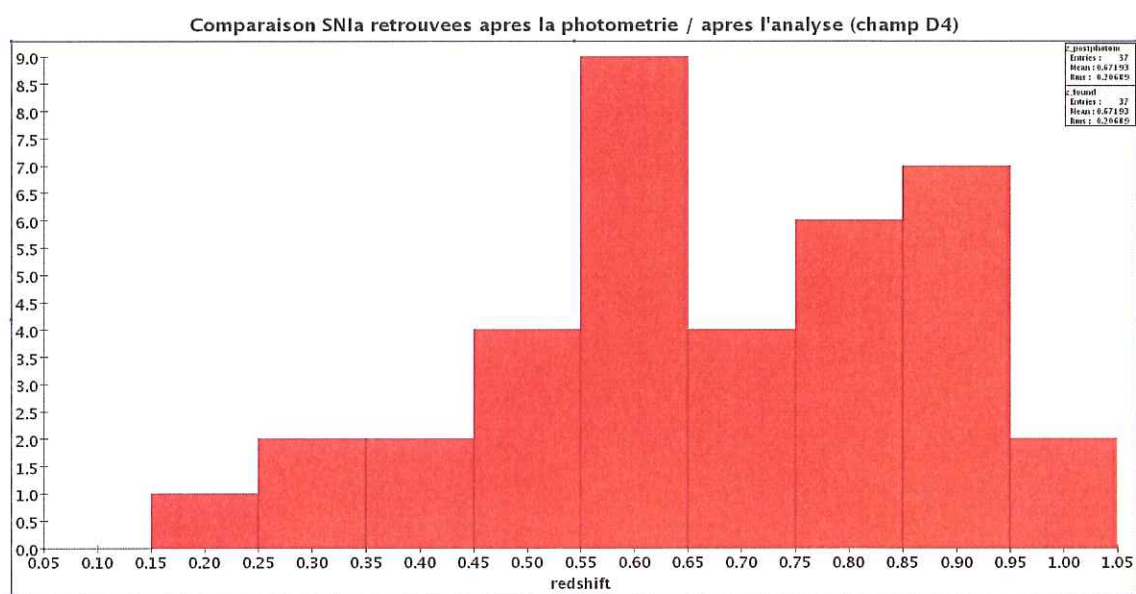


FIG. 5.24 – Effets de ces mêmes coupures sur les SNIa issues de la chaîne d'analyse en temps réel et retrouvées après l'étape de photométrie pour le champ D4. Là encore pour mieux visualiser l'effet des coupures sur les courbes de lumière, la coupure 2 n'est pas appliquée. Les supernovæ passent toutes les autres coupures.

6

Evaluation du redshift, sélection finale et identification

Nous avons sélectionné un premier lot de candidats SNIa sur les courbes de lumière dans le filtre i' construites par notre chaîne de photométrie.

Cependant, les fluctuations du bruit peuvent parfois donner un signal compatible avec celui d'une SNIa dans un filtre donné, et nous savons que notre première sélection de candidats contient encore majoritairement des faux événements.

A contrario, comme ce bruit est essentiellement issu d'artefacts photométriques, il est très improbable que cette fausse détection se produise simultanément dans les différents filtres. Nous allons donc construire les courbes de lumière de ces candidats dans les 4 filtres g' , r' , i' et z' de SNLS pour continuer l'analyse.

6.1 Courbes de lumière multi-filtres

A ce stade nous avons utilisé la photométrie officielle de la partie française de la collaboration SNLS, mise au point pour la chaîne d'analyse en temps réel. Il pourrait sembler plus logique de produire les courbes de lumière en g' , r' et z' par le même procédé que les courbes en i' ; mais, si cela reste l'objectif pour les prochaines analyses différées, le temps nécessaire à le faire est tel que cela ne pouvait être envisagé pour cette thèse.

Nous allons donc décrire le principe de fonctionnement de la photométrie multi-filtres de SNLS. Nous décrirons ensuite le logiciel SALT utilisé pour ajuster un modèle de courbe de lumière de SNIa sur les flux ainsi mesurés.

Une fois le cadre posé, nous décrirons les coupures que nous avons appliquées pour rejeter une partie du bruit sur le seul contenu des courbes de lumière multi-filtres, avant l'utilisation du modèle de courbe de lumière. Puis nous expliquerons le calcul du redshift photométrique et la sélection finale des candidats SNIa issus de l'analyse différée.

6.1.1 Photométrie

Le flux de la supernova est calculé par la méthode de photométrie différentielle décrite dans Fabbro 2001 et Raux 2003 (voir [19] et [46]). Nous ne présentons ici qu'un bref résumé; le lecteur trouvera dans Guide 2005 [23] une description plus complète de cette photométrie dans le cadre de SNLS.

Alignement géométrique et photométrique

La photométrie différentielle utilise les images individuelles non alignées. La première étape consiste à repérer toutes les images qui contiennent le candidat supernova. Et, parmi elles, celle dont la qualité⁷³ est la meilleure. C'est la référence astrométrique sur laquelle sont alignées géométriquement toutes les autres.

Ensuite on calcule, pour chaque image k , la transformation K^k qui permet de passer de la PSF de l'image de référence précédemment choisie à la PSF de l'image :

$$PSF^k = PSF^{ref} \otimes K^k$$

Le noyau de convolution K^k , calculé sur les étoiles brillantes selon la méthode décrite dans Alard 2000 [1], contient l'information sur l'alignement photométrique (rapport photométrique + transformation de PSF) entre les images. A noter que les images elles-mêmes ne sont pas convoluées.

On dispose ainsi des images alignées géométriquement sur l'image de meilleure qualité et des noyaux de convolution qui permettent d'exprimer tous les flux sur les différentes images dans la même unité (celle de l'image de référence).

Photométrie différentielle

Pour construire la courbe de lumière d'un candidat, il est nécessaire d'extraire le signal qui lui est propre du fond du ciel et de la contribution éventuelle de la galaxie-hôte.

Pour cela on ajuste un modèle de l'intensité de chaque pixel. Ce modèle est la somme d'une source ponctuelle variable avec le temps (représentant la supernova), d'une galaxie (éventuellement absente) constante dans le temps mais variable spatialement (et dont les pixels sont indépendants) et d'un fond du ciel :

$$I_{i,j}^k = [f^k PSF^{ref}(x_{SN}) \otimes K^k]_{i,j} + [Gal^{ref} \otimes K^k]_{i,j} + b^k$$

Les différentes composantes de cette formule s'expliquent comme suit :

- $I_{i,j}^k$ est l'intensité du pixel $(i; j)$ dans l'image k ;
- f^k est le flux total du candidat sur l'image k ;
- $PSF^{ref}(x_{SN})$ représente la PSF de l'image de référence à la position du candidat ;
- K^k est le noyau de convolution entre les PSF de l'image de référence et de l'image k , précédemment déterminé ;
- $[... \otimes ...]_{i,j}$ signifie qu'on prend la valeur du flux dans le pixel $(i; j)$ après l'opération de convolution ;

⁷³Par "qualité" on entend à la fois une absorption et un *seeing* faibles.

- Gal^{ref} est le flux de la galaxie-hôte dans l'image de référence (les flux de chaque pixel sont déterminés de manière complètement indépendante);
- b^k est le fond du ciel dans l'image k , pris constant car l'ajustement se fait sur une surface très réduite autour de la position de la supernova.

L'ajustement se fait sur les valeurs du flux de la supernova f^k , sa position x_{SN} , les pixels indépendants de la galaxie Gal^{ref} et le fond du ciel b^k (différent sur chaque image); et ce simultanément sur toutes les images.

Il s'effectue sur des vignettes de 50×50 pixels issues d'une centaine d'images dont les dates entourent le maximum de luminosité. Il peut être réalisé de manière complètement indépendante sur tous les filtres.

Il est important de noter que la position de la supernova (ou du candidat supernova) est laissée libre pour cet ajustement, qui est alors non-linéaire (et donc gourmand en temps de calcul). Il est cependant possible de fixer la position de la supernova (si par exemple elle a été déterminée autrement ou dans un autre filtre) ce qui rend alors l'ajustement linéaire et réduit l'incertitude sur les flux.

La figure 6.1 donne un exemple des courbes de lumière obtenues par photométrie différentielle sur une SNIa issue de la chaîne d'analyse en temps réel.

Calibration photométrique

L'étape de photométrie différentielle décrite ci-dessus nous permet d'obtenir des courbes de lumière multi-filtres exprimées dans les mêmes unités expérimentales. Cependant, l'utilisation cosmologique des SNIa repose sur la comparaison des flux des supernovæ lointaines avec les supernovæ proches. Il est donc nécessaire d'exprimer les courbes de lumière dans un même système d'unités.

Le système choisi est le système de filtres standard Johnson-Cousins UBVR_I et des magnitudes utilisant Véga comme étoile de référence; c'est celui des catalogues de Landolt (voir Landolt 1983 [33]).

Pour résumer, la calibration photométrique consiste en deux étapes :

- attribution des magnitudes aux étoiles des champs de SNLS à partir des étoiles standard de Landolt;
- mesure de la magnitude des supernovæ par mesure du rapport des flux entre les étoiles des champs et chaque supernova.

Le lecteur désirant plus de détail sur l'étape de calibration pourra se référer à Guide 2005 [23].

6.1.2 Ajustement à un modèle de courbe de lumière

On dispose maintenant de courbes de lumière multi-filtres. Afin d'en extraire les informations pertinentes pour la cosmologie (magnitude au maximum dans une certaine bande, usuellement la bande B ; facteur d'étirement temporel s ou *stretch*; couleur c définie comme la valeur $(B - V)_{max} + 0,057$, où $-0,057$ est la couleur de référence d'une

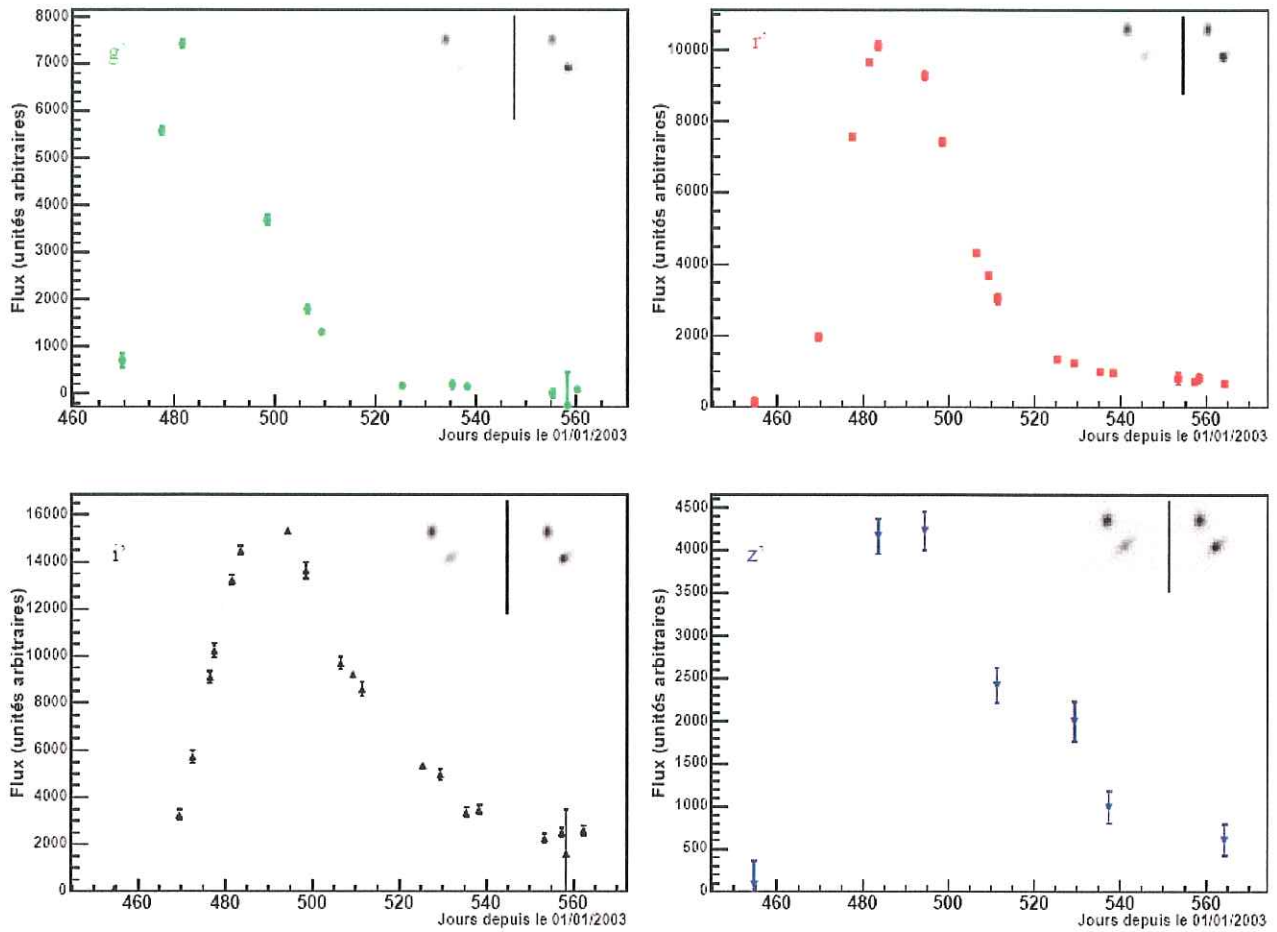


FIG. 6.1 – Courbes de lumière dans les 4 bandes spectrales $g'r'i'z'$, après avoir calculé le flux pour chacune des nuits. Il s'agit de la supernova 04D3fk ayant un décalage spectral de $z = 0,36$. Les vignettes représentent le modèle, dans chaque bande, sans et avec la supernova à son maximum de luminosité. Tiré de Guide 2005 [23].

SNIa), il convient d'ajuster les données à un modèle de courbe de lumière.

Nous avons vu que les SNIa ne sont pas exactement des chandelles standard. Elles présentent une certaine variabilité dans la forme de leur courbe de lumière, leur luminosité intrinsèque, leur couleur ou leur spectre. Cependant des corrélations ont été observées entre différents paramètres qui varient :

- une corrélation entre la largeur de la courbe de lumière et la luminosité intrinsèque de la supernova (communément connue sous le terme *brighter-slower*).
Les supernovæ les plus brillantes ont tendance à avoir une courbe de lumière qui décline moins vite (voir Pskovskii 1977, Phillips 1993, Riess et al. 1995, Hamuy et al. 1996b et Perlmutter et al. 1997 [45] [44] [49] [26] [43]);

- une corrélation entre la couleur de la supernova et sa luminosité intrinsèque (communément connue sous le terme *brighter-bluer*).

Les supernovæ les plus brillantes ont tendance à avoir une couleur $(B - V)_{max}$ plus faible, ce qui correspond à un rapport des flux dans les bandes B et V supérieur par rapport à celui d'une supernova "moyenne" (voir Tripp 1998, Tripp & Branch 1999 et Parodi et al. 2000 [55] [56] [41]).

Le modèle de courbe de lumière utilisé est construit à partir de spectres synthétiques de SNIa pour des phases (jour par rapport au jour du maximum de lumière) comprises entre -20 et +70 jours (voir Nugent et al. 2002 [37]).

L'ajustement sur les données se fait à l'aide du logiciel *Spectral Adaptive Lightcurve Template* (SALT, voir Guy et al. 2005 [25] pour plus de détails). Il utilise un nombre réduit de paramètres dont principalement le flux au maximum f_0 , le *stretch* s et la couleur c .

En fonction du redshift de la supernova, le logiciel détermine quels sont les filtres d'observation qui correspondent le mieux à la bande B du spectre dans le référentiel de la supernova (généralement 2 filtres, parfois 3). Il n'utilise que ceux-là pour effectuer l'ajustement des grandeurs intrinsèques de la SNIa.

Il détermine également les points de mesures qui sont pris en compte dans l'ajustement en considérant l'intervalle de phase [-15 jours ; +40 jours] dans le référentiel de la supernova⁷⁴. L'ajustement utilise donc des données couvrant une période d'observation d'autant plus longue que le redshift de la supernova est grand.

La figure 6.2 montre le modèle ajusté sur les courbes de lumière dans les 4 filtres de la SNIa déjà présentée dans la figure 6.1.

6.2 Résultat de la photométrie sur les candidats pré-sélectionnés

6.2.1 Considérations sur le résultat de la photométrie différentielle

En sortie de la photométrie différentielle, on dispose de courbes de lumière dans plusieurs filtres. Pour la comparaison avec le modèle, on choisit de travailler avec les flux moyens de chaque nuit plutôt qu'avec les flux de chaque pose.

Il peut arriver que la photométrie échoue dans un ou plusieurs filtres. Cela correspond en général au fait que l'ajustement ne parvient pas à trouver un flux pour le candidat dans le filtre considéré, car il est trop faible. C'est par exemple parfois le cas dans le filtre g' pour les SNIa à grand redshift (ce filtre correspond alors à l'ultra-violet du spectre de la supernova, et l'une des caractéristiques des SNIa est d'avoir peu de flux dans l'UV ; il

⁷⁴Qui correspond donc à l'intervalle [-15(1 + z) jours ; +40(1 + z) jours] dans le référentiel de l'observateur.

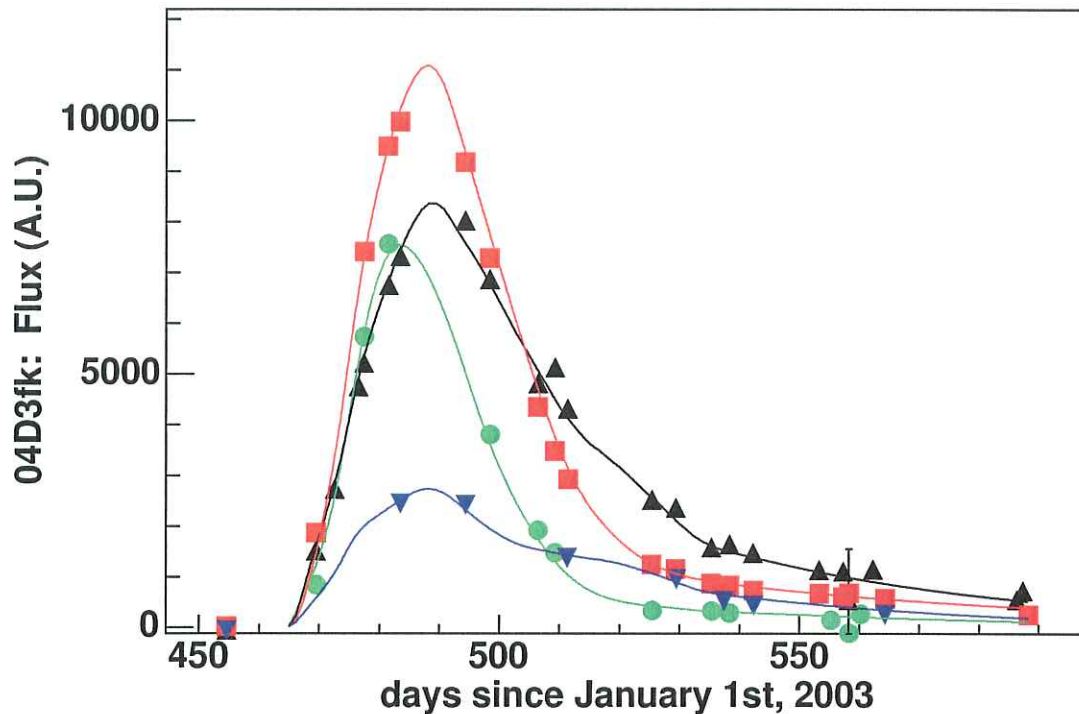


FIG. 6.2 – Ajustement du modèle de courbe de lumière d'une SNIa, appliqué aux courbes de lumière, dans les 4 bandes spectrales g' r' i' z' , de la supernova 04D3fk. Comme indiqué dans la figure 6.1, g' est en vert, r' en rouge, i' en noir et z' en bleu.

est par ailleurs assez mal connu).

Il semble de plus que certains événements ne présentent de signal qu'en i' , ce qui ne peut correspondre à une supernova dont le signal, compte tenu de son spectre, est attendu dans au moins 2 filtres.

Il peut s'agir d'un bruit de fond physique essentiellement visible en i' , ou d'un bruit instrumental ponctuel ayant permis la sélection du candidat lors de la première partie de l'analyse différée, mais non présent sur les courbes de lumière multi-filtres.

6.2.2 Sélection des candidats sur le nombre de filtres disponibles

Pour l'analyse différée, en raison du grand nombre de candidats restant à ce stade (bien supérieur à celui de l'analyse en temps réel) et du temps de calcul que cela prendrait, il n'est pas vraiment possible de faire la photométrie sur tous les filtres indépendamment.

On choisit donc d'ajuster la position de la supernova dans le filtre i' (ajustement complet et non-linéaire) et d'utiliser la position déterminée dans ce filtre pour la photométrie des trois autres filtres.

Ce choix se justifie assez bien : les supernovæ sont en effet plus brillantes dans le filtre

i' pour la gamme de redshift qui nous intéresse ($z \in [0,3; 1,3]$); on peut donc raisonnablement espérer bien déterminer leur position dans ce filtre. L'ajustement étant linéaire dans les autres filtres une fois la position fixée, le temps de calcul global est alors divisé par 4.

Nous n'utilisons par la suite que les candidats dont la photométrie a produit une courbe de lumière dans au moins trois filtres. Nous nous sommes aperçu en effet qu'il n'est pas possible d'estimer le redshift des candidats avec des données disponibles dans un nombre plus restreint de filtres.

Coupe 0 : au moins trois filtres

6.2.3 Sélection sur le flux avant estimation du redshift

À ce stade il reste encore des signaux qui ne correspondent qu'à du bruit (voir figure 6.3). Une bonne partie ne contient pas de fluctuation significative et on peut appliquer une coupure nette en flux pour sélectionner les événements qui ont une chance d'être des supernovæ.

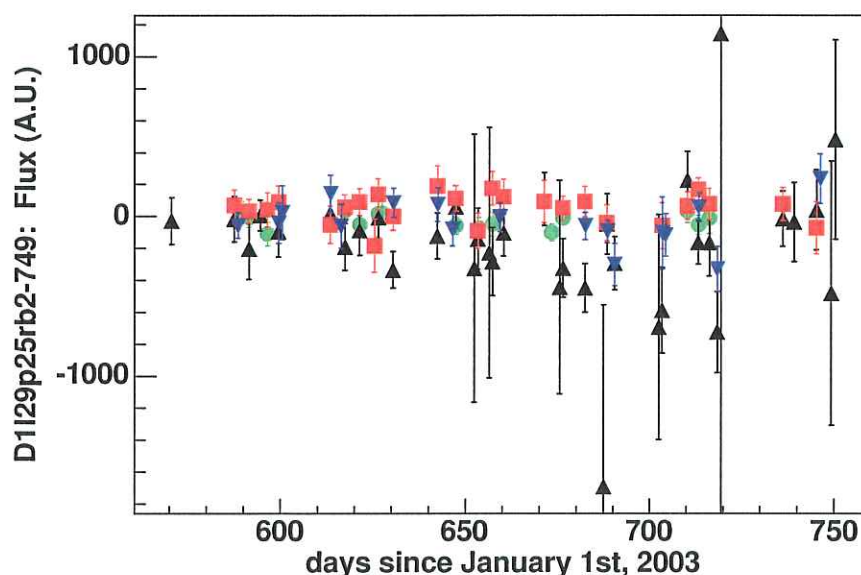


FIG. 6.3 – Exemple d'une courbe de lumière multi-filtre d'un candidat sélectionné par la première partie de l'analyse différée qui s'avère ne contenir aucun signal.

Cette coupure est appliquée à ce stade et pas dans l'étape d'analyse des courbes i' présentée dans le chapitre précédent car nous avons plus confiance dans la photométrie multi-filtres qui, n'utilisant pas de soustractions d'images, est moins sujette aux artefacts de cette technique.

On demande donc à ce que les courbes de lumière possèdent au moins un point dans un filtre dont le flux est supérieur à 1200 ADUs, et un autre, dans le même filtre, dont le flux est supérieur à 1000 ADUs. La figure 6.4 donne la distribution des valeurs maximales du flux pour les SNIa identifiées, en fonction du redshift (la distribution des deuxièmes flux est approximativement identique et n'est donc pas montrée ici).

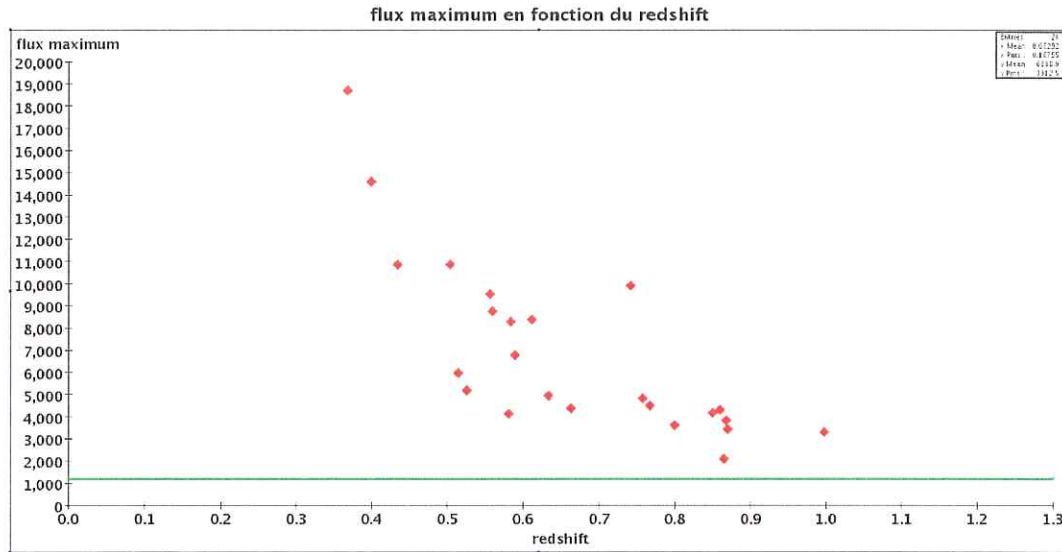


FIG. 6.4 – Distribution des valeurs maximales de flux observées pour les SNIa issues de la chaîne d'analyse en temps réel (champ D1), en fonction de leur redshift. La coupure appliquée est indiquée par la ligne verte.

$$\text{Coupure 1 : } \begin{cases} \text{flux}_{\text{max}} \geq 1200 \text{ ADUs} \\ 2^{\text{ème}} \text{ flux (même filtre)} \geq 1000 \text{ ADUs} \end{cases}$$

La figure 6.5 montre la distribution des valeurs maximales de flux observées dans un filtre en fonction de la deuxième valeur de flux dans le même filtre, pour les candidats de l'analyse différée en sortie de la photométrie différentielle et pour les SNIa identifiées par leur spectre.

6.3 Estimation photométrique du redshift des SNIa

La sélection finale des candidats SNIa issus de l'analyse différée se fait à travers la comparaison des courbes de lumière avec le modèle décrit à la section 6.1.2. Ce modèle demande cependant d'être ajusté à un certain redshift, paramètre dont nous ne connaissons pas la valeur pour nos candidats.

Nous avons donc mis au point une méthode pour estimer photométriquement le redshift de nos candidats, à partir des seules informations de forme et de couleur de leurs

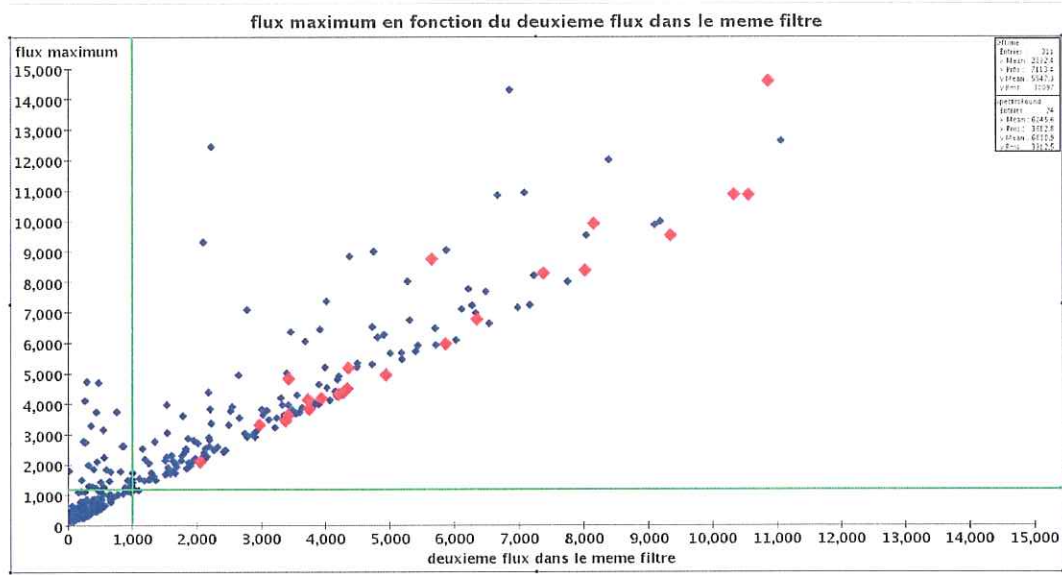


FIG. 6.5 – Distribution des valeurs maximales de flux observées dans un filtre en fonction de la deuxième valeur de flux dans le même filtre. En bleu les candidats de l’analyse différée, en rouge les SNIa issues de la chaîne d’analyse en temps réel. La coupure appliquée est indiquée par les lignes vertes. Exemple du champ D1.

courbes de lumière.

Pour chacun des candidats, l’estimation du redshift se fonde sur l’analyse de la courbe de χ^2 versus z issue de l’ajustement simultané, par le logiciel SALT, des courbes de lumière dans tous les filtres avec le modèle, pris pour chaque redshift compris entre 0 et 1,3 par pas de 0,03.

Ces courbes présentent un minimum, qui correspond donc au meilleur ajustement possible du modèle d’une SNIa sur les données. Le redshift correspondant à ce minimum dans la courbe de χ^2 est noté z_{phot} et est considéré dans la suite comme le redshift photométrique du candidat.

Un exemple de la courbe de χ^2 obtenue par ce processus est donné dans la figure 6.6

Pour que la courbe de χ^2 soit continue sur toute la gamme de redshift considérée, il est nécessaire d’apporter quelques modifications au fonctionnement usuel de SALT :

- utiliser les 3 ou 4 filtres disponibles simultanément, et pas seulement les filtres qui correspondent le mieux à la bande B dans le référentiel de la supernova, pour toutes la gamme de redshifts testés.

Par exemple une SNIa à petit redshift a un flux dans le filtre g' assez élevé. Cependant, si l’information du flux dans ce filtre n’est pas conservée pour tous les ajustements, la supernova peut également donner un bon ajustement à grand redshift, sur la base des seuls filtres i' et z' par exemple, dans la mesure où l’ajustement laisse libre la normalisation absolue des courbes de lumière.

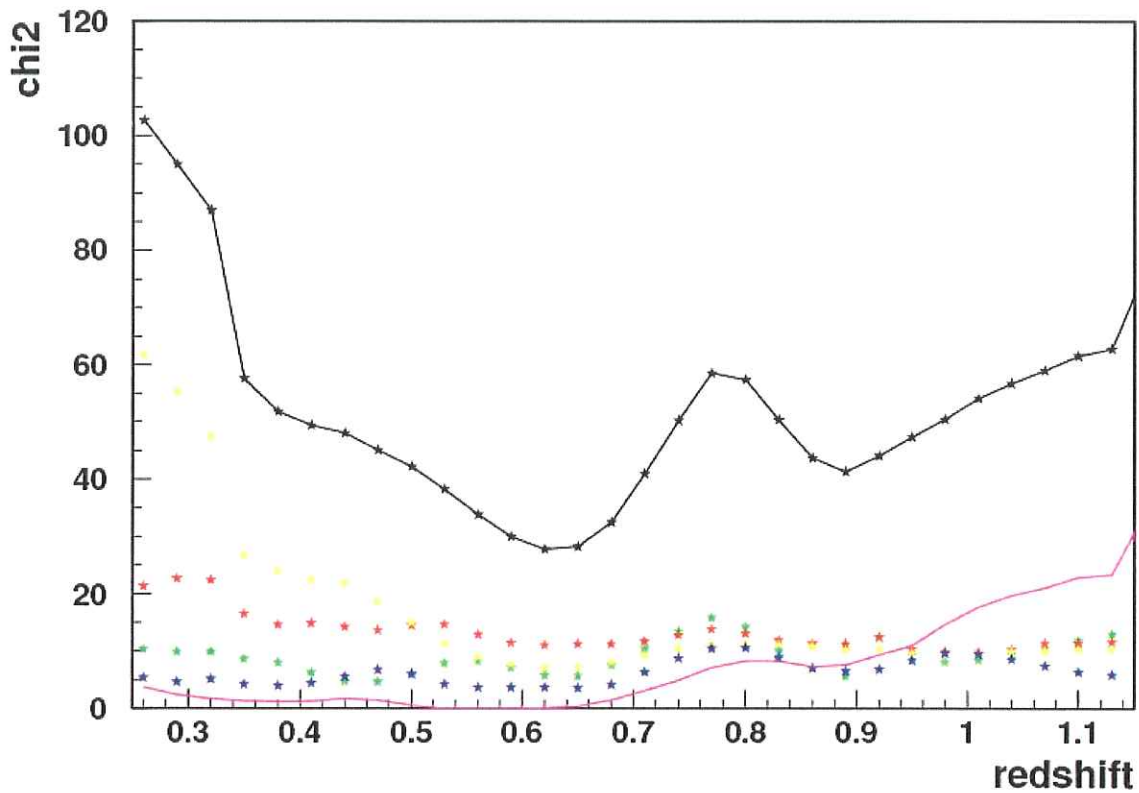


FIG. 6.6 – Courbe de χ^2 pour la SNIa 03D4at dont le redshift mesuré par la spectroscopie est $z_{\text{spectro}} = 0,63$. Le χ^2 global est indiqué par des étoiles noires reliées par une ligne. Les contributions partielles des filtres sont représentées par des étoiles vertes pour g' , rouges pour r' , jaunes pour i' et bleues pour z' . La contribution du terme supplémentaire relié à la couleur (voir ci-dessous) est elle indiquée par la courbe rose. La courbe de χ^2 présente un minimum pour le redshift photométrique $z_{\text{phot}} = 0,61 \pm 0,03$.

La conséquence en est que nous explorons ainsi une gamme de longueurs d'onde (l'UV) qui n'est pas connue avec précision pour les SNIa ;

- utiliser un intervalle de phases déterminé dans le référentiel de l'observateur, et non celui de la supernova. Ceci afin d'utiliser toujours les mêmes points de mesure dans les ajustements et d'éviter ainsi des discontinuités de la courbe de χ^2 du fait de la prise en compte, ou non, d'une mesure de flux supplémentaire.

Nous avons utilisé l'intervalle de phases $[t_{\text{max}} - 25 \text{ jours} ; t_{\text{max}} + 70 \text{ jours}]$.

Enfin dans certains cas, il reste une dégénérescence dans la courbe de χ^2 qui présente deux minima à des redshifts différents ; la principale différence entre ces deux ajustements est que l'un est accompagné d'une valeur aberrante de la couleur c intrinsèque de la supernova, et l'autre non.

Pour lever cette dégénérescence, nous avons donc rajouté un terme dans le χ^2 , constitué de l'écart entre la couleur intrinsèque mesurée de la supernova et la moyenne de la distribution de ce paramètre pour l'ensemble des supernovæ spectrées, divisé par l'écart-type de cette même distribution :

$$+ \frac{(c_{\text{obs}} - \mu_c)^2}{\sigma_c^2} \iff + \frac{(c - 0,03)^2}{(0,12)^2}$$

La contribution de ce terme au χ^2 global est faible autour du redshift de la supernova, il ne sert qu'à empêcher des valeurs aberrantes de couleur, correspondant à des valeurs aberrantes de redshift. Cette contribution est représentée par la courbe rose sur la figure 6.6.

6.3.1 Test sur les SNIa spectrées et identifiées

Cette méthode de détermination photométrique du redshift des candidats SNIa peut être testée sur les supernovæ dont on connaît le redshift par l'observation de leur spectre. La figure 6.7 montre la comparaison entre le redshift spectroscopique et celui obtenu par cette méthode. On peut voir sur cette figure que cette méthode est particulièrement efficace pour les redshifts inférieurs à 0,8.

La figure 6.8 montre la distribution des écarts $z_{\text{spec}} - z_{\text{phot}}$ pour les supernovæ situées à un redshift inférieur à 0,8. Il n'y a pas de biais et l'écart-type de la distribution est de 0,07.

On peut également voir que la gamme de redshift [0,45;0,55] présente une dispersion relativement élevée. On l'interprète comme le fait qu'on utilise l'information issue du filtre g' , qui voit la partie UV du spectre des supernovæ pour cette gamme de redshift. Or le modèle n'est pour le moment pas correctement contraint dans l'UV.

Au-delà de 0,6, il n'y a plus de flux dans ce filtre et le problème disparaît.

Si on regarde la dispersion dans les gammes de redshift [0;0,4] et [0,6;0,7] uniquement, on obtient un écart-type de 0,035, qui correspond sans doute mieux à ce qu'il est possible de faire à terme quand le modèle sera mieux contraint dans la partie UV du spectre.

6.3.2 Sélection finale des candidats SNIa de l'analyse différée

Coupure sur l'existence d'un redshift photométrique

On rejette les candidats qui ne présentent pas de valeur de redshift pour laquelle le χ^2/N a un minimum strictement positif.

Nous considérons que ces candidats ne peuvent correspondre au signal d'une SNIa, puisqu'aucune valeur de redshift physique ne semble privilégiée.

$$\text{Coupure 2 : } z_{\chi_{\text{min}}^2}/N > 0$$

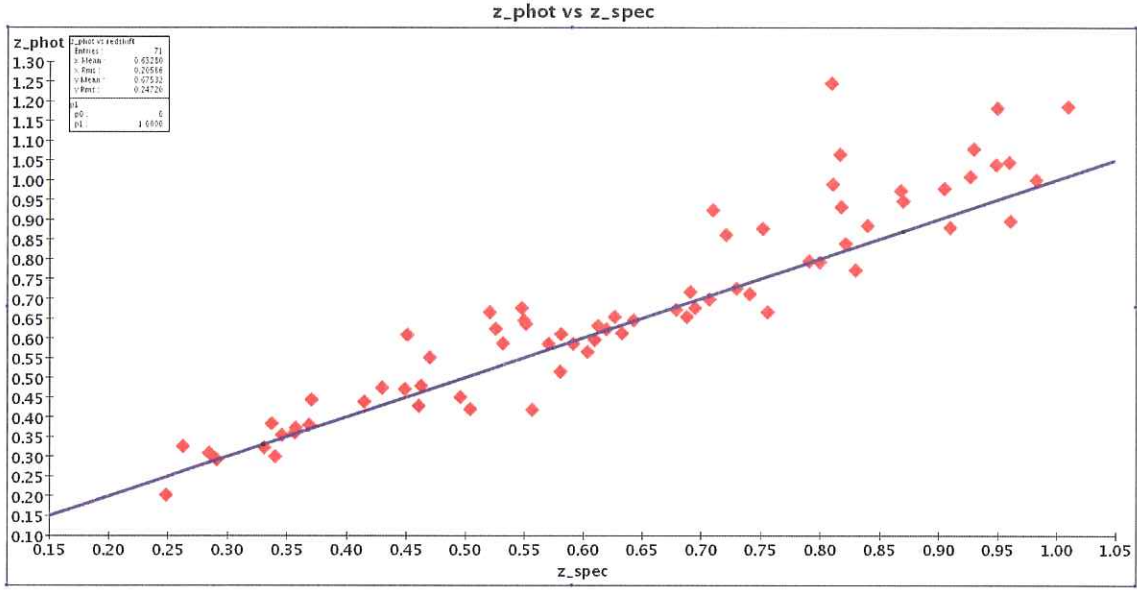


FIG. 6.7 – Comparaison des redshifts spectroscopique et photométrique pour les 71 SNIa issues de la chaîne d'analyse en temps réel de la première année de SNLS. On peut voir que la corrélation est très bonne jusqu'à un redshift de 0,8. Au-delà, le redshift photométrique a tendance à être surestimé. On attribue ce problème au fait que le filtre r' ne contient presque plus de flux au-delà de ce redshift, ce qui rend plus difficile l'ajustement du modèle de courbe de lumière et l'estimation de la couleur de la supernova.

Coupure sur la régularité de la courbe de χ^2/N

On remarque que pour les SNIa identifiées, la courbe de χ^2/N en fonction de z est assez régulière, comme on peut s'y attendre pour des objets dont les magnitudes et les couleurs évoluent lentement avec le redshift.

A contrario certaines courbes de χ^2/N ont un aspect chaotique, avec de brusques sauts dans les valeurs. On choisit de rejeter ces courbes en évaluant, au minimum de la courbe de χ^2/N , l'amplitude de ses variations.

Cette coupure est moins stricte pour les événements à redshift modéré ($z < 0,5$), car pour ces événements, plus brillants et pour lesquels les erreurs photométriques relatives sont plus faibles que celles des événements moins lumineux, l'écart entre le modèle et les données a automatiquement un effet plus important sur le χ^2/N .

On coupe donc sur les variations de χ^2/N dans un intervalle de $\pm 0,03$ en redshift autour de la valeur de $z_{\chi^2_{min}/N}$ minimisant le χ^2/N .

$$\text{Coupure 3 : } \begin{cases} |\chi^2_{min}/N - \chi^2/N(z_{\chi^2_{min}/N} \pm 0,03)| < 20 \text{ pour } z < 0,5 \\ |\chi^2_{min}/N - \chi^2/N(z_{\chi^2_{min}/N} \pm 0,03)| < 10 \text{ pour } z \geq 0,5 \end{cases}$$

La figure 6.9 montre la distribution des valeurs de ces différences de χ^2/N pour les candidats de l'analyse différée et les SNIa spectrées, en fonction du $z_{\chi^2_{min}/N}$.

Une fois sélectionnés les événements qui présentent un minimum dans leur courbe

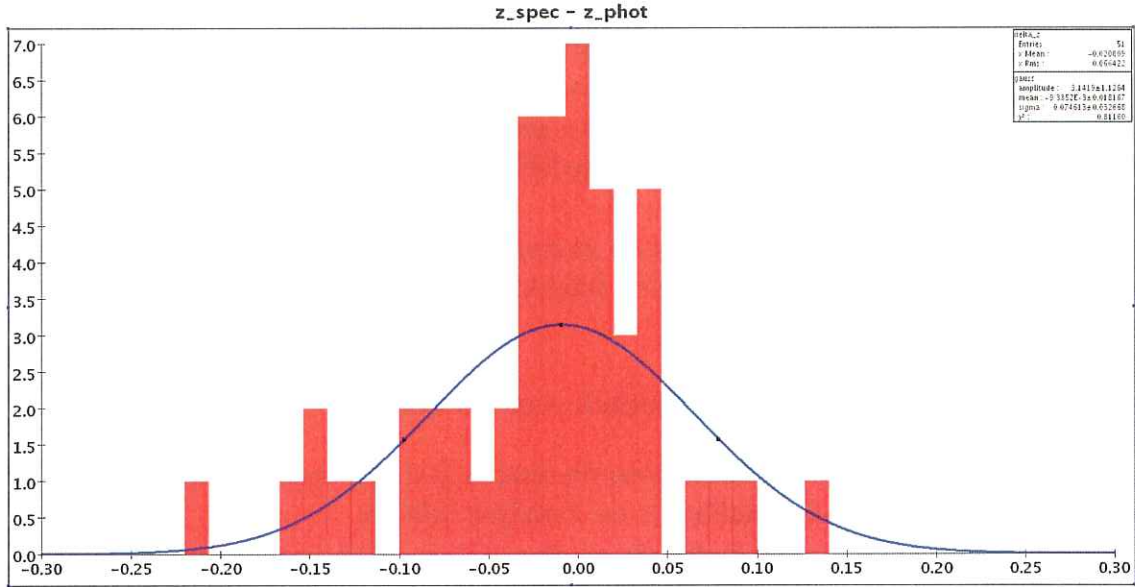


FIG. 6.8 – Distribution des écarts entre les redshifts spectroscopique et photométrique de 51 SNIa de la première année de SNLS situées à un redshift inférieur à 0,8. L’ajustement d’une gaussienne sur cette distribution donne une moyenne des écarts de $\mu = 0,009 \pm 0,02$ et un écart-type de $\sigma = 0,07 \pm 0,2$.

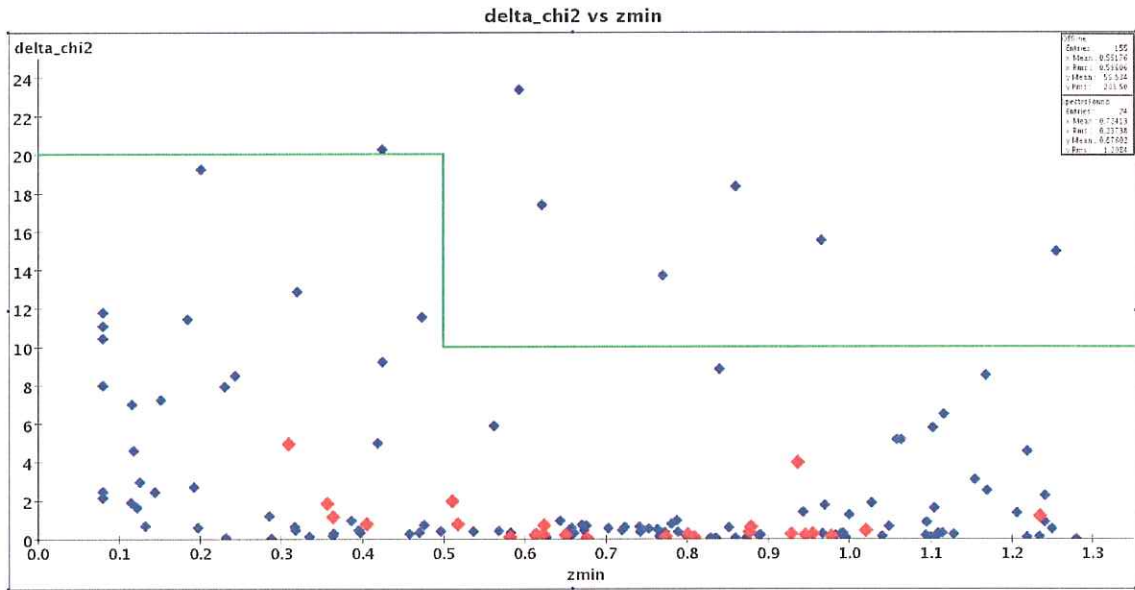


FIG. 6.9 – Distribution des valeurs de $|\chi_{min}^2/N - \chi^2/N(z_{\chi_{min}^2/N} \pm 0,03)|$, en fonction du $z_{\chi_{min}^2/N}$, pour les candidats de l’analyse différée (en bleue) et les SNIa spectrés (en rouge). La coupure appliquée est indiquée par les lignes vertes. Exemple du champ D1.

de χ^2/N pour une valeur de redshift strictement positive, et une courbe de χ^2/N assez régulière autour de la valeur $z_{\chi^2_{min}/N}$, on refait une courbe de χ^2/N avec un pas de redshift plus fin (0,01), autour de cette valeur $z_{\chi^2_{min}/N}$.

On détermine le redshift photométrique par un ajustement de parabole sur cette deuxième courbe de χ^2/N , et on fixe le redshift des candidats à la valeur z_{phot} ainsi trouvée.

On utilise pour la suite les valeurs de *stretch*, de couleur et de magnitudes obtenues par l'ajustement du modèle de courbe de lumière à ce redshift précis.

Coupure sur les paramètres de stretch s et de couleur c

La figure 6.10 montre les distributions de stretch s et de couleur c des SNIa issues de l'analyse en temps réel et des candidats de l'analyse différée.

A cette étape, pour accorder plus de confiance à nos coupures, nous avons récupéré toutes les SNIa qui ont été retenues dans la publication des résultats cosmologiques de SNLS pour la première année de ses données (voir Astier et al. 2006 [3]).

Ce lot de 71 supernovæ correspond aux observations des quatre champs de SNLS sur un an. Par ailleurs, nous rappelons que les supernovæ spectrées qui sont retrouvées dans l'analyse différée et qui sont mentionnées depuis le chapitre 4 correspondent elles aux supernovæ observées sur les champs D1, D3 et D4 mais sur une période de deux ans.

Il est important de comprendre qu'il n'y a pas d'inclusion entre ces deux échantillons de SNIa spectrées et identifiées. Les premières servent d'échantillon de test pour ajuster les coupures de sélection de notre analyse finale. Les deuxièmes nous servent à estimer l'efficacité desdites coupures sur les SNIa et de comprendre les problèmes résiduels de notre analyse.

La figure 6.11 montre les distributions des erreurs sur ces paramètres s et c , pour les deux mêmes lots de données.

Nous avons retenu comme candidats SNIa les courbes de lumière ayant des valeurs raisonnables de s et de c , compatibles avec les distributions de ces paramètres pour les SNIa identifiées dans l'analyse en temps réel.

Nous avons également éliminé celles dont les erreurs sur ces paramètres sont trop importantes ; cela désigne des courbes pour lesquelles l'ajustement du modèle d'une SNIa ne se fait jamais de manière satisfaisante.

$$\text{Coupure 4 : } \begin{cases} 0,5 < s < 1,35 \\ \sigma_s < 0,25 \end{cases}$$

$$\text{Coupure 5 : } \begin{cases} -0,5 < c < 0,5 \\ \sigma_c < 0,25 \end{cases}$$

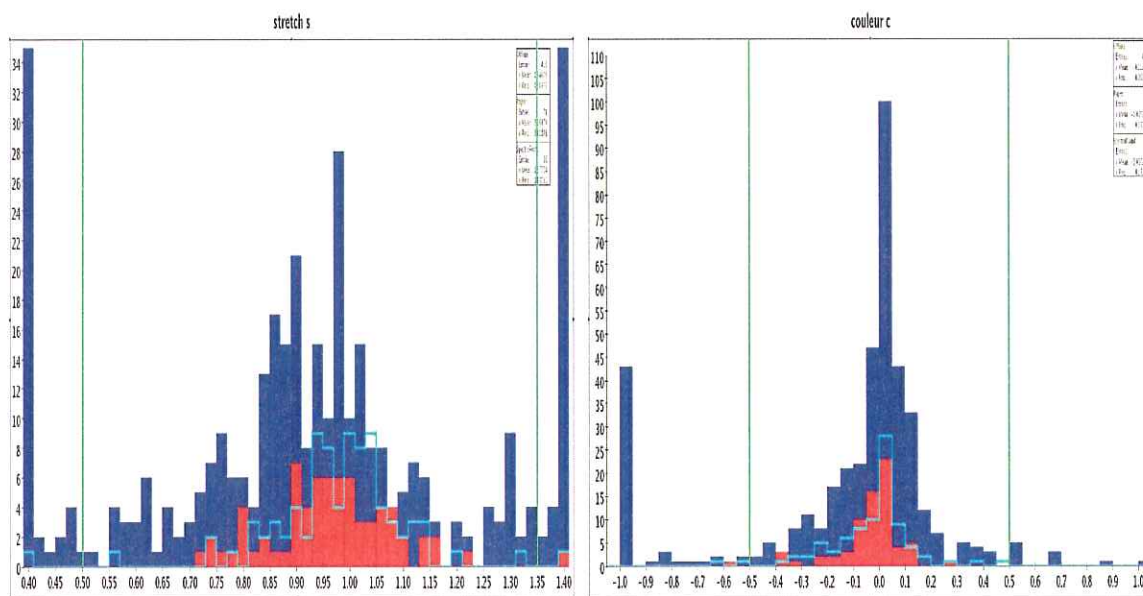


FIG. 6.10 – Distributions de stretch et de couleur pour les candidats issus de l'analyse différée (en bleu foncé), pour les SNIa spectrées retrouvées dans l'analyse différée (contours bleu clair) et pour les SNIa de Astier et al. 2006 (en rouge). Les coupures appliquées sont indiquées par les lignes verticales vertes.

Coupure sur le $\chi^2_{z_{phot}}/N$

La figure 6.12 montre la distribution des valeurs du $\chi^2_{z_{phot}}/N$ en fonction du redshift photométrique des candidats, comparés aux SNIa identifiées.

On peut voir sur cette figure que pour les SNIa issues de la chaîne d'analyse en temps réel, et retenues pour la cosmologie sur des critères de qualité dans Astier et al. 2006, l'ajustement au z_{phot} est toujours satisfaisant. On choisit donc naturellement une borne supérieure au $\chi^2_{z_{phot}}/N$ pour que nos candidats puissent être retenus comme SNIa.

$$\text{Coupure 6 : } \chi^2_{z_{phot}}/N < 7$$

Coupure dans le plan $i' - z'$ versus z_{phot}

La figure 6.13 montre la distribution des valeurs de la couleur $i' - z'$ (différence des magnitudes i' et z' mesurées au maximum de luminosité) en fonction du redshift photométrique z_{phot} .

On remarque tout de suite que pour les redshifts modérés, cette couleur est à peu près constante et proche de 0. Cela s'explique par le fait que le spectre d'une SNIa, décalé vers le rouge de ces valeurs de redshift, présente approximativement le même flux dans les gammes de longueur d'onde correspondant à ces deux filtres.

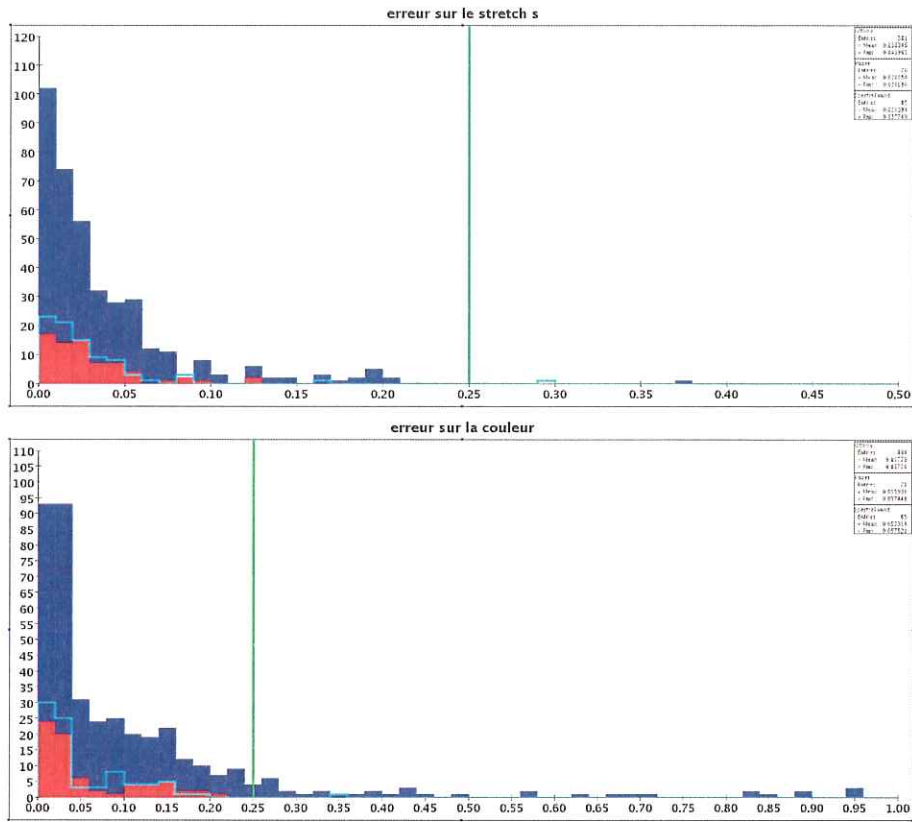


FIG. 6.11 – Distributions des erreurs sur le stretch et la couleur pour les candidats issus de l’analyse différée (en bleu foncé), pour les SNIa spectrées retrouvées dans l’analyse différée (contours bleu clair) et pour les SNIa spectrées de Astier et al. 2006 (en rouge). Les coupures appliquées sont indiquées par les lignes verticales vertes.

Cette couleur change à partir de $z_{phot} = 0,7$. Elle semble décroître de 0,7 à 0,8, puis à partir de 0,8, la couleur augmente régulièrement. Cela correspond au fait que le filtre d’observation i' voit une partie du spectre, dans le référentiel de la supernova, de plus en plus dans l’UV. Or les SNIa sont caractérisées par un flux dans l’UV très faible.

A contrario le filtre z' voit encore la partie bleue du spectre de la supernova, qui est la plus brillante. La différence des flux est donc en faveur du z' , et comme les magnitudes varient à l’opposé des flux⁷⁵, la couleur $i' - z'$ augmente.

On définit donc une zone dans le diagramme $i' - z'$ versus z_{phot} dans laquelle on s’attend à trouver les SNIa, et on rejette tous les candidats qui ne correspondent pas aux valeurs de cette couleur attendue pour leur redshift photométrique.

⁷⁵Rappel : $m = -2,5 \log_{10} \left(\frac{f}{f_0} \right)$

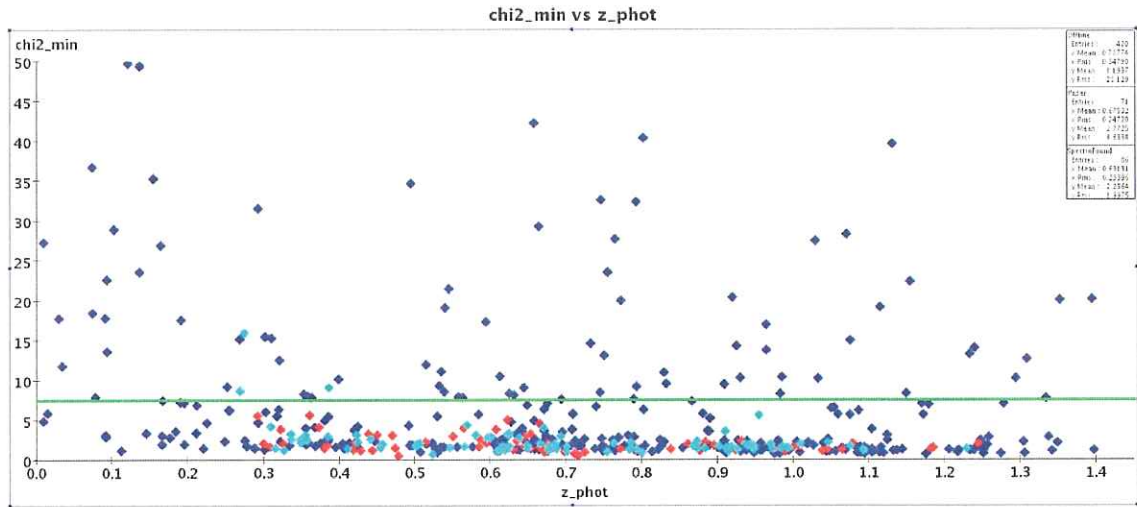


FIG. 6.12 – Distribution des valeurs de $\chi^2_{z_{phot}}/N$ en fonction de z_{phot} , pour les candidats issus de l'analyse différée (en bleu foncé), pour les SNIa spectrées retrouvées dans l'analyse différée (en bleu clair) et pour les SNIa spectrées de Astier et al. 2006 (en rouge). La coupure appliquée est indiquée par la ligne verte.

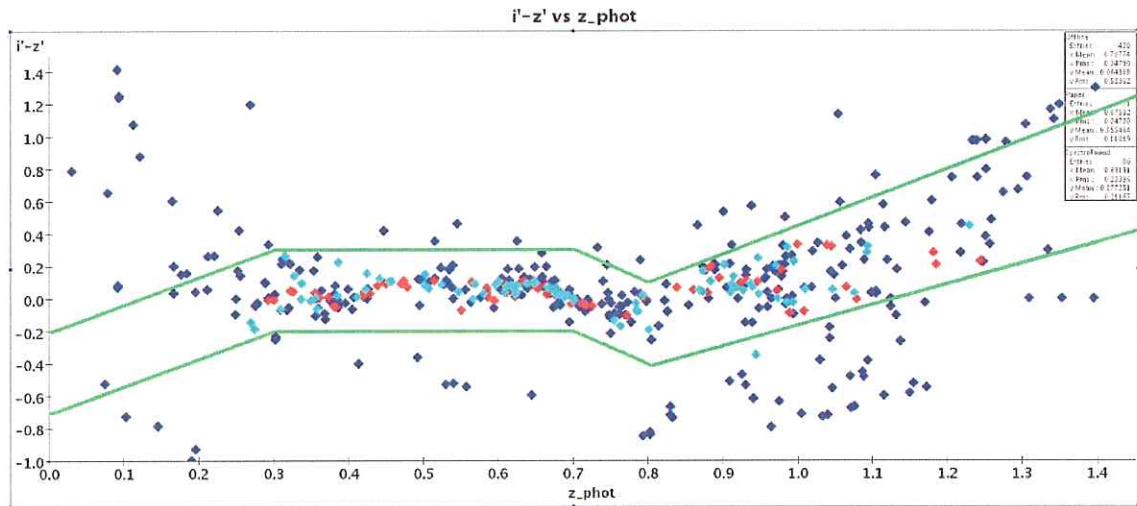


FIG. 6.13 – Distribution des valeurs de la couleur $i' - z'$ en fonction du redshift photométrique z_{phot} , pour les candidats issus de l'analyse différée (en bleu foncé), pour les SNIa spectrées retrouvées dans l'analyse différée (en bleu clair) et pour les SNIa spectrées de Astier et al. 2006 (en rouge). La zone de ce diagramme retenue est indiquée par les lignes vertes.

$$\text{Coupure 7 : } \begin{cases} 1,67 \times z_{phot} - 0,7 < i' - z' < 1,67 \times z_{phot} - 0,2 & \text{pour } z_{phot} < 0,3 \\ -0,2 < i' - z' < 0,3 & \text{pour } 0,3 \leq z_{phot} < 0,7 \\ -2 \times z_{phot} + 1,2 < i' - z' < -2 \times z_{phot} + 1,7 & \text{pour } 0,7 \leq z_{phot} < 0,8 \\ 1,25 \times z_{phot} - 1,4 < i' - z' < 1,75 \times z_{phot} - 1,3 & \text{pour } 0,8 \leq z_{phot} \end{cases}$$

Coupure dans le plan $g' - r'$ versus g'

A ce stade de l'analyse, il reste encore du bruit correspondant à des courbes de lumière qui, bien que présentant un signal physique, ne peuvent correspondre à une SNIa : ce sont en général des candidats dont le flux dans la bande g' est, relativement aux flux dans les autres bandes, trop important par rapport à ce que l'on attend d'une SNIa à leur redshift.

De manière équivalente, on peut regarder comment se situe l'ensemble des candidats dans le plan $g' - r'$ versus g' (voir figure 6.14).

On voit tout de suite que les SNIa se situent le long d'une droite bien définie. On peut alors éliminer le bruit constitué des candidats "trop bleus" en appliquant une coupure demandant une valeur de la couleur $g' - r'$ compatible avec celle d'une SNIa pour une valeur de g' donnée.

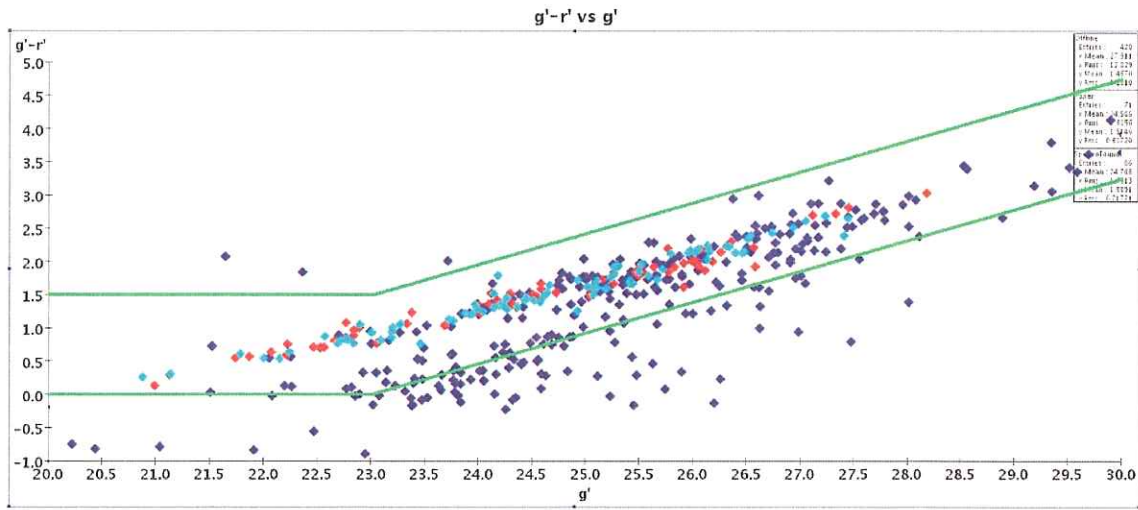


FIG. 6.14 – Distribution des valeurs de la couleur $g' - r'$ en fonction de la magnitude g' observée, pour les candidats issus de l'analyse différée (en bleu foncé), pour les SNIa spectrées retrouvées dans l'analyse différée (en bleu clair) et pour les SNIa spectrées de Astier et al. 2006 (en rouge). La coupure appliquée est indiquée par la ligne verte.

$$\text{Coupure 8 : } \begin{cases} 0 < g' - r' < 1,5 & \text{pour } g' \leq 23 \\ 0,39 \times g' - 8,45 < g' - r' < 0,39 \times g' - 6,95 & \text{pour } g' > 23 \end{cases}$$

6.4 Bilan de la sélection finale des candidats SNIa de l'analyse différée

6.4.1 Bilan des coupures

Les tableaux 6.1, 6.2 et 6.3 donne un bilan des coupures de la sélection finale appliquées aux candidats issus de la pré-sélection des courbes de lumière sur les champs D1, D3 et

D4 respectivement.

Après application des coupures de 1 à 8, on obtient 73 candidats SNIa supplémentaires. Par rapport aux 139 SNIa identifiées par leur spectre dans la chaîne d'analyse en temps réel (voir chapitres 4 et 5), cela représente un accroissement de la statistique de plus de 50%.

Coupures	Nombre de candidat de l'analyse différée retenus	Nombre de SNIa retenues
envoyés à la photométrie différentielle	562	26
dont trois filtres au moins		
0 : ont été produits avec succès	327	25
1 : flux _{max}	142	25
2 : $z_{\chi_{min}^2/N} > 0$	133	25
3 : $\Delta\chi_{min}^2/N$ raisonnable	99	25
4 : coupures sur le stretch	67	22
5 : coupures sur la couleur	43	22
6 : $\chi_{z_{phot}}^2/N < 7$	32	21
7 : $i - z$ versus z_{phot}	25	21
8 : $g - r$ versus g	20	21

TAB. 6.1 – Bilan des coupures de la sélection finale des candidats SNIa de l'analyse différée, pour le champ D1. L'analyse différée des données de SNLS permet de détecter 20 nouveaux candidats SNIa.

Coupures	Nombre de candidat de l'analyse différée retenus	Nombre de SNIa retenues
envoyés à la photométrie différentielle	551	28
dont trois filtres au moins		
0 : ont été produits avec succès	375	28
1 : flux _{max}	77	28
2 : $z_{\chi_{min}^2/N} > 0$	72	28
3 : $\Delta\chi_{min}^2/N$ raisonnable	58	27
4 : coupures sur le stretch	38	26
5 : coupures sur la couleur	30	25
6 : $\chi_{z_{phot}}^2/N < 7$	29	25
7 : $i - z$ versus z_{phot}	28	25
8 : $g - r$ versus g	23	25

TAB. 6.2 – Bilan des coupures de la sélection finale des candidats SNIa de l'analyse différée, pour le champ D3. L'analyse différée des données de SNLS permet de détecter 23 nouveaux candidats SNIa.

Coupures	Nombre de candidat de l'analyse différée retenus	Nombre de SNIa retenues
envoyés à la photométrie différentielle	413	34
dont trois filtres au moins		
0 : ont été produits avec succès	273	34
1 : flux _{max}	162	34
2 : $z\chi_{min}^2/N > 0$	147	34
3 : $\Delta\chi_{min}^2/N$ raisonnable	121	34
4 : coupures sur le stretch	87	34
5 : coupures sur la couleur	72	34
6 : $\chi_{z_{phot}}^2/N < 7$	51	33
7 : $i - z$ versus z_{phot}	45	33
8 : $g - r$ versus g	30	33

TAB. 6.3 – Bilan des coupures de la sélection finale des candidats SNIa de l'analyse différée, pour le champ D4. L'analyse différée des données de SNLS permet de détecter 30 nouveaux candidats SNIa.

6.4.2 Effet des coupures sur les SNIa issues de l'analyse en temps réel

Comme on peut le voir dans les tableaux 6.1, 6.2 et 6.3, la sélection finale des candidats SNIa de l'analyse différée écarte quelques SNIa pourtant identifiées spectroscopiquement.

L'inspection de ces candidats révèle deux origines distinctes à ces pertes :

- des candidats présentent des problèmes photométriques : pour une raison encore mal comprise mais qui devrait être rectifiée très prochainement, les données photométriques issues de la photométrie différentielle ne permettent pas au modèle de s'ajuster correctement, et la valeur de stretch résultante n'est pas réaliste ;
- d'autres candidats ont des redshifts photométriques assez éloignés de leur redshift spectroscopique, ce qui amène le modèle à s'ajuster de manière très imparfaite. On peut voir un exemple dans la figure 6.15. La valeur du stretch, du $\chi_{z_{phot}}^2/N$ ou les couleurs résultantes ne satisfont alors pas à nos coupures de sélection.

6.4.3 Exemples de nouveaux candidats SNIa

Les figures 6.16, 6.17 et 6.18 présentent trois candidats SNIa issus de l'analyse différée et qui n'avaient pas été désignés comme candidats SNIa potentiels dans l'analyse en temps réel.

L'analyse différée des données de SNLS nous permet donc d'identifier 86 nouveaux candidats SNIa. Elle permet de retrouver par ailleurs 79 des 139 SNIa identifiées dans l'analyse en temps réel.

Nous savons déjà qu'une majorité de ces SNIa ont été perdues à cause d'un problème photométrique survenu sur les champs D1 et D3. Outre ce problème, les deux causes principales de non-sélection de ces SNIa sont leur apparition en fin de saison (méthode de

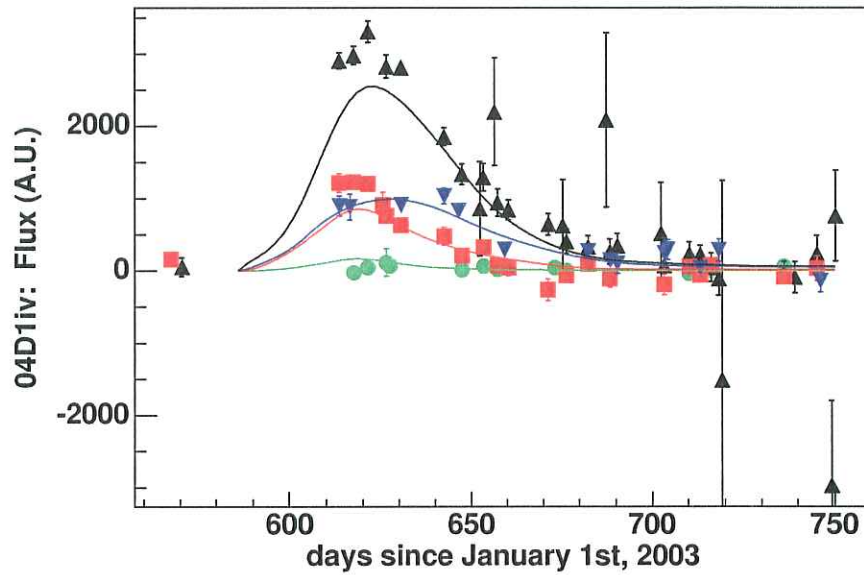


FIG. 6.15 – Candidat 04D1iv issu de la chaîne d'analyse en temps réel ; d'après son spectre c'est une SNIa située à un redshift $z = 0,998$. Notre méthode d'estimation photométrique du redshift nous donne un redshift de 1,23. On peut voir que le modèle placé à ce redshift s'ajuste très mal aux données, et la couleur $i - z$ ne correspond pas à ce qu'on attend d'une SNIa à $z = 1,23$.

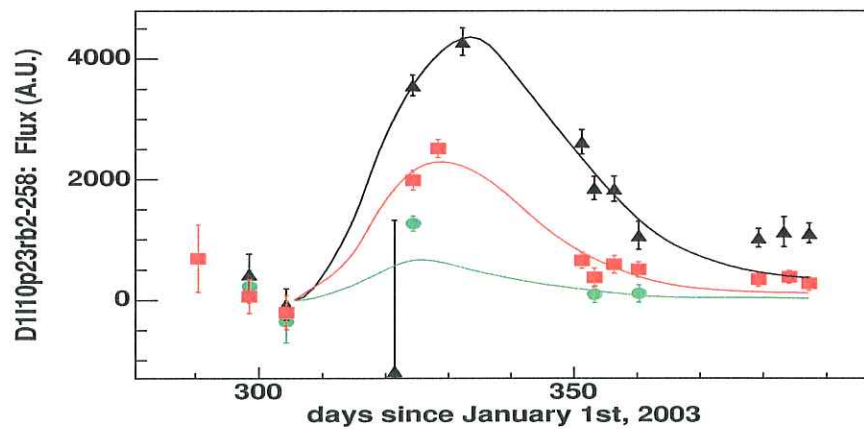


FIG. 6.16 – Candidat D1I10p23rb2-258 de l'analyse différée ; il est estimé à un redshift de $z_{phot} = 0,67$.

détection par "empilement" peu sensible à ces événements) et la mauvaise évaluation de leur redshift photométrique (donnant des valeurs de *stretch* ou de couleurs erronnées).

Si l'on compare les identifications en toute fin de chaîne pour l'analyse en temps réel (incluant la spectroscopie) et l'analyse différée, nous trouvons donc 50% de candidats

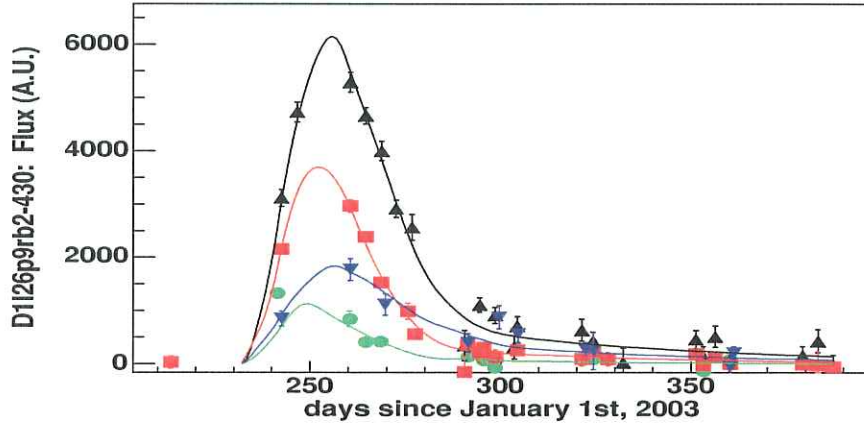


FIG. 6.17 – Candidat *D1I26p9rb2-430* de l'analyse différée ; il est estimé à un redshift de $z_{phot} = 0,62$.

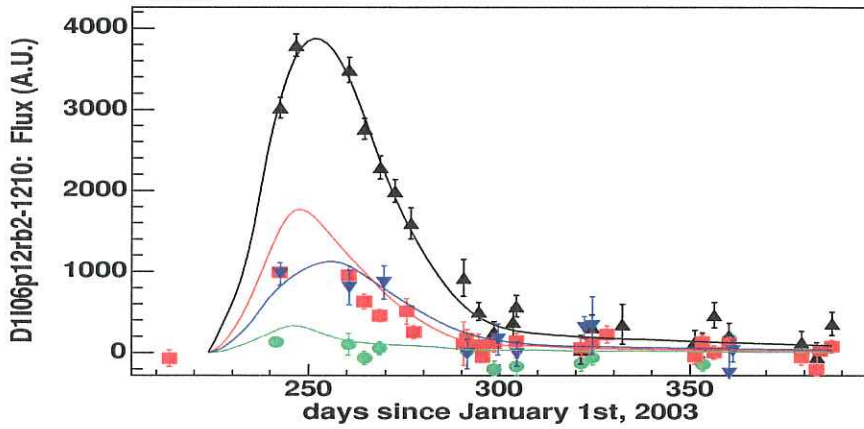


FIG. 6.18 – Candidat *D1I06p12rb2-1210* de l'analyse différée ; il est estimé à un redshift de $z_{phot} = 0,98$.

SNIa supplémentaires, et un total de candidats SNIa légèrement supérieur à 100% si on inclut les SNIa identifiées retrouvées.

Il nous reste maintenant à comparer ces nouveaux candidats SNIa avec les SNIa identifiées par leur spectre, et à exploiter l'ensemble de nos données pour mesurer le taux d'explosion des SNIa et les paramètres cosmologiques.

Science

7.1 Propriétés des candidats SNIa découverts par l'analyse différée

Dans toute cette section, on distingue deux échantillons distincts de supernovæ :

- les 79 supernovæ identifiées dans l'analyse en temps réel de SNLS et retrouvées dans l'analyse différée. Il s'agit des candidats supernovæ détectés et dont le spectre a été observé et a permis de les classer comme SNIa ;
- les 73 candidats supernovæ identifiés dans l'analyse différée présentée dans cette thèse, qui ne l'étaient pas dans l'analyse en temps réel.

Une majorité de ces nouveaux candidats SNIa avait déjà été classés comme "SNIa potentielles" dans la phase de détection de l'analyse en temps réel, sans pour autant que l'on puisse observer leur spectre (manque de temps, candidat trop au centre de sa galaxie-hôte et dont le signal n'est pas distinguable, etc.).

Pour autant, nous considérons que ce sont réellement de nouveaux candidats supernovæ puisqu'ils sont sélectionnés dans notre chaîne d'analyse de manière équivalente aux supernovæ identifiées auparavant.

7.1.1 Redshifts et magnitudes

La figure 7.1 montre la comparaison des distributions en redshift pour les supernovæ trouvées dans l'analyse en temps réel et celles issues exclusivement de l'analyse différée présentée dans cette thèse.

On peut voir que les candidats trouvés par l'analyse différée sont légèrement plus lointains (en moyenne 0,1 en redshift) que ceux trouvés dans l'analyse en temps réel.

La figure 7.2 montre la comparaison des distributions en magnitude i' au maximum des deux mêmes échantillons. On peut voir que les candidats trouvés par l'analyse différée sont légèrement moins brillants que ceux trouvés dans l'analyse en temps réel, ce qui est pleinement cohérent avec le fait qu'ils soient estimés à un redshift supérieur.

Cet effet de sélection des candidats les plus brillants de l'analyse en temps réel est

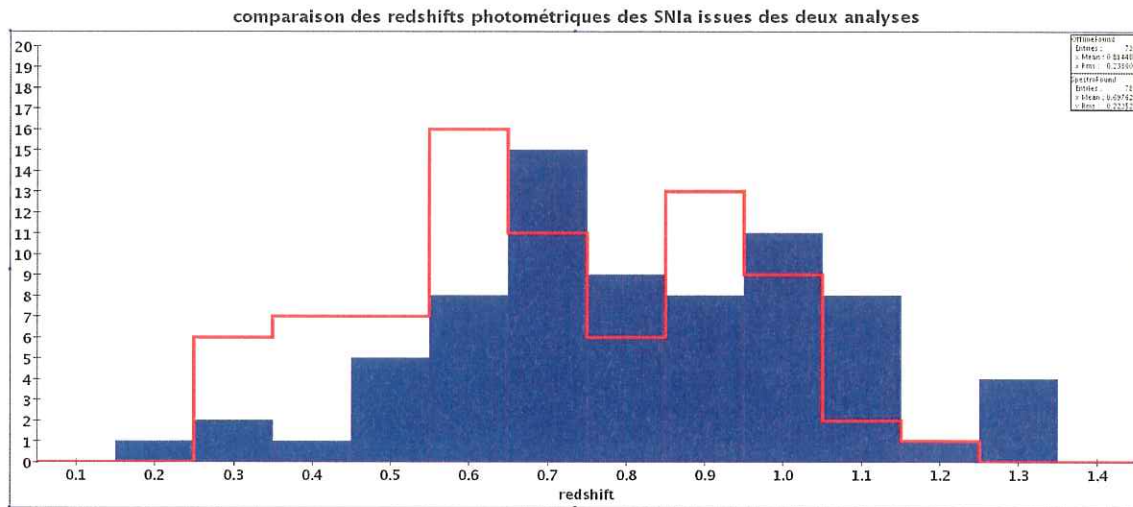


FIG. 7.1 – Distribution en redshift des 79 SNIa issues de l’analyse en temps réel et retrouvées dans l’analyse différée (traits rouges) et des 73 nouveaux candidats SNIa propres à cette analyse (en bleu). Les redshifts moyens sont respectivement de $0,70 \pm 0,03$ et $0,81 \pm 0,03$.

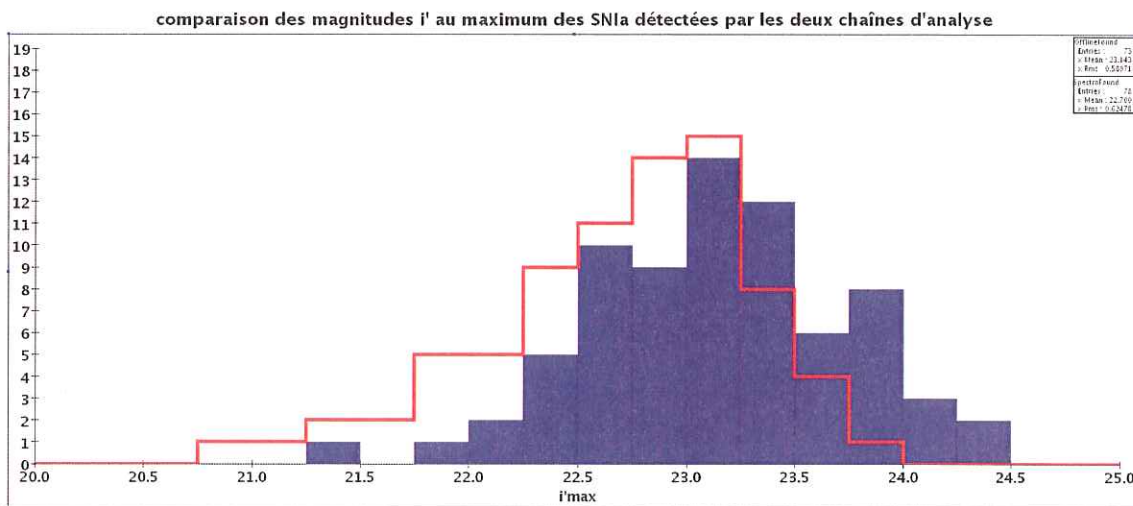


FIG. 7.2 – Comparaison des distributions de la magnitude i' au maximum pour les SNIa détectées par les deux analyses (SNIa spectrées en rouge, candidats SNIa issus de l’analyse différée en bleus). Les moyennes respectives de ces deux distributions sont de $22,70 \pm 0,07$ et $23,14 \pm 0,07$: l’écart entre les deux est significatif.

connu sous le nom de biais de Malmquist⁷⁶ et s’explique aisément par la présence d’étapes de sélection visuelle des objets lors des deux premières années de prise de données de SNLS.

⁷⁶Cet effet n’est pas strict ici, puisque d’autres critères de sélection de candidats entre en jeu, comme la distance au centre de l’hôte, s’il est visible.

Astier et al. 2006 [3] ont cependant montré que cet effet de sélection n'intervient comme erreur systématique sur la mesure des paramètres cosmologiques que de manière négligeable.

7.1.2 Paramètres intrinsèques : *stretch* et couleur

Les figures 7.3 et 7.4 montrent les distributions en *stretch* et en couleur des échantillons de supernovæ trouvées exclusivement dans l'analyse différée, en comparaison de celles identifiées dans l'analyse en temps réel.

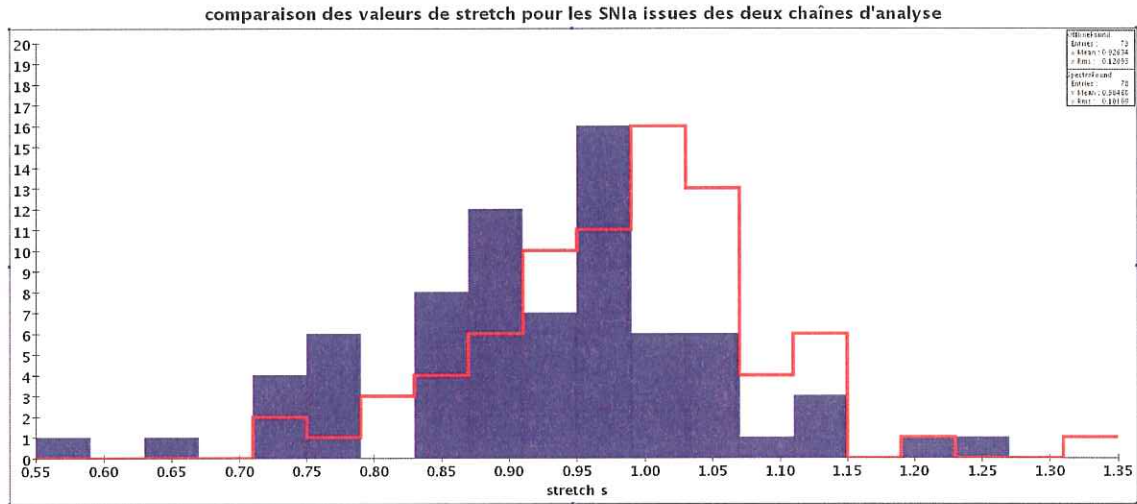


FIG. 7.3 – Comparaison des distributions de *stretch* pour les SNIa détectées par les deux analyses (SNIa spectrées en rouge, candidats SNIa issus de l'analyse différée en bleus). Les moyennes respectives de ces deux distributions sont $0,984 \pm 0,012$ et $0,926 \pm 0,014$.

On peut voir que si les distributions de couleur sont pleinement compatibles pour les deux échantillons, les SNIa découvertes dans l'analyse différée ont des valeurs de *stretch* significativement inférieures à celles des SNIa issues de l'analyse en temps réel.

Cette différence peut être principalement attribuée au fait qu'on détecte, dans cette analyse différée, des candidats moins lumineux que dans l'analyse en temps réel ; or ces supernovæ moins brillantes ont généralement des valeurs de *stretch* inférieures à la moyenne (relation dite *brighter-slower*).

7.1.3 Distance au centre de la galaxie-hôte

La figure 7.5 montre la distribution des distances au centre de la galaxie-hôte pour les échantillons de supernovæ trouvées exclusivement dans l'analyse différée et celles trouvées dans l'analyse en temps réel.

La principale différence entre ces deux distributions se situe dans les deux premiers bins, où l'on peut voir que l'analyse différée trouve sensiblement plus (19 contre 9) de

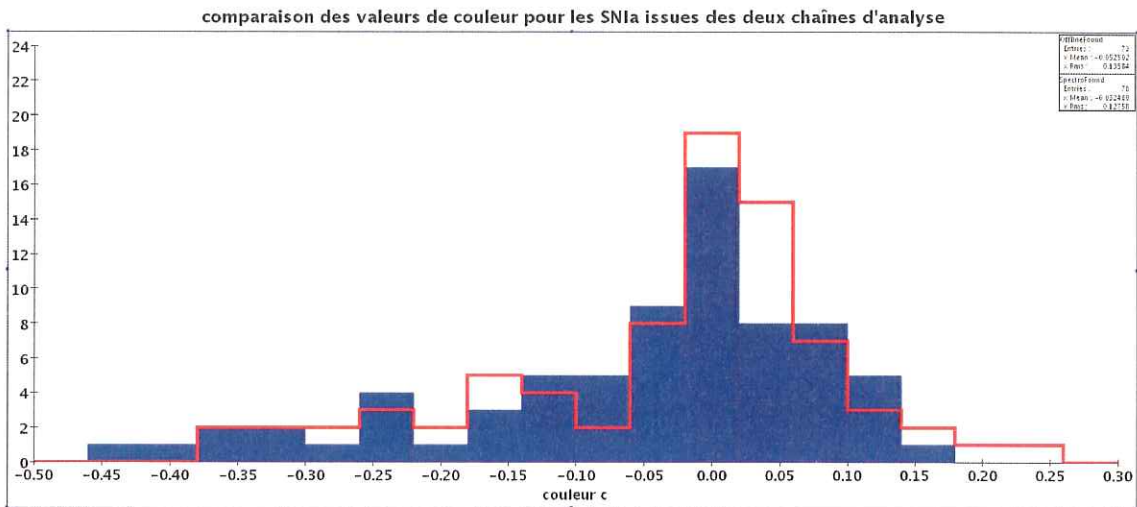


FIG. 7.4 – Comparaison des distributions de couleur pour les SNIa détectées par les deux analyses (SNIa spectrées en rouge, candidats SNIa issus de l'analyse différée en bleu). Les deux distributions sont compatibles, avec des moyennes de respectivement $-0,032 \pm 0,014$ et $-0,053 \pm 0,016$.

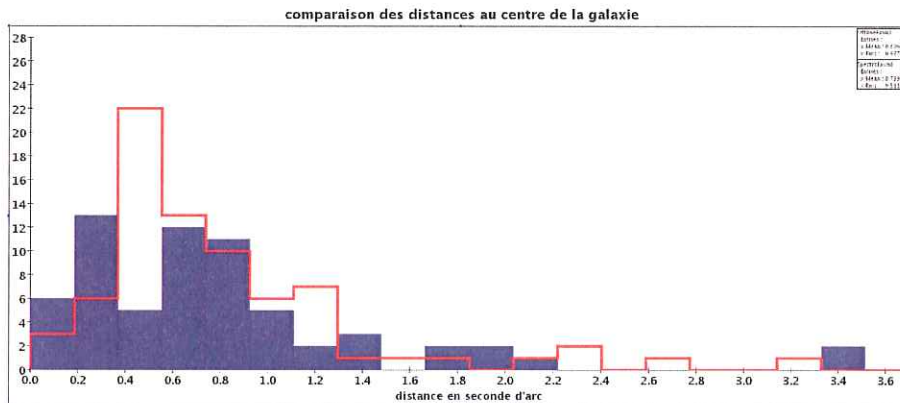


FIG. 7.5 – Comparaison des distributions de distances, en seconde d'arc, au centre de la galaxie-hôte pour les SNIa détectées par les deux analyses (SNIa spectrées en rouge, candidats SNIa issus de l'analyse différée en bleus). Chaque bin correspond à un pixel de MegaCam ($0,185''$).

candidats supernovæ très proches des centres des galaxies-hôte.

Il semble donc que l'analyse différée des données de SNLS présentée ici permette de retrouver les SNIa situées au centre des galaxies. Ces SNIa ne sont généralement pas analysées par la chaîne d'analyse en temps réel, soit parce qu'elles ont été confondues avec un noyau actif de galaxie dans l'étape de détection, soit parce que leur spectre n'est pas

observé⁷⁷. Il est en effet très difficile d'extraire le signal d'une supernova de celui du cœur brillant de la galaxie-hôte.

Comme on l'a vu à la section 7.1.2, ces candidats présentent une distribution de couleur intrinsèque similaire à celle des SNIa spectrées, utilisées pour la détermination des paramètres cosmologiques. Les valeurs de *stretch* sont elles globalement inférieures.

On peut en tirer une conclusion importante : les résultats de notre analyse semblent indiquer que les supernovæ situées au centre des galaxies ne sont pas caractérisées par une luminosité intrinsèque supérieure à celles situées en bordure des galaxies, puisque la corrélation "brighter-slower" mentionnée au chapitre 2 impliquerait au contraire une valeur de *stretch* plus élevée pour de telles supernovæ⁷⁸.

Or la découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers est basée sur le fait que les supernovæ observées et spectrées apparaissent comme moins lumineuses qu'elles ne le seraient si l'expansion ralentissait. On peut donc dire que cette analyse semble exclure l'hypothèse d'un biais dans la découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers, dû à un effet de sélection entre SNIa situées au centre des galaxies et SNIa situées en périphérie.

7.2 Mesure du taux d'explosion des SNIa

Nous allons maintenant utiliser les SNIa identifiées par notre chaîne d'analyse pour mesurer leur taux d'explosion.

Comme déjà vu au chapitre 3, la mesure du taux d'explosion permet de contraindre les modèles d'enrichissement du milieu interstellaire en éléments lourds. Les supernovæ de type Ia n'explosant pas immédiatement⁷⁹ après la formation des étoiles (contrairement aux supernovæ gravitationnelles, qui correspondent à des durées de vie de quelques millions d'années), elles favorisent la diffusion des éléments plus lourds que l'hélium dans le milieu interstellaire.

La mesure du taux d'explosion permettra peut-être également à terme de progresser dans la compréhension des progéniteurs de ces supernovæ, via le lien avec le taux de formation d'étoiles.

Un délai plus ou moins important observé entre les deux peut permettre de contraindre les modèles de formation et d'évolution des systèmes binaires, ou de tout autre modèle de progéniteur (voir Greggio 2005 [?] pour plus de détails).

⁷⁷On ne choisit en effet de prendre le spectre des candidats que si leur luminosité dépasse d'au moins 20% la luminosité sous-jacente de leur galaxie-hôte.

⁷⁸Sous l'hypothèse que les corrections de *stretch* et de couleur sont les mêmes pour toutes les supernovæ.

⁷⁹En comparaison de l'échelle de temps de l'évolution des galaxies.

7.2.1 Echantillon utilisé

Pour mesurer ce taux d'explosion à l'aide de l'analyse différée des données du *Supernova Legacy Survey*, nous allons nous restreindre à un domaine de redshift où nous avons de bonnes raisons de penser que nous sommes très proches de la complétude.

En l'état actuel des choses, sans simulation aboutie, nous ne pouvons en effet estimer notre efficacité à grand redshift. Il faut donc se restreindre à une gamme de redshift dans laquelle les supernovæ sont suffisamment brillantes pour qu'il soit difficile d'envisager d'en perdre un nombre significatif dans la chaîne de détection différée.

Nous choisissons donc de mesurer le taux d'explosion des SNIa dans la gamme de redshift $[0, 2; 0, 6]$. L'analyse du champ D4 nous donne 17 SNIa dans cette gamme de redshift, dont 13 ont été détectées par la chaîne d'analyse en temps réel et 4 supplémentaires par la chaîne d'analyse différée mise en place dans le cadre de cette thèse.

17 SNIa dans la gamme de redshift $[0, 2; 0, 6]$

On a vu au chapitre 2 que le taux d'explosion mesuré à grand redshift dépend des valeurs des paramètres cosmologiques, dans la mesure où ces derniers influent sur le volume physique observé dans un même angle solide. **Pour la suite on se place donc dans un Univers plat dont les paramètres cosmologiques sont :**

$$\Omega_M = 0,26 \quad \Omega_\Lambda = 0,74 \quad w = -1 \quad H_0 = 70 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$$

7.2.2 Calcul du taux d'explosion

Considérons $\mathcal{N}(z)$ événements survenant au redshift z , pour une coordonnée radiale comobile comprise entre $\chi(z)$ et $\chi(z) + d\chi$, pendant un temps Δt_{local} et dans une fraction d'angle solide $\Delta\Omega$.

Notons par ailleurs $R_{\text{SNIa}}(z)$ le taux d'explosion local, au redshift z , exprimé en nombre de supernovæ par an et par baryon ; et $n_b(z)$ la densité de baryons au redshift z , exprimée en nombre de baryons par Mpc^3 .

On a alors :

$$\mathcal{N}(z) = n_b(z) \times R_{\text{SNIa}}(z) \times \Delta\Omega \times \Delta t_{\text{local}} \times dV(z)$$

L'élément de volume compris entre $\chi(z)$ et $\chi(z) + d\chi$ est :

$$dV(z) = 4\pi a^3 \chi(z)^2 d\chi$$

On a donc :

$$\frac{\mathcal{N}(z)}{\Delta\Omega \Delta t_{\text{local}}} = 4 \pi n_b(z) a^3 R_{\text{SNIa}}(z) \chi(z)^2 d\chi$$

Or la quantité $n_b(z)a^3$ est conservée, puisque la densité de baryons diminue avec l'expansion de l'Univers selon un facteur a^{-3} . On a donc :

$$n_b(z) a^3 = n_{b0} a_0^3$$

En tenant compte de la dilation du temps, qui fait que $\Delta t_{\text{obs}} = (1+z) \Delta t_{\text{local}}$, on obtient le nombre d'événements observés par unité de temps d'observation et d'angle solide :

$$\frac{\mathcal{N}(z)}{\Delta\Omega\Delta t_{\text{obs}}} = \frac{4\pi}{1+z} n_{b0} a_0^3 R_{\text{SNIa}}(z) \chi(z)^2 d\chi$$

Finalement, on fait l'hypothèse que le taux d'explosion est constant dans la gamme de redshift considérée $R_{\text{SNIa}}(z) = R_{\text{SNIa}}$ et on note $\tilde{R}_{\text{SNIa}} = n_{b0} R_{\text{SNIa}}$ le taux d'explosion exprimé en nombre de supernovæ par an et par Mpc³. On a donc :

$$\frac{\mathcal{N}}{\Delta\Omega\Delta t_{\text{obs}}} = \int_{z_1}^{z_2} \frac{\mathcal{N}(z)}{\Delta\Omega\Delta t_{\text{obs}}} = 4\pi \tilde{R}_{\text{SNIa}} \int_{z_1}^{z_2} \frac{a_0^3 \chi(z)^2 d\chi}{1+z}$$

d'où :

$$\tilde{R}_{\text{SNIa}} = \frac{\mathcal{N}}{4\pi \Delta t_{\text{obs}} \Delta\Omega \int_{z_1}^{z_2} \frac{a_0^3 \chi(z)^2 d\chi}{1+z}}$$

On rappelle par ailleurs que, pour un univers plat, la coordonnée radiale comobile χ d'un objet de redshift z est :

$$\chi(z) = \frac{H_0^{-1}}{a_0} \int_{1/(1+z)}^1 \frac{d\hat{a}}{\hat{a}^2(\Omega_M \hat{a}^{-3} + \Omega_\Lambda)^{1/2}}$$

d'où :

$$a_0 \chi(z) = \frac{1}{H_0} \int_{1/(1+z)}^1 \frac{d\hat{a}}{\hat{a}^2(\Omega_M \hat{a}^{-3} + \Omega_\Lambda)^{1/2}}$$

et

$$a_0 d\chi(z) = \frac{dz}{H_0 (\Omega_M (1+z)^3 + \Omega_\Lambda)^{1/2}}$$

Le taux d'explosion moyen dans la gamme de redshift $[z_1; z_2]$ estimé à partir de \mathcal{N} SNIa observées est finalement donné par la formule :

$$\tilde{R}_{\text{SNIa}} = \frac{\mathcal{N} H_0^3}{4\pi \Delta t_{\text{obs}} \Delta\Omega \int_{z_1}^{z_2} \left(\left(\int_{1/(1+z)}^1 \frac{d\hat{a}}{\hat{a}^2(\Omega_M \hat{a}^{-3} + \Omega_\Lambda)^{1/2}} \right)^2 \frac{dz}{(1+z)(\Omega_M (1+z)^3 + \Omega_\Lambda)^{1/2}} \right)}$$

Avec $\Delta t_{\text{obs}} = 341$ jours et $\Delta\Omega = 0,86 \text{ deg}^2$, dans la gamme de redshift $[0,2; 0,6]$, nous trouvons le taux d'explosion suivant :

$$\tilde{R}_{\text{SNIa}} = 2,8 \pm 0,7 \text{ (stat)} \times 10^{-5} \text{ SNIa.an}^{-1}.\text{Mpc}^{-3}$$

7.2.3 Comparaison avec les autres mesures

La collaboration SNLS vient de produire une mesure du taux d'explosion des supernovæ de type Ia dans la gamme de redshift $[0, 2; 0, 6]$, à partir des 73 SNIa spectrées sur les deux premières années de SNLS à ces redshifts (voir Neil et al. 2006, à paraître) :

$$\tilde{R}_{\text{SNIa}} = 4,2 \pm 0,6 \text{ (stat)} \pm 1 \text{ (syst)} \times 10^{-5} \text{ SNIa.an}^{-1}.\text{Mpc}^{-3}$$

Cette mesure a été effectuée à l'aide des SNIa détectées par la chaîne d'analyse en temps réel, avec une estimation des effets systématiques dont il faut tenir compte (complétude de l'échantillon dont le spectre a été observé, correction de l'efficacité de détection par l'extinction des galaxies-hôte, etc.).

Le résultat est résumé dans la figure 7.6.

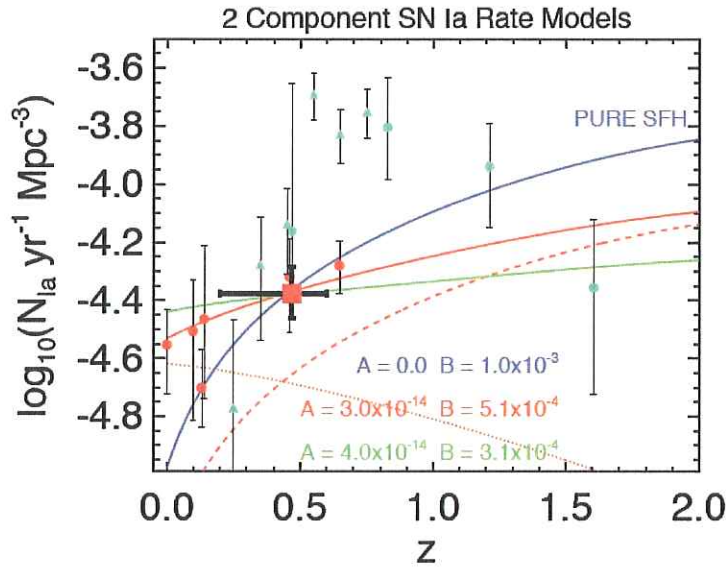


FIG. 7.6 – Comparaison des différentes mesures des taux d'explosions. La valeur mesurée par Neil et al. est indiquée par le carré rouge. Dans cette figure, les points rouges correspondent à des observations de SNIa confirmées par leur spectre, les points bleus-verts à des observations faites depuis le HST (voir Dahlen et al. 2004 [15]) et les triangles de la même couleur à des observations photométriques faites depuis le sol (voir Barris & Tonry 2006 [7]).

Notre mesure du taux d'explosion par l'analyse différée des données de SNLS paraît donc, dans un premier temps, incompatible avec la valeur mesurée par la chaîne d'analyse en temps réel.

Néanmoins, Neil (communication privée) nous a indiqué que le champs D4 présente la valeur la plus faible si on regarde les taux d'explosion par champs. Il trouve :

$$\tilde{R}_{\text{SNIa,D4}} = 3,5 \pm 1,1 \text{ (stat)} \pm 1 \text{ (syst)} \times 10^{-5} \text{ SNIa.an}^{-1}.\text{Mpc}^{-3}$$

La valeur du taux d'explosion que nous avons obtenue dans la section 7.2.2 est donc pleinement compatible avec celle mesurée à l'aide de l'analyse en temps réel.

7.3 Mesure des paramètres cosmologiques Ω_M, Ω_Λ

Nous allons maintenant mesurer les paramètres cosmologiques Ω_M et Ω_Λ à partir de l'ensemble des SNIa trouvées par les deux chaînes d'analyse de SNLS.

Nous nous limiterons pour ce calcul au cas d'un Univers plat ($\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$) et d'une énergie noire dont le paramètre w de l'équation d'état est constant et de valeur -1 (constante cosmologique).

La raison principale en est qu'au stade actuel de l'expérience (deux ans de données), nous ne pensons pas pouvoir significativement améliorer les résultats publiés de la première année (Astier et al. 2006 [3]).

Le but de cette étude est principalement de fournir une idée de l'impact sur la mesure des paramètres cosmologiques de l'absence d'identification spectroscopique et de l'indétermination sur le redshift de nos candidats.

Une telle étude présente également de l'intérêt en vue des grands relevés futurs qui devront probablement se contenter de redshifts photométriques.

7.3.1 Estimateur utilisé

L'ajustement du modèle des courbes de lumière sur la photométrie différentielle des supernovæ (voir chapitre 6) donne pour chaque supernova :

- la magnitude m_B de la supernova dans la bande B. Cette quantité est censée, pour des chandelles standard parfaites, varier en fonction du redshift selon la distance de luminosité (voir chapitre 1);
- le *stretch* s ;
- la couleur c .

m_B est mesurée à partir des magnitudes observées, et ne tient donc pas compte des corrections de *stretch* et de couleur. Les amplitudes de ces deux corrections sont en effet des paramètres (respectivement α et β dans la suite) du modèle qui ne sont pas connus a priori et sont donc ajustés en même temps que les paramètres cosmologiques.

L'estimateur de distance retenu pour l'ajustement des paramètres cosmologiques est le même que celui d'Astier et al. 2006 :

$$\mu_B = m_B - \mathcal{M} + \alpha(s - 1) - \beta c$$

$\alpha(s - 1)$ et βc sont les corrections de *stretch* et couleur appliquées à la magnitude observée des supernovæ pour les ramener à une SNIa "standard".

\mathcal{M} est la magnitude absolue de la supernova, c'est à dire la magnitude observée à une distance de 10 pc, pour une supernova "standard" de *stretch* 1 et de couleur 0. Contrairement aux valeurs de α et de β , sa valeur est connue dans une bonne approximation (voir

Saha et al. 2001 [50]) :

$$\mathcal{M} \simeq -19,5 \pm 0.1 \text{ dans la bande } B$$

Les paramètres cosmologiques sont alors déterminés en minimisant la quantité suivante :

$$\chi^2 = \sum_{\text{supernovae}} \frac{(\mu_B - 5 \log_{10}(d_L(\Omega_M, \Omega_\Lambda, w, z)/10\text{pc}))^2}{\sigma(\mu_B)^2}$$

La distance de luminosité $d_L(\Omega_M, \Omega_\Lambda, w, z)$, dans le cas d'un Univers plat dont le paramètre w de l'équation d'état de l'énergie noire est constant, vaut⁸⁰ (voir chapitre 1) :

$$d_L(z) = \frac{(1+z)c}{H_0} \int_{1/(1+z)}^1 \frac{d\hat{a}}{\hat{a}^2 (\Omega_M \hat{a}^{-3} + \Omega_\Lambda \hat{a}^{-3(1+w)})^{1/2}}$$

Le numérateur du χ^2 peut donc s'écrire comme :

$$m_B - \mathcal{M} + \alpha(s-1) - \beta c - 5 \log_{10} \left(\frac{(1+z)c}{H_0 \times 10\text{pc}} \int_{1/(1+z)}^1 \frac{d\hat{a}}{\hat{a}^2 (\Omega_M \hat{a}^{-3} + \Omega_\Lambda \hat{a}^{-3(1+w)})^{1/2}} \right)$$

Le terme $-\mathcal{M} - 5 \log_{10} \left(\frac{c}{H_0 \times 10\text{pc}} \right)$ est une constante déterminée par l'ajustement des paramètres cosmologiques. On voit qu'elle dépend à la fois de la magnitude absolue \mathcal{M} des supernovæ et de la constante de Hubble H_0 . H_0 étant fixé ou déterminé par ailleurs, il est alors possible de mesurer \mathcal{M} .

7.3.2 Diagramme de Hubble

La figure 7.7 montre le diagramme de Hubble construit à partir des supernovæ lointaines trouvées dans les deux analyses, en temps réel et différée, ainsi que 44 SNIa proches tirées de la littérature (voir Astier et al. 2006) Il totalise 273 événements : 44 SNIa proches, 160 SNIa issues de l'analyse en temps réel de SNLS et 69 candidats issus de l'analyse différée (les candidats estimés à un redshift supérieur à 1,2 ne sont pas pris en compte, la mesure de leur couleur c n'étant pas possible).

Sont également indiqués les modèles d'Univers correspondant au modèle d'Einstein-de Sitter ($\Omega_M = 1, \Omega_\Lambda = 0$) et au modèle Λ CDM dont les paramètres ont été mesurés par l'analyse des données de la première année de SNLS ($\Omega_M = 0,26, \Omega_\Lambda = 0,74, w = -1$).

Les deux principales caractéristiques de cette figure sont :

- la grande majorité des nouveaux candidats SNIa issus de l'analyse différée sont complètement compatibles avec les SNIa spectrées, et apportent une augmentation substantielle de la statistique utilisable à terme pour la détermination des paramètres cosmologiques ;

⁸⁰A noter qu'on réintroduit ici le facteur c pour les applications numériques.

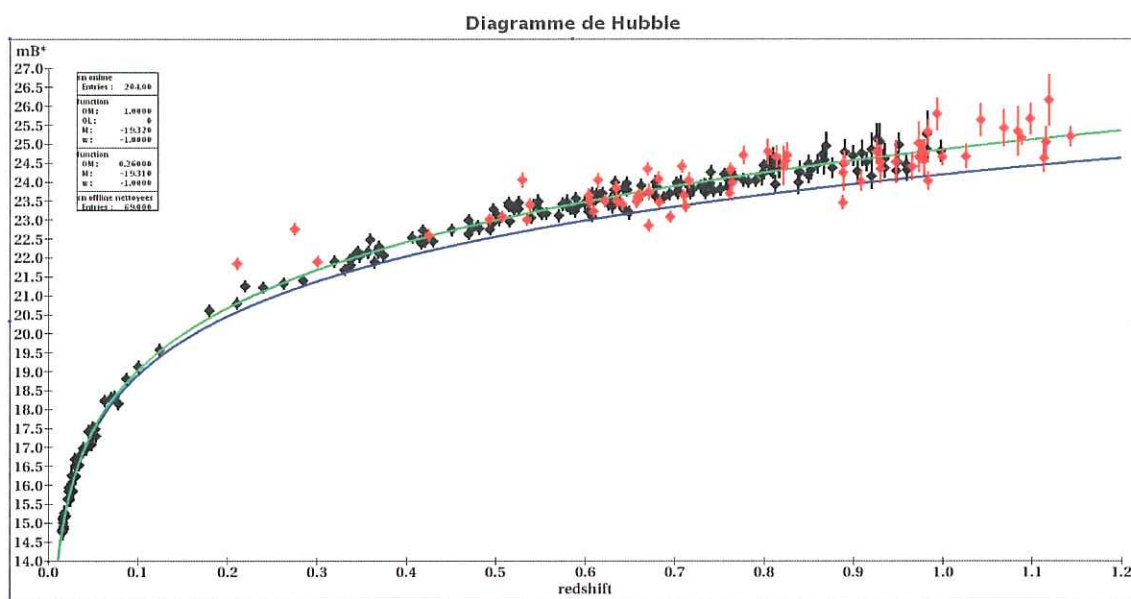


FIG. 7.7 – Diagramme de Hubble des 273 SNIa issues de l'analyse en temps réel (en noir) et de l'analyse différée (en rouge). La courbe bleue représente le modèle d'Univers d'Einstein-de Sitter ($\Omega_M = 1$, $\Omega_\Lambda = 0$), la courbe verte le modèle correspondant aux résultats de l'analyse des données de la première année de SNLS ($\Omega_M = 0,26$, $\Omega_\Lambda = 0,74$, $w = -1$). On voit clairement qu'en dehors de quelques événements problématiques, les nouveaux candidats SNIa sont pleinement compatibles avec les supernovæ spectrées.

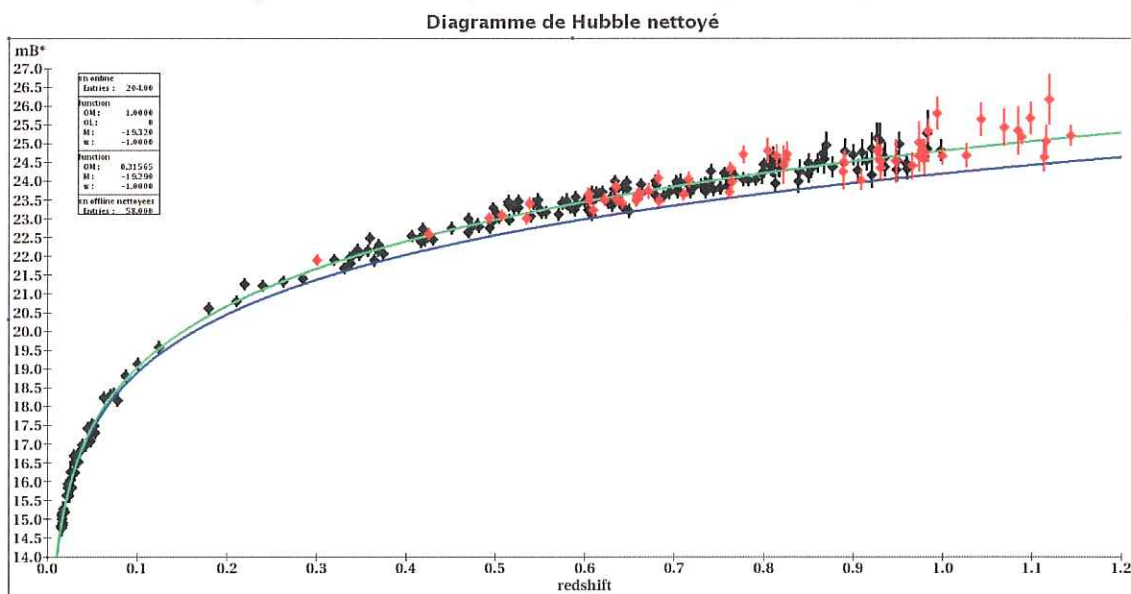


FIG. 7.8 – Le même diagramme, après un nettoyage des points à 3σ . Il contient 262 SNIa. La courbe verte représente le meilleur ajustement d'un modèle d'Univers plat avec cosmologie constante : $\Omega_M = 0,31 \pm 0,028$ (stat) $\pm 0,036$ (syst) et $\Omega_\Lambda = 0,69$.

- il reste quelques points aberrants qui ne semblent pas être des SNIa (ce sont probablement des SNIb/c, des SNII ou des AGN). Cela pose la question de la contamination, dans une analyse comme la nôtre et, plus généralement, dans la détection des SNIa.

La détermination de critères pour prévenir de toute contamination par des événements qui ne sont pas des SNIa est et sera de plus en plus un enjeu majeur des expériences de supernovæ, que ce soit *via* une analyse en temps réel ou une analyse différée.

Plusieurs pistes sont actuellement explorées. On peut par exemple suivre l'évolution des différentes couleurs de la supernova en fonction de la phase. On s'attend à ce que cette évolution soit différente pour des supernovæ thermonucléaires et gravitationnelles (les deuxièmes pouvant avoir une phase nébulaire plus lumineuse).

La figure 7.9 montre par exemple la courbe de lumière multi-filtres d'une supernova identifiée par son spectre comme de type Ib ou Ic. On voit que son évolution dans les phases tardives (plus de 30 jours après le maximum de lumière) s'éloigne nettement du modèle de courbe de lumière d'une SNIa.

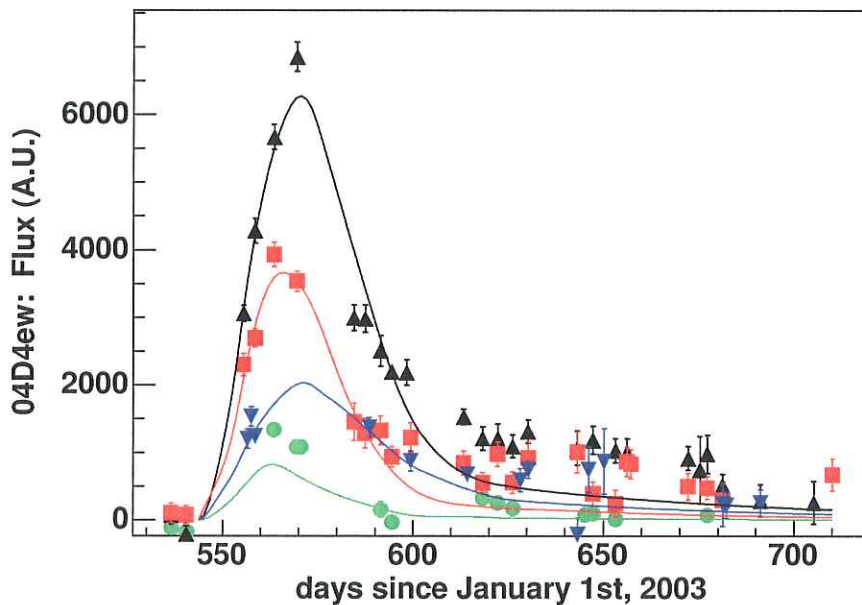


FIG. 7.9 – Courbe de lumière multi-filtres d'une SNIb/c. Si le pic de luminosité est assez bien ajusté, la phase nébulaire est très mal reproduite par le modèle de SNIa.

Enfin, l'utilisation de candidats SNIa n'ayant qu'un redshift photométrique pour la mesure des paramètres cosmologiques entraîne une erreur systématique sur les paramètres cosmologiques.

Pour l'évaluer, nous avons utilisé les 71 SNIa de Astier et al. 2006 et les avons placé à leur redshift photométrique. La détermination des paramètres cosmologiques donne alors

une valeur différente de Ω_M , de telle sorte que $\Delta\Omega_M = 0,02$. Nous interprétons ce décalage comme une erreur systématique introduite par l'utilisation de redshifts photométriques.

Lors de l'ajustement du modèle Λ CDM à notre diagramme de Hubble, nous ajoutons donc en quadrature aux erreurs systématiques existantes une contribution due au redshifts photométriques égale à $0,02 \times 58/71 = 0.016$, proportionnelle au nombre de candidats de l'analyse différée.

L'erreur systématique totale sur Ω_M passe alors de 0,032 à 0,036.

Cette erreur pourra être sensiblement réduite à l'avenir par la mesure après-coup du redshift spectroscopique de la galaxie-hôte, quand cette dernière est suffisamment brillante.

La figure 7.8 montre le diagramme de Hubble nettoyé des points aberrants. Il totalise 262 événements : 44 SNIa proches, 160 SNIa issues de l'analyse en temps réel et 58 SNIa issues de l'analyse différée.

Sont également indiqués les modèles d'Univers correspondant au modèle d'Einstein-de Sitter ($\Omega_M = 1, \Omega_\Lambda = 0$) et **au meilleur ajustement d'un modèle Λ CDM à ce lot de données :**

$$\begin{aligned}\Omega_M &= 0,31 \pm 0,028 \text{ (stat)} \pm 0,036 \text{ (syst)} \\ \Omega_\Lambda &= 0,69\end{aligned}$$

Ces valeurs sont compatibles avec celles mesurées dans l'analyse en temps réel des données de la première année (Astier et al. 2006).

7.4 Perspectives d'amélioration de l'analyse différée des données des grands relevés à grand champ

L'analyse différée présentée dans cette thèse représente une première tentative pour utiliser au mieux la grande potentialité d'une technique d'observation comme la recherche glissante (*rolling-search*).

Nous avons mis en place une chaîne d'analyse complète, qui va de la fabrication de la référence et de l'alignement des images à l'identification des candidats supernovæ et à l'estimation de leur redshift.

Néanmoins, de nombreuses améliorations peuvent être apportées à différentes étapes de cette chaîne d'analyse, et nous allons tenter d'en dresser une liste, sinon exhaustive, du moins assez complète pour qu'une amélioration sensible soit possible.

7.4.1 Photométrie

La première des choses à réaliser pour mener à bien la recherche différée d'événements transitoires est de disposer de courbes de lumières les plus précises possibles de tout ce qui a présenté une variation de luminosité pendant les observations.

Pour cela il faut :

- avoir à sa disposition des images de références les plus propres possibles, *ie* qui ne contiennent pas de signal ;
- aligner les images sur la grille de coordonnées de référence avec une très bonne précision ;
- optimiser la technique et le logiciel utilisés pour produire les images soustraites ;
- optimiser la technique de détection des événements ;
- mesurer avec précision dans les images soustraites le flux des événements détectés.

Alignements et fabrication des références

Gérer les images produites par MegaCam représente un défi en soi. Malgré le correcteur grand champ, des distorsions légères demeurent à l'échelle de 1 deg^2 , et de nombreuses autres causes introduisent des déformations d'une image à l'autre (voir chapitre 3).

Dans l'analyse présentée dans le cadre de cette thèse, il est apparu qu'un défaut d'alignement s'est produit sur le champ D1 (voir conclusion du chapitre 4). La conséquence directe a été une efficacité de détection nettement moins bonne par comparaison avec les autres champs.

Ce défaut d'alignement devra être compris et corrigé, tout comme il faudra contrôler la qualité des procédures d'alignement.

La fabrication de la référence est une étape cruciale de la chaîne photométrique. Il est préférable de disposer d'une référence qui ne contient pas le signal recherché : de cette manière, le flux des événements transitoires détectés est correctement mesuré lors de la soustraction d'image, puisque la référence ne contient que le flux de l'hôte.

Il peut donc sembler opportun à l'avenir de disposer de plusieurs références, une pour chaque année de recherche, constituées d'images des autres années. Cela n'était pas envisageable dans les contraintes temporelles de l'analyse présentée dans cette thèse, mais au fur et à mesure que les données s'accumuleront, nous disposerons de plus en plus d'images pour construire des références spécifiques à chaque saison d'observation.

Triton

Le logiciel Triton utilisé dans notre analyse a été initialement conçu pour la recherche de microlentilles gravitationnelles, par soustraction d'images, dans le cadre de l'expérience EROS.

Si l'algorithme retenu pour réaliser cette soustraction d'images est un algorithme générique indépendant du contenu des images, il n'est pas exclu que son implémentation dépende de leurs propriétés photométriques.

Même si EROS utilisait également un télescope à grand champ de vue, la qualité des images et l'échantillonnage spatial n'avaient rien de comparable avec ceux de MegaCam.

De même, le logiciel fonctionnait avec des images dont le fond du ciel était celui observé lors de la prise des données ; a contrario nous fonctionnons avec des images recalibrées, dont le fond du ciel peut être arbitrairement ramené à une valeur moyenne de 0 ADU

(c'est le cas en particulier de la référence); cette valeur s'est avérée être impropre au fonctionnement correct de Triton.

Enfin, il est possible qu'il soit nécessaire d'avoir une meilleure évaluation de la validité d'un point de mesure que celle donnée par le niveau de confiance CL que Triton accorde à la mesure des flux sur les images soustraites (voir chapitre 5).

Cela nous amène à dire qu'une réévaluation des propriétés et du fonctionnement de Triton est peut-être nécessaire pour s'assurer qu'aucun biais ou artefact n'est introduit à cette étape.

Le cas échant, une modification de son fonctionnement sera nécessaire pour l'adapter pleinement aux images recalibrées de SNLS.

Méthode de détection

Nous pouvons envisager plusieurs améliorations simples qui peuvent être apportées à la méthode "d'empilement" utilisée pour détecter les événements dans l'étape de photométrie :

- une amélioration simple serait d'empiler les détections sur une seule saison à la fois avant de détecter les événements.

Dans cette première analyse différée, nous avons empilé les détections sur les deux premières années de données, mais en faisant ainsi on augmente le niveau de bruit en autorisant des corrélations accidentelles entre du bruit survenu dans des saisons différentes.

Une étape d'empilement des détections individuelles sur une saison, suivie de la sélection des événements de cette même saison, permettrait de sensiblement réduire le bruit dû aux coïncidences fortuites ;

- les détections individuelles, dont les positions sont accumulées sur la carte à partir de laquelle les événements sont détectés, sont effectuées sur les images soustraites correspondant aux images individuelles. Ces images représentent, dans le filtre i' , un temps de pose de 520 secondes ; il y a par ailleurs entre 5 et 10 images prises à l'intérieur d'une même nuit.

Une possibilité d'amélioration de la chaîne de détection serait de construire d'abord une image composite somme d'images individuelles avant d'effectuer la soustraction et la détection. Ces images pourraient être prises sur une durée qui pourrait aller d'une même nuit à un *run*.

L'image composite aurait ainsi un temps de pose équivalent nettement supérieur à celui des images individuelles, d'où une réduction substantielle du bruit photométrique (gain d'un facteur \sqrt{N} sur le rapport signal/bruit, où N est le nombre d'images).

La soustraction d'image serait en conséquence plus propre et, le signal ressortant mieux du bruit, le seuil de détection sur les images soustraites pourrait être placé à un niveau plus élevé, réduisant le nombre de candidats à traiter par la suite, et donc le temps de cpu nécessaire (à présent de l'ordre de plusieurs semaines par champ).

Cette technique devrait également permettre de détecter les supernovæ les plus faibles (les plus lointaines), qui ne sont pas détectables sur les images individuelles ;

- de manière plus globale, les seuils de détection sur les images soustraites d’une part, sur la carte de l’empilement des positions de ces détections d’autre part, peuvent être ajustés à l’aide d’une simulation complète de supernovæ dans les images.

Cette simulation devrait naturellement parcourir l’espace des paramètres intrinsèques de ces supernovæ comme le redshift, le *stretch*, la couleur, ainsi que le positionnement par rapport à la galaxie-hôte et tout autre paramètre pertinent pour l’optimisation de l’efficacité de détection ;

- enfin, un ou plusieurs autre(s) filtre(s) pourrai(en)t être utilisé(s) pour détecter les événements, que cela soit à l’étape de photométrie ou à celle d’analyse des courbes de lumière.

Dans l’étape de photométrie, il suffirait d’empiler les détections issues des images individuelles (ou composites) des différents filtres. Pour ce genre d’amélioration, le filtre r' s’impose comme celui dont l’apport serait le plus important, étant donné qu’il suit le même échantillonnage temporel que le filtre i' .

Cependant, si l’on veut un jour rechercher les supernovæ les plus lointaines, situées à un redshift supérieur à 1, il faudra peut-être envisager d’ajouter le filtre z' , qui contient plus de flux que r' pour ces redshifts.

Les quelques modifications proposées ici ne prétendent pas constituer une liste exhaustive des améliorations qu’on peut apporter à l’étape de détection des événements.

Elles représentent cependant des améliorations probablement substantielles de ladite étape, eû égard à notre expérience du fonctionnement de la chaîne de photométrie différée présentée dans cette thèse.

7.4.2 Analyse des courbes de lumière

Ajustement analytique

L’ajustement analytique utilisé dans l’analyse différée présentée dans cette thèse est extrêmement simple (voir chapitre 5). Ce choix est dû au fait que l’ajustement doit se faire sur des millions de courbes de lumière, ce qui nous a conduit à favoriser, au moins dans un premier temps, la simplicité.

La montée en luminosité des supernovæ est comparée à une fonction de Fermi :

$$\frac{1}{1 + \exp \frac{-(t-t_0)}{\tau}}$$

et la descente est représentée par une exponentielle :

$$\exp \frac{-(t - t_0)}{3\tau}$$

Aucune de ces deux fonctions ne correspond en réalité à la courbe de lumière d’une supernova. La qualité de l’ajustement est donc assez variable et, pour ne pas perdre trop

de supernovæ, nous sommes obligés de ne pas appliquer des coupures trop strictes sur les paramètres de cet ajustement, ce qui complique la procédure de sélection des événements.

Une amélioration sensible de l'analyse différée serait donc l'utilisation d'un modèle de courbe de lumière plus réaliste :

- une formulation analytique plus complexe qui prenne en compte à la fois la forme exacte (dans une bonne approximation) de la courbe de lumière d'une SNIa et ses variations avec le redshift ;
- ou un modèle numérique construit à partir de courbes de lumière observées, qui présenterait l'avantage de bien modéliser la réalité mais nécessiterait une procédure d'ajustement plus lourde.

Simulation de courbes de lumière

Dans un futur proche, il est envisagé d'estimer l'efficacité de la chaîne photométrique sur l'ensemble de la mosaïque à l'aide d'une simulation qui positionne des supernovæ sur les images elles-mêmes (voir chapitre 4, section 4.3).

La mesure de l'efficacité de l'analyse (chapitres 5 et 6) sera ensuite évaluée par une simulation (également en cours de développement) de courbes de lumière de supernovæ.

Il nous reste maintenant à faire le bilan et la conclusion générale de l'analyse différée des données de SNLS présentée dans cette thèse.

Conclusion

Le *SuperNova Legacy Survey* est une expérience de deuxième génération de mesure des paramètres cosmologiques à l'aide des supernovæ de type Ia, qui fait suite à la découverte inattendue fin 1998, de l'accélération de l'expansion de l'Univers. On attribue cette accélération à une mystérieuse "énergie du vide" ou "constante cosmologique". De nombreux modèles ont été proposés pour tenter d'expliquer cette composante, largement majoritaire, de notre Univers.

SNLS est actuellement à la moitié de sa durée de vie (5 ans), et rencontre déjà un succès considérable. Les résultats de la première année de données, publiés début 2006 (voir Astier et al. 2006 [3]), confirment les mesures précédentes des densités d'énergie de la matière noire et de l'énergie noire, et permettent déjà d'améliorer la connaissance de l'équation d'état de cette dernière.

Cette thèse présente la recherche de supernovæ de type Ia à l'aide d'une analyse différée des données de SNLS. La technique d'observation utilisée dans cette expérience (recherche glissante ou *rolling-search*) permet non seulement de fusionner les étapes classiques de détection et de suivi photométrique des candidats SNIa, mais également de revenir sur les données après-coup pour détecter les supernovæ ratées, étudier les éventuels biais de sélection et, au-delà, analyser l'ensemble des phénomènes transitoires qui se produisent dans les champs observés.

Ce type d'analyse n'avait encore jamais été menée pour des données atteignant une telle profondeur.

Pour cela nous avons mis en place une chaîne de traitement des images, de photométrie et d'analyse complètement indépendante de celle utilisée pour l'analyse en temps réel des données de SNLS.

Une méthode de détection originale a été retenue, basée sur la corrélation en position sur les différentes images des événements transitoires ponctuels comme les supernovæ. 1200 images de MegaCam ont été utilisées, pour un total de 4×10^{11} pixels indépendants analysés. Des millions de courbes de lumière ont ainsi été produites dans le filtre i' , utilisé pour effectuer une pré-sélection de nos candidats.

L'utilisation des courbes de lumière dans les quatre filtres de SNLS nous a alors permis de finaliser la sélection et l'identification, basée uniquement sur leur courbe de lumière, de candidats SNIa. En particulier, une méthode d'estimation photométrique du redshift de nos candidats a été développée, méthode qui, bien qu'à un stade encore préliminaire, donne déjà des résultats très encourageants pour l'avenir.

Une des grandes différences entre la chaîne d'analyse en temps réel et notre chaîne d'analyse est que cette dernière repose entièrement sur des critères de sélection automatiques, ce qui la rend insensible à d'éventuels biais de sélection dus aux décisions humaines. Une telle sélection, entièrement automatisée, de candidats SNIa n'avait également encore jamais été développée.

Cette analyse, menée sur les données de trois des quatre champs de SNLS et sur une période de deux ans, nous a permis de découvrir 73 candidats SNIa supplémentaires par rapport aux SNIa identifiées dans la chaîne d'analyse en temps réel. Une fraction non négligeable de ces candidats avaient été repérés comme candidats SNIa dans l'analyse en temps réel, mais si l'on compare les SNIa identifiées en bout de chaîne, cela représente une augmentation de plus de 50% du nombre de supernovæ.

L'étude des propriétés de ces candidats supernovæ nous a montré que l'on détecte deux catégories de candidats SNIa manqués par l'analyse en temps réel, selon des effets de sélection attendus : des candidats lointains, et donc moins lumineux, et des candidats situés très près du centre de leur galaxie-hôte.

La comparaison des distributions de leur propriétés intrinsèques ne montre aucune différence pour ce qui est de la couleur des candidats supernovæ; par contre les valeurs de *stretch* des candidats découverts sont sensiblement inférieures à celles des candidats issus de l'analyse en temps réel.

Sans que l'on sache encore si cette caractéristique est due à un effet de sélection, attendu lui aussi (les candidats moins lumineux ont des valeurs de *stretch* plus faibles), ou si un autre mécanisme entre en jeu, on peut déjà affirmer que les résultats cosmologiques tirés de l'utilisation des SNIa ne sont absolument pas remis en cause par les résultats de notre analyse.

En combinant les résultats des deux chaînes d'analyse, nous avons pu effectuer une première mesure du taux d'explosion des SNIa pour des valeurs de redshift modérées ($z \in [0, 2; 0, 6]$), gamme dans laquelle nous pensons avoir un échantillon très proche de la complétude :

$$\tilde{R}_{\text{SNIa}} = 2,8 \pm 0,7 \times 10^{-5} \text{ SNIa.an}^{-1}.\text{Mpc}^{-3}$$

Enfin, nous avons également pu tracer le diagramme de Hubble regroupant l'ensemble des données de SNLS à ce jour (figure 1), et vérifier ainsi que les candidats SNIa issus de l'analyse différée sont compatibles avec les SNIa spectrées en terme de mesure des paramètres cosmologiques.

Le meilleur ajustement d'un modèle Λ CDM à notre lot de données nous donne :

$$\Omega_{\text{M}} = 0,31 \pm 0,028 \text{ (stat)} \pm 0,036 \text{ (syst)}$$

$$\Omega_{\Lambda} = 0,69$$

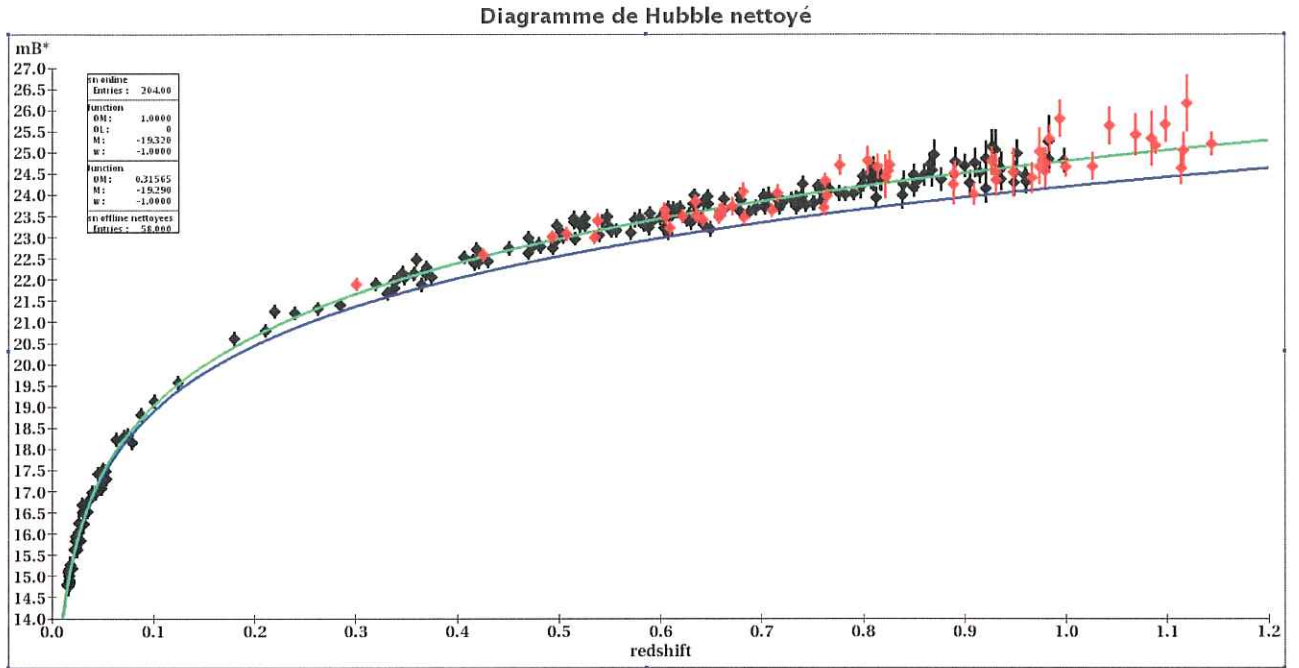


FIG. 1 – Diagramme de Hubble des 262 SNIa issues de l’analyse en temps réel (en noir) et de l’analyse différée (en rouge). La courbe bleu représente le modèle d’Univers d’Einstein-de Sitter ($\Omega_M = 1$, $\Omega_\Lambda = 0$), la courbe verte représente le meilleur ajustement d’un modèle d’Univers plat avec constante cosmologique : $\Omega_M = 0,31 \pm 0,028$ (stat) $\pm 0,036$ (syst) et $\Omega_\Lambda = 0,69$.

Cette analyse différée des données du *SuperNova Legacy Survey* permet donc d’ouvrir de nouveaux horizons, tant sur la vérification d’éventuels biais dans les mesures actuelles des paramètres cosmologiques par les expériences de supernovæ que pour préparer les futures expériences de troisième génération, au sol ou de l’espace, qui verront la détection de milliers, voire de dizaines de milliers, de supernovæ.

Elle permet également à terme l’étude de l’ensemble des phénomènes transitoires (supernovæ de tous types, sursauts gamma) observés par une technique de *rolling-search*, ainsi que des objets présentant des variations de luminosité (AGNs, quasars).

Annexes

DEMON

ou

la prochaine génération des relevés spatiaux multi-longueur d'ondes

Introduction

DEMON, pour **D**ark **E**nergy and **M**atter **O**bservational **N**exus, est un projet de satellite développé au cours de l'école d'été de l'ESA⁸¹ qui s'est tenue à Alpbach⁸², dans le Tyrol autrichien, la deuxième quinzaine de juillet 2005. Le thème de cette école était "Dark Matter and Dark Energy in the Universe". De nombreuses présentations résumaient l'état des lieux et les perspectives de la Cosmologie aujourd'hui, ainsi que les grands principes des missions spatiales.

Il était par ailleurs demandé aux étudiants participants, réunis en petits groupes de travail de 13 - 14 personnes, de proposer un projet de satellite qui permettrait selon eux de faire une percée significative dans la compréhension de l'Univers, dont la composition reste aujourd'hui encore très mystérieuse. L'étude devait porter à la fois sur l'aspect scientifique lui-même et sur sa concrétisation pratique, du choix de l'instrumentation à la définition de l'orbite, au choix du lanceur et à une estimation du coût global de la mission.

A l'issue de ces deux semaines très intenses, les groupes présentaient leur projet dans un rapport qu'ils soutenaient devant un jury de spécialistes internationaux. DEMON a reçu un accueil particulièrement positif, et il nous a été demandé de continuer à travailler notre projet afin de le proposer à une conférence de l'*International Society for Optical Engineering* (SPIE⁸³) qui se tiendra début mai 2006 à Orlando, Floride. Nous avons donc continué à travailler sur notre projet, nous rencontrant même une semaine en novembre à Graz pour un atelier de travail qui nous a permis d'aboutir à l'article qui se trouve ci-après.

Je vais décrire rapidement le principe général et les principales caractéristiques de DEMON, avant de préciser à quels domaines j'ai personnellement contribué.

⁸¹European Spatial Agency

⁸²<http://www.asi.it/sito/Announcement.pdf>

⁸³<http://www.spie.org/>

1 Description

DEMON est un satellite double, qui combine des observations dans une partie des domaines optique et proche-infrarouge d'une part, des rayons X d'autre part. Il se propose de réaliser en 5 ans une observation de plus de 5000 deg² du ciel dans ces domaines de longueurs d'onde, pour effectuer une mesure avec une précision jamais atteinte du *cosmic shear* d'une part, des amas de galaxies et des fonctions de distributions associées d'autre part.

L'analyse combinée de ces observations, dont les contraintes sur les paramètres cosmologiques sont orthogonales, permettra de mesurer lesdits paramètres avec une précision exceptionnelle.

1.1 Un télescope optique

La partie centrale de DEMON est constituée d'un télescope optique de 2m de diamètre. La configuration retenue est celle d'un télescope anastigmat à trois miroirs, monté dans la configuration de Korsch (1980). A ce montage initial est ajouté après le miroir tertiaire un système optique, composé de lentilles, qui permet une magnification du champ de vue⁸⁴. Ce dernier est de 0,9 deg².

Le plan focal (cf article) sera équipé de CCDs et de *pixel arrays*, afin de mener les observations respectivement dans un filtre large⁸⁵ (600 - 1000 nm) et dans les bandes J, H et K standard du proche infrarouge (1 - 2,5 μm). Le détecteur, divisé en quatre parties, comptera en tout près de 2.10⁹ pixels, 10⁹ pour le filtre large et 3, 11.10⁸ pour chacun des autres filtres.

La résolution dans le filtre large, qui servira à la mesure scientifique principale, atteindra 0.053", ce qui est quasiment comparable à celle du *Hubble Space Telescope*.

1.2 8 télescopes X

Le télescope central de DEMON est entouré de 8 télescopes X ayant des axes optiques parallèles à celui du télescope central.

Chaque télescope aura un champ de vue d'environ 1700 minutes², et sera optimisé pour avoir une sensibilité maximale dans la gamme d'énergie 0,5 - 10 keV, pour une résolution maximale de 130 eV à 6 keV.

1.3 Un relevé complémentaire au sol

La mesure du *cosmic shear* n'est réellement utile que si l'on peut associer leur redshift aux galaxies dont on mesure la forme. Comme il n'est pas envisageable d'obtenir le redshift spectroscopique de près de 2.10⁹ galaxies⁸⁶, il faut utiliser une évaluation de leur redshift basée sur leur photométrie.

⁸⁴Allongeant de fait la distance focale de l'ensemble

⁸⁵Correspondant à peu près aux filtres standards R, I et z

⁸⁶Nombre de galaxies qui devraient être observées par DEMON

Mesurer le redshift avec une précision satisfaisante pour notre projet (de l'ordre de $\delta z = 0,03(1+z)$) requiert au moins 6 filtres couvrant le spectre visible d'une galaxie (dans son référentiel). Cela implique d'avoir une bonne mesure des flux dans les bandes U, B, V, R, I, J, H et K pour des redshifts entre 0 et 2. Les 4 derniers étant mesurés depuis l'espace, le projet DEMON nécessite un relevé complémentaire au sol, dans les bandes U, B, V et R, qui couvre ses 5000 deg².

Cette mesure pourra s'effectuer dans le cadre d'un partenariat entre l'ESA et l'ESO⁸⁷ ; de manière plus générale, des projets comme DarkCam, Pan-STARRS⁸⁸ ou DES⁸⁹, qui vont démarrer dans les années à venir, pourraient fournir à DEMON une bonne partie des observations basées au sol dont il a besoin.

1.4 But scientifique

La mesure du *cosmic shear*, à travers le *weak-lensing* des galaxies, est un outil puissant, purement géométrique, pour la détermination précise des paramètres cosmologiques. Il permet de remonter au spectre de puissance de la matière noire sur la ligne de visée.

Le temps de pose est de 4000 secondes par champ de vue, ce qui permettra d'atteindre la magnitude limite équivalente $I_{AB} = 27$ et ainsi d'être quasiment complet jusqu'à un redshift de 2.

L'utilisation des redshifts photométriques, qui devraient atteindre une précision de $0,03(1+z)$ grâce aux 8 filtres optiques et infra-rouges d'observation, permettra de diviser l'échantillon des galaxies observées en plusieurs tranches de redshift. Il sera alors possible de suivre l'évolution de ce spectre de puissance de la matière noire avec le redshift. Cette évolution est sensible aux propriétés de l'énergie noire, cette dernière influant sur rythme de formation des structures.

D'autre part, la très grande sensibilité de DEMON dans le domaine des rayons X permettra d'observer tous les amas de galaxies d'une masse supérieure à $10^{14} M_{\odot}$ jusqu'à un redshift de 1,5, produisant ainsi un catalogue de 25.000 amas sélectionnés en flux (au-dessus de 10^{-14} erg.cm².s⁻¹).

Ce catalogue permettra de mesurer le spectre de puissance des amas de galaxies et l'évolution de l'abondance des amas avec le redshift, tous les deux sensibles aux paramètres cosmologiques.

La résolution spectrale de DEMON permettra également de contraindre ces mêmes paramètres *via* la fonction de masse des amas ou sa fraction baryonique, qui peuvent être déterminées grâce à la mesure de la température moyenne et la brillance de surface de ces amas.

⁸⁷European Southern Observatory

⁸⁸Panoramic Survey Telescope & Rapid Response System , <http://pan-starrs.ifa.hawaii.edu/public/>

⁸⁹Dark Energy Survey, <http://www.darkenergysurvey.org/>

2 Travail personnel sur le projet

Ma participation personnelle à ce projet a principalement porté sur :

- la sélection du télescope utilisé, en particulier le choix d'un télescope à trois miroirs. En effet, aucun télescope classique à deux miroirs⁹⁰, suivant par exemple un montage Cassegrain ou bien Ritchey-Chrétien, ne pouvait nous permettre d'avoir un grand champ de vue tout en maintenant les aberrations à un niveau convenable pour la mesure du *weak-lensing*. Cela aurait pu être possible avec un télescope de Schmidt, télescope qui contient une lame correctrice pour corriger les aberrations restantes, mais la finesse et la fragilité de ce type de lame empêche que ce montage soit utilisé pour l'espace. Nous avons donc choisi un montage à trois miroirs, suivant un montage de Korsch, montage qui présente les avantages d'être plus compact et de corriger naturellement toutes les aberrations sphériques, de coma et d'astigmatisme de troisième ordre
- le calcul de ses principales dimensions et de ses principaux paramètres, selon les cahiers des charges respectifs du programme scientifique d'une part, des contraintes et dimensions du lanceur d'autre part ;
- la définition du plan focal, de ses dimensions ; le calcul du nombre de pixels, CCD et *pixel arrays* nécessaires et le choix des différentes technologies pour les filtres ; enfin la disposition des différents filtres dans le détecteur ;
- le contrôle des dimensions des différentes parties du satellite, télescope optique, télescopes X, module détecteur, module de service, pour s'assurer qu'il corresponde au cahier des charges du lanceur ;
- l'évaluation globale de la masse du satellite, afin que les paramètres de l'orbite et du carburant embarqué puissent être calculés de manière assez précise ;
- enfin l'évaluation finale du coût de chaque sous-ensemble du projet, afin d'estimer le coût global de la mission DEMON. Bien que ne partant d'aucune connaissance réelle de ce sujet précis, l'estimation livrée a été jugée très satisfaisante, voire conservatrice, par le jury. Ainsi nous avons estimé notre projet à une valeur de 578.5 M-€ :
 - a) 106 M-€ pour les télescopes et l'instrumentation, à savoir 16 M-€ pour les télescopes X, 50 M-€ pour le télescope principal et 40 M-€ pour le plan focal optique et infrarouge
 - b) 200 M-€ pour la plateforme (la même que *XMM-Newton*)
 - c) 50 M-€ pour le lanceur (*Soyouz*)
 - d) 100 M-€ pour le support au sol (20 M-€ par an)
 - e) 12.5 M-€ pour les observations à partir du sol⁹¹ (2,5 M-€ par an)

⁹⁰De taille raisonnable pour l'espace

⁹¹Ces valeurs sont bien évidemment encore assez approximatives

DEMON: a Proposal for a Satellite-Borne Experiment to study Dark Matter and Dark Energy

Alicia Berciano Alba^{a,b}, Pedro Borges da Silva^c, Hans Eichelberger^d, Francesca Giovacchini^{e,f}, Mareike Godolt^g, Günther Hasinger^h, Michael Lerchster^{i, h}, Vincent Luset^j, Fabio Mattana^k, Yannick Mellier^l, Michał Michałowski^m, Carlos Monteserin-Sanchezⁿ, Fabio Noviello^o, Carina Persson^p, Andrea Santovincenzo^q, Peter Schneider^r, Ming Zhang^s, Linda Östman^t

^a Joint Institute for VLBI in Europe, postbus 2, 7990 AA Dwingeloo, The Netherlands;

^b Kapteyn Astronomical Institute, P.O. box 800, 9700AV Groningen, The Netherlands;

^c Fundação Navegar, Centro Multimeios de Espinho, Av. 24 n° 800 Espinho, Portugal;

^d Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, 8042 Graz, Austria;

^e Department of Physics, Bologna University, via Irnerio 46, I-40126 Bologna, Italy;

^f Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Viale B. Pichat 6/2, I-40127 Bologna, Italy;

^g Astrophysical Institut Potsdam, An der Sternwarte 16, 14482 Potsdam, Germany;

^h Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics, Giessenbachstr., D-85748 Garching, Germany;

ⁱ University Observatory Munich, Faculty for Physics at the Ludwig Maximillians University, Scheinerstr. 1, 81679 Munich, Germany;

^j Service de Physique des Particules, Commissariat á l'Energie Atomique - Saclay, bat 141 F-91191 Gif-sur-Yvette cedex, France;

^k Istituto Nazionale di Astrofisica, Istituto di Astrofisica Spaziale e Fisica Cosmica di Milano, Via Bassini 15, 20133 Milano, Italy;

^l Institut d'Astrophysique de Paris, 98 bis Boulevard Arago, F-75014 Paris, France;

^m DARK, University of Copenhagen, Juliane Maries Vej 30, 2100 Copenhagen, Denmark;

ⁿ Instituto de Fisica de Cantabria, Avd. Los Castros s/n, E-39005 Santander, Spain;

^o Dept. of Experimental Physics, NUI Maynooth, Maynooth, Co. Kildare, Ireland;

^p Onsala Space Observatory, Chalmers University of Technology, S-439 92 Onsala, Sweden;

^q ESA/ESTEC TEC-SYE, P.O. Box 299, NL-2200 AG Noordwijk ZH, The Netherlands;

^r Argelander-Institut für Astronomie, Auf dem Hügel 71, D-53121 Bonn, Germany;

^s University of Manchester, Jodrell Bank Observatory, Macclesfield SK11 9DL, UK;

^t Department of Physics, Stockholm University, SE 106 91, Stockholm, Sweden;

ABSTRACT

We outline a novel satellite mission concept, DEMON, aimed at advancing our comprehension of both dark matter and dark energy, taking full advantage of two complementary methods: weak lensing and the statistics of galaxy clusters. We intend to carry out a 5000 deg² combined IR, optical and X-ray survey with galaxies up to a redshift of $z \sim 2$ in order to determine the shear correlation function. We will also find ~ 100000 galaxy clusters, making it the largest survey of this type to date. The DEMON spacecraft will comprise one IR/optical and eight X-ray telescopes, coupled to multiple cameras operating at different frequency bands. To a great extent, the technology employed has already been partially tested on ongoing missions, therefore ensuring improved reliability.

Keywords: observational cosmology, space missions, dark matter, dark energy

Further author information: (Send correspondence to A.B.A.)

A.B.A.: E-mail: berciano@astro.rug.nl, Telephone: +31 50 363 3505

1. INTRODUCTION

The open question concerning the nature of dark matter and dark energy is certainly one of the most compelling issues of modern astrophysics, that demands new and better observations in order to be answered. Until the physical properties of dark matter can be determined experimentally (something that cannot be done in the laboratory up to now), trying to improve our knowledge about these properties implies improving the current measurement of the cosmological parameters. In particular, in the case of dark energy, the first crucial step is to try to distinguish a cosmological constant model from time dependent quintessence models.

The current best constraints on the cosmological parameters come from the combined results of three different techniques with complementary degeneracies: SNIa experiments, CMB measurements, and the study of galaxy clusters. In addition to these well known methods, weak lensing is emerging as one of the most powerful and robust probes of the large scale structure of the universe and the nature of dark matter and dark energy.¹⁻³

Several existing and proposed wide-field weak lensing surveys, ground-based* and space borne† are currently being developed. In order to contribute to the design of possible space missions we present DEMON (Dark Energy and Matter Observational Nexus), a novel concept satellite conceived to study the properties of dark matter and dark energy combining two complementary techniques: weak lensing and clusters statistics.

2. OVERVIEW: WEAK LENSING AND CLUSTER STATISTICS

In order to address the above science questions, DEMON will carry out a combined optical/IR and X-ray wide-field survey to provide the required data for weak lensing and cluster statistic studies. Sections 2.1 and 2.2 explain the basis of both techniques and the usefulness of combining them to study the problem of dark matter and dark energy.

2.1. Weak lensing

The weak gravitational lensing effect is the deflection of light by large scale structures along the line-of-sight. This produces a coherent distortion of the shape of observed background galaxies (cosmic shear), which contains information about the three dimensional mass distribution of the universe and also about the structure growth with time. The cosmic shear maps obtained from weak lensing surveys can be used to reconstruct the dark matter power spectrum, prove the effect of dark energy in the geometry of the universe (geometrical tests), and measure the cosmological parameters analysing the 3D shear power spectrum in redshift slices (tomography). These maps can be obtained through the statistical properties of the observed ellipticity of galaxies, which requires a large statistical sample of galaxies and very good image quality to measure the galaxy ellipticities reliably.

Since the cosmic shear is only due to gravity, weak lensing does not suffer from galaxy bias uncertainty like the baryon oscillation technique, and is not affected by evolution and/or environmental effects as may be the case for SNIa. In addition, weak lensing offers a unique method to probe the matter distribution in the transition domain from quasi-linear to non-linear scales at medium redshifts which cannot be addressed by any of the other techniques. Studies of cosmic shear already have led to significant constraints on cosmological parameters, most noticeably on the normalisation of the power spectrum.⁴

2.2. Cluster statistics

Clusters of galaxies are the largest and most recently collapsed objects in the universe. While their formation and evolution are driven by gravity, their large scale distribution and growth rate are also affected by dark energy. Two methods involving clusters are especially promising in cosmology: determining the redshift evolution of the matter power spectrum, and measuring the redshift evolution of the cluster mass function (the abundance of clusters as a function of mass).⁵ Comparing these statistical quantities with those predicted by structure formation theory allow us to measure the cosmological parameters and the equation of state of dark energy.⁶

*VISTA (Visible & Infrared Survey Telescope for Astronomy), Pan-STARRS (Panoramic Survey Telescope And Rapid Response System), LSST (Large Synoptic Survey Telescope), CFHTLS (Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey), KIDS (Kilo-Degree Survey) and DES (Dark Energy Survey)

†JDEM (Joint Dark Energy Mission) from NASA-DOE and DUNE (Dark UNiverse Explorer) from CNES, also proposed for ESA's Cosmic Vision

Cluster statistics require mass determination for each cluster, which can be inferred from observables such as the intracluster gas temperature in the X-ray spectrum, and the bolometric X-ray luminosity.⁷ Some X-ray surveys of galaxy clusters have measured the power spectrum and the cluster mass function,⁸ but not its evolution with redshift. Missions like XMM-Newton with a random survey precludes any studies based on spatial correlation (such as the matter power spectrum). These effects are even more important for the Chandra X-ray Mission and the planned XEUS (X-ray Evolving Universe Spectroscopy Mission) and Constellation-X mission, with their smaller fields of view.

In order to reach estimates with errors of a few percent, observations of ten thousand galaxy clusters in contiguous fields and with well defined completeness are needed.⁵ This goal can be efficiently accomplished by a wide-field X-ray survey. In addition, the mass–luminosity/temperature relations needed for cluster statistics studies can be considerably improved with additional mass measurements⁹ provided by alternative methods like weak lensing.¹⁰ Since weak lensing and cluster statistics also provide complementary measurements of the cosmological parameters, it is very suitable to combine them in the same mission.

3. SCIENCE CASE

The main goal of the DEMON satellite is to provide optimum quality data for weak lensing studies, the scientific requirements are discussed further in Sect. 3.1. On the other hand, since cluster statistic studies are an interesting additional feature for the mission, we intend to take advantage of the X-ray telescopes developed for the eROSITA mission to carry out a simultaneous X-ray survey. The characteristics of such an X-ray survey are explained in Sect. 3.2.

3.1. Weak lensing scientific requirements

Since the weak lensing technique is based on measurements of galaxy shapes, high image quality is a mandatory requirement in order to achieve optimal results. That makes a space-based wide-field survey the natural option to overcome the limitations produced by the degradation of the images in ground based surveys (smearing due to atmospheric seeing, PSF instabilities, weather instabilities and telescope instabilities due to flexures and wind-shake). A space telescope provides a diffraction limited and stable point spread function (PSF) minimising the systematics of the images, and allowing the detection of more faint resolved galaxies.

In order to provide a high sample of galaxies to minimise statistical errors, we need a large sky coverage and a high number density of resolved galaxies for shape measurements.¹¹ With a limiting magnitude of $I_{AB} \sim 27$, a galaxy density of $\sim 60 - 100 \text{ arcmin}^{-2}$ is expected.^{11–15} This provides a galaxy sample with $\langle z \rangle \sim 1.3 - 1.4$,^{13,16} suitable to probe the range¹⁷ $z = 0 - 2$ in which the effect of dark energy is more prominent.¹⁸ According to Tyson et al.,¹¹ ellipticity values can be retrieved for galaxies larger than $1.2 \times \text{PSF}$. Since galaxies with $I_{AB} \sim 27$ have mean sizes ($2 \times \text{half-light radius}$) of $\sim 0.2''$,¹⁴ we need a telescope with a full width half maximum (FWHM) of the PSF $\leq 0.17''$. In addition, accurate measurements of galaxy shapes require a FWHM sampling of at least 2×2 pixels for a proper PSF deconvolution.

To assess the above scientific requirements, we studied a baseline model consisting of a 2 meter telescope similar to the one suggested for SNAP¹⁹ (SuperNova/Acceleration Probe). We intend to cover 5000 deg^2 with an exposure time of 4 ks per filter. The instrumentation requirements are described in Sect. 4.1.

Weak lensing tomography also requires the determination of the photometric redshifts of the galaxy sample (too big for spectroscopic redshift measurements) which can be obtained with a targeted accuracy of the order of $0.03(1+z)$ using 8 filters.²⁰ Since it is not practical to include them all in a single spacecraft, a ground-based optical wide-field imaging survey done in parallel will be needed to achieve the mentioned accuracy. The minimum requirement for the ground-based survey is a 4 meter diameter optical telescope with a 3 deg^2 field of view (FOV) operating in the U, B, V, and R bands. Projects of this kind, such as VISTA, KIDS, Pan-STARRS... are currently being developed. The IR filters should be included in the spacecraft, since the sensitivity of ground-based IR observations is severely limited by atmospheric and thermal effects.

3.2. X-ray survey characteristics

The kind of X-ray survey that we can perform with DEMON is determined by: (1) the sky coverage (5000 deg²) and exposure time (16 ks per pointing) imposed by the weak lensing mission requirements, and (2) the technical specifications of the X-ray telescopes developed for the eROSITA mission (see Sect. 4.2 for details).

The eROSITA telescopes are optimized for cluster statistics studies. In particular, they provide an angular resolution of $< 15''$, suitable to distinguish between galaxy clusters and point-like X-ray sources.²¹ With an energy resolution of 130 eV at 6 keV, they also provide an X-ray spectrum with enough resolution to measure the mean cluster gas temperature.

An X-ray instrument composed by 8 of such a telescopes will have a total FOV of 3.55 deg². Combined with an exposure time of ~ 64 ks per pointing, such an instrument will reach a minimum flux of 8×10^{-15} erg cm⁻² s⁻¹ in the energy range 0.5 – 2 keV. Under this conditions, the DEMON X-ray survey is expected to detect ~ 20 clusters per deg² and identify, in the observed region of the sky, all the clusters with a mass $\gtrsim 2 \times 10^{14} M_{\odot}$ up to $z \sim 1.5$. Therefore, DEMON will produce a catalog of ~ 100000 clusters with a mean redshift of 0.75. The flux-selection will avoid the contamination from clusters highly affected by non-gravitational heating, mainly non massive and non relaxed.⁸

The study of the evolution of the matter power spectrum and cluster mass function requires an error ~ 0.02 in the cluster redshift measurements.⁵ This information will be provided by the DEMON (combined with the required ground-based survey) with a median accuracy of 0.07 for the redshift of each galaxy. Therefore, redshift measurements of ~ 12 galaxies per cluster will be enough to achieve the required precision.

Another interesting feature of the DEMON compared to other X-ray surveys is that, due to the flux limit and survey area that is going to cover, it will explore a measurement domain that was not done before.

4. INSTRUMENTATION

The baseline optical concept will comprise a 2 m diameter optical/IR telescope encircled by eight 0.358 m diameter X-ray telescopes. Below, the optical/IR and X-ray telescopes and detectors are described. The specifications of both instruments are summarized in Tables 1 and 2.

4.1. Optical/IR telescope and detectors

The main DEMON optical/IR instrument is a three-mirror anastigmatic Korsch telescope²² (see Figure 1). This configuration produces an achromatic image limited by diffraction over a planar field of more than 1 deg², and has been used extensively in space. Honeycomb sandwich mirror technology is chosen to minimize the mass of the mirror.

DEMON will be equipped with 4 filters: one optical broad-band filter to measure the galaxy shapes (R+I+z, centered at 0.8 μm with 0.2 μm width), and 3 IR filters to determine the photometric redshifts (J, H and K).

In the broad band filter, the size of the telescope FWHM PSF is 0.08'', which requires an angular resolution of 0.04''/pixel (to be properly sampled) and a pixel size of 5 μm . Since this pixel size is much smaller than the current technology available, the DEMON pointing strategy will take advantage of micro-dithering²³– the integration time is divided into two sub-pointings separated by half a pixel. This allows us to use a pixel $\sqrt{2}$ times larger. Combined with a magnifying lens system (to enlarge the image by a factor of 1.5), the PSF can then be properly sampled using 10 μm pixels. Since there is no need for this high resolution for the infrared filters, we can use IR detectors with the standard pixel size of 18 μm (0.085''/pixel).

The DEMON focal plane is a ring with a partially vignetted area in the center, where the detectors are situated in four 20' \times 40' rectangular areas (see Figure 2). The four filters are settled in one direction to cover the same FOV, which requires an orthogonal scanning strategy. In total DEMON will have 128 CCDs (2627 \times 2627 pixels each) for the broad-band filter, and 80 IR pixel arrays (2335 \times 973 pixels each) for each of the IR filters.

The SNAP collaboration have successfully developed a new type of large format back-illuminated p-channel CCDs with 10.5 μm pixels, specially suitable for space.²⁴ Therefore, the development of 10 μm pixels will not be a technical problem. For the IR detectors we can use HgCdTe devices from Rockwell with a 2.5 μm wavelength cut-off.

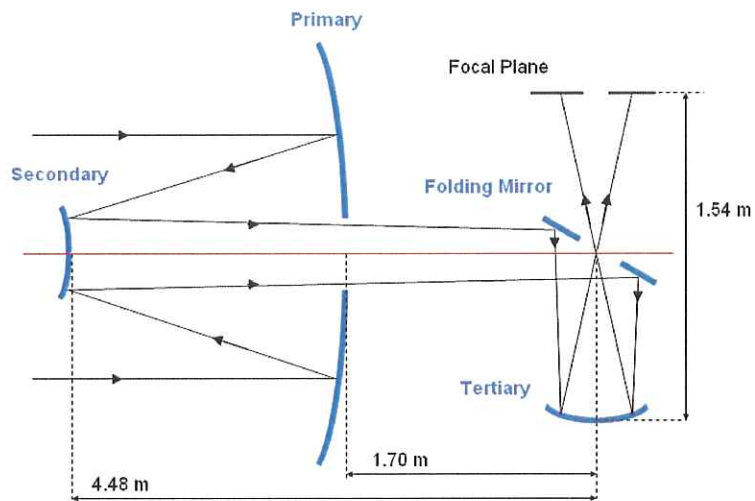


Figure 1. The optical mirror system (not to scale), without magnifying lens system.

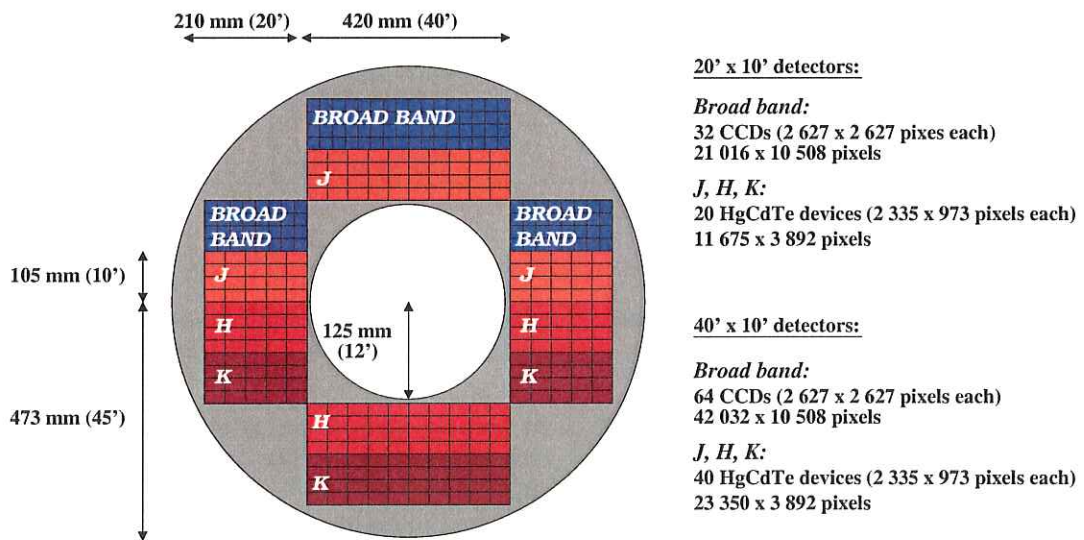


Figure 2. Optical/IR focal plane and detectors.

Table 1. Specifications of the optical/IR system.

Parameter	Value
Telescope	3-mirror system
Focal length	24 m
Effective focal length	36.12 m
Primary mirror diameter	2000 mm
Primary mirror thickness	400 mm
Secondary mirror diameter	466.7 mm
Tertiary mirror diameter	1066.7 mm
Fold mirror diameter	489.3 mm
Baffle length	0.7 m
FOV	0.9deg ² (0.23 deg ² each filter)
Optical angular resolution	0.04"/pixel (at 0.8 μm)
IR angular resolution	0.10"/pixel
Image stability	0.03"
Filters	Broad-band (0.6 – 1 μm), J, H, & K (600 – 2500 nm)
Optical detector	2.6k \times 2.6k CCDs of 10 μm pixels
IR detector	2.3k \times 973 HgCdTe devices of 18 μm pixels

Table 2. Specifications of the X-ray system.

Parameter	Value
Focal length	1600 mm
Diameter of one mirror system	358 mm
Baffle length	600 mm
Telescope size (diameter/length)	0.4 m /2.6 m
FOV	0.473 deg ²
Angular resolution	< 15" (at 1 keV)
CCD size	19.2 \times 19.2 mm ²
Pixel size	75 \times 75 μm^2
Readout time	50 ms
Energy range	0.5 – 10 keV
Energy resolution	130 eV at 6 keV
Effective collecting area	2656 cm ²
Total Grasp	753.6 cm ² deg ² (at 1 keV)

4.2. X-ray telescope and detectors

The DEMON X-ray instrument consists of eight X-ray telescopes with a design similar to that developed for the eROSITA mission. Telescope specifications are explained in detail in the eROSITA Mission Definition Document (www.mpe.mpg.de/erosita/MDD-6.pdf).

Basically, each X-ray telescope is composed of 54 nested Wolter-I mirror shells (paraboloid+hyperboloid optics), with 27 outer shells to enhance the effective area at low energies. The optical design of the X-ray mirror system has hexagonal geometry, optimised to achieve maximum sensitivity between 0.5 and 10 keV. The mirrors are fabricated using a nickel-galvano plating, coated with gold to enhance their reflectivity. Each mirror module has its own CCD-detector, mounted in its own housing and equipped with its own electronics. The CCD size of 19.2 \times 19.2 mm² corresponds to a FOV of 41.2' \times 41.2'. The X-ray detectors are based on the pn-CCD principle, although they have a smaller pixel size (75 \times 75 μm^2) and shorter readout time than regular pn-CCDs. The semiconductor laboratory of MPE are already fabricating these kind of detectors.

Table 3. Orbital parameters.

Parameter	Value
$\Theta_{\text{inclination}}$	5 deg
Altitude	600 km
Velocity	7.6 km s ⁻¹
Period	1.61 h
t_{eclipse}	28 min

Table 4. Estimated masses and power requirements of the spacecraft components.

Subsystem	Mass	Power
Propellant	500 kg	
Spacecraft structure & Harness	280 kg	
Telescope structural support	160 kg	
Optical mirror system	120 kg	
Optical/IR detectors	200 kg	480 W
X-ray telescope & detectors	700 kg	110 W
Power system	250 kg	130 W
Thermal control & Multi-layer insulation	100 kg	900 W
Attitude control	90 kg	250 W
Electronics & Telemetry	100 kg	110 W
Total	2500 kg	1980 W

5. SPACECRAFT ORBIT AND SCANNING STRATEGY

In order to achieve the scientific objectives of the mission and to meet the spacecraft's operational requirements, we have chosen a circular low-earth orbit (LEO) with the parameters given in Table 3. This particular orbit was chosen to avoid the Van Allen radiation belts and the South Atlantic Anomaly, both of which would prejudice X-ray observations. The selected LEO will also facilitate ground control and data download procedures. Because of atmospheric drag, periodical corrective maneuvers (carried out by thrusters) will be needed to reposition the spacecraft into its desired orbit. The propellant mass required for these maneuvers has been computed at 500 kg (for a 5 year mission). In total, the spacecraft's dry mass is 2000 kg (20% margining included), which fits well within the transport capabilities of 5500 kg of a Soyuz rocket launched from Kourou into the desired LEO orbit (see Table 4 for details).

The telescopes will be allowed to shift within a cone aligned with the Earth's rotational axis with a maximum semi-aperture angle $\theta_{\text{sa}} = 21$ deg. This will avoid bringing the Earth, the Sun and the plane of the Milky Way into the instrumental FOV. The exact pointing range will also depend on the specific position of the Earth along its orbit. The selected value of θ_{sa} allows, in principle, the coverage of about 15000 deg² of the sky around the Earth's north and south poles. The sky will be sampled in concentric circles while the center of each FOV will be shifted by 10'' every two orbits in accordance with detector array technical requirements.

With an exposure time of 16000 s for each pointing, this configuration is expected to reach the scientific demands for a 5000 deg² survey in a 4.5 years mission (including 68% efficiency).

6. SPACECRAFT ENGINEERING

6.1. Spacecraft design

The DEMON spacecraft is divided in two main parts: the main body and the service module.

The main body is a 6 m high cylinder with 2.6 m of diameter. It contains the optical/IR and X-ray telescopes and detectors, the solar panels, and a radiator to cool the X-ray focal planes. To avoid any direct stray light into the mirror system, the optical/IR telescope will be protected by a cylindrical deployable baffle with a total

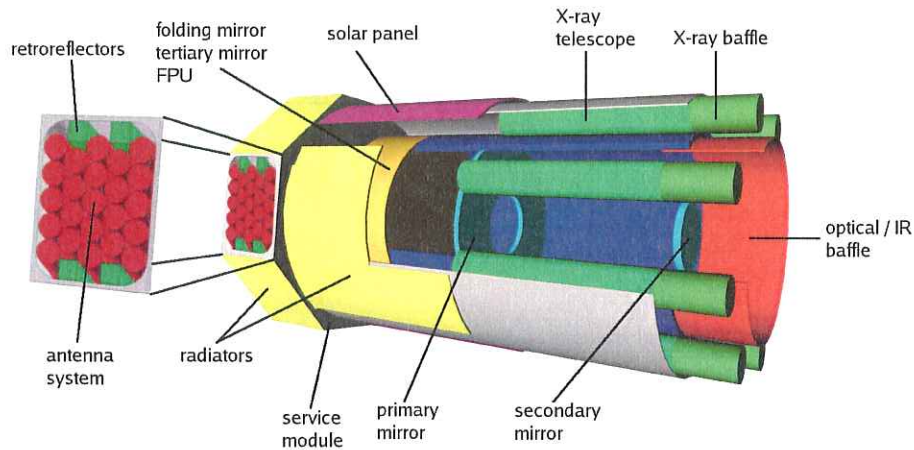


Figure 3. The design of the spacecraft.

Table 5. Estimated costs for a five years mission.

Part	Cost
Main telescope	50 M€
Optical/IR camera	80 M€
X-ray instrument	16 M€
Platform	200 M€
Launcher	50 M€
Ground support	100 M€ (20 M€/yr)
Ground observations	12.5 M€ (2.5 M€/yr)
Total	508.5 M€

length of 110 cm (70 cm outside the main tube of the telescope). Each X-ray telescope has also its own cylindrical baffle with a total length of 60 cm.

The service module is an octagonal box which is 1.1 m high and 3.75 m in diameter. The lateral sides include the phased array antenna system. The bottom side has two antennas, the Soyuz connection ring and radiators. At the sides of the service module there are two solar sensors, two star trackers and 12 thrusters. Inside the service module there is the thermal control system, the attitude control system, the power conditioning devices, the electronic devices, the telemetry and telecommand devices and the batteries.

An artist impression of the satellite is shown in Fig. 3.

6.2. Power system

During most of the orbit, the power of the spacecraft will be supplied by a solar array built from ultra triple junction solar cells of GaInP₂, GaAs, and Ge. The solar array will also charge batteries that will be used during the eclipses and in particular circumstances when greater amounts of power are needed. Lithium-ion batteries will be used since these have a large interval of allowed operational temperatures (248 K – 268 K) facilitating thermal control.

The power needed for the different subsystems of the spacecraft are listed in Table 4. It amounts to a total required power of 1980 W. The necessary size of the solar array is therefore 14.7 m² taking into account the losses of energy during conversions, the cell efficiency and deterioration of components with time.

6.3. Thermal control

In order to minimize the radiative exchange and ensure the insulation, the satellite is wrapped with layers of aluminized mylar and covered with a special white paint.

Due to instrumentation requirements, the service module and payload operates at different temperatures. For this reason they must be kept thermally insulated from each other. The service module is maintained at a temperature between 278 K and 303 K using a passive cooling system consisting of two radiators. The radiators are placed on the cold side of the service module to carry off the heat produced inside by the detector's electronic boards, attitude control, propellants, power and communication system and electronic internal dissipation. The batteries are thermally isolated and equipped with heaters controlled by thermostats. The two star trackers are cooled with Peltier coolers.

6.3.1. Thermal control of the IR detector

Active cooling is required for the IR detector since the focal plane has to be kept at 150 K. For this purpose there are 16 thermoelectric pumps and 32 spares. Each pump has an absorption capacity of 1.22 W and a required power supply of 43.5 W. A radiator is placed on the cold side of the spacecraft to radiate this power.

6.3.2. Thermal control of the X-ray detector

The focal plane of each X-ray detector has to be maintained at an operating temperature of 213 K in order to achieve optimal functionality and energy resolution. Since the adopted attitude strategy maintains one side of the spacecraft hidden from the sun and the earth (except for 1.5 minutes per orbit), passive cooling is a possible solution. The total heat flux coming from the albedo and IR radiation of the earth at that cold side was computed with the ESARAD software for different positions of the spacecraft along the orbit. Based on this result, we plan to use radiators and heat-pipes to cool the X-ray detectors. To avoid overheating the CCD focal plane during the hot cases along the orbit, active elements will support the cooling. Since the mirror system operate at ambient temperature, heaters with thermostats are mounted on the mirror modules in order to maintain temperature stability (e.g. 293 ± 2 K).

6.4. Attitude control

The thermal control requires two 180° slews of the spacecraft every orbit: a direct slew, and a retrograde slew to return the spacecraft to its initial position (similar to the strategy adopted by eROSITA). Due to the short period of the orbit, the slew rate should be of the order $1^\circ/\text{sec}$ (a quarter spin must be done in less than two minutes).

To accomplish the survey strategy, the spacecraft should be able to make slews in all three directions. Therefore, 4 momentum wheels (one for each axis) are used for the actuators. The spacecraft includes a spare momentum wheel in case one of the others breaks down. Twelve hydrazine thrusters are used for momentum dumping, orbital corrections and to assist in more demanding maneuvers, such as the 180° slew.

To guarantee a high spacecraft stability, we have three different types of attitude control movements: maneuver, pointing and stability mode. For this purpose three types of sensors are used: two sun sensors, two star trackers, and two space inertia reference units. The maneuver mode consist of retrieving data from the two sun sensors and performing a fast slew. In the pointing mode, the star trackers permit more precise maneuvers. Finally, the stability mode is required for long time exposures when maximum stability is necessary. In this case, the space inertia reference unit (that uses the data from six gyroscopes) gives a precision of one arcsecond per hour. The use of a kilo-Hertz satellite laser ranging system as a backup has also been envisaged.

6.5. Communication

The DEMON communication, telemetry tracking and command (TT&C) segment will be based on reliable radio frequency (RF) technology in the Ka-band, since this is the only band which will be able to offer sufficient telemetry capacity. In a few years, the Ka-band technology will be fully space qualified and tested on several space-borne missions. The specifications of the memory and telecommunication subsystems are shown in Table 6.

Table 6. Parameters of the memory and telecommunications subsystem.

Parameters, Hardware	Values, Annotations
Frequency of the Ka-band TT&C	25.5-27 GHz (alternatively 37-38 GHz)
Bandwidth efficient modulations ²⁸	OQPSK/PM, OQPSK I/Q, SOQPSK, FQPSK-B, etc.
Forward error correction codes	Turbo Code, Reed-Solomon; FPGA implementation
SSPAs	max. 1 W_{RF} each, in all 60 W_{DC} for power system
Telemetry data rate	500 Msps up to 1.2 Gsps (fair weather)
SSMM with lossless data compression	min. 500 GBit at end-of-life; on-board SAN
CCDs uncompressed raw data rate	max. continuous 160 Mbps
Data rate for SSMM / Compression factor	60 Mbps / ~ 3
Ground stations	Kourou and Malindi, each with 500 s of visibility per orbit

6.5.1. Space segment

The baseline concept for the science and telemetry link are compact and efficient Ka-band solid-state power amplifiers (SSPAs), together with a “semi-active” conformal phased array antenna, Butler-like matrices, and MMIC phase shifters.²⁵⁻²⁷ The antenna has no moving part, as demanded for extremely fine pointing accuracy. The power transferred from the antenna system to the spacecraft is kept constant in order to minimize negative effects from a temperature change into the optical payload.

Science and engineering data are buffered in the solid-state mass memory (SSMM) on board, and loss-less compressed with a consultative committee for space data systems (CCSDS) compliant solution. This data is subsequently down-linked via the telemetry system and antenna to the ground station.

6.5.2. Ground segment

The orbit of DEMON enables the usage of ground stations with low cost, commercial Ka-band front-ends in Kourou/French Guiana and Malindi/Kenya. Beside the broadband telemetry link from the spacecraft to the ground stations, data relay system satellite services will be used with inter-orbit links (IOL) in Ka-band for telecommand and real-time engineering telemetry.

DEMON will also use several link management techniques for optimization, such as site-time diversity with selective re-transmission, short term forecast driven weather adaption, and error control coded operations.

7. CONCLUSIONS

This paper presents a new concept mission for a satellite aimed at provide better constraints on the cosmological parameters and, in particular, studying the evolution of the dark energy equation of state with time.

The innovate concept of the DEMON spacecraft is to carry out a combined optical/IR and X-ray survey of 5000 deg² to perform weak lensing and cluster statistics studies. The satellite is meant to be complemented by one of the ground-based wide-field surveys currently under development, to provide the best accuracy in the potometric redshift measurements required.

For the optical/IR part of the survey, we investigated telescope design similar to the one proposed by SNAP. To sample the FWHM PSF with 2×2 pixels (something crucial for weak lensing studies), the proposed telescope requires a pixel size of $5 \mu\text{m}$. This technology is currently under development and is expected to be available within 5 years (J. W. Beletic, director of sensor systems of Rockwell Scientific, privet communication). An alternative possibility consist on use micro-dithering in the pointing strategy and include an additional magnification of 1.5 in the optical system. This configuration allows in principle to sample the FWHM PSF with 2×2 pixels using CCDs of $10 \mu\text{m}$. However, the derived consequences in the technical telescope design and image quality should be investigated in detail to determine the feasibility of this option.

For the X-ray part of the mission, we explore the possibility to include 8 X-ray telescopes in the spacecraft, taking advantage of the technology developed for the eROSITA mission. The result is an X-ray survey with

a flux limit of 8×10^{-15} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ (10 times more sensitive than DUO²⁹ and 5 times more sensitive than eROSITA) that will identify all the clusters with a mass $\gtrsim 2 \times 10^{14} M_{\odot}$ up to $z \sim 1.5$. Therefore, the DEMON 5000deg 2 X-ray survey is expected to produce a catalog of ~ 100000 clusters with a mean redshift of 0.75.

The final spacecraft is 7.1 m high and 3.75 m wide (at its broadest parts). It has an estimated mass of 2500 kg, which is well within the transport capabilities of a Soyuz rocket into the desired LEO orbit. The estimated cost of the spacecraft is 510 M€ (see Table 5 for details).

The DEMON concept design shows that combining an optical and X-ray survey in the same spacecraft is technically possible and very interesting in terms of costs. In addition, is able to provide high quality data for both weak lensing and cluster statistics, something that is not possible with the weak lensing missions proposed by SNAP³⁰ and JEDI³¹ due to their poor sampling of the FWHM PSF.

We also note that, although DEMON is optimized for a weak lensing survey, the high quality of the observations and the wide sky coverage of the survey will provide valuable data for other studies, like strong lensing systems, baryonic wiggles, galactic structure or detailed studies of clusters of galaxies. Due to the characteristics of the X-ray instruments, DEMON will also contribute to the study of the intracluster medium and galaxies with active nuclei (AGNs). Furthermore, a number of faint objects will be identified as future targets for narrow field instruments performing pointed imaging observations, like XEUS.

Finally, the planned far-infrared surveys based on the Sunyaev-Zel'dovich (SZ) effect (e.g. the ESA Planck mission and South Pole Telescope) will produce the redshift dependent cluster mass function and the power spectrum with different systematics compared to the DEMON X-ray survey, permitting for a very important cross-check of the two cosmological techniques to be made.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank the organizers and the tutors of the Alpbach summer school 2005 for inspiration and help. Especially they would like to thank Dr. Andreas Quirrenbach and the director of the school, Dr. Johannes Ortner. We would also like to thank Edo Loenen for help during the preparation of the 3D figure of the spacecraft, and the Space Research Institute of the Austrian Academy of Sciences and Dr. W. Baumjohann for the workshop support. A.B.A. would like to thank Dr. Jan Willem Pel and Dr. Isabel Pérez Martín for useful discussions. F.M. would like to thank CEA-DAPNIA/Sap for technical support and useful discussions during the preparation of the paper.

Financial support during the summer school, workshop and SPIE conference was obtained from ANGLES, ASI, CEA-DAPNIA/SPP, INFN of Bologna and Perugia, Danish Research Agency, DLR, Enterprise Ireland, Institute of Astrophysics University of Innsbruck, Austrian Research Promotion Agency FFG/ALR, GRICES, INAF, CIFS, NUI Maynooth Postgraduate Travel Fund, SNSB, SRON and Österreichische Forschungsförderungsgesellschaft mbH. The work by A.B.A. and M.Z. was financed by the European Community's Sixth Framework Marie Curie Research Training Network Programme under Contract No. MRTN-CT-2004-505183 ANGLES.

REFERENCES

1. Y. Mellier, "Probing the Universe with Weak Lensing," *Ann. Rev. A&A* **37**, pp. 127–189, 1999.
2. M. Bartelmann and P. Schneider, "Weak gravitational lensing," *Physics Reports* **340**, pp. 291–472, 2001.
3. A. Refregier, "Weak Gravitational Lensing by Large-Scale Structure," *Ann. Rev. A&A* **41**, pp. 645–668, 2003.
4. M. Jarvis, M. Takada, B. Jain, and G. Bernstein, "Weak Lensing Cosmology with LSST: Three-Point Shear Correlations," *American Astronomical Society Meeting Abstracts* **207**, pp. –+, Dec. 2005.
5. Z. Haiman, S. Allen, N. Bahcall, and M. Bautz et al., "An X-ray Galaxy Cluster Survey for Investigations of Dark Energy," *ArXiv Astrophysics e-prints*, June 2005.
6. G. M. Voit, "Tracing cosmic evolution with clusters of galaxies," *Reviews of Modern Physics* **77**, pp. 207–258, Apr. 2005.
7. T. H. Reiprich and H. Böhringer, "The Mass Function of an X-Ray Flux-limited Sample of Galaxy Clusters," *ApJ* **567**, pp. 716–740, Mar. 2002.

8. P. Rosati, S. Borgani, and C. Norman, "The Evolution of X-ray Clusters of Galaxies," *Ann. Rev. A&A* **40**, pp. 539–577, 2002.
9. S. Majumdar and J. J. Mohr, "Self-Calibration in Cluster Studies of Dark Energy: Combining the Cluster Redshift Distribution, the Power Spectrum, and Mass Measurements," *ApJ* **613**, pp. 41–50, Sept. 2004.
10. K. Pedersen and H. Dahle, "Calibration of the Mass-Temperature Relation for Clusters of Galaxies Using Weak Gravitational Lensing," *ArXiv Astrophysics e-prints*, Mar. 2006.
11. A. Tyson, "LSST and Dark Energy," in *ASP Conf. Ser. 339: Observing Dark Energy*, pp. 95–+, Sept. 2005.
12. SNAP collaboration, "Supernova / Acceleration Probe: A Satellite Experiment to Study the Nature of the Dark Energy," *ArXiv Astrophysics e-prints*, May 2004.
13. C. Heymans, M. L. Brown, M. Barden, and J. A. R. Caldwell et al., "Cosmological weak lensing with the HST GEMS survey," *MNRAS* **361**, pp. 160–176, July 2005.
14. P. Schneider, "Weak Gravitational Lensing," *ArXiv Astrophysics e-prints*, Sept. 2005.
15. T. Schrabback, J.-M. Miralles, T. Erben, and P. Schneider, "Cosmic Shear with ACS," in *Baryons in Dark Matter Halos*, Dec. 2004.
16. J. Rhodes, A. Refregier, N. R. Collins, and J. P. Gardner et al., "Measurement of Cosmic Shear with the Space Telescope Imaging Spectrograph," *ApJ* **605**, pp. 29–36, Apr. 2004.
17. H. C. Ferguson, M. Dickinson, and M. Giavalisco et al., "The Size Evolution of High-Redshift Galaxies," *ApJL* **600**, pp. L107–L110, Jan. 2004.
18. R. P. Kirshner, "Throwing Light on Dark Energy," *Science* **300**, pp. 1914–1918, June 2003.
19. M. Lampton, M. Sholl, and SNAP Collaboration, "SNAP Telescope," *American Astronomical Society Meeting Abstracts* **207**, pp. –+, Dec. 2005.
20. M. Bolzonella, J.-M. Miralles, and R. Pelló, "Photometric redshifts based on standard SED fitting procedures," *A&A* **363**, pp. 476–492, Nov. 2000.
21. C. R. Mullis, P. Rosati, G. Lamer, and H. Böhringer et al., "Discovery of an X-Ray-luminous Galaxy Cluster at $z=1.4$," *ApJL* **623**, pp. L85–L88, Apr. 2005.
22. D. Korsch, "Anastigmatic three-mirror telescope," *Applied Optics* **16**, pp. 2074–2077, Aug. 1977.
23. J. M. Schuler, D. A. Scribner, and M. R. Kruer, "Alias reduction and resolution enhancement by a temporal accumulation of registered data from focal plane array sensors," in *Proc. SPIE Vol. 4041, p. 94-102, Visual Information Processing IX, Stephen K. Park; Zia-ur Rahman; Eds.*, pp. 94–102, June 2000.
24. M. E. Levi and SNAP Collaboration, "GigaCAM: A One Billion Pixel Imager for the SNAP Satellite," *Bulletin of the American Astronomical Society* **32**, pp. 1517–+, Dec. 2000.
25. E. Vourch, G. Caille, M. J. Martin, and J. R. Mosig et al., "Conformal Array Antenna for LEO Observation Platforms," *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium* **1**, pp. 20–23, June 1998.
26. G. Caille, E. Vourch, M. J. Martin, and J. R. Mosig et al., "Conformal Array Antenna for Observation Platforms in Low Earth Orbit," *IEEE Antennas and Propagation Magazine* **44**, pp. 103–104, June 2002.
27. A. M. Polegre, G. Caille, L. Boyer, and A. Roederer, "Semi-Active Conformal Array for ESA's GAIA Mission," *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium* **4**, pp. 4108–4111, June 2004.
28. CCSDS, *Bandwidth-efficient modulations, summary of definition, implementation, and performance, Consultative Committee for Space Data Systems*, CCSDS 413.0-G-1, Green book, <http://www.ccsds.org/>, April 2003.
29. R. Griffiths, R. Petre, G. Hasinger, P. Predehl, and N. E. White et al., "DUO: the Dark Universe Observatory," in *Proceedings of the SPIE, Volume 5488, pp. 209-221 (2004)*, G. Hasinger and M. J. L. Turner, eds., pp. 209–221, Oct. 2004.
30. P. Marshall, R. Blandford, and M. Sako, "The SNAP strong lens survey [review article]," *New Astronomy Review* **49**, pp. 387–391, Nov. 2005.
31. Y. Wang, A. Crotts, P. Garnavich, and W. Priedhorsky et al., "Joint Efficient Dark-energy Investigation (JEDI): a Candidate Implementation of the NASA-DOE Joint Dark Energy Mission (JDEM)," *American Astronomical Society Meeting Abstracts* **205**, dec 2004.

Bibliographie

- [1] C. Alard.
Image subtraction using a space-varying kernel.
Astronomy and Astrophysics Supplement, 144 :363–370, June 2000.
- [2] C. Alard and R. H. Lupton.
A Method for Optimal Image Subtraction.
The Astrophysical Journal, 503 :325–+, August 1998.
- [3] P. Astier, J. Guy, N. Regnault, R. Pain, E. Aubourg, D. Balam, S. Basa, R. G. Carlberg, S. Fabbro, D. Fouchez, I. M. Hook, D. A. Howell, H. Lafoux, J. D. Neill, N. Palanque-Delabrouille, K. Perrett, C. J. Pritchett, J. Rich, M. Sullivan, R. Taillet, G. Aldering, P. Antilogus, V. Arsenijevic, C. Balland, S. Baumont, J. Bronder, H. Courtois, R. S. Ellis, M. Filiol, A. C. Gonçalves, A. Goobar, D. Guide, D. Hardin, V. Lusser, C. Lidman, R. McMahon, M. Mouchet, A. Mourao, S. Perlmutter, P. Ripoche, C. Tao, and N. Walton.
The Supernova Legacy Survey : measurement of Ω_M , Ω_Λ and w from the first year data set.
Astronomy and Astrophysics, 447 :31–48, February 2006.
- [4] W. Baade.
The Absolute Photographic Magnitude of Supernovae.
The Astrophysical Journal, 88 :285–+, October 1938.
- [5] W. Baade and F. Zwicky.
On Super-novae.
Proceedings of the National Academy of Science, 20 :254–+, 1934.
- [6] J. N. Bahcall and R. M. Soneira.
The universe at faint magnitudes. I - Models for the galaxy and the predicted star counts.
Astrophysical Journal Supplement Series, 44 :73–110, September 1980.
- [7] B. J. Barris and J. L. Tonry.
The Rate of Type Ia Supernovae at High Redshift.
ArXiv Astrophysics e-prints, September 2005.
- [8] J-L. Basdevant, J. Rich, and M. Spiro.
Fundamentals in Nuclear Physics.
Springer, 2005.
- [9] C. L. Bennett, N. W. Boggess, E. S. Cheng, M. G. Hauser, T. Kelsall, J. C. Mather, S. H. Moseley, T. L. Murdock, R. A. Shafer, and R. F. Silverberg.
Scientific results from COBE.

- Advances in Space Research*, 13 :409–, December 1993.
- [10] E. Bertin and S. Arnouts.
SExtractor : Software for source extraction.
Astronomy and Astrophysics Supplement, 117 :393–404, June 1996.
- [11] G. Blanc, C. Afonso, C. Alard, J. N. Albert, G. Aldering, A. Amadon, J. Andersen, R. Ansari, É. Aubourg, C. Balland, P. Bareyre, J. P. Beaulieu, X. Charlot, A. Conley, C. Coutures, T. Dahlé, F. Derue, X. Fan, R. Ferlet, G. Folatelli, P. Fouqué, G. Garavini, J. F. Glicenstein, B. Goldman, A. Goobar, A. Gould, D. Graff, M. Gros, J. Haissinski, C. Hamadache, D. Hardin, I. M. Hook, J. de Kat, S. Kent, A. Kim, T. Lasserre, L. Le Guillou, É. Lesquoy, C. Loup, C. Magneville, J. B. Marquette, É. Maurice, A. Maury, A. Milsztajn, M. Moniez, M. Mouchet, H. Newberg, S. Nobili, N. Palanque-Delabrouille, O. Perdureau, L. Prévot, Y. R. Rahal, N. Regnault, J. Rich, P. Ruiz-Lapuente, M. Spiro, P. Tisserand, A. Vidal-Madjar, L. Vigroux, N. A. Walton, and S. Zylberajch.
Type Ia supernova rate at a redshift of ~ 0.1 .
Astronomy and Astrophysics, 423 :881–894, September 2004.
- [12] D. Branch.
Type IA Supernovae and the Hubble Constant.
Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 36 :17–56, 1998.
- [13] E. Cappellaro, R. Evans, and M. Turatto.
A new determination of supernova rates and a comparison with indicators for galactic star formation.
Astronomy and Astrophysics, 351 :459–466, November 1999.
- [14] S. M. Carroll.
The Cosmological Constant.
Living Reviews in Relativity, 4 :1–+, February 2001.
- [15] T. Dahlen, L.-G. Strolger, A. G. Riess, B. Mobasher, R.-R. Chary, C. J. Conselice, H. C. Ferguson, A. S. Fruchter, M. Giavalisco, M. Livio, P. Madau, N. Panagia, and J. L. Tonry.
High-Redshift Supernova Rates.
The Astrophysical Journal, 613 :189–199, September 2004.
- [16] M. Della Valle.
The Empirical Grounds of the Supernova/Gamma-Ray Burst Connection.
In *AIP Conf. Proc. 797 : Interacting Binaries : Accretion, Evolution, and Outcomes*, pages 150–162, October 2005.
- [17] D.J. Eisenstein, I. Zehavi, D.W. Hogg, R. Scoccimarro, M.R. Blanton, R.C. Nichol, R. Scranton, H.J. Seo, M. Tegmark, Z. Zheng, S.F. Anderson, J. Annis, N. Bahcall, J. Brinkmann, S. Burles, F.J. Castander, A. Connolly, I. Csabai, M. Doi, M. Fukugita, J.A. Frieman, K. Glazebrook, J.E. Gunn, J.S. Hendry, G. Hennessy, Z. Ivezić, S. Kent, G.R. Knapp, H. Lin, Y.S. Loh, R.H. Lupton, B. Margon, T.A. McKay, A. Meiksin, J.A. Munn, A. Pope, M.W. Richmond, D. Schlegel, D.P. Schneider, K. Shimasaku, C. Stoughton, M.A. Strauss, M. SubbaRao, A.S. Szalay, I. Szapudi, D.L. Tucker, B. Yanny, and D.G. York.

-
- Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies.
The Astrophysical Journal, 633 :560–574, November 2005.
- [18] S. Ettori, P. Tozzi, and P. Rosati.
 Constraining the cosmological parameters with the gas mass fraction in local and $z > 0.7$ galaxy clusters.
Astronomy and Astrophysics, 398 :879–890, February 2003.
- [19] Sébastien Fabbro.
Photométrie de supernovae et applications cosmologiques.
 PhD thesis, Université Denis Diderot - Paris VII, 2001.
<http://supernovae.in2p3.fr/~astier/these-seb.ps.gz>.
- [20] A. V. Filippenko.
 Optical Spectra of Supernovae.
Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 35 :309–355, 1997.
- [21] W.L. Freedman, B.F. Madore, B.K. Gibson, L. Ferrarese, D.D. Kelson, S. Sakai, J.R. Mould, R.C. Kennicutt, H.C. Ford, J.A. Graham, J.P. Huchra, S.M.G. Hughes, G.D. Illingworth, L.M. Macri, and P.B. Stetson.
 Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant.
The Astrophysical Journal, 553 :47–72, May 2001.
- [22] G. Garavini and The Supernova Cosmology Project.
 Search for Spectral Evolution in High-redshift Type Ia Supernovae.
 In *ASP Conf. Ser. 342 : 1604-2004 : Supernovae as Cosmological Lighthouses*, pages 260–+, December 2005.
- [23] Delphine Guide.
Détermination des paramètres cosmologiques à l'aide des supernovae de type Ia à grands décalages vers le rouge.
 PhD thesis, Université Denis Diderot - Paris VII, 2005.
http://lpinhep.in2p3.fr/Thesards/Theses/these_Guide.pdf.
- [24] Laurent Le Guillou.
Recherche de matière noire galactique par détection de microlentilles gravitationnelles en photométrie différentielle.
 PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003.
<http://supernovae.in2p3.fr/~leguil/Eros/Thesis/>.
- [25] J. Guy, P. Astier, S. Nobili, N. Regnault, and R. Pain.
 SALT : a spectral adaptive light curve template for type Ia supernovae.
Astronomy and Astrophysics, 443 :781–791, December 2005.
- [26] M. Hamuy, M. M. Phillips, N. B. Suntzeff, R. A. Schommer, J. Maza, and R. Aviles.
 The Absolute Luminosities of the Calan/Tololo Type IA Supernovae.
Astronomical Journal, 112 :2391–+, December 1996.
- [27] M. Hamuy and P. A. Pinto.
 Type II Supernovae as Standardized Candles.
The Astrophysical Journal, 566 :L63–L65, February 2002.

- [28] D. Hardin, C. Afonso, C. Alard, J. N. Albert, A. Amadon, J. Andersen, R. Ansari, É. Aubourg, P. Bareyre, F. Bauer, J. P. Beaulieu, G. Blanc, A. Bouquet, S. Char, X. Charlot, F. Couchot, C. Coutures, F. Derue, R. Ferlet, J. F. Glicenstein, B. Goldman, A. Gould, D. Graff, M. Gros, J. Haissinski, J. C. Hamilton, J. de Kat, A. Kim, T. Lasserre, É. Lesquoy, C. Loup, C. Magneville, B. Mansoux, J. B. Marquette, É. Maurice, A. Milsztajn, M. Moniez, N. Palanque-Delabrouille, O. Perdureau, L. Prévot, N. Regnault, J. Rich, M. Spiro, A. Vidal-Madjar, L. Vigroux, S. Zylberajch, and The EROS Collaboration.
Type Ia supernova rate at $z \sim 0.1$.
Astronomy and Astrophysics, 362 :419–425, October 2000.
- [29] W. Hillebrandt and J.C. Niemeyer.
Type IA Supernova Explosion Models.
Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 38 :191–230, 2000.
- [30] F. Hoyle and W. A. Fowler.
Nucleosynthesis in Supernovae.
The Astrophysical Journal, 132 :565–+, November 1960.
- [31] E. Hubble.
A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae.
Proceedings of the National Academy of Science, 15 :168–173, March 1929.
- [32] R. A. Knop, G. Aldering, R. Amanullah, P. Astier, G. Blanc, M. S. Burns, A. Conley, S. E. Deustua, M. Doi, R. Ellis, S. Fabbro, G. Folatelli, A. S. Fruchter, G. Garavini, S. Garmond, K. Garton, R. Gibbons, G. Goldhaber, A. Goobar, D. E. Groom, D. Hardin, I. Hook, D. A. Howell, A. G. Kim, B. C. Lee, C. Lidman, J. Mendez, S. Nobili, P. E. Nugent, R. Pain, N. Panagia, C. R. Pennypacker, S. Perlmutter, R. Quimby, J. Raux, N. Regnault, P. Ruiz-Lapuente, G. Sainton, B. Schaefer, K. Schahmanche, E. Smith, A. L. Spadafora, V. Stanishev, M. Sullivan, N. A. Walton, L. Wang, W. M. Wood-Vasey, and N. Yasuda.
New Constraints on Ω_M , Ω_Λ , and w from an Independent Set of 11 High-Redshift Supernovae Observed with the Hubble Space Telescope.
The Astrophysical Journal, 598 :102–137, November 2003.
- [33] A.U. Landolt.
UBVRI photometric standard stars around the celestial equator.
Astronomical Journal, 88 :439–460, March 1983.
- [34] W. Li, A. V. Filippenko, R. R. Treffers, A. G. Riess, J. Hu, and Y. Qiu.
A High Intrinsic Peculiarity Rate among Type IA Supernovae.
The Astrophysical Journal, 546 :734–743, January 2001.
- [35] F. Mannucci, M. della Valle, N. Panagia, E. Cappellaro, G. Cresci, R. Maiolino, A. Petrosian, and M. Turatto.
The supernova rate per unit mass.
Astronomy and Astrophysics, 433 :807–814, April 2005.
- [36] R. Minkowski.
Spectra of Supernovae.
Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 53 :224–+, August 1941.
- [37] P. Nugent, A. Kim, and S. Perlmutter.

-
- K-Corrections and Extinction Corrections for Type Ia Supernovae.
Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 114 :803–819, August 2002.
- [38] P. Nugent, M. Sullivan, R. Ellis, A. Gal-Yam, D. Leonard, D. A. Howell, and SNLS Collaboration.
 A Cosmological Hubble Diagram for Type II-P Supernovae.
American Astronomical Society Meeting Abstracts, 207 :–+, December 2005.
- [39] B. Paczynski.
 Gamma-Ray Bursts as Hypernovae.
 In C. A. Meegan, R. D. Preece, and T. M. Koshut, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, pages 783–+, 1998.
- [40] R. Pain, S. Fabbro, M. Sullivan, R.S. Ellis, G. Aldering, P. Astier, S.E. Deustua, A.S. Fruchter, G. Goldhaber, A. Goobar, D.E. Groom, D. Hardin, I.M. Hook, D.A. Howell, M.J. Irwin, A.G. Kim, M.Y. Kim, R.A. Knop, J.C. Lee, C. Lidman, R.G. McMahon, P.E. Nugent, N. Panagia, C.R. Pennypacker, S. Perlmutter, P. Ruiz-Lapuente, K. Schahmaneche, B. Schaefer, and N.A. Walton.
 The Distant Type Ia Supernova Rate.
The Astrophysical Journal, 577 :120–132, September 2002.
- [41] B.R. Parodi, A. Saha, A. Sandage, and G.A. Tammann.
 Supernova Type Ia Luminosities, Their Dependence on Second Parameters, and the Value of H_0 .
The Astrophysical Journal, 540 :634–651, September 2000.
- [42] S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, R. A. Knop, P. Nugent, P. G. Castro, S. Deustua, S. Fabbro, A. Goobar, D. E. Groom, I. M. Hook, A. G. Kim, M. Y. Kim, J. C. Lee, N. J. Nunes, R. Pain, C. R. Pennypacker, R. Quimby, C. Lidman, R. S. Ellis, M. Irwin, R. G. McMahon, P. Ruiz-Lapuente, N. Walton, B. Schaefer, B. J. Boyle, A. V. Filippenko, T. Matheson, A. S. Fruchter, N. Panagia, H. J. M. Newberg, W. J. Couch, and The Supernova Cosmology Project.
 Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae.
The Astrophysical Journal, 517 :565–586, June 1999.
- [43] S. Perlmutter, S. Gabi, G. Goldhaber, A. Goobar, D.E. Groom, I.M. Hook, A.G. Kim, M.Y. Kim, J.C. Lee, R. Pain, C.R. Pennypacker, I.A. Small, R.S. Ellis, R.G. McMahon, B.J. Boyle, P.S. Bunclark, D. Carter, M.J. Irwin, K. Glazebrook, H.J.M. Newberg, A.V. Filippenko, T. Matheson, M. Dopita, W.J. Couch, and The Supernova Cosmology Project.
 Measurements of the Cosmological Parameters Omega and Lambda from the First Seven Supernovae at $z \geq 0.35$.
The Astrophysical Journal, 483 :565–+, July 1997.
- [44] M. M. Phillips.
 The absolute magnitudes of Type IA supernovae.
Astrophysical Journal Letters, 413 :L105–L108, August 1993.
- [45] I. P. Pskovskii.
 Light curves, color curves, and expansion velocity of type I supernovae as functions of the rate of brightness decline.
Soviet Astronomy, 21 :675–682, December 1977.

- [46] Julien Raux.
Photométrie différentielle de supernovae de type Ia lointaine ($0.5 < z < 1.2$) mesurées avec le télescope spatial Hubble et estimation des paramètres cosmologiques.
PhD thesis, Université Denis Diderot - Paris VII, 2003.
http://lpinhep.in2p3.fr/Thesards/Theses/these_Raux.pdf.
- [47] J. Rich.
Fundamentals of cosmology.
Springer, 2001.
- [48] A. G. Riess, A. V. Filippenko, P. Challis, A. Clocchiatti, A. Diercks, P. M. Garnavich, R. L. Gilliland, C. J. Hogan, S. Jha, R. P. Kirshner, B. Leibundgut, M. M. Phillips, D. Reiss, B. P. Schmidt, R. A. Schommer, R. C. Smith, J. Spyromilio, C. Stubbs, N. B. Suntzeff, and J. Tonry.
Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant.
The Astrophysical Journal, 116 :1009–1038, September 1998.
- [49] A.G. Riess, W.H. Press, and R.P. Kirshner.
Using Type IA supernova light curve shapes to measure the Hubble constant.
Astrophysical Journal Letters, 438 :L17–L20, January 1995.
- [50] A. Saha, A. Sandage, G.A. Tammann, A.E. Dolphin, J. Christensen, N. Panagia, and F.D. Macchetto.
Cepheid Calibration of the Peak Brightness of Type Ia Supernovae. XI. SN 1998aq in NGC 3982.
The Astrophysical Journal, 562 :314–336, November 2001.
- [51] U. Seljak, A. Makarov, P. McDonald, S. F. Anderson, N. A. Bahcall, J. Brinkmann, S. Burles, R. Cen, M. Doi, J. E. Gunn, Ž. Ivezić, S. Kent, J. Loveday, R. H. Lupton, J. A. Munn, R. C. Nichol, J. P. Ostriker, D. J. Schlegel, D. P. Schneider, M. Tegmark, D. E. Berk, D. H. Weinberg, and D. G. York.
Cosmological parameter analysis including SDSS Ly α forest and galaxy bias : Constraints on the primordial spectrum of fluctuations, neutrino mass, and dark energy.
Physical Review D, 71(10) :103515–+, May 2005.
- [52] G. Soucail, Y. Mellier, B. Fort, G. Mathez, and M. Cailloux.
The giant arc in A 370 - Spectroscopic evidence for gravitational lensing from a source at $Z = 0.724$.
Astronomy and Astrophysics, 191 :L19–L21, February 1988.
- [53] D. N. Spergel, L. Verde, H. V. Peiris, E. Komatsu, M. R.olta, C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, L. Page, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, and E. L. Wright.
First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters.
The Astrophysical Journal Supplement Series, 148 :175–194, September 2003.
- [54] M. Tegmark, M. A. Strauss, M. R. Blanton, K. Abazajian, S. Dodelson, H. Sandvik, X. Wang, D. H. Weinberg, I. Zehavi, N. A. Bahcall, F. Hoyle, D. Schlegel, R. Scoccimarro, M. S. Vogeley, A. Berlind, T. Budavari, A. Connolly, D. J. Ei-

-
- senstein, D. Finkbeiner, J. A. Frieman, J. E. Gunn, L. Hui, B. Jain, D. Johnston, S. Kent, H. Lin, R. Nakajima, R. C. Nichol, J. P. Ostriker, A. Pope, R. Scranton, U. Seljak, R. K. Sheth, A. Stebbins, A. S. Szalay, I. Szapudi, Y. Xu, J. Annis, J. Brinkmann, S. Burles, F. J. Castander, I. Csabai, J. Loveday, M. Doi, M. Fukugita, B. Gillespie, G. Hennessy, D. W. Hogg, Ž. Ivezić, G. R. Knapp, D. Q. Lamb, B. C. Lee, R. H. Lupton, T. A. McKay, P. Kunszt, J. A. Munn, L. O'Connell, J. Peoples, J. R. Pier, M. Richmond, C. Rockosi, D. P. Schneider, C. Stoughton, D. L. Tucker, D. E. vanden Berk, B. Yanny, and D. G. York.
- Cosmological parameters from SDSS and WMAP.
Physical Review D, 69(10) :103501–+, May 2004.
- [55] R. Tripp.
A two-parameter luminosity correction for Type IA supernovae.
Astronomy and Astrophysics, 331 :815–820, March 1998.
- [56] R. Tripp and D. Branch.
Determination of the Hubble Constant Using a Two-Parameter Luminosity Correction for Type IA Supernovae.
The Astrophysical Journal, 525 :209–214, November 1999.
- [57] M. Turatto.
Classification of Supernovae.
LNP Vol.~598 : Supernovae and Gamma-Ray Bursters, 598 :21–36, 2003.
- [58] D. Tytler, J. M. O'Meara, N. Suzuki, and D. Lubin.
Review of Big Bang Nucleosynthesis and Primordial Abundances.
Physica Scripta Volume T, 85 :12–+, 2000.
- [59] L. Verde, A. F. Heavens, W. J. Percival, S. Matarrese, C. M. Baugh, J. Bland-Hawthorn, T. Bridges, R. Cannon, S. Cole, M. Colless, C. Collins, W. Couch, G. Dalton, R. De Propris, S. P. Driver, G. Efstathiou, R. S. Ellis, C. S. Frenk, K. Glazebrook, C. Jackson, O. Lahav, I. Lewis, S. Lumsden, S. Maddox, D. Madgwick, P. Norberg, J. A. Peacock, B. A. Peterson, W. Sutherland, and K. Taylor.
The 2dF Galaxy Redshift Survey : the bias of galaxies and the density of the Universe.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 335 :432–440, September 2002.
- [60] R. F. C. Vessot, M. W. Levin, F. E. M. Mattison, E. L. Blomberg, T. E. Hoffman, G. U. Nystrom, B. F. Farrell, R. Decher, P. B. Eby, C. R. Baugher, J. W. Watts, D. L. Teuber, and F. D. Wills.
Test of Relativistic Gravitation with a Space-Borne Hydrogen Maser.
Physical Review Letters, 45 :2081–2084, December 1980.

Résumé :

Le *SuperNova Legacy Survey* est une expérience de deuxième génération de mesure des paramètres cosmologiques à l'aide des supernovæ de type Ia, qui fait suite à la découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers, attribuée à une mystérieuse "énergie noire".

Cette thèse présente la recherche de supernovæ de type Ia à l'aide d'une analyse différée des données de SNLS. Elle permet de détecter les supernovæ ratées et d'étudier les éventuels biais de sélection. Une de ses principales caractéristique est qu'elle repose entièrement sur des critères de sélection automatiques. Ce type d'analyse différée entièrement automatisée n'avait encore jamais été menée pour des données atteignant cette profondeur.

Cette analyse nous a permis de découvrir 73 candidats SNIa supplémentaires par rapport à ceux identifiés dans la chaîne d'analyse en temps réel dans les mêmes données ; cela représente une augmentation de plus de 50% du nombre de supernovæ. Le diagramme de Hubble final regroupe 262 SNIa qui nous donnent, pour un modèle Λ CDM plat, les paramètres cosmologiques suivant : $\Omega_M = 0,31 \pm 0,028$ (stat) $\pm 0,036$ (syst) et $\Omega_\Lambda = 0,69$.

Cette analyse différée des données de SNLS permet d'ouvrir de nouveaux horizons, tant sur la vérification d'éventuels biais dans les mesures actuelles des paramètres cosmologiques par les expériences de supernovæ que pour préparer les futures expériences de troisième génération, au sol ou de l'espace, qui verront la détection de milliers de SNIa.

Mots-clefs : cosmologie, SNLS, supernovæ, analyse différée, taux d'explosion, paramètres cosmologiques.

Title : Offline analysis in SNLS : measurement of type-Ia supernovæ explosion rate and cosmological parameters.

Abstract :

The *Supernova Legacy Survey* is a second generation experiment for the measurement of cosmological parameters using type-Ia supernovæ. It follows the discovery of the acceleration of the expansion of the Universe, attributed to an unknown "dark energy".

This thesis presents a type-Ia supernovæ search using an offline analysis of SNLS data. It makes it possible to detect the supernovæ that were missed online and to study possible selection biases. One of its principal characteristics is that it uses entirely automatic selection criteria. This type of automated offline analysis had never been carried out before for data reaching this redshift.

This analysis enabled us to discover 73 additional SNIa candidates compared to those identified in the real time analysis on the same data, representing an increase of more than 50% of the number of supernovæ. The final Hubble diagram contains 262 SNIa which gives us, for a flat Λ CDM model, the following values for the cosmological parameters : $\Omega_M = 0,31 \pm 0,028$ (stat) $\pm 0,036$ (syst) et $\Omega_\Lambda = 0,69$.

This offline analysis of SNLS data opens new horizons, both by checking for possible biases in current measurements of cosmological parameters by supernovæ experiments and by preparing the third generation experiments, on the ground or in space, which will detect thousands of SNIa.

Keywords : cosmology, SNLS, supernovæ, offline analysis, explosion rate, cosmological parameters.