



Mesure de l'expansion accélérée de l'Univers avec le Supernova Legacy Survey

Julien Guy

► To cite this version:

Julien Guy. Mesure de l'expansion accélérée de l'Univers avec le Supernova Legacy Survey. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Pierre et Marie Curie, 2013. tel-01099380

HAL Id: tel-01099380

<https://theses.hal.science/tel-01099380>

Submitted on 3 Jan 2015

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

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

Université Pierre et Marie Curie
Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Énergies

Mémoire d'habilitation à diriger des recherches

présenté par :
Julien Guy

**Mesure de l'expansion accélérée de l'Univers
avec le Supernova Legacy Survey**

Le 31 janvier 2013

Jury :

Rapporteurs : Aurélien Barrau
Ariel Goobar
Jean-Paul Kneib
Examineurs : François Couchot
Michael Joyce
David Polarski

Introduction

Je relate dans ce document la mesure de l'accélération de l'expansion de l'univers avec le *Supernova Legacy Survey* (SNLS), du moins jusqu'aux résultats de l'analyse des trois premières années de données. L'analyse finale est en cours. C'est en effet à cette activité de recherche sur l'énergie noire que j'ai consacré les neuf dernières années, depuis mon recrutement au CNRS, et après une thèse en astronomie gamma dans l'expérience HESS, où je cherchais, à ce moment-là, la matière noire. Il s'agit ici de mesure, où l'on vise une précision inférieure au % dans l'analyse des données instrumentales, pour finalement apporter des contraintes d'environ 10% sur les paramètres décrivant l'expansion de l'univers.

L'ensemble de ce travail de recherche a été réalisé au sein du groupe cosmologie du LPNHE, créé en 1997 pour participer à la collaboration *Supernova Cosmology Project*, l'une des deux équipes ayant mis en évidence l'accélération de l'expansion. Cela a été un travail très collaboratif, où il m'est apparu évident que le groupe était bien supérieur à la somme des individus, pour faire émerger ou affiner des idées nouvelles, mais aussi pour partager un travail qui dépasse nettement les capacités d'une personne. Cet effort de groupe, sur le long terme, dénote du fonctionnement de la majorité des équipes oeuvrant dans la discipline, où le travail est plus individuel et souvent porté par des post-doctorants, avec en conséquence une nécessité d'aboutissement rapide des analyses. Je pense que cela a été une force, et a permis (et permet encore) au groupe du LPNHE de jouer un rôle important dans cette thématique. Cependant, le domaine est en mutation et les projets qui comptent, LSST, Euclid, font maintenant l'objet de grandes collaborations internationales, qui s'organisent plus de dix ans en avance pour la construction, mais aussi pour la préparation des analyses. C'est un changement important de méthode de travail.

Les capacités expérimentales sont aussi en pleine mutation avec l'avènement de ces très grands relevés d'imagerie visible et infrarouge et les projets de grands relevés spectroscopiques pour caractériser le champ de densité dans l'univers visible. Il ne fait aucun doute que par une statistique centuplée, ces projets révolutionneront la discipline, avec l'émergence de nouvelles techniques de mesure (événements rares ou signaux faibles), et un probable changement de rapport de force entre les sondes cosmologiques d'aujourd'hui. Cependant maintenant, et probablement pour plusieurs années encore, le diagramme de Hubble des supernovae Ia, et en particulier les résultats de l'expérience SNLS, jouent un rôle majeur dans les contraintes que l'on peut apporter sur l'expansion accélérée de l'univers.

Après un premier chapitre décrivant rapidement le modèle de cosmologie de concordance et les techniques expérimentales pour le tester, je présente les supernovae Ia, leurs propriétés observationnelles, l'interprétation physique de ces explosions, et la façon dont on peut les utiliser pour mesurer des distances. Suit une description de la mesure des paramètres cosmologiques avec l'expérience SNLS, le coeur de mon travail. Au lieu de me concentrer sur quelques points précis, j'ai pris le parti de présenter un panorama de tous les aspects de l'analyse, depuis les images en provenance du télescope jusqu'aux contraintes

cosmologiques, au risque de rester un peu superficiel sur certains points (mais j'espère alors avoir fourni les références nécessaires à un approfondissement). En guise de perspective scientifique, je compare cette sonde cosmologique aux autres méthodes, avec en ligne de mire les grands projets LSST et Euclid à l'horizon 2020. Je finis par une présentation plus personnelle de mes contributions et mon projet pour la suite.

Table des matières

1	Cosmologie	1
1.1	Mesures de distance dans un univers homogène et isotrope en expansion . .	1
1.1.1	Métrie de Robertson-Walker	1
1.1.2	Mesures de distance	2
1.1.3	Équation de Friedman	3
1.2	Le modèle cosmologique standard	4
1.2.1	Histoire de l’expansion	4
1.2.2	Modèle minimal	4
1.2.3	Modèle de concordance	5
1.3	Interprétations possibles d’une expansion accélérée, l’énergie noire	8
1.3.1	La constante cosmologique	8
1.3.2	Les sondes de l’énergie noire	10
2	Supernovae Ia	13
2.1	Propriétés observationnelles	13
2.1.1	Courbes de lumière	13
2.1.2	Propriétés spectrales	14
2.1.3	Raffinement de la classification	16
2.2	Interprétation physique	17
2.3	Utilisation des Supernovae Ia comme chandelle standard	19
2.3.1	Module de distance	19
2.3.2	Estimateurs de distance	20
2.3.3	S’affranchir du redshift	23
2.3.4	Le modèle de séquence spectrale SALT2	25
2.3.5	Evolution des propriétés des SNe Ia avec le redshift	34
2.3.6	Magnification gravitationnelle	35
2.3.7	Extinction par des poussières “grises”	37
3	Le Supernova Legacy Survey	39
3.1	Les observations	39
3.1.1	Megacam au CFHT	39
3.1.2	Spécificités instrumentales	41
3.1.3	Le CFHT-LS	43
3.2	La chaîne de traitement pour établir un diagramme de Hubble	44
3.2.1	L’analyse en temps réel	45

TABLE DES MATIÈRES

3.2.2	Photométrie de PSF : un ajustement simultané	46
3.2.3	Calibration photométrique	48
3.2.4	Ajustement des courbes de lumière	52
3.3	Ajustement du diagramme de Hubble	55
3.3.1	Traitement des incertitudes systématiques	55
3.3.2	Dispersion intrinsèque et résidus au modèle de courbes de lumière .	56
3.3.3	Dépendance en fonction de la galaxie hôte	59
3.3.4	Discussion sur les incertitudes systématiques	59
3.4	Résultat de cosmologie, combinaison avec d'autres sondes	60
3.5	L'analyse finale des données SNLS	64
4	Quel futur pour les SNe Ia comme sonde de l'énergie noire	65
4.1	Revue critiques des sondes de l'énergie noire	65
4.1.1	Supernovae Ia	66
4.1.2	Oscillations de baryons	68
4.1.3	Cisaillement gravitationnel faible	70
4.1.4	Distorsions dans l'espace des redshifts	74
4.1.5	Conclusion	74
4.2	Quelle place pour les supernovae Ia dans les projets futurs	75
4.2.1	DES	75
4.2.2	LSST	76
4.2.3	Programme d'observation joint LSST-Euclid	77
5	Contributions personnelles et perspectives	79

Chapitre 1

Cosmologie

J'aborde brièvement dans ce chapitre les éléments de cosmologie indispensables pour comprendre les enjeux de la mesure de l'accélération de l'expansion de l'univers. Dans une première partie, je présente la notion de distance dans un univers homogène et isotrope en expansion et les observables associées. Il s'agit ici d'un exposé minimaliste, car très bien traité dans de nombreux ouvrages et revues. Dans une seconde partie sont décrits les ingrédients du modèle standard de la cosmologie, et les principales observations qui ont conduit à ce modèle de concordance. Enfin, je présente les questions associées à la notion d'énergie noire, et les sondes cosmologiques utilisées pour la caractériser.

1.1 Mesures de distance dans un univers homogène et isotrope en expansion

1.1.1 Métrique de Robertson-Walker

Sous l'hypothèse d'un univers homogène et isotrope, la métrique dite de Robertson et Walker peut être présentée de la façon suivante (avec $c = 1$).

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right] \quad (1.1)$$

où k ne peut prendre que trois valeurs $-1, 0, 1$, suivant que l'univers est ouvert, plat ou fermé. $R(t)$, communément appelé le facteur d'échelle, joue le rôle d'un facteur de dilatation de toutes les distances. Il est fonction d'un temps t universel, de sorte que l'univers peut subir a priori une expansion ou contraction d'ensemble. r, θ, ϕ représentent un système de coordonnées dit "co-mobile".

Avec un changement de variable on obtient la présentation suivante :

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) [d\chi^2 + r_k^2(\chi)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)] \quad (1.2)$$

où

$$r_k(\chi) = \begin{cases} \sin(\chi) & \text{si } k = 1 \\ \chi & \text{si } k = 0 \\ \sinh(\chi) & \text{si } k = -1 \end{cases}$$

Comprendre les caractéristiques géométriques de l'univers "homogène" revient donc à i) déterminer si l'univers est plat, ouvert ou fermé, et ii) déterminer l'évolution de $R(t)$, que l'on dénomme souvent l'histoire du taux d'expansion de l'univers. On parle en fait ici de la dérivée temporelle du facteur d'échelle, et dans ce cadre on appelle paramètre de Hubble le taux d'expansion, à savoir la dérivée logarithmique

$$H(t) = \frac{dR/dt}{R(t)} \quad (1.3)$$

1.1.2 Mesures de distance

La première propriété remarquable de l'univers en expansion est que, comme toute distance, les longueurs d'onde se dilatent entre l'émission (λ_e) et la réception (λ_r). On dénomme cette observable décalage vers le rouge, redshift en anglais, $z = \lambda_r/\lambda_e - 1 = R(t_r)/R(t_e) - 1$.

La trajectoire d'un photon suivant une géodésique nulle observé au point $\chi = 0$ (dans le système de coordonnées 1.2) nous donne la relation $d\chi = dt/R(t)$. Ainsi la distance comobile entre le lieu d'émission et de réception (à coordonnée radiale $r = 0$) du photon est $r(t_e) = r_k(\chi(t_e)) = r_k\left(\int_{t=t_e}^{t_r} dt/R(t)\right)$. Cette distance n'est pas directement observable. En revanche, nous pouvons définir plusieurs observables reliées à cette distance.

La distance de luminosité d_L est définie par analogie au décrement de flux avec la distance dans l'univers euclidien : $\phi_E = L/(4\pi d_L^2)$, où L représente la luminosité, à savoir la puissance émise par la source, et ϕ_E est le flux d'énergie reçu par l'observateur. On montre (en tenant compte de la dilatation du temps et des longueurs d'onde), que

$$d_L(t_e) = (1 + z)R(t_r)r(t_e)$$

La distance de diamètre angulaire d_A détermine l'angle $\Delta\theta$ sous lequel est vu un objet de taille physique transverse S (au moment de l'émission des photons), $\Delta\theta = S/d_A$. On a

$$d_A(t_e) = (1 + z)^{-1}R(t_r)r(t_e)$$

Ceci s'obtient en considérant deux photons émis de part et d'autre d'un objet étendu transversalement. En notant que les angles sont conservés, les photons sont émis en même temps (t_e) de sources de même coordonnée radiale $r(t_e)$ et séparées d'une distance $S = R(t_e)r(t_e)\Delta\theta$.

Dans la direction longitudinale, deux sources séparées d'une taille physique $S \ll c/H(t_e)$ (au moment de l'émission des photons) sont vues à des redshifts différents de $\Delta z = S(c/H(t_e))^{-1}$. Ces deux distances ($d_A(z)$ et $c\Delta z/H(z)$) sont mesurées par exemple dans

les grands relevés spectroscopiques qui identifient l'échelle des oscillations acoustiques de baryons dans la fonction de corrélation (ou le spectre de puissance) des catalogues de galaxies (voir par exemple Percival et al. 2010).

Enfin, pour être complet, notons que des contraintes sur l'élément de volume peuvent être apportées par des comptages d'objets (pourvu que l'on puisse par ailleurs prédire l'évolution de la densité de ces objets avec le redshift).

1.1.3 Équation de Friedman

Pour un univers homogène et isotrope, les sources de gravitation sont entièrement décrites par leur densité d'énergie ρ et leur pression p . L'équation d'Einstein nous donne alors les équations de Friedman suivantes :

$$H(t)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - k/R^2 \quad (1.4)$$

$$\frac{d^2 R/dt^2}{R(t)} = \frac{-4\pi G}{3}(\rho + 3p) \quad (1.5)$$

En notant $H_0 = H(t_0)$ (t_0 = aujourd'hui), et $\rho_c = 3H_0^2/(8\pi G)$ la densité d'énergie dite critique pour laquelle l'univers serait plat, on peut définir un paramètre de densité totale $\Omega_t = \rho(t_0)/\rho_c$ pour finalement obtenir une nouvelle version de l'équation 1.4 :

$$\left(\frac{H(t)}{H_0}\right)^2 = \frac{\rho(t)}{\rho_c} - (\Omega_t - 1) \left(\frac{R(t_0)}{R(t)}\right)^2 \quad (1.6)$$

avec, pour $\Omega_t \neq 1$ (sinon l'échelle de R est arbitraire),

$$R(t_0) = \frac{c}{H_0} |\Omega_t - 1|^{-1/2}$$

On appelle dans la suite $a(t) \equiv R(t)/R(t_0)$ et $\dot{a} = da/dt$ (et $\ddot{a}$ la dérivée seconde).

Pour un fluide de densité ρ et pression p , la conservation de son tenseur énergie-impulsion donne :

$$d\rho/dt = -3(\rho + p)\dot{a}/a \quad (1.7)$$

Pour un fluide de paramètre d'état $w \equiv p/\rho$ constant, l'intégration de 1.7 donne

$$\rho = \rho_0 a^{-3(1+w)} \quad (1.8)$$

Pour de la matière au repos $w = 0$ et $\rho \propto a^{-3}$, pour du rayonnement $w = 1/3$ et $\rho \propto a^{-4}$ et pour de l'énergie du vide (que l'on peut caractériser ici par un tenseur énergie-impulsion invariant de Lorentz) $w = -1$ et $\rho = cst$.

Ceci nous permet de proposer une dernière expression pour l'équation de Friedman :

$$\left(\frac{H(t)}{H_0}\right)^2 = \Omega_m a^{-3} + \Omega_r a^{-4} + \Omega_\Lambda - (\Omega_t - 1)a^{-2} \quad (1.9)$$

où Ω_m , Ω_r en Ω_Λ sont respectivement les densités d'énergie aujourd'hui de la matière non-relativiste, de la radiation, et la contribution de l'énergie du vide (ou constante cosmologique) en unités de la densité critique ρ_c .

1.2 Le modèle cosmologique standard

1.2.1 Histoire de l'expansion

L'histoire de l'expansion, dans le modèle cosmologique standard, peut être résumée de la façon suivante :

i) Une période d'inflation : expansion exponentielle de l'univers pendant une période de temps limitée (les modèles les plus simples faisant intervenir un champ scalaire au potentiel ad-hoc dit “slow-roll” garantissant une énergie potentielle non nulle pendant un temps fini). Cette période est nécessaire pour expliquer pourquoi des régions du ciel distantes sont visiblement causalement liées du fait de la remarquable isotropie de la température du CMB. Les modèles d'inflation expliquent aussi le spectre primordial des fluctuations pratiquement invariant d'échelle tel qu'observé par WMAP (ils prédisent aussi une contribution de modes de fluctuation tensoriels non détectés à ce jour, voir par exemple la figure 20 de Komatsu et al. 2011). Ils prédisent un univers spatialement plat en accord avec les observations.

ii) Une expansion décélérée où la densité d'énergie est dans un premier temps dominée par la radiation puis par la matière non relativiste. L'observation du fond diffus micro-onde et le spectre de puissance des galaxies nous indique qu'il doit exister une composante de matière dite noire interagissant faiblement, et que cette composante domine largement la densité de matière baryonique. La densité baryonique qui est aussi mesurée dans le spectre de fluctuation de température du CMB est en remarquable accord avec les prédictions d'abondances primordiales des éléments légers confrontées aux observations (pour D, ^3He , ^4He , mais pas Li, voir par exemple Steigman 2010).

iii) Une ré-accélération “récente” de l'expansion (à partir de $z \simeq 0.7$ pour une constante cosmologique, voir par exemple la figure 3.12 plus loin dans ce document), dont la cause est inconnue. Cette accélération de l'expansion, découverte en 1998 par deux équipes indépendantes Riess et al. (1998) et Perlmutter et al. (1999) (et qui a fait l'objet du prix Nobel de physique 2011), est le sujet-même de cette thèse. Nous y revenons dans la suite.

1.2.2 Modèle minimal

Le modèle cosmologique standard “minimal”, dénommé ΛCDM , comporte uniquement 6 paramètres ¹.

- La densité de baryon Ω_b .
- La densité de matière noire froide non-baryonique Ω_c , de nature inconnue (dans l'équation 1.9 on a $\Omega_m = \Omega_b + \Omega_c$).

1. Pour l'analyse du CMB, l'épaisseur optique de diffusion Compton des photons sur les électrons libres du milieu inter-galactique est un autre paramètre à prendre en compte.

- La densité d’énergie du vide (ou densité représentant le terme de constante cosmologique) Ω_Λ n’est pas un paramètre libre dans le modèle minimal où l’on fait l’hypothèse d’une courbure nulle.
- La densité de radiation (ou la température du CMB).
- Deux paramètres décrivant le spectre des fluctuations primordiales (norme et indice de loi de puissance n_s).
- Le paramètre de Hubble H_0 .

Ce modèle, simple en terme du nombre de paramètres, permet de comprendre la forme complexe du spectre de puissance d’anisotropies de température du CMB (et le spectre de polarisation pour le mode E), sur une large gamme d’échelle, jusqu’à des multipoles de l’ordre de 2000 (le signal CMB est dominé par des avant-plans à plus grand l), avec les expériences SPT (Keisler et al. 2011) et ACT (Dunkley et al. 2011). Il permet aussi d’ajuster le spectre de puissance des galaxies, où a été identifié (Percival et al. 2010; Blake et al. 2011b) l’échelle du pic acoustique vu dans le CMB (ici de nouveaux paramètres effectifs de biais sont cependant introduits, ils traduisent la difficulté de prendre en compte la physique complexe qui est en jeu à l’échelle des galaxies). De nombreuses autres observations cosmologiques, qui sont citées dans ce qui suit, sont en accord avec ce modèle ce qui en fait son succès.

1.2.3 Modèle de concordance

Intéressons-nous plus particulièrement aux paramètres Ω_m et Ω_Λ décrivant le contenu et donc la dynamique de l’univers “homogène” récent. La nature de la matière noire étant inconnue, et la constante cosmologique posant plusieurs problèmes théoriques de taille (nous y reviendrons), il n’est pas inutile de rappeler les principales observations qui conduisent de façon concordante au modèle Λ CDM avec $\Omega_m \simeq 0.3$ et $\Omega_\Lambda \simeq 0.7$.

Le CMB : résultats de WMAP7

Les contraintes géométriques que l’on peut tirer de WMAP7 sont clairement synthétisées par Komatsu et al. (2011) sous la forme d’une matrice de covariance pour trois paramètres :

- z^* , le redshift du découplage matière-rayonnement.
- $l_A = \pi d_A(z^*)/r_s(z^*)$, l’échelle angulaire du pic acoustique, où $r_s(z^*)$ est la taille de l’horizon acoustique, soit la distance co-mobile parcourue par une onde de plasma jusqu’au découplage.
 $r_s(z^*) = \int_{z^*}^{\infty} c_s(z) dz / H(z)$ (ici pour un univers plat)
avec la vitesse du son $c_s = c / \sqrt{3(1 + (3\Omega_b/4\Omega_\gamma)/(1+z))}$.
- $R = (H_0/c)\sqrt{\Omega_m(1+z^*)}d_A(z^*)$ le “shift parameter”, à savoir la distance angulaire en unité de distance pour un univers avec $\Omega_\Lambda = 0$. Il encode en réalité les informations sur les paramètres que l’on peut tirer de la forme du spectre du CMB.

J’utilise dans la suite les valeurs centrales de la table 9 de Komatsu et al. (2011) (colonne *Seven-year ML*), et la matrice de covariance de la table 10.

Oscillations de baryons : résultats combinés de SDSS, 6dFGS, et WiggleZ

La fonction de corrélation (ou spectre de puissance) des grands catalogues spectroscopiques de galaxies permet de mesurer l'échelle du pic acoustique de la même façon que pour le CMB. Ce pic acoustique des baryons correspond à l'horizon du son calculé à un redshift z_d légèrement différent de celui des photons du CMB.

Il est observé dans des catalogues 3D (2 angles et un redshift) et permet donc de mesurer à la fois la distance angulaire et l'échelle de distance longitudinale. Les résultats sont souvent rapportés en terme d'une distance d_V qui correspond à la moyenne géométrique de ces deux observables ² :

$$d_V(z) = \left[(1+z)^2 d_A(z)^2 \frac{cz}{H(z)} \right]^{1/3} \quad (1.10)$$

La quantité mesurée est donc un rapport de distance, $d_z \equiv r_s(z_d)/d_V(z)$.

Une autre échelle angulaire peut être extraite de la fonction de corrélation. Il s'agit de l'échelle de *turnover*, correspondant à la taille de l'horizon à l'époque de l'égalité matière-rayonnement. Cette échelle est indexée par la densité physique de matière, $\Omega_M h^2$ (où $h \equiv H_0/(100 \text{ km/s/Mpc})$).

Ainsi l'ajustement de la fonction de corrélation contraint principalement ces deux échelles, qui peuvent être combinées de façon à obtenir une expression indépendante de la valeur de h (Eisenstein et al. 2005) :

$$\begin{aligned} A(z) &= (100 \text{ km/s/Mpc}) d_V(z) \sqrt{\Omega_m h^2} / (cz) \\ &= \frac{d_V(z)}{c/H_0} \sqrt{\Omega_m} / z \end{aligned} \quad (1.11)$$

Cette expression est indépendante des contraintes tirées du CMB.

Je me base pour la figure 1.1 sur les résultats les plus récents du survey WiggleZ (Blake et al. 2011b), combinés avec ceux du 6dFGS (Beutler et al. 2011) et du SDSS (Eisenstein et al. 2005) ³ à bas z , et les résultats de BOSS à plus haut z (échantillon CMASS à $z \sim 0.57$, valeur de $A(z)$ tirée de Sánchez et al. 2012), en tenant compte des corrélations entre bins de redshift.

Fraction de baryons dans les amas de galaxies les plus massifs

La luminosité X des amas permet d'estimer la quantité de gaz présent dans le milieu intra-amas. Comme ce gaz représente la majeure partie de la matière baryonique, cela permet d'évaluer la quantité totale de matière baryonique dans un amas. Par ailleurs, pour les

2. Le facteur $(1+z)^2$ dans l'expression de d_V vient du fait qu'il s'agit ici d'une distance co-mobile.

3. Les résultats plus récents du SDSS de Percival et al. (2010) ne sont pas présentés sous la forme du paramètre $A(z)$ et nécessitent d'être préalablement combinés avec le CMB pour apporter des contraintes dans le plan $\Omega_m \Omega_\Lambda$.

amas massifs relaxés, la mesure du profil de température X permet d'estimer la masse totale sous l'hypothèse d'un équilibre hydrostatique. On obtient ainsi la fraction de masse baryonique par rapport à la masse totale (f_b). Dans l'hypothèse que ceci est représentatif de la fraction de baryon dans l'univers, on obtient ainsi un estimateur de Ω_b/Ω_m . Combiné avec des contraintes sur Ω_b provenant du CMB ou de la nucléosynthèse primordiale, on obtient un estimateur de Ω_m . En pratique, cette estimation de la fraction de baryons f_b est proportionnelle à $d_A(z)^{3/2}$, de sorte qu'en imposant que f_b ne varie pas avec z , on obtient aussi une contrainte modeste sur Ω_Λ . Allen et al. (2008) obtient ainsi $\Omega_m = 0.27 \pm 0.06$ et $\Omega_\Lambda = 0.86 \pm 0.19$. Ces contraintes sont représentées figure 1.1 (dans l'approximation d'une vraisemblance gaussienne, les contours plus précis sont représentés Figure 6 dans Allen et al. 2008).

Fonction de masse des amas en X

La fonction de masse des amas à différents redshifts permet aussi de contraindre les paramètres cosmologiques principalement en mesurant le taux de croissance linéaire des structures. Ces analyses sont cependant rendues difficiles par l'étalonnage de la relation entre masses des amas telles que définies dans les simulations à N-corps (qui calibrent des fonctions de masse théoriques) et observables (principalement température X à grand z , ou combinaison de température et luminosité). Une autre difficulté importante est la caractérisation de l'efficacité de détection qui nécessite de calibrer la relation entre luminosité X et masse (en tenant compte de la dispersion). A titre d'exemple Vikhlinin et al. (2009) obtient par cette méthode $\Omega_m = 0.28 \pm 0.04$ et $\Omega_\Lambda = 0.78 \pm 0.25$ (voir aussi Mantz et al. 2010 qui obtiennent un résultat compatible mais avec un jeu de paramètres cosmologiques différent).

Mesure de H_0

La mesure extrêmement précise de $H_0 = 73.8 \pm 2.4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ par Riess et al. (2011) lève la dégénérescence des contraintes du CMB et permet d'obtenir une prédiction imbattable sur la densité associée à la constante cosmologique de $\Omega_\Lambda = 0.746 \pm 0.019$.

Lensing du CMB

Récemment, la mesure du lensing du CMB (à grand multipole) par l'expérience ACT (Sherwin et al. 2011) (voir aussi le résultat du SPT : van Engelen et al. 2012) permet de mettre en évidence une constante cosmologique non nulle à 3σ , $\Omega_\Lambda = 0.61^{+0.14}_{-0.06}$ (erreurs à 1σ , la vraisemblance n'est pas du tout gaussienne) en accord avec les autres sondes citées précédemment.

Les supernovae de type Ia

Le diagramme de Hubble des supernovae de type Ia permet de contraindre le rapport de distances de luminosité entre supernovae proches $z \simeq 0.01$ et distantes. Dans le cadre du

modèle Λ CDM, cette distance de luminosité s'écrit, pour un univers non plat

$$d_L(z) = (1+z) \frac{c}{H_0} |1-\Omega_m-\Omega_\Lambda|^{-1/2} r_k \left(|1-\Omega_m-\Omega_\Lambda|^{1/2} \int_0^z [\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_\Lambda]^{-1/2} dz' \right)$$

et plus simplement pour un univers plat

$$d_L(z) = (1+z) \frac{c}{H_0} \int_0^z [\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_\Lambda]^{-1/2} dz'$$

Les contraintes dans le plan Ω_m Ω_Λ tirées de l'ajustement du diagramme de Hubble des trois premières années de données de SNLS (combiné avec un lot de supernovae proches, voir Conley et al. 2011) sont représentées figure 1.1 avec l'ensemble des autres contraintes préalablement citées, mettant en évidence visuellement l'accord des différentes sondes.

1.3 Interprétations possibles d'une expansion accélérée, l'énergie noire

1.3.1 La constante cosmologique

Le modèle de concordance Λ CDM peut être vu en premier abord comme le modèle minimal effectif décrivant les observations, à savoir le fait que les distances à z donné apparaissent plus grandes que celles attendues dans un univers dominé par de la matière.

Cependant dans l'hypothèse où il décrit effectivement parfaitement l'expansion, il peut être interprété de deux façons. i) il existe bien une constante cosmologique dans les équations d'Einstein, ou ii) le terme Ω_Λ correspond à la densité d'énergie du vide quantique. La première hypothèse pose un problème de coïncidence : pourquoi trouve-t-on Ω_m et Ω_Λ du même ordre de grandeur aujourd'hui alors que le modèle prédit qu'on les aurait trouvés à des valeurs très différentes dans le passé ou le futur ?

La seconde hypothèse, densité d'énergie du vide quantique, fait intervenir des échelles d'énergie sans commune mesure avec la valeur de Ω_Λ qui correspond à une échelle d'énergie de $(10^{-3} \text{ eV})^4$. Il est en effet difficile d'invoquer un scénario faisant intervenir une symétrie comme la supersymétrie protégeant la divergence de la densité d'énergie du vide, et qui serait brisée (parce que non observée) à une échelle d'énergie supérieure à 100 GeV, tout en conduisant à une densité d'énergie résiduelle aussi faible.

L'alternative radicale consiste à dire qu'il n'y a pas de constante cosmologique, que le vide quantique a une densité d'énergie exactement nulle par un mécanisme encore inconnu, et que l'expansion accélérée est due à un autre phénomène. Les possibilités sont alors très nombreuses. Il peut s'agir schématiquement de l'influence d'une nouvelle source d'énergie comme l'énergie potentielle d'un champ de quintessence (l'équivalent du champ d'inflation), ou bien la manifestation de modifications de la gravité aux grandes échelles. De nombreuses possibilités de ce type sont exposées par exemple dans la revue Copeland et al. (2006).

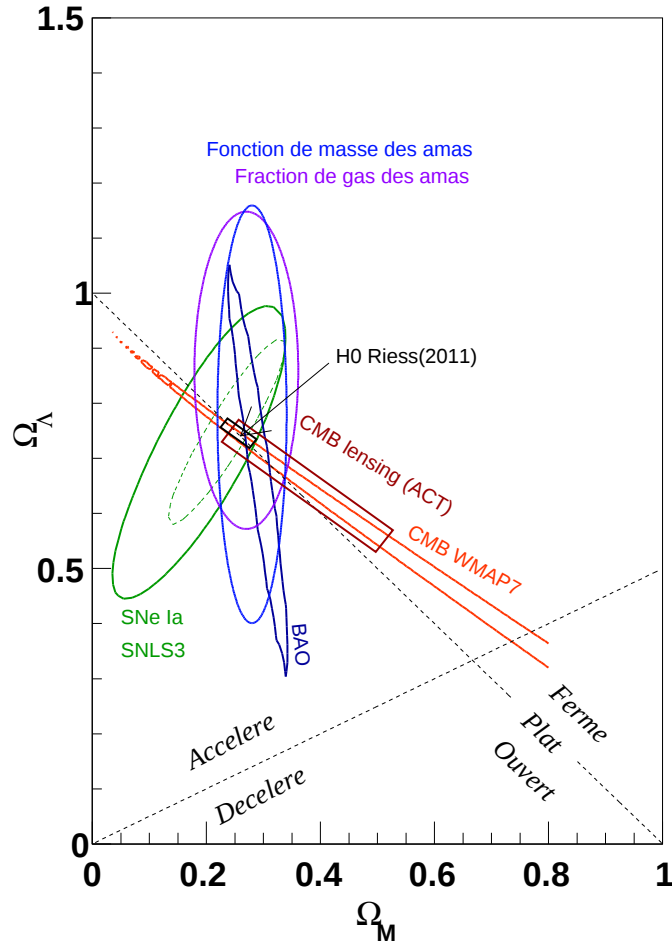


FIGURE 1.1 – Contours de confiance à 68% dans le plan Ω_m - Ω_Λ pour les supernovae Ia (Conley et al. 2011) (contours tiretés : sans les incertitudes systématiques), les oscillations de baryon (Eisenstein et al. 2005; Beutler et al. 2011; Blake et al. 2011b; Sánchez et al. 2012), le CMB (Komatsu et al. 2011), et contours approximatifs pour la fraction de baryon (Allen et al. 2008) et la fonction de masse des amas observés en X (Vikhlinin et al. 2009). Sont aussi représentées les combinaisons de WMAP7 avec la mesure de H_0 par Riess et al. (2011) et les contraintes qu’apportent la détection du lensing du CMB (Sherwin et al. 2011).

1.3.2 Les sondes de l'énergie noire

Du point de vue expérimental, la seule possibilité est de tester plus avant le modèle Λ CDM. Pour cela, il s'agit de mesurer le plus précisément possible les distances en fonction du redshift, en espérant trouver un écart à la loi d'expansion prédite par le modèle. Une paramétrisation usuelle de cet écart potentiel au modèle consiste à introduire, en remplacement du terme de constante cosmologique, une "énergie noire" de paramètre de densité Ω_X et d'équation d'état $w \equiv p/\rho$ de sorte que, pour $z \ll 1000$,

$$(H/H_0)^2 = \Omega_m(1+z)^3 + \Omega_X(1+z)^{3(1+w)} + (1 - \Omega_m - \Omega_X)(1+z)^2$$

(si $w = -1$, on retrouve le modèle Λ CDM et l'équation 1.9). Un autre type d'observations, la mesure du taux de croissance linéaire des structures, pourrait aussi s'avérer crucial pour comprendre la nature de l'énergie noire. Je me limiterai cependant dans ce qui suit à la mesure des distances.

La mesure de w impose de combiner plusieurs sondes cosmologiques. Dans le cadre de l'hypothèse d'un univers plat, que nous considérons ici, deux sondes suffisent. Sur la figure 1.2 sont représentées les contours de confiance dans le plan Ω_m w tirés des supernovae de type Ia, des BAO, et de la mesure de H_0 croisés avec les contraintes de WMAP7 (voir les références dans la légende de la figure). Aujourd'hui, ce sont les supernovae qui apportent les contraintes les plus importantes. En combinant l'ensemble de ces observations, on obtient $w = -1.13 \pm 0.07$. On inclut ici les derniers résultats de BOSS, Anderson et al. (2012), sur la mesure de l'échelle du pic acoustique à $z \simeq 0.57$. La mesure de $H_0 = 73.8 \pm 2.4 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ par Riess et al. (2011) tire le résultat vers une valeur faible de w . Cette mesure est marginalement compatible avec la mesure des BAO (dans la combinaison avec les résultats WMAP). Ceci est visible sur la figure 1.2. Cette tension est aussi explicitement mise en évidence sur la figure 30 de Anderson et al. (2012). En enlevant la contrainte sur H_0 de Riess et al. (2011) de l'ajustement, on obtient $w = -1.09 \pm 0.08$.

La suite de ce manuscrit relate la mesure de w avec les supernovae de type Ia obtenue dans le cadre de l'expérience SNLS.

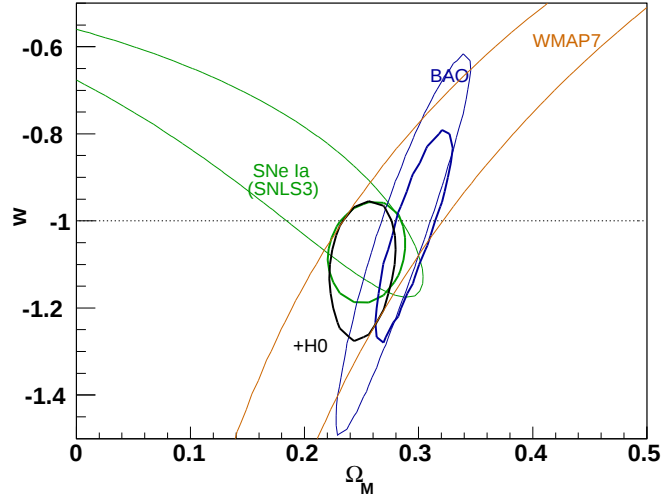


FIGURE 1.2 – Contours de confiance à 68% dans le plan Ω_m w pour les supernovae Ia (Conley et al. 2011), les oscillations de baryon (Percival et al. 2010; Beutler et al. 2011; Blake et al. 2011b; Anderson et al. 2012), le CMB (Komatsu et al. 2011), et la combinaison de WMAP7 avec la mesure de H_0 par Riess et al. (2011). Pour le contour BAO bleu en trait fin (sans combinaison avec le CMB), les contraintes sur le paramètre $A(z)$ (voir Eq. 1.11) de Eisenstein et al. (2005) et Sánchez et al. (2012) sont utilisées à la place de la contrainte sur $d_z = r_s/D_V$ (voir Eq. 1.10) de Percival et al. (2010) et Anderson et al. (2012).

Chapitre 2

Supernovae Ia

Je décris dans cette section comment sont utilisées les supernovae de type Ia pour mesurer des distances.

2.1 Propriétés observationnelles

2.1.1 Courbes de lumière

Une supernova de type Ia (SN Ia) est l'explosion d'une étoile qui conduit à une émission lumineuse atteignant en moyenne 4×10^9 luminosités solaire (en bande B , pour $h = 0.7$) au pic d'émission. Le temps de montée moyen (entre l'instant de l'explosion et le maximum de luminosité) est de l'ordre de 17 jours¹. La courbe de lumière décroît ensuite, avec typiquement une diminution du flux lumineux d'un facteur deux en 12 jours (toujours en bande B); la décroissance devient essentiellement exponentielle au bout d'un mois environ. Une deuxième bosse dans la courbe de lumière est visible en bande R et I de façon plus ou moins prononcée selon les SNe. Un exemple de courbes de lumière sont représentées figure 2.1.

Les SNe Ia présentent une variabilité de la forme de leur courbes de lumière qui peut être décrite comme un étirement temporel de la courbe de lumière. On quantifie cette variabilité par un facteur de dilatation temporelle que l'on appelle *stretch*. Ce stretch est corrélé à la brillance de la supernova.

La couleur des SNe Ia, qui s'exprime comme une différence de magnitude (le logarithme d'un rapport de flux), évolue en fonction du temps de façon particulière (voir figure 2.2). Au maximum de luminosité, les SNe Ia présentent une diversité de couleur. Le coeur de la distribution a une dispersion de l'ordre de 0.1 magnitude. Cette dispersion est probablement due à une variabilité intrinsèque aux SNe. Il existe par ailleurs une queue de distribution étalée vers le rouge qui, elle, est très probablement due à de l'extinction par

1. les valeurs dépendent d'une publication à l'autre du fait de différences de définition de ce qu'est une SN moyenne, voir González-Gaitán et al. 2012

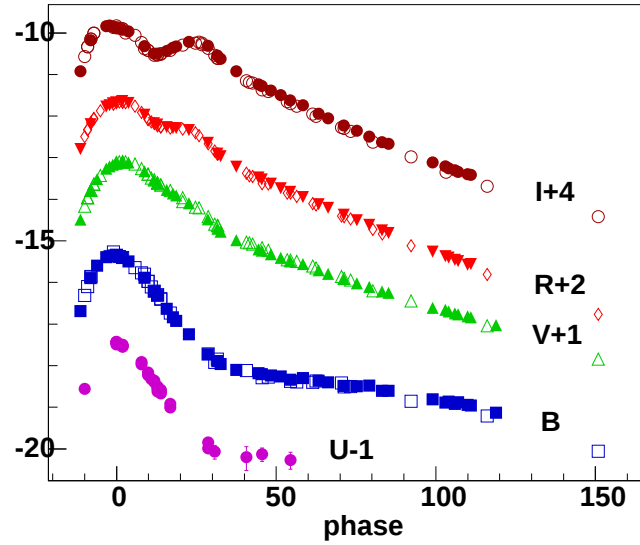


FIGURE 2.1 – Courbes de lumière dans les bandes U , B , V , r et i de la supernova SN2006X (symboles vides : Hicken et al. 2009a, symboles pleins : Contreras et al. 2010). C’est l’opposé de la magnitude qui est représenté en ordonnée, soit à une constante près $2.5 \times \log_{10}(\text{flux})$. La phase, écart de temps au maximum de luminosité dans la bande B , est notée en jours en abscisse.

des poussières le long de la ligne de visée (voir la discussion sur la variation de couleur au paragraphe 2.3.2).

Les corrélations entre la luminosité de la SN et sa durée ainsi que sa couleur sont représentées figure 2.3. La dispersion des magnitudes absolues vaut 0.3. En utilisant les corrélations avec le stretch et la couleur, cette dispersion est réduite à 0.14. Cette dispersion de 0.14 en magnitude équivaut à une dispersion de 13% en flux et donc 6.5% en distance. Chaque supernova de type Ia pour laquelle on a pu mesurer le flux au maximum de luminosité, la couleur et la durée (dans des bandes spectrales bien définies, nous y reviendrons) fournit donc une mesure étonnamment précise de distance, et ce, si l’appareil de détection le permet, jusqu’à des distances de plusieurs milliards d’années lumière.

2.1.2 Propriétés spectrales

Le spectre d’une SN Ia au maximum de luminosité présente de larges raies d’absorption qui signent une dispersion de vitesse importante du matériel absorbant, avec des vitesses typiques de 10000 km/s. Ces raies ont un profil de type P-Cygni avec une large bosse en émission provenant d’une photosphère en expansion émettant de façon isotrope et une raie large d’absorption décalée vers le bleu due à l’absorption le long de la ligne de visée dans les couches externes (elles aussi en expansion). Il n’est pas toujours possible de séparer ces profils P-Cygni ni d’identifier un continuum car de nombreux éléments interviennent dans la forme du spectre. Néanmoins, plusieurs éléments sont nettement identifiables dans le spectre d’une supernova Ia et permettent d’ailleurs de les différencier des autres types de

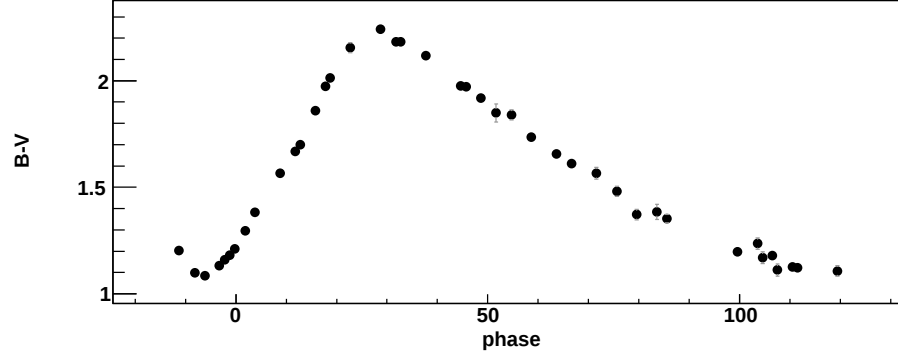


FIGURE 2.2 – Couleur $B - V$ en fonction du temps de la supernova SN2006X (Contreras et al. 2010). Il s’agit d’une supernova particulièrement rouge, mais l’évolution temporelle est typique.

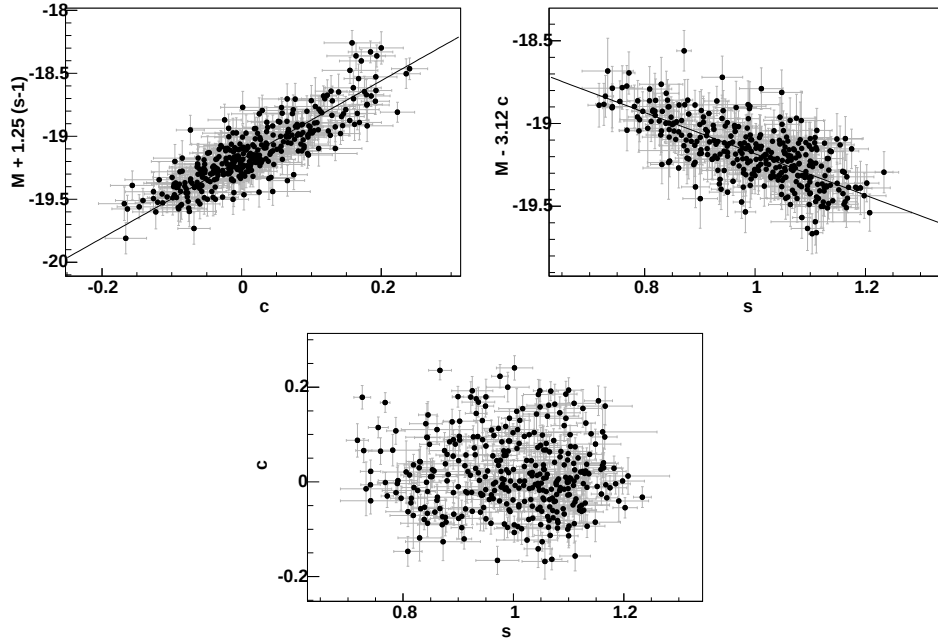


FIGURE 2.3 – Corrélations entre brillance, stretch et couleur de SNe Ia tirées de l’analyse des trois premières années du SNLS (comprenant des SNe proches et distantes). s est le paramètre “stretch” d’étirement ($s = 1.1$ signifie une courbe de lumière 10% plus étirée que la moyenne), c est un paramètre de couleur, correspondant (en moyenne) à la couleur $B - V$ au maximum de luminosité à une constante près. M est la magnitude absolue d’une SN moyenne (avec $s = 1$ et $c = 0$) en bande B pour $h = 0.7$. Ces magnitudes absolues sont tirées des résidus à l’ajustement du diagramme de Hubble.

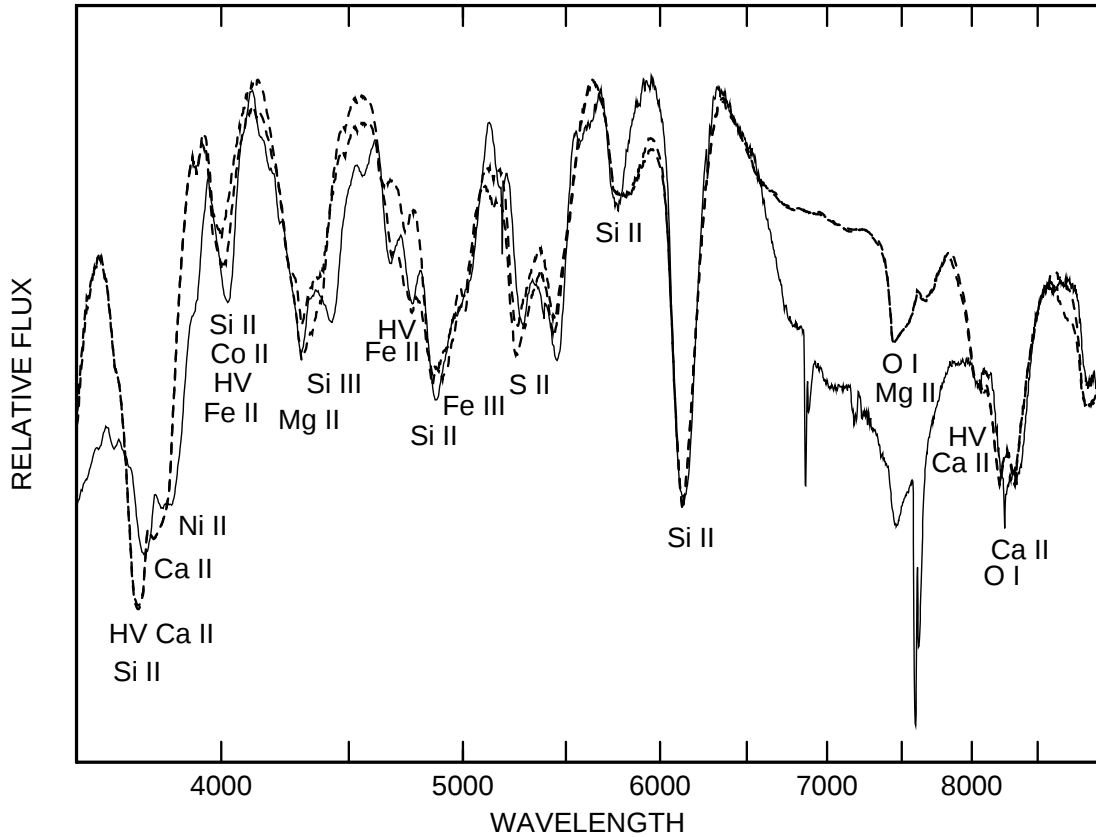


FIGURE 2.4 – Spectre au maximum de luminosité de SN 1994D comparé à des spectres synthétiques (figure tirée de Branch et al. 2006).

SNe. Ces éléments sont indiqués sur la figure 2.4. Les SNe Ia sont identifiées par l’absence de raies d’hydrogène ou d’hélium, et la présence de silicium Si II (ionisé une fois, la raie la plus caractéristique est à 6355 Å, mais d’autres raies à plus basses longueur d’onde permettent aussi d’identifier une SN Ia) et d’autres éléments de masse intermédiaire comme le S II, Ca II, Mg II, et des raies du Fer. Filippenko (1997) fournit une revue complète sur la classification des SNe. L’identification spectroscopique des SNe Ia du SNLS à grand redshift est décrite dans les papiers Howell et al. (2005); Bronder et al. (2008a); Ellis et al. (2008); Balland et al. (2009); Walker et al. (2011).

2.1.3 Raffinement de la classification

La richesse des informations spectroscopiques a amené plusieurs auteurs à définir des sous-classes de SNe Ia, et à chercher des corrélations entre luminosité et observables spectroscopiques qui pourraient améliorer les estimateurs de distance (voir section 2.3). Branch et al. (1993) définit des SNe Ia “normal” et “particulières” dont les archétypes sont les SNe 1991T (sur-lumineuse), 1991bg (sous-lumineuses) et 1986G. Benetti et al. (2005) propose trois sous-classes de SNe suivant leur brillance, la vitesse d’expansion de leur ejecta, et l’évolution temporelle de cette vitesse. Plus récemment, Wang et al. (2009) note une corrélation entre vitesses d’ejecta et relation entre luminosité et couleur. Foley (2012) réin-

interprète ces résultats en trouvant des différences de couleur intrinsèque des SNe en fonction des sous-classes spectrales. Finalement, ces derniers résultats sont mis en doute par la publication et l'analyse de deux grands échantillons de spectres de SNe Ia, Blondin et al. (2012) (2603 spectres de 462 SNe du *Center for Astrophysics Supernova Program*) et Silverman et al. (2012a,b) (1298 spectres de 582 SNe tirés du *Berkeley Supernova Ia Program*). Le débat reste donc ouvert. Les dernières publications citées tendent cependant à montrer qu'il est difficile d'améliorer significativement les indicateurs de distance avec des données spectroscopiques, au-delà des corrélations observées avec des paramètres tirés des courbes de lumière (stretch et couleur, voir §2.3).

Ces études spectrales sont essentielles pour comprendre la physique de l'explosion des supernovae de type Ia. Cependant, les sous-classifications proposées dans la littérature ne sont pas prises en compte pour une utilisation cosmologique, simplement parce qu'elles ne permettent pas d'améliorer significativement la mesure de distance, et qu'elles nécessitent des observations spectroscopiques à haut signal sur bruit, et donc coûteuses en temps d'observation. Les supernovae Ia sont donc traitées comme une classe d'objets majoritairement homogène (avec une diversité de forme de courbe de lumière et de couleur), avec quelques objets particuliers rares. Ces objets ont généralement des courbes de lumière atypiques et peuvent donc être identifiés et exclus des analyses de cosmologie à partir de ces seules courbes de lumière, comme le sont les SNe faiblement lumineuses de type SN-1991bg. En dernier ressort, les objets visiblement sur- ou sous-lumineux par rapport au reste de la distribution des SNe Ia sont écartés du diagramme de Hubble pour la mesure de cosmologie. La variabilité résiduelle d'objet à objet est prise en compte lors de l'estimation de leur distance, comme nous le verrons §2.3.

2.2 Interprétation physique

Le scénario le plus plausible pour les SNe Ia est l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche composées de carbone et d'oxygène. Nomoto et al. (1984) établit à ce sujet un modèle de référence. Une naine blanche isolée est une étoile stable, où l'attraction gravitationnelle est compensée par la pression de Fermi des électrons. Cet équilibre est rompu à l'approche d'une masse critique, la masse de Chandrasekhar, d'environ $1.4 M_{\odot}$, où la température des électrons qui sont alors relativistes se met à diverger avec l'apport de masse supplémentaire. C'est selon toute vraisemblance ce qu'il se passe pour une SN Ia. Schématiquement la naine blanche, alimentée par une étoile compagnon dans un système binaire serré, s'approche de la masse de Chandrasekhar et atteint la température de fusion du Carbone, déclenchant ainsi la combustion de l'ensemble de l'étoile en quelques secondes. Les abondances des noyaux formés dépendent de l'état de densité et température de la matière nucléaire, et donc du temps de propagation de la flamme de combustion au regard de la dilatation de l'étoile en train d'exploser. Le modèle proposé par Nomoto et al. (1984) consiste en une combustion depuis le coeur de l'étoile vers l'extérieur. La propagation de la flamme est subsonique (il s'agit d'une déflagration), de sorte qu'un "choc précurseur" se développe en avant repoussant les couches externes de l'étoile qui perdent en densité. Alors que des noyaux autour du Fer (principalement du ^{56}Ni) sont produits au coeur, la combustion nucléaire incomplète des couches externes produit des éléments de masse intermédiaire (Si , S , Ca , Mg , Ne). Ceci est qualitativement en accord avec les observations. Environ $0.6 M_{\odot}$

de ^{56}Ni est formé (pour le modèle W7). C'est ensuite les temps de décroissance radioactive du ^{56}Ni vers le ^{56}Co (demi-vie de 6 jours) puis du ^{56}Co en ^{56}Fe (77 jours) qui gouverne la durée caractéristique d'une courbe de lumière de SN Ia. La quantité de ^{56}Ni produite est en accord qualitatif avec l'énergie lumineuse émise par une SN Ia.

Le modèle de Nomoto et al. (1984) n'est cependant qu'un modèle unidimensionnel. Les effets tridimensionnels de turbulence sont pris en compte uniquement par une vitesse effective de propagation de la flamme, environ 30% de la vitesse du son ; le modèle ne dit évidemment rien sur l'asymétrie de l'éjecta. Depuis, des simulations tridimensionnelles beaucoup plus complexes ont été mises en place. Une revue de Hillebrandt & Niemeyer (2000) expose à ce titre les difficultés à modéliser la propagation de la flamme, et Röpke et al. (2007) présente une des simulations les plus abouties de ce scénario. Il résulte de ces travaux qu'il semble difficile d'expliquer la gamme de vitesse d'expansion observée pour les éléments de masse intermédiaire avec une déflagration turbulente. Pour cette raison, Khokhlov (1991) suggère une transition du mode de propagation de la flamme, d'un mode subsonique porté par la conductivité thermique et la turbulence vers une détonation supersonique portée par une onde de pression (ou onde de choc). Cette transition aurait lieu vers une densité de l'ordre de 10^7 g.cm^{-3} (quand la densité centrale initiale de la naine blanche $C + O$ est d'environ $3 \cdot 10^9 \text{ g.cm}^{-3}$). Elle est aujourd'hui introduite de façon ad-hoc dans les simulations d'explosion (voir par exemple Röpke & Niemeyer 2007, qui se base sur une comparaison entre l'épaisseur de la flamme de déflagration et l'échelle caractéristique de la turbulence).

Dans ce scénario d'explosion d'une naine blanche à la masse de Chandrasekhar, l'étoile compagne est non-dégénérée, elle n'intervient dans le modèle qu'à travers un apport continu de masse. Il existe cependant un scénario alternatif : la coalescence de deux naines blanches (voir Pakmor et al. 2012 pour une simulation récente). Alors que ces deux mécanismes d'explosion sont fondamentalement différents, les observations et le degré de précision des simulations actuelles ne permettent pas de les différencier de façon ferme. Röpke et al. (2012) compare par exemple des simulations basées sur les deux scénarios aux observations par SNFactory (Aldering et al. 2002) de SN 2011fe. Les deux modèles reproduisent à peu près la forme des spectres, mais des désaccords subsistent avec les observations pour les deux modèles, de sorte que l'on ne peut favoriser l'un ou l'autre des mécanismes.

Aucun progéniteur (naine blanche dans un système binaire) n'a été observé de façon inambigüe dans des images d'archive antérieures à l'explosion d'une SN Ia. Ce scénario demeure donc une hypothèse, mais il est cependant étayé par les observations récentes de la supernova Ia SN 2011fe, ayant explosé dans la galaxie M101, située à 6.4 Mpc de la Terre. Nugent et al. (2011) établit une limite supérieure de $0.1 R_{\odot}$ au rayon de l'étoile progénitrice à partir des premières observations, en se basant sur un modèle simple d'une boule de feu en expansion. D'autre part, des raies d'absorption associées au C et O sont visibles dans les premiers spectres, avec une vitesse supérieure à 20000 km.s^{-1} pour l'oxygène, quand les éléments de masse intermédiaires sont plutôt à 16000 km.s^{-1} (et donc plus centraux). Ces observations sont cohérentes avec une hypothèse de matériel non brûlé dans les couches externes d'une naine blanche $C + O$ en explosion. La courbe de lumière des premières heures de la SN permet en outre d'exclure une étoile compagne de type géante rouge (dont la présence se traduirait par un flash lumineux dû à de la matière choquée). Bloom et al. (2012) va plus loin en utilisant des images de M101 prises pour d'autres raisons 4

heures après l’explosion (avant que la SN soit découverte et l’alerte donnée). Ces données lui permettent d’établir une limite supérieure sur le flux, et en utilisant plusieurs modèles, une limite supérieure sur la taille du progéniteur de $0.02 R_{\odot}$ (sous l’hypothèse que la date d’explosion est bien déterminée par l’ajustement parabolique $\propto t^2$ des premiers jours de la courbe de lumière, et qu’il y a bien un choc tel que prédit par les modèles de détonation retardée), ce qui indique un progéniteur compact de type naine blanche ou étoile à neutron.

2.3 Utilisation des Supernovae Ia comme chandelle standard

Nous avons vu dans la section 2.1 que la luminosité des SNe Ia est corrélée à la forme de leur courbe de lumière et leur couleur. En tenant compte de ces deux corrélations, la dispersion des luminosités corrigées atteint 13% (0.14 magnitude).

2.3.1 Module de distance

Avant de poursuivre la discussion, il est utile de définir plus précisément l’estimation de distance. On appelle module de distance la quantité

$$\mu(z, \zeta) = 5 \log_{10}(D_L(z, \zeta)/(10 \text{ pc})) \quad (2.1)$$

où ζ symbolise l’ensemble des paramètres d’un modèle cosmologique (homogène et isotrope). La référence de distance à 10 pc est liée à la définition des magnitudes absolues en astronomie. En effet un estimateur $\hat{\mu}$ de ce module de distance, basé sur les observation d’une supernova, est la magnitude de la SN observée dans un filtre glissant “redshifté” (afin d’intégrer la même gamme spectrale dans le référentiel de la SN), auquel on soustrait la magnitude absolue moyenne des SNe, avec des corrections éventuelles :

$$\hat{\mu} = m_B^* - M_B + \delta m(\mathbf{X}) \quad (2.2)$$

$\mathbf{X}$ étant un jeu de paramètre tirés de la SN (forme, couleur). Ici, on a spécifié la bande spectrale d’intégration des flux : la bande standard B , centrée autour d’une longueur d’onde $\bar{\lambda}_B \simeq 430 \text{ nm}$ (voir §2.3.3) ;

Pour être complet, m_B^* est défini ainsi :

$$m_B^* = -2.5 \log_{10} \left(\frac{\int \phi_{SN}(\lambda, t_{max}) T_B^*(\lambda) \lambda d\lambda}{(1+z) \int \phi_{ref}(\lambda) T_B(\lambda) \lambda d\lambda} \right) + m_B^{ref} \quad (2.3)$$

où $T_B^*(\lambda) \equiv T_B(\lambda/(1+z))$ est la bande glissante, ϕ_{SN} le spectre de la SN (flux d’énergie par unité de longueur d’onde, i.e. en $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{\AA}^{-1}$), et ϕ_{ref} celui d’une étoile de référence dans les mêmes unités, étoile de référence ayant la magnitude m_B^{ref} .

Le pouvoir statistique d’un estimateur $\hat{\mu}$ est caractérisé par la dispersion des résidus au diagramme de Hubble, à savoir la dispersion de $[\hat{\mu}(SN) - \mu(z_{SN}, \zeta)]$ établi à partir d’un échantillon de SNe. Cette dispersion peut être établie dans des bins en redshift, en

remplaçant $\mu(z_{SN}, \zeta)$ par la moyenne des observations dans le bin pour s'affranchir de la dépendance apparente en ζ .

2.3.2 Estimateurs de distance

L'estimateur le plus simple de μ qui tire partie des corrélations observées, consiste à appliquer des corrections linéaires dépendant du paramètre de forme que l'on appellera x (c'est le stretch) et de couleur c .

$$\hat{\mu} = m_B^* - M_B + \alpha \times x - \beta \times c \quad (2.4)$$

Les paramètres M_B, α, β peuvent être ajustés pour minimiser les résidus au diagramme de Hubble. Les données acquises jusqu'à aujourd'hui indiquent que des corrections d'ordre supérieur ($x^2, c^2, x.c, \dots$) n'améliorent pas significativement la dispersion des résidus au diagramme de Hubble.

Paramètre de forme

Le paramètre de forme de courbe de lumière x est présenté de façon variée dans la littérature. Pour Phillips (1993) (Pskovskii 1977 présente pour la première fois cette corrélation), $x \equiv \Delta m_{15}(B)$, le décrétement de flux 15 jours après le maximum de luminosité dans la courbe de lumière en bande B . Pour Riess et al. (1996), $x \equiv \Delta$ (le paramètre d'écart à la luminosité moyenne en bande V de la méthode MLCS), pour Perlmutter et al. (1999); Guy et al. (2005); Conley et al. (2007), $x \equiv stretch - 1$, un facteur de dilatation temporelle des courbes de lumière (facteur qui varie en fonction de la longueur d'onde). Enfin dans Guy et al. (2007) (ci-dessous G07), pour le modèle SALT2 qui sera décrit en détail plus loin, $x \equiv x_1$, la coordonnée associée à la principale composante de variabilité (après la couleur). Ces variations dans la définition du paramètre x n'ont que peu d'influence sur l'estimateur de distance, d'une part parce que ces diverses paramétrisations conduisent à des valeurs qui sont très corrélées d'une SN à l'autre ce qui signifie qu'ils indexent la même propriété des SNe, et d'autre part parce qu'au premier ordre, cela ne change que la définition du paramètre α et pas l'estimateur de distance $\hat{\mu}$. $(x, \alpha) \rightarrow (x', \alpha')$ avec $\alpha' = \alpha \times \partial x / \partial x'$.

Variation de couleur

De la même façon la paramétrisation de la variation de couleur (c) est abordée de façon différente selon les auteurs, mais là, la situation est un peu plus confuse. La variation de couleur des SNe Ia peut en effet avoir plusieurs causes. Schématiquement, un rougissement des SNe Ia dû à de l'absorption par des poussières en avant plan, et une variation de couleur intrinsèque due aux conditions physique de l'explosion de la SN (c_{int}). C'est une vision schématique car il existe aussi une extinction par le milieu circumstellaire de la SN, milieu qui est modifié suite à l'explosion de la SN.

Pour l'estimation de distance avec la méthode nommée MLCS (Riess et al. 1996; Jha et al. 2007), utilisée dans de nombreuses analyses de cosmologie avec les SNe Ia (une liste incomplète : Riess et al. 1998; Wood-Vasey et al. 2007; Kessler et al. 2009; Hicken et al. 2009b), le variabilité de couleur, une fois corrigée de sa corrélation avec le paramètre de forme Δ , est interprétée comme étant entièrement le fait d'une absorption par des poussières, et est en conséquence indexée par le paramètre A_V , l'extinction en bande V exprimée en magnitude. L'extinction ne pouvant que diminuer le flux, une valeur $A_V \geq 0$ est imposée dans les analyses. D'autre part, la dépendance en longueur d'onde de ce changement de couleur suit une loi d'extinction décrite par Cardelli et al. (1989), puis modifiée par O'Donnell (1994) (ci-après CCM).

Cette loi empirique CCM a été ajustée sur des observations stellaires dans la Voie Lactée, elle a un seul paramètre pour décrire la variation de la dépendance en longueur d'onde d'une ligne de visée à l'autre, le paramètre R_V , rapport entre l'extinction en bande V et le rougissement. $A_V = R_V \times E(B - V)$.

Dans ce scénario, $c \equiv E(B - V)$, et $\beta \equiv R_V + 1$. La valeur de R_V choisie varie selon les analyses. Les travaux initiaux adoptent une valeur de $R_V = 3.1$ correspondant à la loi d'extinction moyenne pour la Voie Lactée (voir par exemple Fitzpatrick & Massa 2007). Des travaux plus récents redéterminent cette valeur avec des méthodes variées, sans chercher à minimiser les résidus au diagramme de Hubble. A titre d'exemple, Kessler et al. (2009) compare la variation temporelle de couleur des SNe à une simulation où l'on fait varier R_V . Folatelli et al. (2010) utilise les relations entre "excès de couleur" des SNe dans différentes bandes spectrales visibles et infra-rouge pour contraindre la loi CCM.

L'approche alternative consiste à ne pas préjuger de la cause de la variation de couleur observée, mais de simplement mesurer cette dernière, et d'ajuster le coefficient β dans l'équation 2.4 en minimisant les résidus au diagramme de Hubble. Cette approche a été proposée pour la première fois par Tripp (1998). On peut définir cette couleur c de plusieurs façon. Dans le cadre de la méthode SALT2 décrite ci-après,

$$c \equiv (B - V)_{max} - \langle (B - V)_{max} \rangle \quad (2.5)$$

où max signifie que la couleur est évaluée au maximum de luminosité en bande B . c est un écart à la couleur moyenne². Le paramètre de couleur est donc une combinaison non différenciée d'extinction et de variation intrinsèque. Pour reprendre les notations ci-dessus, $c = c_{int} + E(B - V)$. Un avantage de cette méthode par rapport à la précédent est qu'elle se base sur moins d'hypothèses, elle est donc a priori moins biaisée, notre connaissance des SNe Ia n'étant pas encore parfaite. Il y a en revanche un désavantage statistique immédiat à ne pas forcer une gamme de valeur autorisée pour le paramètre de couleur. Aussi, la variation de couleur en fonction de la longueur d'onde ne suit plus nécessairement une loi d'extinction par des poussières, il faut donc l'ajuster sur les données.

2. La valeur exacte de cette couleur moyenne de référence $\langle (B - V)_{max} \rangle$ n'a pas pas d'importance car toute variation peut être absorbée dans la définition de M_B dans l'équation 2.4. Avoir une valeur moyenne de c nulle a l'avantage pratique de décorréler les estimations des paramètres M_B et β .

Améliorations de la mesure de distance

Nous avons déjà cité dans la section 2.1.3 plusieurs études visant à améliorer la mesure de distance en tenant compte de propriétés spectrales. Plusieurs études présentent en effet un estimateur amélioré, mais elles nécessitent toutes des observations spectroscopiques qui rendent ces méthodes non compétitives à grand redshift. A titre d'exemple, Bailey et al. (2009) identifient dans les données SNFactory un rapport de flux en bande étroite $R_{642/443} = F(642 \text{ nm})/F(443 \text{ nm})$ très corrélé à la luminosité des SNe Ia (en bande B , avec un coefficient de corrélation de 0.95), qui fournit un estimateur de distance avec des résidus au diagramme de Hubble de 0.12 (quand combiné avec une correction de couleur).

Le gain en dispersion par rapport à l'estimateur standard (forme + couleur) est de 15%. On peut convertir ce gain statistique en un gain de 30% sur le nombre de SNe dans le diagramme de Hubble nécessaire pour obtenir une même précision statistique moyenne, et finalement assimiler cette valeur à un gain en temps d'observation (le temps de surveillance d'un champ pour collecter ces SNe). Le revers de la médaille est l'accroissement du temps d'observation nécessaire par SN pour obtenir une mesure suffisamment précise du rapport $R_{642/443}$. La largeur spectrale de ces mesures de flux (bins de largeur $c\Delta\lambda/\lambda = 2000 \text{ km.s}^{-1}$) est environ 3 fois plus étroite que les bandes B et V utilisées pour l'indicateur standard, ce qui correspond à un temps de pose 3 fois plus important pour obtenir la même précision. Approximativement, avec $\beta \simeq 3$, pour obtenir une précision statistique de 0.1 mag sur $\hat{\mu}$ (Eq. 2.4), en considérant des précisions identiques en B et V , il faut obtenir $\sigma_{B,V} \simeq 0.03$. Avec $\gamma \equiv \partial\hat{\mu}/\partial R_{642/443} = 3.5$ (Bailey et al. 2009, Table 1), il faut aussi $\sigma(R_{642/443}) \simeq 0.03$, et donc un temps d'observation effectivement 3 fois plus important, ce qui annihile l'avantage statistique initial, pour les objets faibles (où le temps d'observation est en effet contraint par l'acquisition d'un signal suffisant par SN).

Pour en revenir aux méthodes basées uniquement sur des courbes de lumière, il n'y a pas à ce jour, me semble-t-il, de résultats convaincants démontrant une amélioration significative de la mesure de distance dans le domaine visible (au-delà de la correction de stretch et couleur). Nous pouvons cependant mentionner les travaux de Kim & SNFactory collaboration (2012) qui prédisent, à partir des données SNFactory intégrées dans des filtres large-bande, qu'une précision de 0.11 mag pourrait être obtenue. La méthode proposée doit être validée sur un échantillon indépendant de courbes de lumière réelles (non synthétiques).

Un gain significatif sur la précision de mesure de distance est en revanche obtenu avec des observations dans l'infra-rouge proche dans le référentiel de la SN. Folatelli et al. (2010) obtiennent une dispersion des résidus au diagramme de Hubble de 0.12 pour des SNe proches, avec une contribution non-négligeable des vitesses particulières. A plus haut redshift, la même collaboration Carnegie Supernova Project (CSP), obtient un diagramme de Hubble avec une dispersion de 0.13 mag (Freedman et al. 2009). Plus récemment, Barone-Nugent et al. (2012) présentent un diagramme de Hubble en bande H comprenant 12 SNe Ia avec une dispersion de 0.085 mag sans correction de couleur ni forme. Ce résultat étonnant doit être confirmé avec un échantillon de données plus important. Cependant, comme pour les mesures de distances avec indicateurs spectraux, cette dispersion n'assure pas un pouvoir statistique plus important que les observations dans le visible. Les observations en infra-rouge proches sont très difficiles depuis le sol (absorption et brillance du ciel), et les SNe ne sont pas très brillantes dans cette gamme spectrale. Le diagramme de Hubble le plus

profond à ce jour est celui de Freedman et al. (2009), avec 35 SNe à $0.1 < z < 0.7$ (distances en bande I dans le référentiel de la SN, obtenues à partir d’observations en bandes J et K sur le télescope Magellan de 6.5 m de diamètre). Il manque donc un facteur 10 en statistique pour devenir compétitif avec les relevés de SNe dans le visible.

La recherche de méthodes alternatives pour la mesure de distance doit cependant être poursuivie, non pas en vue d’un gain statistique (à l’horizon 2020, le projet LSST promet la mesure de distances précises de plus de 10000 SNe), mais pour la réduction des incertitudes systématiques. Pour les indicateurs de distances utilisant des propriétés spectrales, la prise en compte empirique plus fine de la variabilité des conditions d’explosion des SNe Ia rend la mesure de distance naturellement moins sensible à une évolution non détectée des propriétés des SNe avec le redshift. Pour les indicateurs de distances basés sur des observations en infra-rouge, le flux dans cette bande étant moins absorbé par les poussières, la mesure de distance est naturellement moins affectée par une évolution potentielle des propriétés des poussières dans les galaxies hôtes des supernovae.

2.3.3 S’affranchir du redshift

Filtres passe-bande

Je me concentre dans ce qui suit sur la mesure de distances à partir de courbes de lumière obtenues à partir de données d’imagerie en bande large ($\simeq 100$ nm), dans le domaine visible étendu, qui est en fait le domaine de longueur d’onde accessible pour des télescopes au sol équipés de CCD. Il est borné entre 320 nm (coupure due à l’ozone atmosphérique, voir par ex. Buton et al. 2012) et $1\ \mu\text{m}$ (coupure d’efficacité quantique des CCD). Les courbes de lumière de SNe Ia sont typiquement dans deux jeux de filtres, ou des variantes proches. Il s’agit du jeu de filtres $UBVRI$, dit “standard”, et du jeu de filtres $ugriz$ utilisé par le SDSS et la plupart des grands relevés qui lui sont postérieurs. C’est ce jeu qui est utilisé par SNLS (voir section 3.1.1). Ces deux jeux de filtres sont représenté figure 2.5. Ils couvrent l’ensemble du domaine visible.

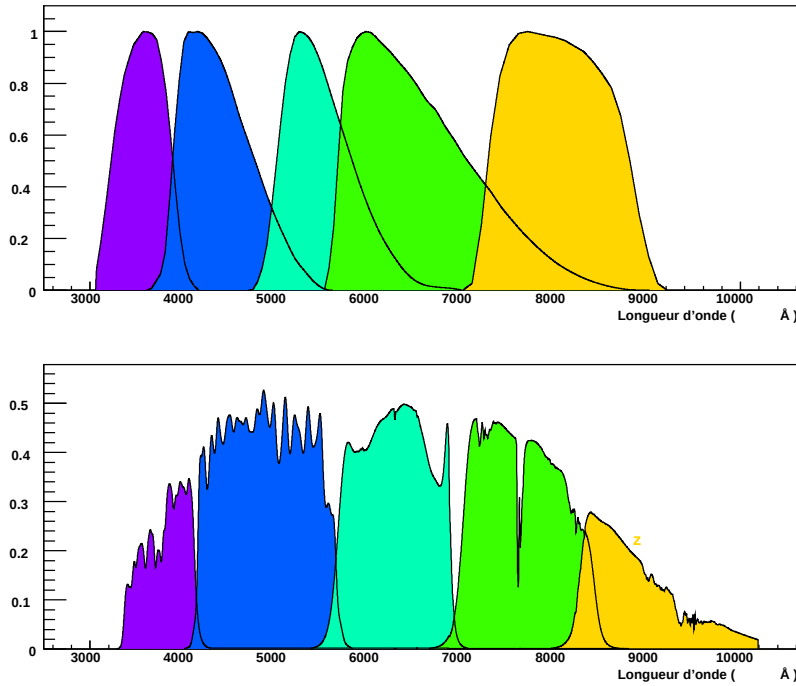


FIGURE 2.5 – En haut : transmission typique des filtres standard UBVRI (de gauche à droite). En bas, transmission effective des filtres de Megacam au CFHT (incluant transmission de l’optique, atmosphère et efficacité quantique des CCD ; au centre du plan focal).

Corrections dépendantes du redshift

La difficulté très souvent éludée pour la mesure de distance de SNe Ia est d’extraire des propriétés des SNe Ia sans introduire de biais dépendant du redshift. C’est évidemment essentiel pour mesurer des distances.

Il faut aussi bien sûr être en mesure d’interpoler les mesures de flux souvent espacées de plusieurs jours pour caractériser l’amplitude de la courbe de lumière, et mesurer le ou les paramètres de forme intervenant dans l’estimation de distance. Au lieu d’une interpolation, les SNe Ia ayant des courbes de lumière de forme reproductible, il est nettement plus précis de réaliser l’ajustement d’un modèle préalablement entraîné sur un échantillon de données.

La plupart des techniques de mesure de distance présentées dans la littérature (par exemple la méthode MLCS préalablement citée) s’appliquent à des courbes de lumière “k-corrigées” de façon à être interprétées comme le fruit d’observations à un même redshift de référence dans un même jeu de filtres de référence. C’est en réalité cette opération de k-correction qui est délicate, car elle contient tous les biais potentiels de dépendance en redshift. Ces k-corrections consistent schématiquement à intégrer deux fois un modèle du spectre de la SN, une fois dans un modèle d’instrument émulant les observations, une fois dans le jeu de filtre idéal de référence, et tenant compte correctement du redshift. Le défaut des méthodes séparant l’étape de k-correction de l’étape d’ajustement des courbes de lumière est qu’elles n’assurent pas la cohérence d’ensemble : les paramètres décrivant la

variabilité des courbes de lumière ne permettent pas nécessairement de décrire de la même façon la variabilité des spectres intervenant dans le calcul de la k-correction.

La méthode qui semble la plus cohérente pour extraire des propriétés des SNe consiste à construire un modèle de l'ensemble de la séquence spectrale, dépendant des paramètres de forme et de couleur. L'ajustement de ces paramètres, se fait par la comparaison des flux observés (non k-corrigés) avec des flux tirés du modèle en intégrant à chaque étape de l'ajustement le spectre du modèle multiplié par la réponse de l'instrument.

Le modèle de séquence spectrale SALT2 développé par l'équipe SNLS répond à cet objectif.

2.3.4 Le modèle de séquence spectrale SALT2

SALT1

Une première version du modèle SALT (pour *Spectral Adaptive Light curve Template*) est présenté dans Guy et al. (2005). Elle a été utilisée pour l'analyse de la première année de données de SNLS (Astier et al. 2006). Le modèle est développé comme une correction au modèle de stretch pour lequel l'ensemble de la variabilité de forme des courbes de lumière peut être décrit par un facteur d'étirement temporel des courbes de lumière. En reprenant l'équation 1 de Guy et al. (2005).

$$f_{SALT1}(p_s, z, T) = x_0 (1 + z) \int \phi(p_s, \lambda) \frac{\lambda}{h c} T(\lambda(1 + z)) d\lambda \times \exp[-0.4 \ln(10) \times \mathcal{K}(p_s, \lambda_T, s, c)] \quad (2.6)$$

avec $p_s \equiv (t - t_{max})/[(1 + z)s]$ la phase définie comme le temps par rapport au maximum de luminosité en bande B , corrigée du paramètre d'étirement s (le stretch). Les corrections au modèle de stretch sont décrites sous la forme d'un polynôme $\mathcal{K}(p_s, \lambda_T, s, c)$ agissant sur les magnitudes. λ_T est la longueur d'onde centrale du filtre T . Les coefficients de ce polynôme sont ajustées sur les données de courbe de lumière de façon itérative (en alternant l'ajustement des courbes de lumières avec le modèle amélioré pour déterminer les paramètres x_0, t_{max}, s, c et l'ajustement du polynôme). Pour limiter le nombre de paramètres d'ajustement, la forme suivante a été considérée

$$\mathcal{K}(p_s, \lambda, s, c) = \mathcal{K}_s(p_s, \lambda, s) + c \times CL(\lambda) \quad (2.7)$$

La variation avec le paramètre couleur est explicitement rendue indépendante de la phase. De même, seule une correction linéaire avec la couleur a été choisie, ces choix ont évidemment été guidés par les observations. Sous cette forme, le modèle peut émuler une loi d'extinction par des poussières³. Il y a en effet une équivalence exacte entre le terme $(\beta + CL(\lambda)) \times c$ et l'extinction $A_\lambda = R_\lambda \times E(B - V)$. Ce modèle de variation de couleur est cependant plus général au sens où la loi est ajustée sur les données.

3. Des contraintes $CL(\bar{\lambda}_B) = 0$ et $CL(\bar{\lambda}_V) = -1$ ont été incluses pour que c corresponde bien à une variation de $(B - V)$ et que la relation entre magnitude B et couleur soit entièrement définie par la valeur du paramètre β .

Le modèle de séquence spectrale $\phi(p_s, \lambda)$ n'est pas ajusté. Il s'agit d'une version lissée (continuité en phase) d'une séquence établie par Peter Nugent à partir de spectres de SNe Ia. Le polynôme $\mathcal{K}$ ne permet qu'une modification de la forme des courbes de lumière et des couleurs des SNe (à une échelle de $\simeq 100$ nm), mais pas de l'intensité et position des pics d'absorption et d'émission des spectres.

Le modèle une fois entraîné peut être utilisé pour ajuster directement les courbes de lumière observées et en tirer les paramètres x_0, t_{max}, s, c ⁴.

Cette méthode, basé sur l'ajustement d'un modèle décrivant la séquence spectrale d'une SN Ia dans son référentiel, permet d'assurer une définition cohérente des paramètres m_B^*, s, c d'un redshift à l'autre comme annoncé dans la section précédente.

Il a cependant quelques défauts.

- La séquence spectrale $\phi(p_s, \lambda)$ est obtenue indépendamment. La méthode ne fournit pas de moyen de l'améliorer. On ne peut modéliser les corrélations éventuelles entre les paramètres m_B^*, s, c et les raies spectrales.
- Les corrections $\mathcal{K}(p_s, \lambda_T, s, c)$ s'appliquent à une longueur d'onde effective et ne sont pas explicitement intégrées dans le filtre, de sorte que l'on n'a pas tout à fait un modèle spectral.
- On part du modèle de stretch qui n'est qu'une observation empirique valable uniquement sur une gamme restreinte de phases (temps) et longueurs d'onde. Ceci introduit des limitations dans la capacité d'ajustement des données.

SALT2

La seconde version du modèle vise à corriger les défauts cités ci-dessus. La variation spectrale à la résolution définie par la dispersion de vitesses dans l'éjecta des SNe Ia doit pouvoir être prise en compte et corrélée aux paramètres tirés des courbes de lumière. Il faut aussi une méthode générique pour extraire des données les informations de variabilité sans préjuger de la forme qu'elle doit prendre (c.a.d. sans imposer le modèle de stretch).

Analyse en composantes principales avec données manquantes

La technique standard pour cette dernière tâche est l'analyse en composantes principales dont le principe est le suivant. En représentant chaque événement i par un vecteur de données $\mathbf{X}_i$. On peut construire la matrice $\mathbf{M}$ des produits scalaires $M_{ij} = \mathbf{X}_i \cdot \mathbf{X}_j$. Les composantes principales sont les vecteurs propres de plus grande valeur propres de cette matrice.

Maintenant s'il manque des données pour certains événements (vecteur $\mathbf{X}$ "incomplet"), ou si les données sont affectées d'incertitudes de mesures significatives, on ne peut plus procéder de la même façon. La méthode consiste à ajuster les vecteurs propres les uns après les autres. Pour déterminer le k -ième vecteur propre $\mathbf{Y}_k$, on définit tout d'abord les

4. Au premier ordre, $m_B^* = -2.5 \log_{10} x_0$ à une constante près, en pratique on calcule m_B^* en intégrant le modèle dans le filtre glissant, voir Eq. 2.3.

résidus à l'ajustement des précédents

$$\delta_k \mathbf{X}_i = \mathbf{X}_i - \sum_{k' < k} \alpha_{k',i} \mathbf{Y}'_{k'} \quad (2.8)$$

et puis on ajuste de façon itérative $\mathbf{Y}_k$ et $\alpha_{k,i}$, en partant d'une valeur au hasard de $\mathbf{Y}_k$ orthogonale aux précédentes et en itérant jusqu'à convergence (avec une contrainte de norme pour $\mathbf{Y}_k$) :

$$\alpha_{k,i} = \delta_k \mathbf{X}_i \cdot \mathbf{Y}_k \quad (2.9)$$

$$\mathbf{Y}_k = \left(\sum_i \alpha_{k,i} \delta_k \mathbf{X}_i \right) / \left(\sum_i \alpha_{k,i}^2 \right) \quad (2.10)$$

Il est prouvé que l'on obtient ainsi une décomposition en composantes principales. Ces dernières étapes peuvent être présentées sous la forme d'un χ^2 à minimiser ce qui permet d'introduire des incertitudes de mesure :

$$\chi^2 = \sum_i (\delta_k \mathbf{X}_i - \alpha_{k,i} \mathbf{Y}_k)^t \mathbf{W}_i (\delta_k \mathbf{X}_i - \alpha_{k,i} \mathbf{Y}_k) \quad (2.11)$$

où $\mathbf{W}_i$ est la matrice de poids, l'inverse de la matrice de covariances des mesures $\mathbf{X}_i$.

On peut en pratique effectuer l'ajustement complet :

$$\chi^2 = \sum_i (\mathbf{X}_i - \mathbf{M}_i)^t \mathbf{W}_i (\mathbf{X}_i - \mathbf{M}_i) \quad (2.12)$$

avec

$$\mathbf{M}_i = \mathbf{Y}_0 + \sum_k \alpha_{k,i} \mathbf{Y}_k \quad (2.13)$$

où $\mathbf{Y}_0$ est le modèle "moyen". Pour ce faire, il ne faut pas oublier un certain nombre de contraintes d'orthonormalité $\mathbf{Y}_k \mathbf{Y}'_k = \delta_{kk'}$.

Le modèle SALT2

C'est cette approche qui a été implémentée pour la modélisation de la séquence spectrale des SNe Ia. Ici, un vecteur de données est une séquence spectrale d'une SN Ia. Le modèle prend la forme

$$\begin{aligned} f_{SALT2}(p, \lambda) = x_0 & \times [M_0(p, \lambda) + x_1 M_1(p, \lambda) + \dots] \\ & \times \exp[-0.4 \ln(10) \times c \times CL(\lambda)] \end{aligned} \quad (2.14)$$

p est la phase, non corrigée du stretch ce coup-ci. Les paramètres x_0, c et la loi de variation de couleur $CL(\lambda)$ ont les mêmes définitions que pour SALT1. En particulier, on a bien $c = \delta(B - V)_{max}$, écart de couleur par rapport à celle définie par la séquence

spectrale moyenne $M_0(p, \lambda)$ (au maximum de luminosité, soit à $p = 0$). La modification est l'introduction de composantes principales $M_k(p, \lambda)$, pour $k > 0$.

Il y a plusieurs difficultés techniques à entraîner ce modèle sur une collection de SNe Ia contenant des courbes de lumière et des spectres. Elles sont abordées plus en détail dans les articles G07 et Guy et al. (2010) (ci-dessous G10) et listées ci-dessous.

- Le modèle devant être intégré pour chaque point de mesure à chaque pas de minimisation, la séquence spectrale est développée sur une base de fonction et l'intégrale de chaque fonction de la base dans le filtre est pré-calculée pour gagner un temps de calcul considérable.
- Le modèle comprenant environ 4000 paramètres, on utilise la méthode de Gauss-Newton pour minimiser le χ^2 , avec un calcul explicite de toutes les dérivées.
- Les spectres sont recalibrés en même temps que le modèle est ajusté. Les pertes de fente rendent en effet non fiable la calibration spectrale au regard de la calibration photométrique.
- Comme la couverture spectrale n'est pas suffisante, des termes de régularisation doivent être ajoutés pour contraindre le modèle (principalement dans l'UV aux phases précoces et tardives).
- Il faut prendre en compte la dispersion des résidus au modèle lors de l'ajustement de ce dernier.

Modélisation de la gamme UV des spectres des SNe Ia

Le principal apport du développement de SALT2 a été la modélisation de la partie UV de la séquence spectrale des SNe Ia, autorisant ainsi l'utilisation des courbes de lumière dans la bande Megacam r jusqu'à $z \simeq 1.1$, soit dans le référentiel de la SN, pour les bandes spectrales de longueur d'onde moyenne $\bar{\lambda} \gtrsim 300$ nm, quand la limite était de $\gtrsim 340$ nm avec SALT1. L'apport statistique par rapport à la méthode SALT1 est saisissant si l'on compare les diagrammes de Hubble des mêmes SNe Ia de la première année de données SNLS obtenus avec les deux méthodes (Astier et al. 2006 et G07, respectivement), et qui sont reproduits figure 2.6. La modélisation de la partie UV des spectres a été rendue possible par l'ajout de SNe SNLS dans le lot d'entraînement du modèle, jusqu'à $z \simeq 0.6$. A ce redshift, la longueur d'onde centrale de la bande g vaut, dans le référentiel de la SN, $\bar{\lambda}_g \simeq 300$ nm. Les observations des mêmes SNe en bandes riz à plus grande longueur d'onde permettent de d'intercalibrer le flux du modèle dans l'UV sur celui des bandes visibles BVR (dans le référentiel de la SN).

Discussion sur les biais systématiques potentiels

Le modèle spectral ne peut introduire de biais sur la cosmologie, à savoir sur le rapport de distance à deux redshifts différents, que dans deux cas de figure :

- (i) si les SNe sont observées dans des gammes spectrales ou à des phases différentes dans leur référentiel.
- (ii) s'il existe un biais de sélection qui engendre une différence de population aux deux redshifts.

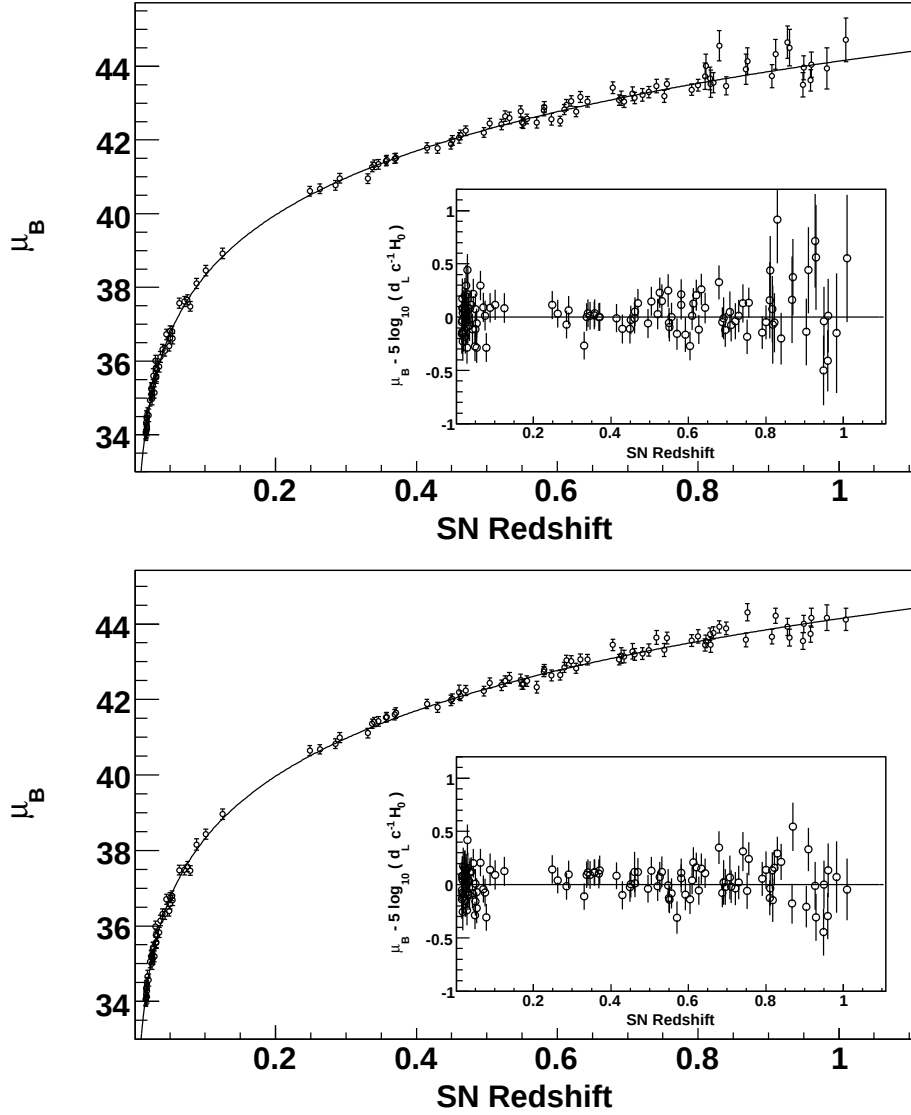


FIGURE 2.6 – Diagrammes de Hubble tirés de Astier et al. (2006) et G07 des mêmes SNe Ia de la première année de données de SNLS, obtenus avec les programmes d’ajustement SALT1 et SALT2.

Dans tout autre cas, les biais du modèle spectral ne se traduisent pas par des biais sur la mesure de distance, ils dégradent simplement la précision statistique de la mesure (ce qui est un moindre mal), simplement par ce que l'on applique la même méthode à des données semblables. Dans le cas de l'expérience SNLS, on est malheureusement sensible aux deux types de biais.

Pour le point (i), l'efficacité quantique des CCD de Megacam étant faible dans la bande z , les distances sont principalement mesurées à partir d'observations dans les bandes gr , soit dans un domaine de longueur d'onde dans le référentiel de la SN qui passe des longueurs d'ondes centrales 407, 522, 637 nm à $z = 0.2$ à 313, 382 nm à $z = 1$ (bandes r et i uniquement, on ignore les données en bande g), comme illustré figure 2.7. Schématiquement, une erreur de 1% sur le flux en bande large du modèle moyen ($M_0(p, \lambda)$) à $\bar{\lambda} = 313$ nm affecte la mesure du paramètre de couleur c à $z = 1$ mais pas à $z = 0.2$. La couleur est affectée d'un biais de 0.36% (en tenant compte des valeurs de la loi de couleur à 313, 382 nm), et donc les distances à $z = 1$ sont biaisées de 1.1% (en multipliant par $\beta \simeq 3$).

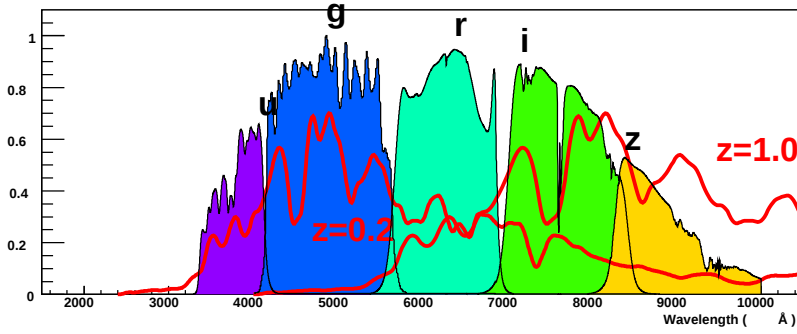


FIGURE 2.7 – Filtrés de Megacam au CFHT et spectre d'une SN Ia au maximum de luminosité à $z = 0.2$ et $z = 1$.

Pour le point (ii), pour SNLS, à $z = 1$, le biais de sélection est tel que la couleur moyenne des SNe Ia du diagramme de Hubble est décalée vers le bleu d'une valeur $\delta c = -0.05$ par rapport aux SNe à $z = 0.2$ (les SNe les plus bleues sont les plus brillantes et donc les plus facilement détectées, voir figure 8 de Perrett et al. 2010). Ainsi, une erreur sur la valeur de la loi de couleur ou sur le paramètre β induit un biais sur la distance. Ce biais est cependant largement compensé par la correction du biais de sélection qui se base sur les même hypothèse de valeur de β et $CL(\lambda)$. Il s'agit donc d'un effet de second ordre qui introduit à une incertitude systématique négligeable (pour SNLS) devant d'autres sources d'incertitude. Ceci est mis en évidence à partir de simulations par Kessler et al. (2012).

Nous revenons sur le bilan d'incertitudes systématiques de la mesure de distances dans SNLS dans la section 3.3.4.

Propriétés du modèle, loi de couleur

Les propriétés principale du modèle sont exposés dans G07, une version entraîné sur plus de données (les trois premières années de SNLS) est présentée dans G10. La loi de

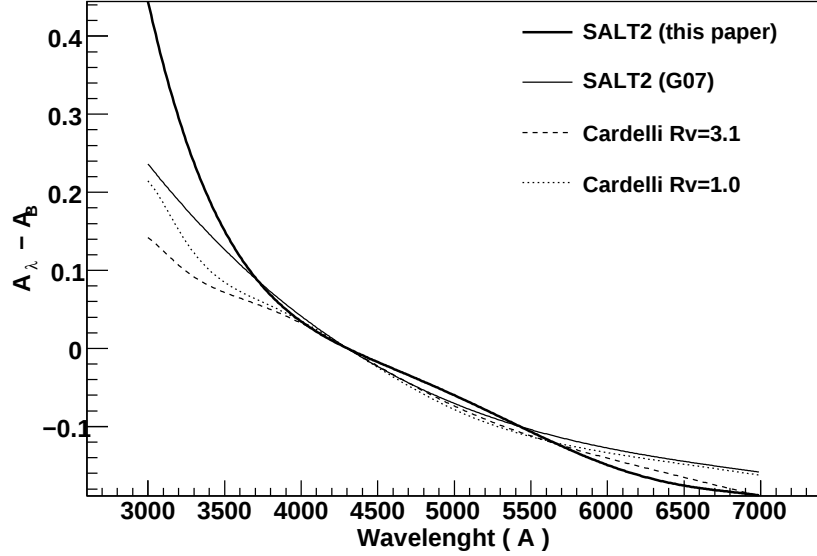


FIGURE 2.8 – Loi de couleur SALT2 comparée à la loi CCM pour différentes valeurs du paramètre R_V . Figure tirée de G10.

couleur s'écarte d'une loi CCM, comme cela est clairement visible sur la figure 2.8 tirée de G10. La variation de la couleur ($U - B$) relativement à la variation de couleur ($B - V$) est plus importante que prédite par une loi d'extinction CCM, même pour de faibles valeurs du paramètre R_V . Un résultat identique a été obtenu avec le modèle SiFTO (Conley et al. 2008). Cette loi de couleur est en revanche en accord qualitatif avec un modèle de diffusion multiple dans l'environnement proche de la SN proposé par Goobar (2008), du moins pour certain types de grains de poussière. Cette loi de couleur semble cependant inapte à reproduire les observations de spectres de SNe Ia proches sur HST par Maguire et al. (2012). Les auteurs trouvent au contraire que la loi CCM, et a fortiori la loi de couleur SALT2 sur-corrige la partie UV du spectre. Il s'agit cependant d'une petite statistique de spectres.

Il est difficile d'illustrer l'accord du modèle aux données de façon convaincante, car le modèle vise à une grande précision sur la modélisation de la SN moyenne, mais par contre il reste une dispersion importante d'une SN à l'autre (voir par exemple le modèle de dispersion résiduel dans G10). Ainsi tester la qualité de l'ajustement d'une SN individuelle est un peu anecdotique, mais il serait cependant dommage de ne pas mentionner les ajustements de la supernova SN 2011fe, très brillante car très proche. Vinkó et al. 2012 présente un ajustement des courbes de lumière BVRI⁵. Surtout, Pereira & SNFactory collaboration 2012 montrent une comparaison très détaillée des courbes de lumière et spectres SNFactory de SN 2011fe avec le modèle (voir les figures 2.9 et 2.11 qui reprennent les résultats du papier). A l'autre extrémité du diagramme de Hubble, la SN Ia la plus distante observée à ce jour, sur HST, à $z = 1.71$, est elle aussi très bien ajustée par le modèle, comme illustré sur la figure 2.10

5. Les auteurs font en revanche une comparaison qui manque de sens avec MLCS en comparant des modules de distance qui se trouvent être défini différemment dans les deux modèles.

tirée de Rubin et al. (2012).

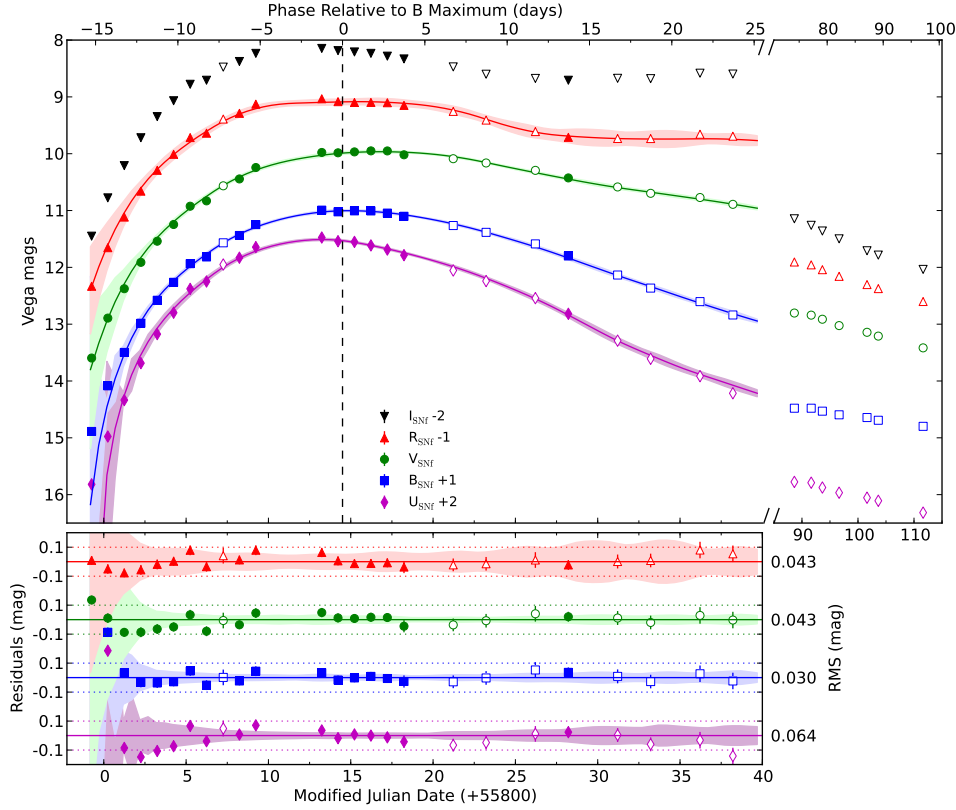


FIGURE 2.9 – Comparaison de courbes de lumière SNFactory de SN2011fe avec le modèle SALT2 (figure tirée de Pereira & SNFactory collaboration 2012).

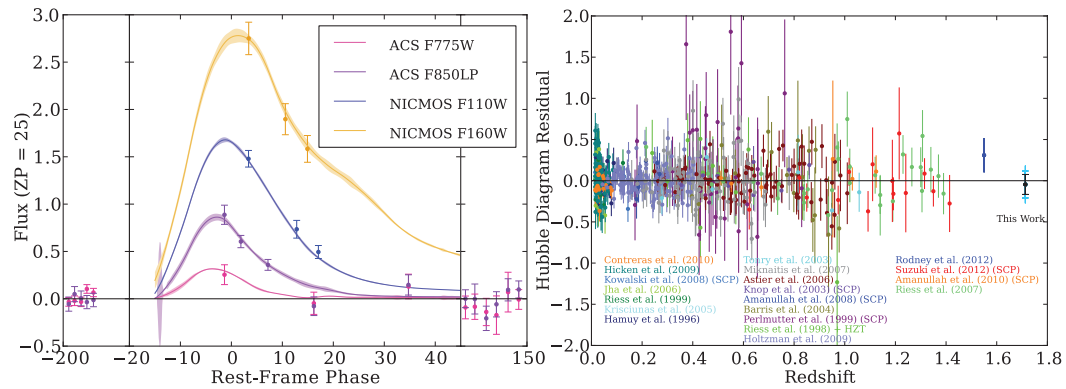


FIGURE 2.10 – A gauche : courbes de lumières HST d'une SN Ia à $z = 1.71$ ajustée avec SALT2. A droite, résidus au diagramme de Hubble. Cette figure est tirée de Rubin et al. (2012).

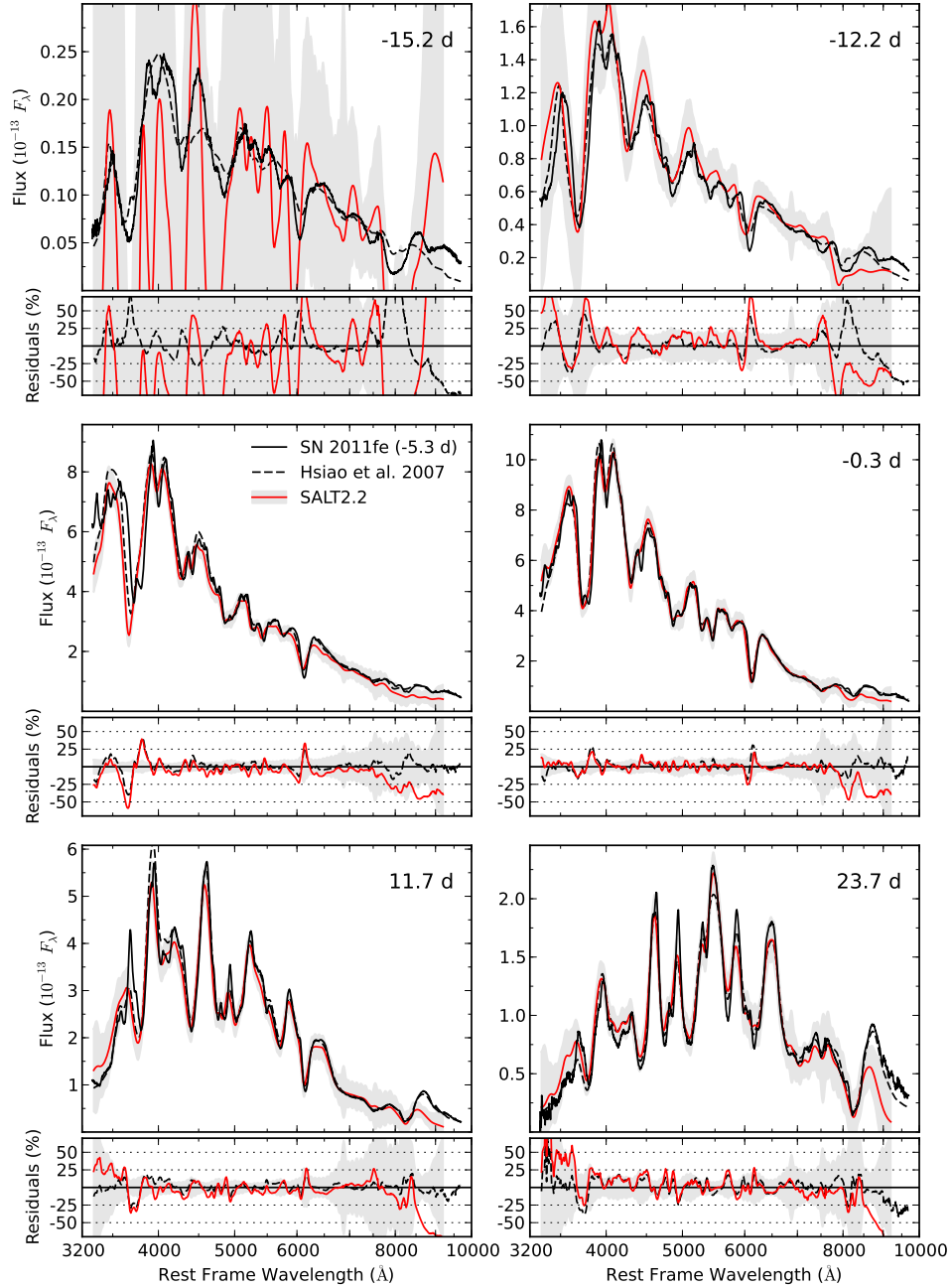


FIGURE 2.11 – Comparaison de spectres SNFactory de SN2011fe avec le modèle SALT2 à différentes phases (figure tirée de Pereira & SNFactory collaboration 2012). Le modèle est très bruité à -15 jours, tout simplement parce que l'échantillon spectral d'entraînement du modèle n'est pas assez dense à cette phase, voir G10.

Nous avons vu les aspects techniques associés à la mesure des distances de supernovae de type Ia à partir de leurs courbes de lumière, l'accent ayant été mis sur la méthode SALT développée localement. L'application de cette méthode à la mesure de cosmologie dans SNLS est présentée section 3.2.4. Il reste cependant à discuter plusieurs points cruciaux pour la mesure de distance qui ont trait à l'évolution potentielle des SNe avec le redshift, à

l’extinction dans le milieu inter-galactique, et de façon aujourd’hui plus anecdotique, à la magnification gravitationnelle du signal lumineux des SNe Ia.

2.3.5 Evolution des propriétés des SNe Ia avec le redshift

La mesure des distances de SNe Ia se base évidemment sur l’hypothèse fondamentale suivante : les SNe Ia sont les mêmes à tous les redshifts, ou du moins, la luminosité des SNe Ia, après correction de stretch et couleur, est la même à tous les redshifts.

Cette hypothèse est sérieusement remise en cause par des résultats récents. Il a été en effet observé de façon indépendante pour des SNe à bas redshift (Kelly et al. 2010), aux redshifts intermédiaires du SDSS ($\bar{z} \simeq 0.2$, Lampeitl et al. 2010), et pour les SNe SNLS ($\bar{z} \simeq 0.6$, Sullivan et al. 2010) que les modules de distance estimés à partir d’observations de SNe Ia dans les galaxies massives (en terme de masse stellaire), sont en moyenne biaisés vers des valeurs plus basse $\simeq -0.1$ mag que les modules de distance de SNe Ia dans des galaxies moins massives. Les graphiques démontrant cette observation pour les SNe SNLS sont reproduits figure 2.12.

Il y a ici une spécificité qui peut amener à confusion. Il est connu depuis Hamuy et al. (1995, 1996) que les SNe dans les galaxies passives (c.a.d. ne formant plus d’étoiles, ce sont majoritairement des galaxies elliptiques massives) ont des facteurs de stretch (ou x_1 ...) plus petits, et ont une luminosité (avant correction) plus faible que dans les galaxies actives. Ce qui est nouveau, c’est qu’après correction de stretch (terme αx dans l’expression de $\hat{\mu}$), elles apparaissent sur-lumineuses ($\hat{\mu}$ trop faible), autrement dit la correction de stretch semble trop importante.

Depuis, d’autres études sont venu confirmer ce résultat. Tout d’abord l’estimation de la masse stellaire est très indirecte. Elle se base sur la comparaison des magnitudes des galaxies dans plusieurs bandes spectrales avec celles calculées à partir de modèles de synthèse de population stellaire dans les galaxies. Pour l’échantillon de données SDSS, Gupta et al. (2011) revisitent l’analyse initiale de Lampeitl et al. (2010) en utilisant un autre code de synthèse stellaire, et utilisent des données complémentaires UV et IR de GALEX et UKIDSS (en plus des observations *ugriz* du SDSS). Ils confirment le résultat initial. Ils trouvent aussi une moindre corrélation à l’âge de la population stellaire (comme attendu du fait de la corrélation entre l’âge de la population stellaire et la masse stellaire dans les galaxies).

La masse stellaire n’est évidemment qu’un proxy qui indexe une autre propriété de l’environnement des SNe Ia. Il s’agit d’une corrélation de la luminosité (et/ou du stretch) des SNe Ia avec l’âge de la population stellaire (et donc l’âge du progéniteur de la SN) ou avec la métallicité dans l’environnement de la SN (il existe en effet une corrélation entre masse et métallicité, voir Tremonti et al. 2004). Il est en fait difficile de distinguer les deux effets avec des données d’imagerie. D’Andrea et al. (2011) étudie les spectres des galaxies hôtes des SNe (à bas z) du SDSS formant des étoiles pour déterminer à partir d’intensité de raies la métallicité et le taux de formation spécifique d’étoiles ($\dot{M}_{stell}/M_{stell}$). Ils trouvent une corrélation significative des deux quantités avec les résidus au diagramme de Hubble. Konishi et al. (2011) effectue le même type d’analyse sur une plus grande gamme en z et trouve aussi une corrélation avec la métallicité. Ces mesures, qui indique une corrélation entre lu-

minosité et métallicité sont cependant assez indirectes. En effet le lien entre la mesure tirée de l'ensemble de la lumière de la galaxie hôte d'une part, et l'environnement proche de la SN Ia au moment de la formation du progéniteur d'autre part, est difficile à évaluer. A titre d'exemple, les observations de Stanishev et al. (2012) mettent en évidence des gradients de métallicité dans les galaxies. Notons cependant les simulations de Bravo & Badenes (2011) qui concluent à une relation étroite entre la métallicité de la galaxie et celle de la SN Ia.

Dans les analyses de cosmologie actuelles (Conley et al. 2011; Sullivan et al. 2011), le proxy utilisé est la masse stellaire. La distribution des masses des galaxies hôte des SNe Ia évolue peu avec le redshift de sorte que l'impact de l'effet observé sur la cosmologie est a priori modeste. Ce n'est en réalité pas le cas aujourd'hui car la majeure partie des SNe Ia à bas z sont issues de relevés biaisés dont la stratégie est de surveiller un ensemble pré-défini de galaxies massives afin de maximiser les chances de découverte de nouvelles SNe. Ainsi les distributions de masse des SNe à bas z et à plus haut redshift (SDSS, SNLS) sont aujourd'hui très différentes. Ceci induit un changement relatif des modules de distance à bas et haut z de 0.03 mag pour l'analyse des trois ans de données du SNLS (Conley et al. 2011). Cette valeur sera réduite avec les données de relevés à bas z ne ciblant pas des galaxies spécifiques comme PTF, SNFactory, SkyMapper.

En conclusion de cette partie, une corrélation des résidus au diagramme de Hubble avec la métallicité et/ou l'âge de la population stellaire a été mise en évidence récemment. Cet effet est corrigé au premier ordre avec un proxy tiré d'observations photométriques ou spectroscopiques de la galaxie hôte. Il s'agit cependant d'une correction approximative, qui a très probablement des biais en fonction du redshift (par exemple on s'attend à une évolution de la relation masse/métallicité avec z , voir Maiolino et al. 2008). Une situation beaucoup plus confortable serait de pouvoir mesurer cet effet à partir des observations des SNe Ia elles-mêmes, en détectant par exemple un troisième paramètre de variabilité corrélé à la luminosité, au-delà du stretch et de la couleur.

2.3.6 Magnification gravitationnelle

La magnification gravitationnelle des SNe Ia induit une dispersion supplémentaire dans le diagramme de Hubble (voir par exemple Holz & Linder 2005). Le flux lumineux est conservé en moyenne, de sorte que la magnification moyenne attendue est nulle. Cependant trois effets pratiques peuvent induire un biais.

- Si au lieu de moyenner des flux, on moyenne des distances, ou des modules de distance, un biais trivial à corriger est introduit compte tenu de la dispersion des magnifications ($\log \langle x \rangle \neq \langle \log x \rangle$).
- Pour les cas très rares où il existe une image multiple de la SN, on peut ne pas détecter l'image la plus faible et donc biaiser la moyenne (en tout cas il ne faut pas considérer qu'il s'agit de deux supernovae !).
- La distribution de magnification est très asymétrique. La plupart des SNe sont dé-magnifiées et quelques rares très magnifiées (avec une queue de distribution exponentielle). Il faut tenir compte de cela avant d'écarter un événement sur-brillant.

Le biais induit sur la cosmologie est en réalité négligeable pour un relevé comme SNLS. Le signal a été détecté dans les trois premières années de données avec une signification modeste de 2.3σ par Kronborg et al. (2010). Cette mesure indique une dispersion addition-

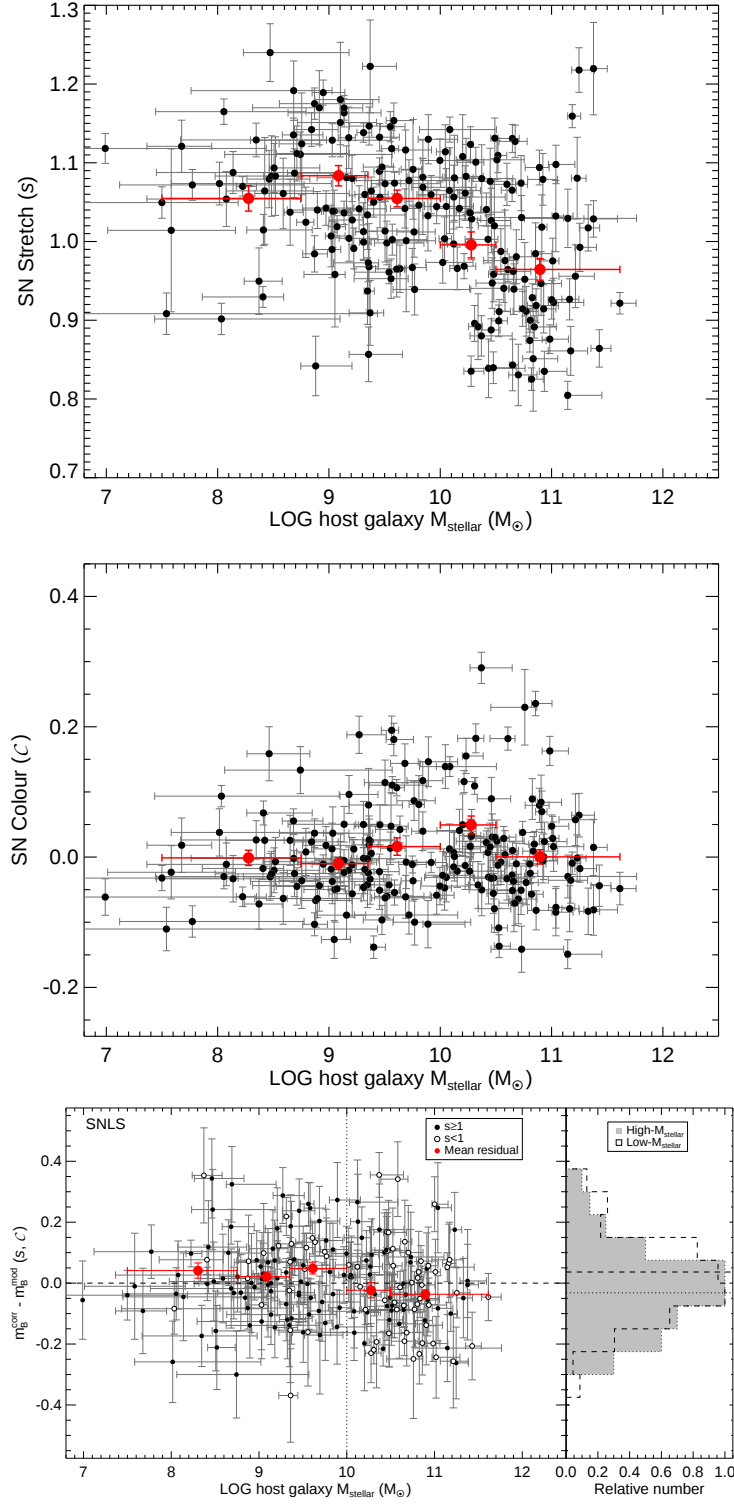


FIGURE 2.12 – Stretch, couleur et résidus au diagramme de Hubble $\delta\hat{\mu}$ en fonction d’une estimation de la masse stellaire des galaxies hôtes de SNe Ia. Figures tirée de Sullivan et al. (2010).

nelle dans le diagramme de Hubble de $\sigma(\mu) = (0.05 \pm 0.022) \times z$, à comparer avec la dispersion de 0.14 mag due aux incertitudes de mesure et à la dispersion intrinsèque des luminosités des SNe Ia.

C'est donc bien un effet très faible. Cependant, pour des relevés comme LSST où une statistique 100 fois plus importante est attendue, on peut être à même d'utiliser ces observations pour contraindre la formation des structures (voir par exemple la tentative de contrainte des modèles de halos de matière noire de Jönsson et al. 2010 sur les données SNLS). Certains imaginent même des études de weak lensing à partir de la magnification des SNe (voir par exemple le *LSST Science Book*). Les images multiples offrent aussi de nouvelles perspectives pour contraindre les paramètres cosmologiques (Goobar et al. 2002b).

2.3.7 Extinction par des poussières “grises”

Une extinction par des poussières n'induisant pratiquement pas de rougissement a été invoquée par le passé pour expliquer le fait que les SNe apparaissent plus faibles qu'attendu pour un modèle d'univers sans constante cosmologique (Aguirre 1999). Un modèle pour lequel la densité de poussière suit la densité de matière ($\rho \propto (1+z)^3$) induit une extinction croissant de façon trop importante avec le redshift pour expliquer les observations (en particulier les SNe Ia suivies avec HST à $z > 1$, Riess et al. 2004). Pour y remédier un modèle à densité constante pour $z > 0.5$ a été proposé par Goobar et al. (2002a). Il mimique relativement bien le modèle Λ CDM pour une valeur du paramètre de la loi CCM R_V ad-hoc. La densité constante à $z > 0.5$ (au moins jusqu'à $z \simeq 1.5$) signifie qu'il y a une formation de poussière à un taux compensant la dilution par l'expansion de l'univers. Ceci est à peu près le cas si la formation de poussière suit le taux de formation d'étoile, avec un délai de 3×10^9 années d'après Robaina & Cepa (2007). Il me semble qu'un modèle invoquant une densité homogène de poussière grise ne peut être exclu sur la base d'observations de SNe Ia, mais est cependant très peu probable. En effet comment expliquer une homogénéisation de la distribution de poussières initialement formées dans les galaxies ? La poussière devrait naturellement rester concentrée dans des halos autour des galaxies, et dans ce cas, on devrait observer une corrélation entre les résidus au diagramme de Hubble des SNe et la distribution des galaxies d'avant-plan. A ma connaissance, une telle étude reste à faire.

Chapitre 3

Le Supernova Legacy Survey

Ce chapitre relate l'analyse de cosmologie du Supernova Legacy Survey. Je présente dans un premier temps les observations, puis la chaîne de traitement, en décrivant d'abord l'analyse en temps réel pour la détection des supernovae, puis l'analyse en temps différé pour la mesure précise des courbes de lumière et leur calibration. J'aborde enfin l'interprétation cosmologique. Il s'agit d'un panorama du travail réalisé pour l'analyse des trois premières années de données, analyse publiée dans les papiers Regnault et al. (2009); Guy et al. (2010); Conley et al. (2011); Sullivan et al. (2011). Je mentionne enfin les travaux en cours pour l'analyse du lot final des données de l'expérience.

3.1 Les observations

Le projet SNLS comprend un relevé d'imagerie auprès du télescope Canada-France-Hawaii (CFHT) avec la caméra Megacam dans le cadre du CFHT Legacy Survey pour la détection et le suivi photométrique des SNe Ia et d'une allocation de temps important auprès des plus grands télescopes pour le suivi spectroscopique des candidats (mesure de redshift et identification).

3.1.1 Megacam au CFHT

Le CFHT est un télescope de 3.6m de diamètre avec une occultation centrale d'environ 1m de diamètre situé au sommet du Mauna Kea à 4200m d'altitude sur la grande île de l'archipel d'Hawaii (avec d'autres grands télescopes comme Gemini Nord, les télescopes Keck, le Subaru). Le site se trouve la plupart du temps au-dessus de la couverture nuageuse, ce qui offre une grande stabilité atmosphérique et donc un seeing¹ excellent. Le seeing moyen est de 0.8'' en bande z (largeur totale à mi-hauteur, FWHM en anglais, de la fonction d'étalement du point, PSF pour *Point Spread Function* ci-après).

1. le seeing, ou qualité d'image, IQ en anglais, est un terme d'astronomie qui se réfère à la taille de la PSF qui est variable en fonction des conditions atmosphériques.

La caméra grand champ MegaCam a vu sa première lumière (officielle) en janvier 2003. Il s’agissait à cette époque de la plus grande caméra au monde avec 36 CCDs de 2048×4612 pixels (+4 CCDs hors champ de “réserve”, mais en pratique jamais utilisés), couvrant un champ sur le ciel d’environ un degré carré (0.92 deg^2 pour être précis). Elle est représentée figure 3.1. La taille d’un pixel est de $13.5 \mu\text{m}$, soit $0.185''$, ce qui permet un bon échantillonnage de la PSF. Cette caméra, construite par le CEA (Boulade et al. 1998, 2000, 2003, électronique de contrôle et lecture, cryostat, système de changement de filtres, obturateur), avec des CCDs e2v technologies, est montée au foyer primaire du télescope, dans un assemblage nommé MegaPrime derrière un correcteur de champ conçu par l’HIA (Victoria, Canada) et construit par SAGEM/REOSC composé de 4 lentilles, et d’une lame de *tip-tilt* (Observatoire de Paris). Les autres éléments mécaniques sont réalisés par le CFHT, la division technique de l’INSU, l’HIA.

Le jeu de filtres *ugriz* dont est équipée MegaCam est proche de celui du SDSS. Les filtres ont été réalisés par SAGEM/REOSC. En 2007, le filtre *i* a été cassé et remplacé par un filtre réalisé par l’entreprise BARR. Les CCD de MegaCam étant relativement minces, leur efficacité chute rapidement aux grandes longueurs d’onde. La transmission effective de l’ensemble du détecteur, en incluant la transmission atmosphérique au-dessus du Mauna Kea est représentée sur la figure 3.2. Ce modèle d’instrument, utilisé pour l’analyse des trois premières années de données de SNLS (ci-après SNLS3), a depuis été raffiné. Une nouvelle version de la transmission atmosphérique est publiée dans Buton et al. (2012). Une version améliorée du modèle des filtres MegaCam est présentée dans Betoule et al. (2012).

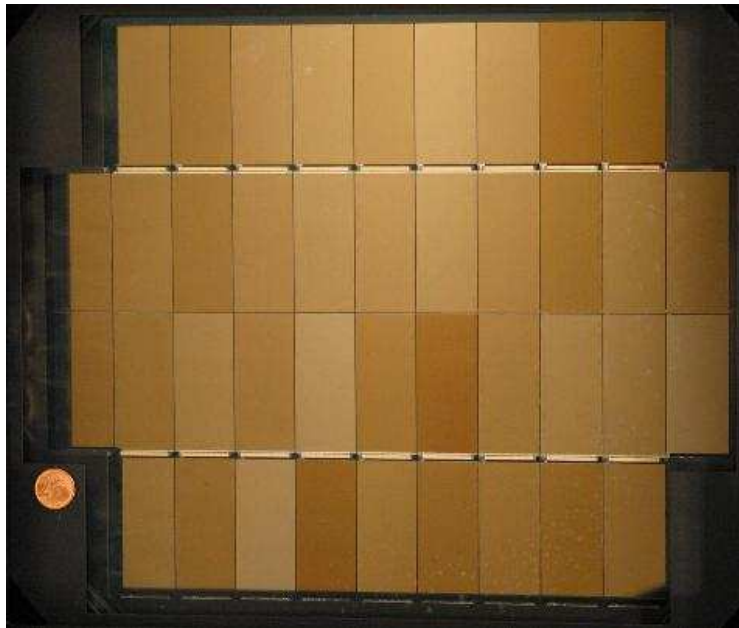


FIGURE 3.1 – La caméra MegaCam.

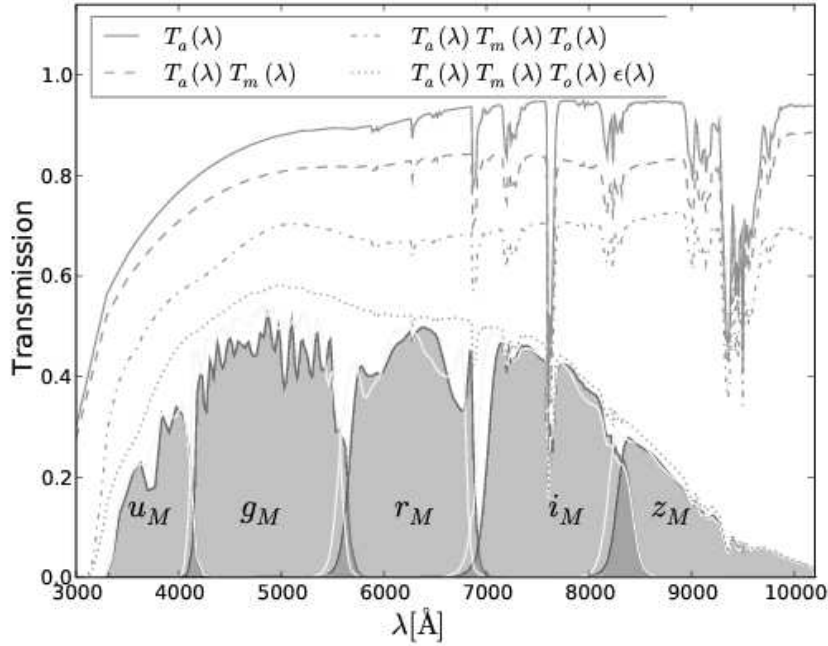


FIGURE 3.2 – Transmission effective de Megacam. Figure tirée de Regnault et al. (2009). Les différentes contributions sont les suivantes. $T_a(\lambda)$: transmission atmosphérique au zénith, version préliminaire de Buton et al. (2012); $T_m(\lambda)$: réflexion du miroir primaire; $T_o(\lambda)$: transmission des éléments optiques du correcteur du champ et fenêtre du cryostat, $\epsilon(\lambda)$: efficacité quantique moyenne des CCD de MegaCam.

3.1.2 Spécificités instrumentales

Je mentionne dans ce paragraphe quelques spécificités techniques qui influent sur l'analyse des SNe Ia.

CCD et électronique de lecture

Les CCD de MegaCam ont très peu de défauts, il y a seulement 0.2% de pixels qui doivent être ignorés dans l'analyse des images. La caméra est lue en environ 40 s sur deux voies par CCD. Le bruit de lecture de $5 \text{ e}^-/\text{pixel}$ est négligeable devant la fluctuation de Poisson du fond de ciel pour les images de science mais ne l'est pas pour la plupart des images de calibration (avec des temps de pose de quelques secondes). Un bruit structuré n'est visible que pour les poses les plus courtes, en bord de CCD; il n'a pas affecté l'analyse et a été ignoré dans les étapes de réduction de données. La bonne linéarité de l'instrument a été vérifiée avec des observations dédiées, ces mesures sont relatées dans Regnault et al. (2009) (idem pour la précision de l'obturateur, l'écart du temps de pose effectif à la consigne est contrôlé). La gamme dynamique utile est en fait limitée par la gamme du convertisseur ADC. Elle est de 65000 ADU (pour *Analog Digital Unit*, soit des pas d'ADC), pour un gain

d'environ $1.6 \text{ e}^-/\text{ADU}$.

Il existe une fluctuation des gains des amplificateurs, avec un rms de 0.1% pour la plupart des amplificateurs et des excursions jusqu'à 1% pour quelques uns (beaucoup plus de détails peuvent être trouvés dans la thèse de A. Guyonnet). Ces fluctuations introduisent des défauts dans les corrections de non-uniformité (voir Betoule et al. 2012).

Du fait de la minceur des CCD, des franges d'interférence dues à des raies d'émission du ciel sont visibles dans les images en bande i et z . Les orientations des franges sont reproductibles au premier ordre car elles suivent les variations d'épaisseur du CCD. Cependant, plusieurs raies contribuent à ces interférences et leur intensité relative varie au cours de la nuit et d'une nuit à l'autre ce qui induit une modification du dessin des franges dans les images.

Optique

Filtres passe-bande

Les filtres de Megacam présentent des variations spatiales de transmission suivant une symétrie circulaire autour du centre du champ de vue. Les fronts des filtres se décalent vers des longueurs d'onde plus courtes (plus bleues dans le jargon) en s'écartant du centre optique. Cet effet a d'abord été détecté à partir d'observations de champs denses d'étoiles avec différents pointés (Regnault et al. 2009) où une variation spatiale de la réponse de l'instrument en fonction de la couleur des étoiles a été mesurée. Ceci a été confirmé a posteriori par des mesures de transmission à plusieurs positions sur les filtres, mesures faites par le constructeur, mais dont nous n'avions pas connaissance initialement. La symétrie circulaire n'a en fait été pleinement confirmée que plus récemment, avec les observations du dispositif SNDice (Juramy et al. 2008, aussi décrit dans les thèses de F. Villa et A. Guyonnet).

Pour l'analyse SNLS3, les transmissions de filtres du fournisseur (SAGEM/REOSC) ont été utilisées car elles reproduisent de façon satisfaisante les gradients de réponse en couleur observés sur les étoiles. Cependant, une autre mesure des filtres effectuée au CFHT a conduit à un résultat différent, avec un désaccord significatif sur la position en longueur d'onde de fronts des filtres r et i (cette mesure n'a cependant pas été effectuée à toutes les positions nécessaires, la résolution en longueur d'onde était aussi assez faible). Le plus probable est que les deux jeux de mesures soient corrects et qu'il y ait eu une modification des propriétés de filtres entre leur production et leur installation sur site. Nous n'avons pas la preuve formelle de cette hypothèse (voir la discussion dans Betoule et al. 2012). Il est heureusement projeté que les filtres soient remesurés dans un futur proche au CFHT. Nous aurons donc peut-être un nouveau modèle de filtres pour l'analyse finale. L'ancien filtre i , en morceaux, se trouve aujourd'hui au LPNHE pour être remesuré. Au moment de la rédaction de ce document, la transmission d'un fragment du filtre a été mesurée. Cette mesure tend à confirmer la mesure réalisée au CFHT, et donc l'hypothèse selon laquelle les transmissions utilisées pour SNLS3 doivent être corrigées.

Réflexions internes et corrections de non-uniformité

L'uniformisation de la réponse de la caméra a été réalisée en deux étapes. Tout d'abord, des images du ciel crépusculaire sont *stackées* (additionnées) à l'issue de chaque *run* (une lunaison) pour construire une première correction d'uniformité au niveau du pixel, en divisant simplement les images de science par cette image moyennée du ciel. Cette correction a trois défauts listés ci-dessous par ordre croissant d'importance.

i) Tout d'abord, du fait du gradient de réponse en couleur, cette correction ne s'applique en principe qu'aux objets ayant la même couleur que le ciel crépusculaire, et la couleur du ciel ne correspond pas à la couleur moyenne des étoiles, ce qui induit un biais net.

(ii) Comme il s'agit de l'image d'une émission isotrope, la correction obtenue est proportionnelle au produit de l'efficacité quantique du pixel (la correction recherchée) par l'angle solide vu par le pixel. Or on ne souhaite pas corriger cette variation de taille angulaire du pixel, car lors de la mesure du flux d'un objet de taille angulaire finie (étoile ou galaxie), la taille du pixel n'intervient pas car l'ensemble du signal est intégré. Cette variation de taille angulaire est principalement le fait de la distorsion du champ de vue (déterminant du Jacobien de la transformation de coordonnées du CCD vers le ciel), et cette distorsion astrométrique est évaluée très précisément à partir d'un ajustement des coordonnées des étoiles (à partir d'un catalogue externe).

(iii) Enfin, et c'est l'effet principal, une partie de la lumière collectée subit des réflexions parasites entre les différents éléments optiques avant d'être convertie dans le CCD. Ceci induit dans l'image un signal structuré spatialement qui s'additionne à l'image formée par la lumière directe. Pour une illumination isotrope, on ne peut pas différencier les deux contributions directes et indirectes car les gradients d'intensité induits dans l'image se combinent avec une variation de réponse instrumentale. Or, lors de la mesure du flux d'un objet de taille angulaire finie, seule la lumière directe est intégrée (les réflexions forment des halos de différentes tailles dont certains sont visibles autour des étoiles brillantes).

Tous ces effets sont corrigés à partir d'observations décalées de champ denses d'étoiles, lors d'une analyse où les flux des étoiles et les variations spatiales de réponse de l'instrument sont évaluées simultanément (la correction est faite avec une résolution spatiale limitée à une centaine de pixels). Cette analyse est décrite dans Regnault et al. (2009); Betoule et al. (2012). Il s'agit d'un aspect important de la calibration photométrique, car les observations d'étoiles de calibration sont principalement réalisées au centre du plan focal, quand les SNe Ia sont uniformément réparties, ce qui peut induire un biais de calibration si la réponse photométrique n'est pas uniforme.

3.1.3 Le CFHT-LS

Le projet Supernova Legacy Survey (SNLS) se base sur les observations du CFHT Legacy Survey (CFHT-LS) qui est un large programme pouvant bénéficier à l'ensemble de la communauté des utilisateurs de Megacam. Ce relevé comprenait trois composantes, le VERY-WIDE pour la surveillance du plan de l'ecliptique (sur 400 deg^2) pour détecter des astéroïdes et déterminer les orbites, le WIDE, composé de 4 champs pour un total de 154 deg^2 , principalement pour la mesure du cisaillement gravitationnel, la formation des galaxies, les amas de galaxies, le strong lensing, et enfin le relevé DEEP, composé de 4

	R.A. (J2000)	Dec (J2000)	$E(B - V)$
D1	02 :25 :59	-04 :29 :40	0.027
D2	10 :00 :28	+02 :12 :30	0.018
D3	14 :19 :27	+52 :40 :56	0.010
D4	22 :15 :31	-17 :43 :56	0.027

TABLE 3.1 – Coordonnées des champs DEEP du CFHT-LS

	u	g	r	i	i_2	z
D1	28h	38h	68h	110h	23h	73h
D2	6h	31h	56h	88h	40h	59h
D3	32h	38h	62h	112h	35h	71h
D4	34h	37h	65h	96h	18h	67h

TABLE 3.2 – Temps total d’exposition sur les champs DEEP du CFHT-LS.

champs de 1 deg^2 correspondant à la taille de la caméra, répartis en ascension droite afin que deux champs parmi les quatre soient observables tout au long de l’année.

Les coordonnées des champs DEEP, et les temps d’observation cumulés dans les diverses bandes sont listées tables 3.1 et 3.2. Cela correspond en tout à 1287h d’observation. Ils ont été observé de mars 2003 à juin 2008. Les observations des bandes *griz* étaient cadencées (toutes les 3-4 nuits) pour permettre la détection et le suivi des courbes de lumière de SNe Ia (la bande u n’a pas été utilisée pour les SNe). Lors d’une nuit d’observation, plusieurs expositions par bande étaient réalisées avec des décalages pour moyenner les défauts des pixels. De grands décalages ont été instauré après le début du relevé pour couvrir les zones vides entre CCD (voir figure 3.1). Plusieurs expositions par nuit permettent aussi d’écarter les quelques images polluées par des rayons cosmiques ou satellites à l’emplacement de l’objet d’intérêt. Les temps d’exposition par nuit d’observation pour la majeure partie du survey étaient de 5×225 , 5×300 , 7×520 , 10×360 secondes en g , r , i et z respectivement.

En complément de ces observations de science, des champs de calibration ont été régulièrement observés. Il s’agit principalement des champs d’étoiles secondaires de Landolt (voir Regnault et al. 2009 pour une liste de références). Plus récemment, des programmes d’observation complémentaire ont été réalisé afin de lier le système de magnitude des champs DEEP aux étoiles spectro-photométriques HST (base CALSPEC), et au catalogue d’étoiles de la bande sud du SDSS (Betoule et al. 2012).

3.2 La chaîne de traitement pour établir un diagramme de Hubble

Je donne dans ce qui suit un aperçu de la chaîne de traitement de données sans entrer dans les détails techniques, mais en essayant malgré tout d’être complet, afin que le lecteur est une vue d’ensemble des activités d’analyse associées à cette mesure de cosmologie.

3.2.1 L'analyse en temps réel

La chaîne de traitement en “temps réel” a pour objectif de fournir des candidats supernovae pour un suivi spectroscopique. Afin de maximiser les chances d’obtenir un spectre à haut rapport signal sur bruit, il faut détecter les SNe avant leur maximum de luminosité. Ceci impose une analyse des images dans la journée suivant la nuit d’observation. Cette opération a été effectuée indépendamment par les deux équipes canadiennes et françaises. Les détections ont ensuite été combinées pour définir une liste unique de suivi pour la spectroscopie.

La chaîne de traitement côté canadien est décrite dans Perrett et al. (2010). Je décris ci-dessous brièvement la chaîne de traitement développée par le groupe français. Je me limite aux aspects algorithmiques sans véritablement décrire l’organisation de la recherche (site web, visualisation des candidats, suivi spectroscopique) qui a représenté un effort humain important.

Les images de la nuit courante, dans chaque bande, sont pré-réduites par la chaîne de traitement *Elixir* (Magnier & Cuillandre 2004) développée et maintenue au CFHT.

La pré-réduction *Elixir* consiste à :

- soustraire le biais (piédestal) à partir des valeurs d’*overscan*.
- appliquer une correction de *flat-field* pour homogénéiser la réponse de l’instrument.
- appliquer une correction de franges en bandes i et z
- fournir un premier WCS (*World Coordinate System*, coefficients de transformation des coordonnées pixel (x, y) en coordonnées sur le ciel (α, δ))
- fournir un premier point zero des images ($ZP = \langle 2.5 \log_{10}(flux) + mag \rangle$).

Suit une pré-réduction raffinée à partir de logiciels développés au LPNHE. Il s’agit pour une part d’interface à des logiciels externes (*sExtractor*, voir Bertin & Arnouts 1996, pour la détection des objets et la soustraction du fond de ciel, *daophot*, voir Stetson 1987, pour la modélisation de la PSF) et d’algorithmes originaux pour le traitement des images. Cette suite logicielle (initialement appelée *toads* et maintenant *poloka*) est écrite en C++, et utilise la librairie *cfitsio*² pour l’interface aux images *fits*, et d’autres librairies standard d’analyse scientifique (la librairie d’algèbre linéaire *lapack*³, la librairie *minuit*⁴ du CERN pour la minimisation de χ^2).

Les tâches suivantes sont réalisées sur les images individuelles (avec *poloka*) :

- détection des objets, soustraction du fond de ciel, estimation du seeing.
- détection des rayons cosmiques, pixels saturés, aigrettes de diffraction (pour éviter des fausses détections), traces de satellites (ou avions).
- raffinement de la soustraction de franges
- mesure du gain et établissement d’une carte de poids à partir du fond de ciel, de la variance spatiale (poids nul affecté aux pixels défectueux)
- WCS raffiné (appariement des objets détectés à un catalogue pré-défini, calcul de la transformation)

2. <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/fitsio/>

3. <http://www.netlib.org/lapack/>

4. <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/>

Le chaîne de détection est alors la suivante. Elle s’appuie sur une image de référence profonde pré-établie, la “*ref*”.

- calcul de la tranformation d’une image courante sur la référence à partir d’un *matching* des catalogues.
- écriture d’une image rééchantillonnée sur la grille de pixels de l’image de référence.
- moyenne pesée des images individuelles (surtout pour écarter les pixels de poids nul) pour définir une nouvelle image, la “*new*”.
- calcul d’un noyau de convolution entre l’image de meilleur et de moins bon seeing entre la *new* et la *ref*. L’intégrale de ce noyau assure l’ajustement des rapports photométriques.
- convolution de la meilleure
- soustraction
- détection des objets

Les catalogues des objets détectés au-dessus d’un seuil pour chaque nuit/bande sont matchés avec les nuits précédentes pour mettre en évidence les détections persistantes. Pendant le relevé, un algorithme d’identification automatique des fausses détections dues à des défauts d’ajustement des PSFs ou des défauts d’alignement des images a été développé. Il est basé sur un réseau de neurones prenant comme paramètres d’entrée les coefficients de shapelets décrivant les vignettes (petites images centrées sur l’objet).

Des courbes de lumière approximatives des candidats étaient alors générées et ajustées pour effectuer une première identification photométrique afin de classer les candidats les plus prometteurs pour un suivi spectroscopique (Sullivan et al. 2006). Le suivi spectroscopique a été principalement réalisé sur les télescopes VLT, Gemini et KECK. Je n’aborde pas ici les méthodes d’identification spectroscopique et de mesures de redshift qui ont été utilisées. Elles sont décrites dans Howell et al. (2005); Bronder et al. (2008b); Ellis et al. (2008); Balland et al. (2009); Walker et al. (2011).

3.2.2 Photométrie de PSF : un ajustement simultané

J’aborde maintenant l’analyse en temps différé. Il s’agit de la photométrie des SNe Ia préalablement détectées.

La méthode utilisée pour les papiers Astier et al. (2006) et G10, et initialement développée par Sébastien Fabbro dans sa thèse, se base sur un ensemble de vignettes centrées sur la SN, vignettes tirées d’images préalablement rééchantillonnées sur la même grille de pixels. Sont ajustés simultanément, le flux de la SN (f_i dans l’équation 3.1) et un résidu de fond de ciel (δS_i) pour chaque image i , une position globale de la SN ($\mathbf{x}$) et un modèle de la galaxie hôte défini comme une image (G_p) à la résolution d’une vignette de référence, celle de meilleur seeing. Ainsi, l’image de la galaxie hôte pour n’importe quelle autre vignette s’obtient en dégradant la résolution du modèle par une convolution de noyau (K_p). De la même façon, la PSF de chaque image est obtenue par convolution de la PSF (P_p) de l’image de référence. L’intensité du pixel p dans l’image i est ainsi modélisé par :

$$I_{pi} = \sum_k K_{p-k} (f_i P_k(\mathbf{x}) + G_k) + \delta S_i \quad (3.1)$$

L’ajustement de ce modèle est réalisé par minimisation d’un χ^2 sous l’approximation que les pixels adjacents ne sont pas corrélés ce qui est faux du fait du rééchantillonnage. Les incertitudes de mesure sont donc sous-estimées. Elles sont réévaluées en mesurant la dispersion des mesures de flux par nuit (de 5 à 10 poses par nuit).

Une nouvelle méthode a été mise en place par la suite. Elle consiste à appliquer une transformation de coordonnées sur le modèle de galaxie au lieu de rééchantillonner les données. Cette méthode est présentée et appliquée au SNe SNLS dans la thèse de Nicolas Fourmanoit. Elle a été récemment caractérisée avec des simulations (voir Astier et al. 2013). Cette dernière méthode est optimale statistiquement pour les objets faibles, l’erreur statistique calculée à partir des premiers principes est en accord avec la dispersion empirique des mesures (pour les objets faibles). Le gain en précision par rapport à la méthode originale est cependant modeste car cette dernière fournissait déjà une précision très proche de la borne de Cramér-Rao (à 10% près). Un avantage important est qu’elle est plus aisée à mettre en place car elle ne requiert pas l’alignement préalable des images (ce qui a pour principal désagrément de doubler l’espace disque nécessaire).

Pour les objets brillants, les deux méthodes permettent d’obtenir une répétabilité de la mesure de flux de 0.5%. La raison de cette limite est incertaine. Il s’agit probablement de variations spatiales de la PSF à une résolution qui n’est pas suivie par le modèle (les paramètres du modèle de PSF varient linéairement avec la position), mais il pourrait aussi s’agir de variations de réponse instrumentale.

L’impact de l’astrométrie sur la mesure des flux est aussi abordé en détail dans Astier et al. (2013). Les mouvements propres des étoiles les plus mobiles sont déterminés en même temps que le catalogue astrométrique et les transformations d’image à image. Le biais associé à la réfraction atmosphérique différentielle est aussi évalué ; il se trouve être négligeable pour la photométrie des SNe (inférieur à 1 mmag).

Dans le paragraphe 3.2.3, nous verrons que la calibration des SNe se base sur le transfert de la calibration depuis les étoiles du champ. Il est donc pour cela important de montrer que le rapport du flux d’une SN au flux des étoiles du champ n’est pas biaisé. Des simulations permettent de tester que la méthode n’introduit pas de biais en fonction de la brillance de la galaxie hôte (ces résultats sont présentés dans Astier et al. 2013). Il existe cependant un biais naturel et bien défini à bas signal sur bruit lorsque l’incertitude sur la mesure de la position n’est plus négligeable devant la taille de la PSF. Ce biais sur le flux f peut s’exprimer en fonction de la variance de f comme $\delta f/f = -var(f)/f^2$ (voir G10). Ceci nous a amené à utiliser la position moyenne déterminée à partir des courbes de lumière des SNe Ia en bande r et i comme position fixée pour les mesures en bandes g et z .

La production des courbes de lumière SNLS est réalisée au centre de calcul de l’IN2P3, les données étant stockées sur le système de disque GPFS. Pour donner quelques ordres de grandeur, cette production fait intervenir une dizaine d’étapes de traitement pour chacune des 13000 images du survey DEEP. L’espace disque occupé par l’ensemble de ces images est de 14 To (image brutes et processées). 15 millions de fichiers sont générés (dont des images de poids, des images de contrôle variées, des catalogues ... etc). S’y ajoute environ 1 To d’images de calibration (flat-field, masques, corrections de franges). Les observations stellaires de calibration représentent aussi un volume de données important. Pour ce type de traitement de données, le goulot d’étranglement est la rapidité d’accès aux données, ça

n'est pas les ressources en temps de calcul.

3.2.3 Calibration photométrique

Principes

La calibration photométrique joue un rôle fondamental pour la mesure de distance, puisqu'il s'agit essentiellement de déterminer des rapports de flux lumineux entre SNe à bas et haut redshifts. Une complication importante vient du fait que ces rapports de flux sont mesurés dans des bandes spectrales distinctes. On ne peut donc pas se contenter d'un rapport de nombres, il faut d'abord ramener ces nombres en unités de flux physiques (nombre de photons ou énergie dans un intervalle de longueur d'onde, temps, surface) afin de pouvoir tenir compte de l'effet du redshift lors de la comparaison des flux.

De façon plus explicite, un flux mesuré d'une étoile (*) dans une image est un nombre de pas d'ADC qui peut être modélisé comme

$$N_{ADU} = \Delta t \times A \times \int d\lambda R(\lambda) \lambda / (hc) \phi_*(\lambda) \quad (3.2)$$

avec la réponse instrumentale $R(\lambda) = T_{tot}(\lambda) \cdot \epsilon(\lambda) \cdot G$ modélisée comme le produit d'une transmission totale de l'ensemble de l'optique (sans dimension), une efficacité quantique en e^-/γ , et un gain électronique en ADU/e^- . A est la surface de collection du télescope, Δt le temps d'intégration, et ϕ_* le spectre de l'objet (son flux d'énergie par unité de longueur d'onde en $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.$ par exemple ⁵).

Cette expression 3.2 n'est pas utilisée en pratique (en particulier, on n'a pas besoin de connaître la taille du miroir). La calibration consiste en fait à se ramener au flux d'un objet de référence dont on connaît le spectre, en déterminant, via un certain nombre d'intermédiaires, le rapport du flux de la supernova au flux de cet objet de référence. Ceci est obtenu de la façon suivante. A partir des observations (N_{ADU}), on définit des magnitudes

$$mag_* = -2.5 \log_{10} N_{ADU} + ZP \quad (3.3)$$

et on interprète la magnitude en utilisant l'objet de référence

$$mag_* = -2.5 \log_{10} \frac{\int d\lambda R(\lambda) \lambda \phi_*(\lambda)}{\int d\lambda R(\lambda) \lambda \phi_{ref}(\lambda)} + mag_{ref} \quad (3.4)$$

La combinaison des expressions 3.3 et 3.4 est équivalente à l'interprétation de N_{ADU} de l'équation 3.2.

5. il faut ajouter le terme $\lambda/(hc)$ pour convertir les énergies en nombre de photons

L'exercice est évidemment de déterminer le point zéro ZP pour que cette dernière interprétation soit valable (à mag_{ref} fixée arbitrairement). Le point zéro est partagé par tous les objets de l'image qui ont été, en principe, observés dans les mêmes conditions. Ainsi si l'on connaît les magnitudes des étoiles du champ, on obtient

$$ZP = \langle mag + 2.5 \log_{10} N_{ADU} \rangle_{stars} \quad (3.5)$$

Il faut évidemment que les N_{ADU} des étoiles aient été mesurés avec exactement la même PSF que pour la SN afin que la fraction de flux mesuré soit la même pour la SN et les étoiles. En pratique on utilise le même logiciel pour mesurer le flux des étoiles et celui des SNe afin d'éviter d'introduire un biais dû à des différences triviales d'implémentation (échantillonnage et interpolation de la PSF, bornes d'intégration, ...). La seule différence est que dans le premier cas le flux de la galaxie est mis à zéro. (La validation de cette méthode par simulations a été mentionnée précédemment).

Le problème se ramène alors à déterminer les magnitudes des étoiles du champ, magnitudes définies théoriquement par l'équation 3.4.

Calibration SNLS3

Je décris ci-dessous très schématiquement cette procédure pour SNLS3. Beaucoup plus de détails techniques sont présentés dans Regnault et al. 2009. En particulier, je ne parlerai pas des corrections de non-uniformité et de la variation spatiale de la réponse des filtres, deux effets qui compliquent notablement la procédure de calibration.

Le système de magnitude (c.a.d. le catalogue de magnitude des étoiles du champ) SNLS est *défini* par rapport à celui de Landolt par l'intermédiaire de transformations linéaires par morceaux appelées transformations de couleur de la forme

$$mag_{snls} \equiv mag_{Landolt} + \alpha \times couleur_{Landolt} (+\beta) \quad (3.6)$$

(une couleur est une différence de magnitudes dans différentes bandes). Les pentes (ici α) sont ajustées sur les données, elles sont la conséquence des différences entre les filtres SNLS et Landolt, l'offset (ici β) est en fait arbitraire. Cette *définition* des magnitudes SNLS permet de calculer un point zéro pour les observations des champs Landolt (Eq. 3.5), puis d'appliquer ce point zéro aux observations des étoiles du champ pour déterminer leur magnitudes (Eq. 3.3), en tenant compte des variations de temps d'exposition et de masse d'air, mais aussi de corrections plus subtiles comme des corrections d'ouverture.

L'interprétation en flux consiste à choisir une étoile de référence de spectre connu par ailleurs, et de déterminer ses magnitudes dans le système SNLS. L'étoile BD +17 4708 a été choisie pour trois raisons. Elle a été observée par Landolt & Uomoto (2007) et a donc des magnitudes dans le système Landolt. D'autre part elle a des couleurs proches de la moyenne des couleurs des étoiles Landolt utilisées pour la calibration de SNLS. Ainsi, ces magnitudes dépendent peu de la connaissance des filtres (ou de la pente des relations

de couleur α). Elle fait partie de la base de données spectrophotométriques CALSPEC du HST (Bohlin & Gilliland 2004).

Il reste cependant une incertitude, l'écart relatif δm de la différence de magnitudes ($mag_{snls} - mag_{Landolt}$) entre BD +17 4708 et les étoiles effectivement utilisées pour la calibration (à la couleur de BD +17 4708). Cet écart est estimé dans Regnault et al. (2009) en évaluant l'impact de la métallicité, extinction ... etc, entre les étoiles du champ et BD +17 4708. La figure 3.3, tirée de Betoule et al. 2012, permet d'illustrer ce propos. Elle présente la transformation de couleur pour la bande i (SNLS) à partir des bandes R et I de Landolt.

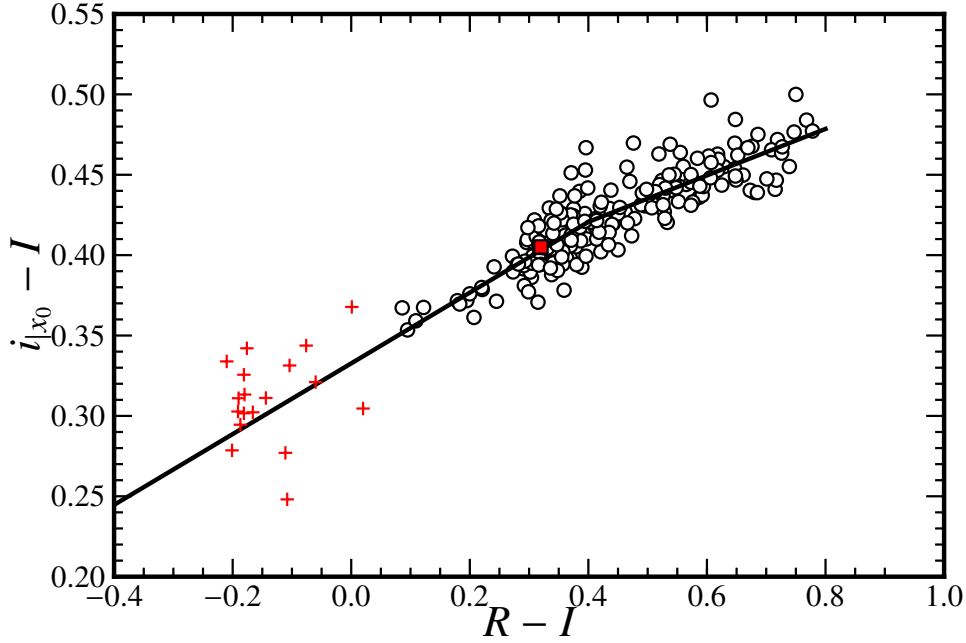


FIGURE 3.3 – Transformation de couleur pour les magnitudes dans la bande i de Megacam (au centre du plan focal) par rapport au magnitudes R et I dans le système Landolt. Les ronds noirs représentent les mesures de Landolt et avec Megacam. La droite par morceaux la transformation de couleur. Le carré rouge représente BD +17 4708, dont les magnitudes R et I sont mesurées par Landolt & Uomoto 2007. La magnitude i Megacam est en revanche modélisée, elle s'écarte de la droite d'une valeur $\delta i = 0.002 \pm 0.002$ selon Regnault et al. 2009. Les croix rouges correspondent aux autres étoiles standard CALSPEC observées par Landolt & Uomoto 2007. Leur magnitudes i sont synthétisées à partir de leur spectre HST, du spectre HST et de la magnitude de BD +17 4708, et du modèle de la réponse instrumentale de MegaCam (en utilisant l'équation 3.4). Cette figure est tirée de Betoule et al. 2012, où la calibration a été raffinée par rapport à l'analyse SNLS3.

Calibration SNLS5

La calibration pour l'analyse finale de données SNLS est présentée dans Betoule et al. (2012). En plus du chemin de calibration passant par les étoiles de Landolt, deux autres voies sont utilisées :

- Observation directe de standard CALSPEC avec Megacam conjointement avec les

observations des champs DEEP. Il s'agit de trois *solar analogs*, SNAP-2, P177D et P330E.

- Observation de champs dans la bande sud du SDSS pour intercalibrer les relevés supernovae SNLS et SDSS.

La combinaison de ces trois chemins de calibration permet d'obtenir une précision améliorée par rapport à Regnault et al. (2009). Cette combinaison est réalisée en tenant compte des diverses sources d'incertitudes systématiques et de leur corrélations de bande à bande. Ceci est possible parce que la dispersion des mesures obtenues par les trois chemins de calibration est en accord avec les incertitudes calculées. La figure 3.4 tirée du papier illustre cet accord.

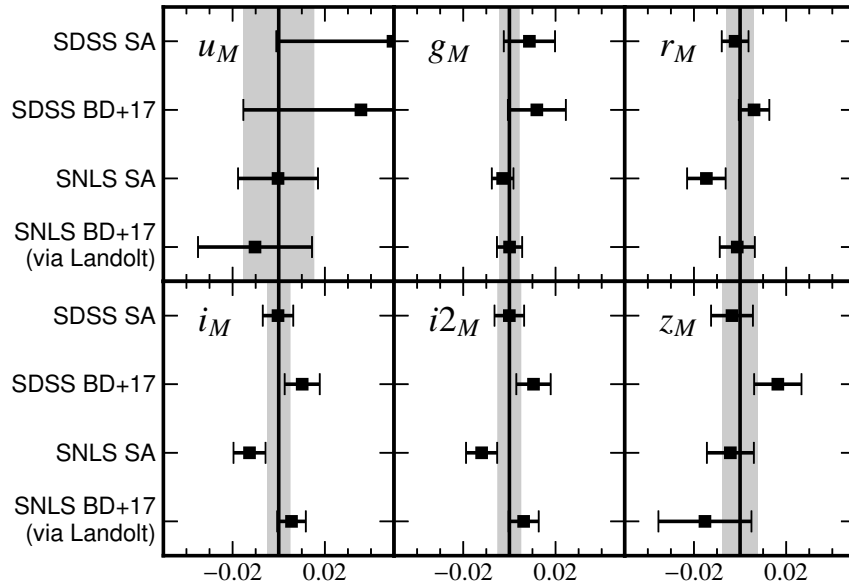


FIGURE 3.4 – Comparaison des résultats de calibration obtenus pour les différents chemins de calibration des champs DEEP du CFHT-LS pour les bandes u , g , r , i , i_2 , et z . Ces chemins de calibration sont, de haut en bas : 1) via l'intercalibration avec le SDSS et les observations par le SDSS (et le télescope PT) de *solar analogs* observés par HST, 2) via l'intercalibration avec le SDSS et leur observations de BD +17 4708, 3) via l'observation directe avec Megacam de *solar analogs*, 4) via les étoiles de Landolt et les mesures de BD +17 4708 par Landolt & Uomoto (2007) (comme pour SNLS3). Cette figure est tirée de Betoule et al. 2012.

La table 3.3 résume les incertitudes de calibration obtenues pour SNLS3, et pour l'analyse finale des données (SNLS5). Pour ce dernier résultat, l'incertitude de calibration en bande r est dominée par la méconnaissance de la transmission du filtre.

Transfert de calibration de la photométrie d'ouverture vers la photométrie de PSF

Le catalogue de magnitudes d'étoiles de champs a été obtenu en photométrie d'ouverture (somme des flux des pixels dans un disque centré sur l'objet et de rayon prédéfini), car cette photométrie ne nécessite pas de connaître la forme de la PSF dans l'ouverture. Les

	u	g	r	i	i_2	z
SNLS3 ^a	...	± 0.0051	± 0.0066	± 0.0080	...	± 0.020
SNLS5 ^b	± 0.0145	± 0.0035	± 0.0051	± 0.0042	± 0.0043	± 0.0069

(^a) voir Regnault et al. (2009) tables D.2 et D.3.

(^b) voir Betoule et al. (2012) table 23.

TABLE 3.3 – Bilan des incertitudes de calibration des champs DEEP

biais potentiels se limitent ainsi à l'évaluation des corrections d'ouverture, c.a.d. la fraction du flux (quelques %) de l'objet qui n'est pas contenu dans le rayon d'ouverture. Elle est en revanche non optimale statistiquement, et donc plus bruitée que la photométrie de PSF.

Or les flux des SNe sont mesurés en photométrie de PSF. Ainsi, le transfert de calibration du catalogue d'étoiles de champs vers les SNe consiste à mesurer la photométrie de PSF de ces étoiles dans les mêmes images que celles utilisées pour mesurer les courbes de lumière des SNe afin de déterminer un point zéro (Eq. 3.5). Lors de cette opération qui revient à comparer photométries d'ouverture et de PSF, deux effets fins ont été mis en évidence et corrigés. Tout d'abord la PSF est chromatique ce qui induit une variation de l'estimation du flux en fonction de la couleur des étoiles, typiquement 1% en bande g sur l'ensemble de la gamme en couleur des étoiles. Ceci est pris en compte en définissant une correction à la transmission en fonction de la longueur d'onde en bande g (voir G10). D'autre part, des résidus systématiques de soustraction de ciel d'une fraction d'ADU ont été détectés. Ces résidus sont expliqués par les queues de PSF des objets brillants dans les images (voir G10 et Betoule et al. 2012).

Les courbes de lumière calibrées se présentent sous la forme d'une liste de mesures contenant date d'observation, flux et point zéro⁶, ainsi qu'une matrice de covariance des mesures. Cette matrice de covariance est non diagonale car les flux estimés à différentes dates dépendent de la même estimation de la position de la SN et du flux de la galaxie hôte qui sont aussi des données incertaines.

Deux exemples de courbes de lumière SNLS3 sont représentés figure 3.5.

3.2.4 Ajustement des courbes de lumière

L'ensemble de l'analyse des trois premières années de données a été réalisé par les deux équipes française et canadienne. En particulier, deux techniques d'ajustement des courbes de lumières ont été utilisées SALT2, présenté section 2.3.4, et SiFTO (Conley et al. 2008).

En quelques mots, le modèle SiFTO s'approche de celui de SALT (voir Eq. 2.6). Le modèle de courbes de lumière consiste à intégrer dans les filtres instrumentaux correspondant une version modifiée de la séquence spectrale de Hsiao et al. (2007) avec un facteur de dilatation temporel autour du maximum de luminosité (paramètre *stretch*) dépendant de la longueur d'onde. Il n'y a en revanche pas de loi de couleur, les amplitudes des courbes de

6. On n'enregistre pas des magnitudes car une valeur de flux pour un objet faible peut être négative du fait de la fluctuation de Poisson du fond de ciel soustrait ; aussi si la moyenne des flux estimée est un estimateur non biaisé du flux vrai, la moyenne des magnitudes est elle biaisée.

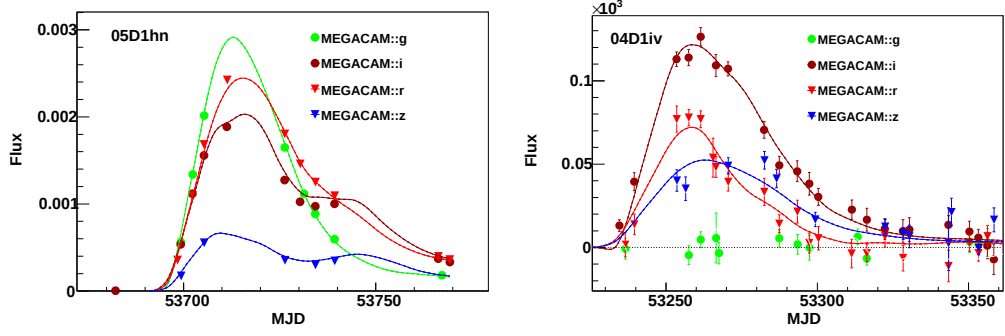


FIGURE 3.5 – Courbes de lumière SNLS3 des SNe Ia 05D1hn à $z = 0.149$ et 04D1iv à $z = 0.998$ dans les bandes *griz*. Les courbes en trait plein représentent l’ajustement par le modèle SALT2.

lumière observées sont ajustées (c.a.d. qu’elles ne sont pas contraintes les unes par rapport aux autres avec une loi de couleur). Pour cela, la séquence spectrale qui est intégrée est modifiée par une fonction de la longueur d’onde $f(\lambda)$ ayant autant de paramètres qu’il y a de courbes de lumières. La magnitude m_B^* et la couleur c sont obtenues en intégrant ce modèle adapté dans les filtres B et V dans le référentiel de la SN (voir §2.3.1).

Les deux modèles donnent des résultats différents sur les mêmes courbes de lumière. Une partie de la différence est simplement due à une différence de définition effective des paramètres (décalage moyen de m_B^* , c , relation linéaire entre x_1 et le *stretch*, voir Eq. 6 et Table 6 de G10). Ces changements de définition n’ont aucune importance car ils sont absorbés par un changement des valeurs de M_B , α et β entrant dans l’estimateur de distance $\hat{\mu}$ qui lui est invariant (Eq. 2.4).

Par contre, il existe des différences systématiques dépendantes du redshift entre les deux modèles après avoir transformé linéairement les paramètres de l’un vers l’autre (voir la figure 3.6 tirée de G10). Ces différences sont interprétées comme des différences entre la séquence spectrale SALT2 et celle de Hsiao et al. (2007) à une échelle en longueur d’onde trop fine pour pouvoir être rattrapée par la fonction d’adaptation $f(\lambda)$. Cette hypothèse penche vers un défaut dans la méthode SiFTO. Cependant, pour l’analyse SNLS3, la différence entre les deux modèles est prise en compte comme une incertitude systématique.

Plutôt que de choisir l’un ou l’autre des jeux de paramètres SALT2 ou SiFTO, la collaboration a décidé de combiner les deux estimations en utilisant la moyenne des deux (en prenant pour SALT2 les valeurs transformées), tout en utilisant la différence comme incertitude systématique (voir par exemple les contours Ω_m Ω_Λ de l’analyse combinée des données SNLS3 de G10 reproduite figure 3.7).

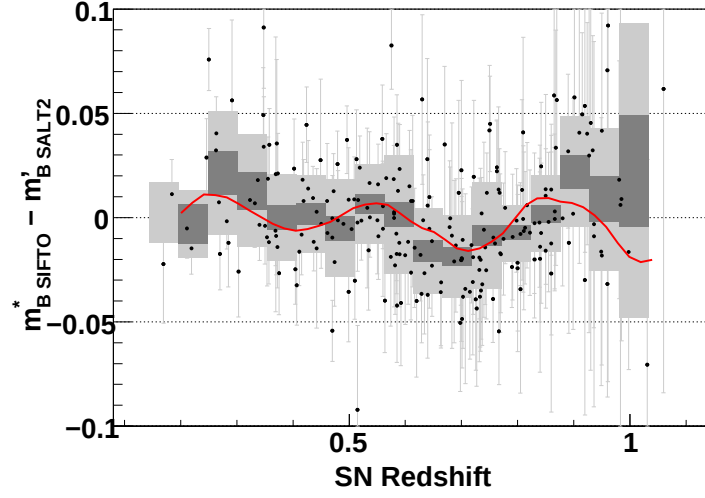


FIGURE 3.6 – Différences de valeurs de m_B^* ajustées sur les courbes de lumière SNLS3 avec les modèles SALT2 et SiFTO. Cette figure est tirée de G10. La courbe rouge représente l'effet dû aux différences des séquences spectrales des deux modèles.

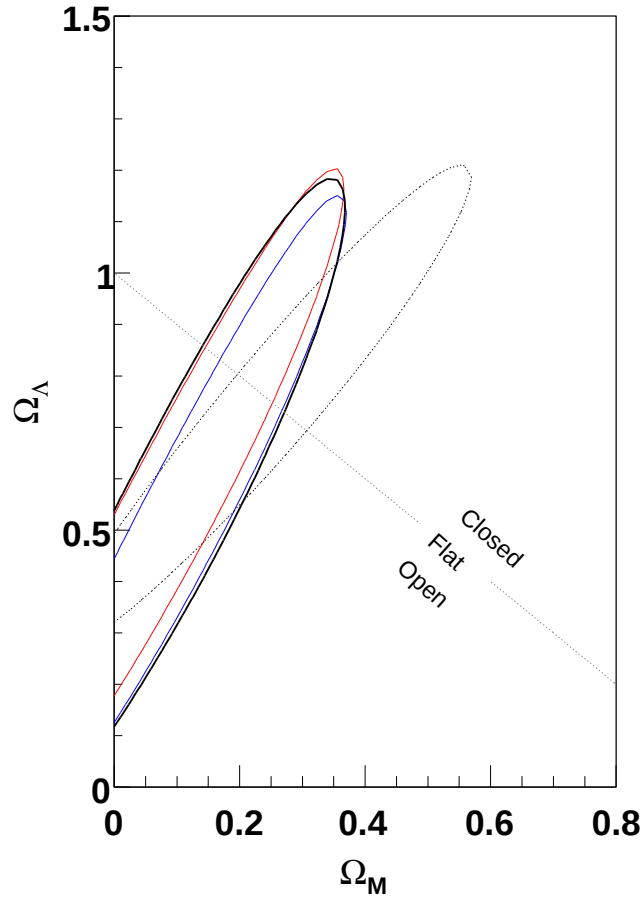


FIGURE 3.7 – Contours à 68.3% de niveau de confiance (erreurs statistiques seules) dans le plan Ω_m Ω_Λ tirés de l'ajustement des SNe SNLS3 seules (sans SNe proches) avec SALT2 (courbe rouge), SiFTO (courbe bleue), et la combinaison des deux (courbe noire). Le contour incliné en pointillés est celui de SNLS1 (pour lequel des SNe proches ont été utilisées). Cette figure est tirée de G10.

3.3 Ajustement du diagramme de Hubble

L'ajustement du diagramme de Hubble est réalisé par minimisation de χ^2 où sont ajustés simultanément les paramètres cosmologiques ζ entrant dans la définition du module de distance μ (voir §2.3.1) et les paramètres de nuisance (M_B, α, β) entrant dans la définition son estimation $\hat{\mu}$. J'expose ci-dessous quelques spécificités techniques.

3.3.1 Traitement des incertitudes systématiques

Pour reprendre les notations de G10, en appelant $\boldsymbol{\eta} \equiv \{m_B^*, x, c\}$ le vecteur des paramètres tirés de l'ajustement des courbes de lumière d'une SN, et $\boldsymbol{\theta} \equiv \{1, \alpha, -\beta\}$ le vecteur des termes de nuisance multiplicatifs, on peut réécrire l'estimation du module de distance d'une SN i :

$$\hat{\mu}_i = \boldsymbol{\theta}^t \boldsymbol{\eta}_i - M_B \quad (3.7)$$

Ainsi le terme de variance de μ_i dû aux incertitudes de mesure est

$$\text{var} \hat{\mu}_i = \boldsymbol{\theta}^t \mathbf{C}_{\eta_i} \boldsymbol{\theta} \quad (3.8)$$

où $\mathbf{C}_{\eta_i}$ est la covariance des paramètres η_i . Cette covariance est issue de l'ajustement des courbes de lumières (c'est de façon standard l'inverse de la matrice des dérivées secondes du χ^2 d'ajustement, mais voir aussi la discussion §3.3.2). La variance de $\hat{\mu}$ dépend de la valeur des paramètres de nuisance, ce qui rend non-linéaire l'ajustement par rapport à ces paramètres.

Cette incertitude statistique de mesure est évidemment indépendante d'une SN à l'autre. Il existe cependant de nombreuses sources d'incertitudes systématiques. Si l'on s'autorise à traiter ces incertitudes systématiques comme des variables aléatoires, leur effet se traduit alors par une source de covariance entre les mesures d'une SN à l'autre.

A titre d'exemple, considérons une source d'incertitude paramétrée par une variable s (un décalage de calibration dans filtre précis par exemple), de variance $\text{var}(s)$. Au premier ordre, un décalage δs de cette variable induit une variation des paramètres d'une SN $\delta \boldsymbol{\eta} = \delta s \times \partial \boldsymbol{\eta} / \partial s$, et donc un décalage du module de distance $\delta \hat{\mu} = \delta s \times \boldsymbol{\theta}^t (\partial \boldsymbol{\eta} / \partial s)$. Il s'en suit un terme de covariance entre les modules de distance des SNe,

$$\delta \text{cov}(\hat{\mu}_i, \hat{\mu}_j) = (\boldsymbol{\theta}^t \partial \boldsymbol{\eta}_i / \partial s) \text{var}(s) (\boldsymbol{\theta}^t \partial \boldsymbol{\eta}_j / \partial s) \quad (3.9)$$

Si on considère maintenant un ensemble de sources d'incertitude caractérisé par un vecteur de variables dont la covariance est $\mathbf{C}_{sys}$, et si l'on ajoute le terme diagonal de variance statistique (Eq. 3.8), on obtient alors l'expression suivante pour la covariance des modules de distance $\mathbf{C}_\mu$ des SNe du diagramme de Hubble :

$$\mathbf{C}_\mu(i, j) \equiv \text{cov}(\hat{\mu}_i, \hat{\mu}_j) = \boldsymbol{\theta}^t (\delta_{ij} \mathbf{C}_{\eta_i} + \mathbf{H}_i \mathbf{C}_{sys} \mathbf{H}_j^t) \boldsymbol{\theta} \quad (3.10)$$

où $\mathbf{H}_i$ est, pour la SN i , la matrice des dérivées des termes du vecteur $\boldsymbol{\eta}_i$ par rapport aux éléments du vecteur d'incertitudes systématiques.

L’ajustement du diagramme de Hubble consiste à minimiser la quantité

$$\chi^2 = \mathbf{R}_\mu^t \mathbf{C}_\mu^{-1} \mathbf{R}_\mu \quad (3.11)$$

où $\mathbf{R}_\mu$ est le vecteur des résidus

$$R_\mu(i) = \mu(z_i, \zeta) - \hat{\mu}_i(\boldsymbol{\eta}_i, \boldsymbol{\theta}, M_B) \quad (3.12)$$

L’ajustement se fait avec la méthode de Gauss-Newton. Afin de minimiser les biais sur les paramètres $\boldsymbol{\theta}$, il faut tenir compte de la dérivée de l’inverse de $\mathbf{C}_\mu$ par rapport à ces paramètres (ceci peut être fait dans un temps de calcul raisonnable avec plusieurs astuces, en commençant par développer la matrice comme un polynôme des termes de $\boldsymbol{\theta}$ dont les coefficients sont pré-calculés).

3.3.2 Dispersion intrinsèque et résidus au modèle de courbes de lumière

La prise en compte de la dispersion résiduelle au diagramme de Hubble est réalisée dans l’analyse SNLS3 en ajoutant un terme à la variance des modules de distance, indépendant d’une SN à l’autre, et dont la valeur est ajustée pour obtenir un χ^2 par degré de liberté égal à un (ce terme est en pratique ajouté à l’incertitude de mesure sur m_B^* ($(\mathbf{C}_\eta)_{00}$ dans l’équation 3.8). Ce terme dit de “dispersion intrinsèque” permet de garantir une bonne évaluation de l’incertitude statistique finale sur les paramètres cosmologiques. On obtient une valeur de dispersion de l’ordre de 0.09 magnitude pour l’analyse SNLS3 (voir G10 et Conley et al. 2008). Ce nombre est cependant fonction des incertitudes de mesure en entrée de l’ajustement (Eq. 3.8), incertitudes qui sont sujettes à interprétation. En effet l’incertitude de “mesure” de $\hat{\mu}$ contient un terme dû à l’incertitude statistique de mesure des points de photométrie mais aussi un terme lié à la variabilité résiduelle des SNe autour du modèle, variabilité qui est prise en compte lors de l’ajustement des courbes de lumière.

Cette variabilité résiduelle ne peut pas être traitée de façon parfaitement rigoureuse. On peut en effet inclure dans la définition de ce terme tout ce qui n’est pas modélisé, et donc y inclure de fait toute la complexité des SNe Ia, ce qui nous amène dans une impasse.

L’approche pragmatique utilisée pour l’analyse SNLS3 avec le modèle SALT2 a consisté à tenir compte approximativement de la covariance des résidus d’ajustement aux courbes de lumière. Deux composantes sont considérées. i) une dispersion indépendante d’observation à observation⁷ des résidus aux courbes de lumière dont l’amplitude a été ajustée. ii) une dispersion des résidus d’amplitude de courbe de lumière indépendante de bande à bande (il n’y a que deux paramètres libres dans le modèle (m_B et c) pour décrire l’ensemble des amplitudes des courbes de lumière d’une SN). La méthode utilisée pour évaluer cette dispersion des amplitudes se base sur un maximum de vraisemblance restreinte (*restricted likelihood*, voir G10). La figure du G10 présentant cette dispersion est reproduite figure 3.8.

Ce modèle d’incertitude joue un rôle dans l’analyse, parce qu’il a un impact sur les paramètres du modèle, à la fois lors de l’entraînement du modèle (sur la loi de couleur), mais surtout sur la valeur de la pente β de la relation couleur-luminosité lors de l’ajustement du diagramme de Hubble, car l’incertitude sur le paramètre couleur est modifiée.

7. avec en pratique un pas de temps d’au moins un jour

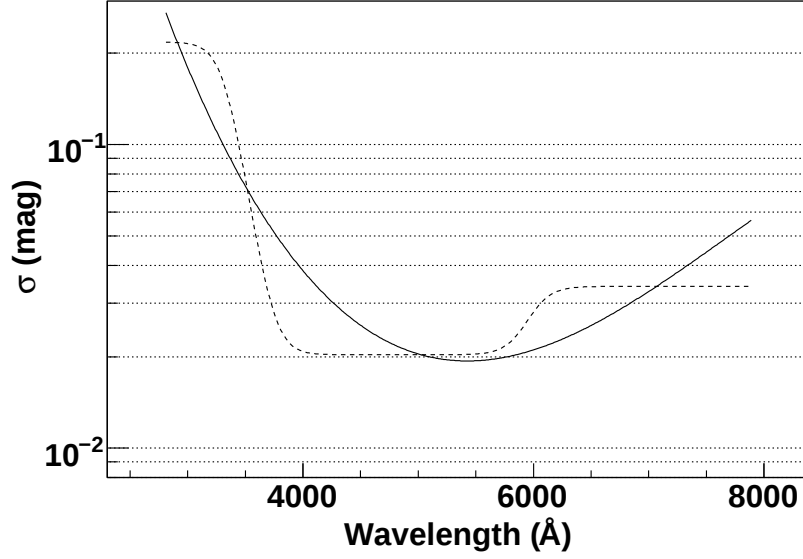


FIGURE 3.8 – Dispersion des résidus d’amplitudes des courbes de lumière au modèle SALT2. Les deux courbes correspondent à deux choix arbitraires de paramétrisation. Cette figure est tirée de G10.

L’impact du modèle d’incertitude sur la détermination des paramètres α et β est discutée dans Marriner et al. (2011), où il est proposé une méthode ajustement de ces paramètres basé sur l’ajout d’une matrice de covariance “intrinsèque” à la matrice C_η . Plus récemment, dans Kessler et al. (2012), l’impact de divers choix de modélisation de la dispersion intrinsèque sur l’analyse de cosmologie est présenté. Les modèles choisis sont le modèle qui vient d’être exposé (G10), un modèle proposé par Chotard et al. (2011), où les résidus d’amplitude dans différentes bandes sont anti-corrélés, et plusieurs autres modèles empiriques. L’effet net est un biais sur le paramètre β , le biais sur la cosmologie est en fait relativement faible une fois la correction de biais de Malmquist appliquée. L’incertitude systématique résultante est négligeable devant les autres sources d’incertitudes de l’analyse SNLS3. Le graphique tiré de Kessler et al. (2012) illustrant ce dernier résultat est reproduit figure 3.9.

Alors que l’impact sur l’analyse de cosmologie est faible, le fait que la valeur du paramètre β dépende de la modélisation des incertitudes sur le paramètre couleur a engendré une certaine confusion dont on trouve trace dans la littérature. A titre d’exemple, la valeur de β dans l’analyse SNLS a considérablement changé d’une publication à l’autre : $\beta = 2.19 \pm 0.33$ dans Guy et al. (2005), 1.57 ± 0.15 dans Astier et al. (2006), 1.77 ± 0.16 dans G07 et finalement 3.2 ± 0.13 sur les données SNLS seules dans G10 (avec SALT2 et SiFTO). Ces différences s’expliquent principalement par une modification du modèle d’erreurs⁸. Kessler et al. (2009) trouve une valeur de β qui dépend du redshift. Nous montrons dans G10 et Conley et al. (2011) que cet effet disparaît avec le modèle d’erreur exposé ici.

Le fait que l’impact sur la cosmologie soit faible n’est pas étonnant si l’on note que la même distribution de magnitudes absolues et couleurs peut être représentée par différentes valeurs du paramètre β et de variance “intrinsèque” des magnitudes et couleurs. En

8. La faible valeur de β dans Astier et al. (2006) était aussi le fait d’un estimateur biaisé, où la dérivée des incertitudes par rapport aux paramètres α et β n’était pas prise en compte

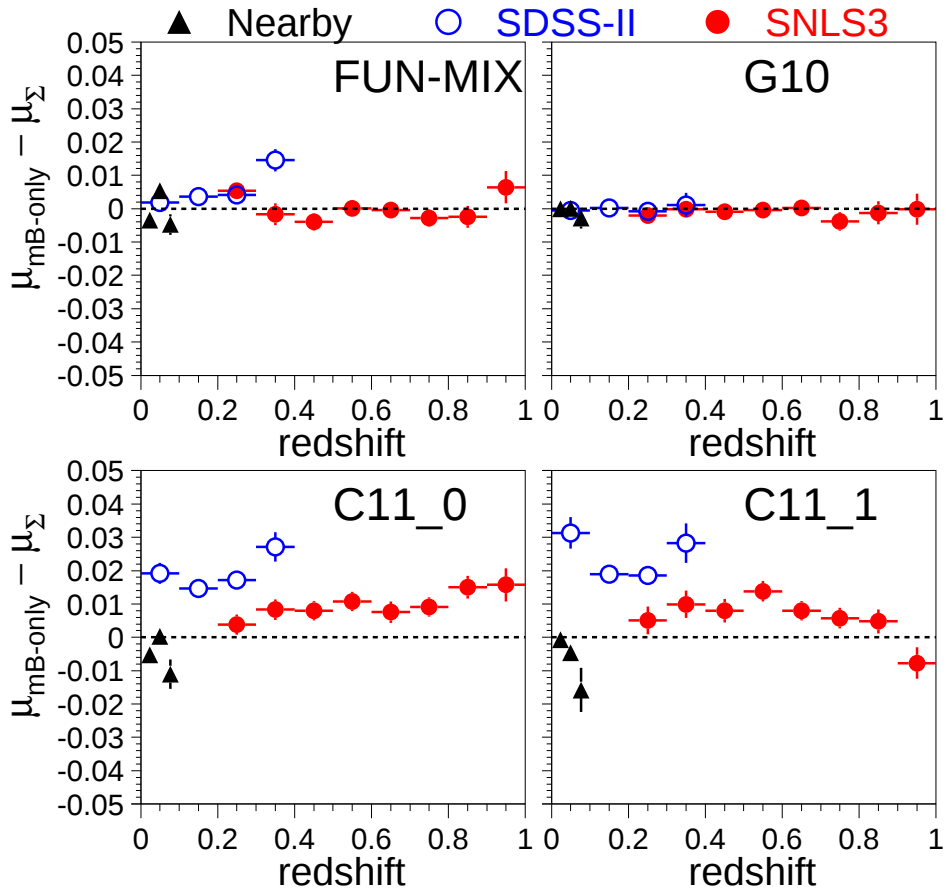


FIGURE 3.9 – Biais sur les modules de distance d’une simulation reproduisant l’analyse SNLS3 en considérant divers modèles de dispersion intrinsèque. G10 est le modèle exposé ici. C11_0 et C11_1 sont deux façons d’implémenter le modèle de Chotard et al. (2011), FUN_MIX est un autre modèle décrit dans le papier. Cette figure est tirée Kessler et al. (2012).

représentant en première approximation cette distribution par une distribution gaussienne bidimensionnelle caractérisée par une matrice de covariance C_{mc}^{obs} des valeurs de m_B, c , et en introduisant une covariance intrinsèque *théorique* C_{mc}^{int} et une valeur de β , nous avons

$$C_{mc}^{obs} = P_{\beta} C_{mc}^{int} P_{\beta}^t$$

avec

$$P_{\beta} = \begin{pmatrix} 1 & \beta \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Il y a de façon évidente une dégénérescence entre les valeurs de C_{mc}^{int} et β , alors que la seule expression qui joue un rôle pour l'analyse est C_{mc}^{obs} . On pourrait donc définir une nouvelle méthode de mesure de distance qui fait l'économie des paramètres α et β en s'appuyant sur une modélisation explicite de la distribution des paramètres m_B, x, c .

3.3.3 Dépendance en fonction de la galaxie hôte

Nous avons présenté au paragraphe 2.3.5 la mise en évidence récente d'un biais de l'estimateur du module de distance $\hat{\mu}$ en fonction de propriétés des galaxies hôtes des SNe. Dans l'analyse SNLS3, le proxy utilisé pour mettre en évidence et corriger cet effet est la masse stellaire de la galaxie, tirée d'un ajustement avec le modèle PEGASE (Fioc & Rocca-Volmerange 1997; Le Borgne & Rocca-Volmerange 2002; Sullivan et al. 2010). La correction utilisée pour l'ajustement de cosmologie a consisté à ajuster une différence de magnitude absolue ΔM_B selon que l'hôte était plus ou moins massif que $M_{stellar} = 10^{10} M_{\odot}$. Ce paramètre ΔM_B est ajusté en même temps que les paramètres (M_B, α, β) , et les paramètres cosmologiques. Une valeur de $\Delta M_B = 0.073 \pm 0.015$ a été obtenu.

3.3.4 Discussion sur les incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques prises en compte dans l'analyse SNLS3 sont nombreuses (toutes sont incluses dans la matrice C_{sys}). Elles sont décrites en détail dans Conley et al. (2011). La plupart de ces sources d'incertitude ont été abordés dans ce document, il est donc inutile de les rappeler toutes dans cette section. En revanche, il peut être intéressant de rappeler ici quel est l'impact des incertitudes de calibration photométrique qui représentent la principale source d'incertitude. Parmi l'ensemble des termes, les principaux sont les incertitudes sur les points zéro en bandes *griz* des champs DEEP du SNLS. Ces incertitudes ont été présentées table 3.3. Il faut aussi prendre en compte une covariance non nulle entre ces différents termes. En partant des matrices de covariance *griz* des tables D.2 et D.3 de Regnault et al. (2009) pour SNLS3 et des tables 22 et 23 de Betoule et al. (2012) (la version électronique) pour SNLS5, on peut générer des réalisations de décalages de calibration δm , et en déduire un ensemble de courbes de décalage de module de distance $\delta\mu(z) = \theta^t H(z) \delta m$ (voir §3.3.1). ($H(z)$ est la moyenne des matrices H de SNe individuelles dans des bins en z .) La dispersion de ces courbes normalisées à $z = 0$ est représentée figure 3.10. L'impact des incertitudes de calibration est de 0.063 mag rms entre $z = 0$ et

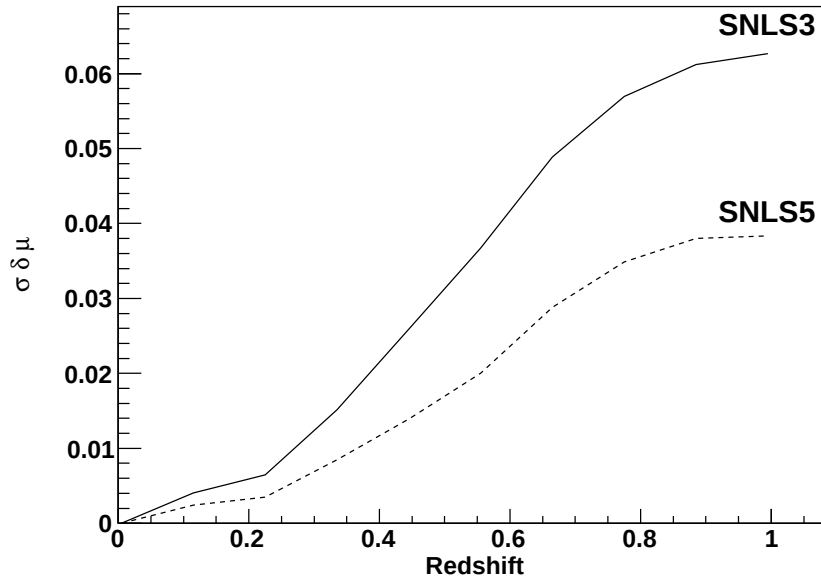


FIGURE 3.10 – Incertitude systématique sur le module de distance due aux incertitudes de calibration en *griz* de l’analyse SNLS3 (Regnault et al. 2009) et pour l’analyse finale des données (Betoule et al. 2012).

$z = 1$ pour l’analyse SNLS3, elle est réduite à 0.038 pour l’analyse en cours du lot final de données⁹.

3.4 Résultat de cosmologie, combinaison avec d’autres sondes

L’échantillon de supernovae SNLS3 est présenté par Conley et al. (2011). Il comprend 123 SNe proches de plusieurs relevés, 93 SNe de la première saison du SDSS, 242 SNe des trois premières années du SNLS et 14 SNe HST.

Le diagramme de Hubble de cette échantillon est représenté sur la figure 3.11 tirée de Conley et al. (2011). Il s’agit de modules de distance tirés de la moyenne des paramètres SiFTO et SALT2 transformés (voir §3.2.4).

L’ajustement du diagramme de Hubble est combiné avec d’autres sondes cosmologiques (CMB et BAO) dans Sullivan et al. (2011). Nous avons déjà présenté ces résultats en ajoutant des mesures plus récentes de BAO dans la section 1.2.3. Avec les contraintes CMB (Komatsu et al. 2011) et BAO (Eisenstein et al. 2005; Percival et al. 2010; Beutler et al. 2011; Blake et al. 2011b), en ajustant un modèle d’univers plat contenant matière et énergie noire avec pour cette dernière une équation d’état constante, on obtient $w = -1.07 \pm 0.076$. En ignorant la relation entre brillance des SNe et environnement, on obtient $w = -1.10 \pm 0.076$, soit un décalage de 0.03 sur w , sans accroissement notable de l’in-

9. L’impact sera en réalité moindre car un échantillon plus large de SNe sera utilisé pour l’entraînement du modèle ce qui réduira l’impact de la calibration SNLS.

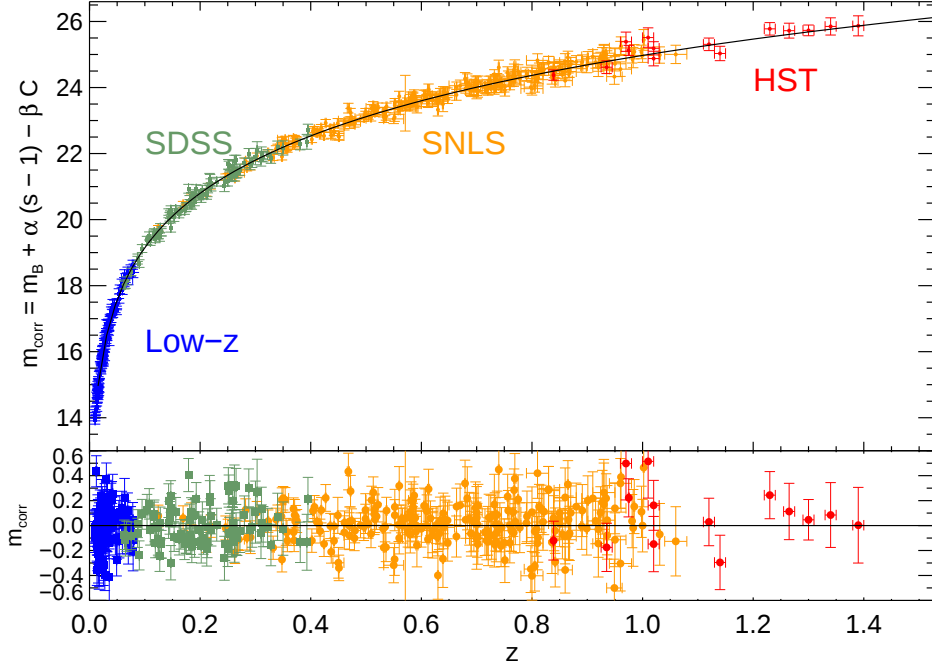


FIGURE 3.11 – Diagramme de Hubble de l'échantillon de SNe utilisées pour l'analyse SNLS3. Cette figure est tirée de Conley et al. (2011).

certitude (alors que le paramètre ΔM_B est ajusté simultanément). Il s'agit donc d'un effet relativement faible mais non négligeable.

Les données actuelles n'apportent pratiquement pas de contrainte sur une évolution du paramètre w , paramétrisée par exemple sous la forme $w(a) = w_0 + w_a(1 - a)$ (Chevallier & Polarski 2001; Linder 2003). On obtient en effet $w_a = -1.5 \pm 0.9$. Ceci nous indique que le modèle de cosmologie standard, Λ CDM, n'est pas encore testé avec une grande précision.

Une façon de visualiser ce résultat consiste à représenter les courbes d'expansion et/ou de densité d'énergie en fonction du redshift pour les modèles autorisés par les données¹⁰. Ces courbes sont représentées figure 3.12 et 3.13. On voit sur la figure 3.12 que les SNe seules permettent de mettre en évidence une accélération de l'expansion (l'expansion da/dt augmente avec a) pour $a/a_0 \gtrsim 0.8$ soit $z \lesssim 0.25$, par contre elles apportent peu de contraintes à plus haut redshift. C'est la combinaison avec les BAO et le CMB qui permet de mettre en évidence un bon accord avec Λ CDM sur une gamme étendue de redshifts. Notons cependant que cette analyse est fait dans le cadre d'une paramétrisation contraignante (à partir de l'ajustement du modèle (w_0, w_a)), l'ensemble des modèles possibles n'est pas testé.

10. Les modèles sont obtenus en échantillonnant l'espace des paramètres (Ω_m, w_0, w_a) suivant une vraisemblance gaussienne tirée de la matrice de Fisher de l'ajustement. C'est une hypothèse très approximative, mais il s'agit uniquement de produire une illustration.

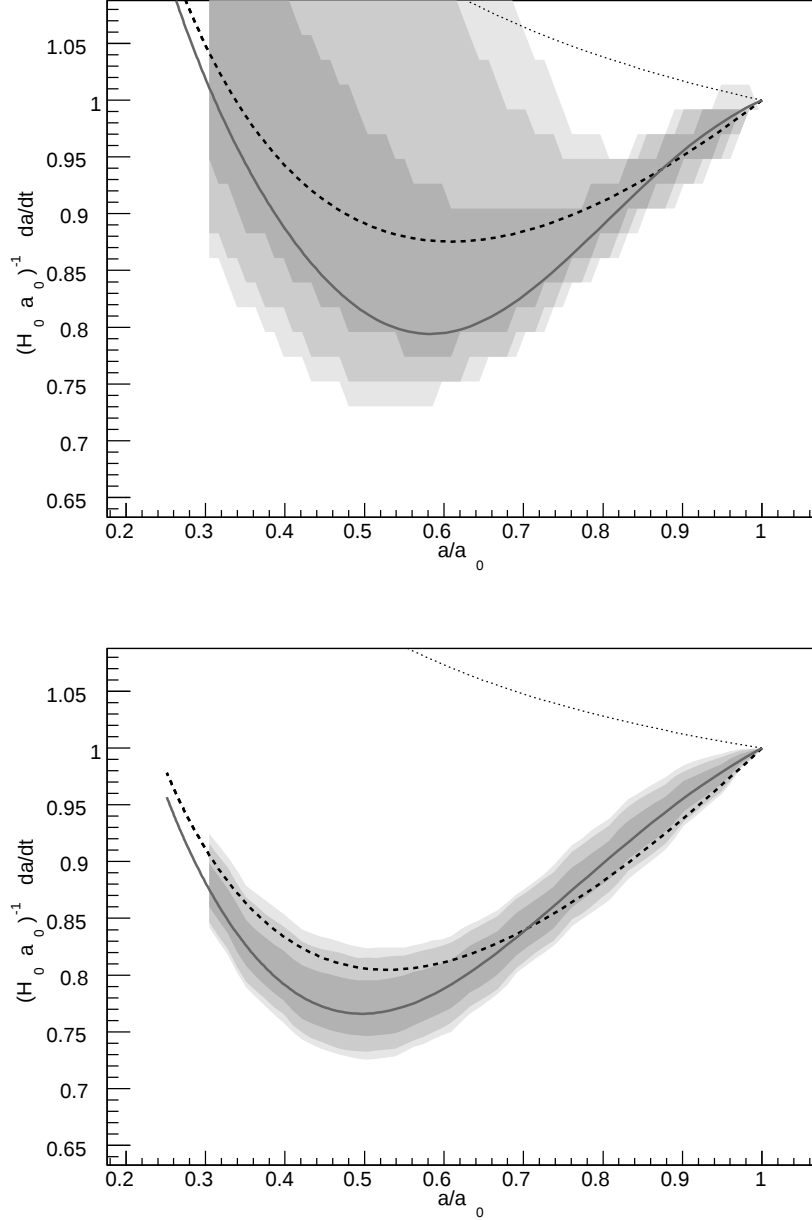


FIGURE 3.12 – Contraintes sur l’expansion de l’univers $(H_0 a_0)^{-1} da/dt$ en fonction de la valeur du facteur d’échelle $a/a_0 = (1+z)^{-1}$ avec les SNe SNLS3 seules (en haut), ou SNe+BAO+CMB (en bas). Les surfaces grisées sont les contours à 68%, 90% et 95% de niveau de confiance (obtenus à partir de l’ajustement du modèle (w_0, w_a)). La courbe en trait plein foncé est le meilleur fit. La courbe tiretée représente Λ CDM, et la courbe en pointillé le modèle sans constante cosmologique. (La valeur de Ω_m , tirée de l’ajustement, varie entre la figure du haut et celle du bas.)

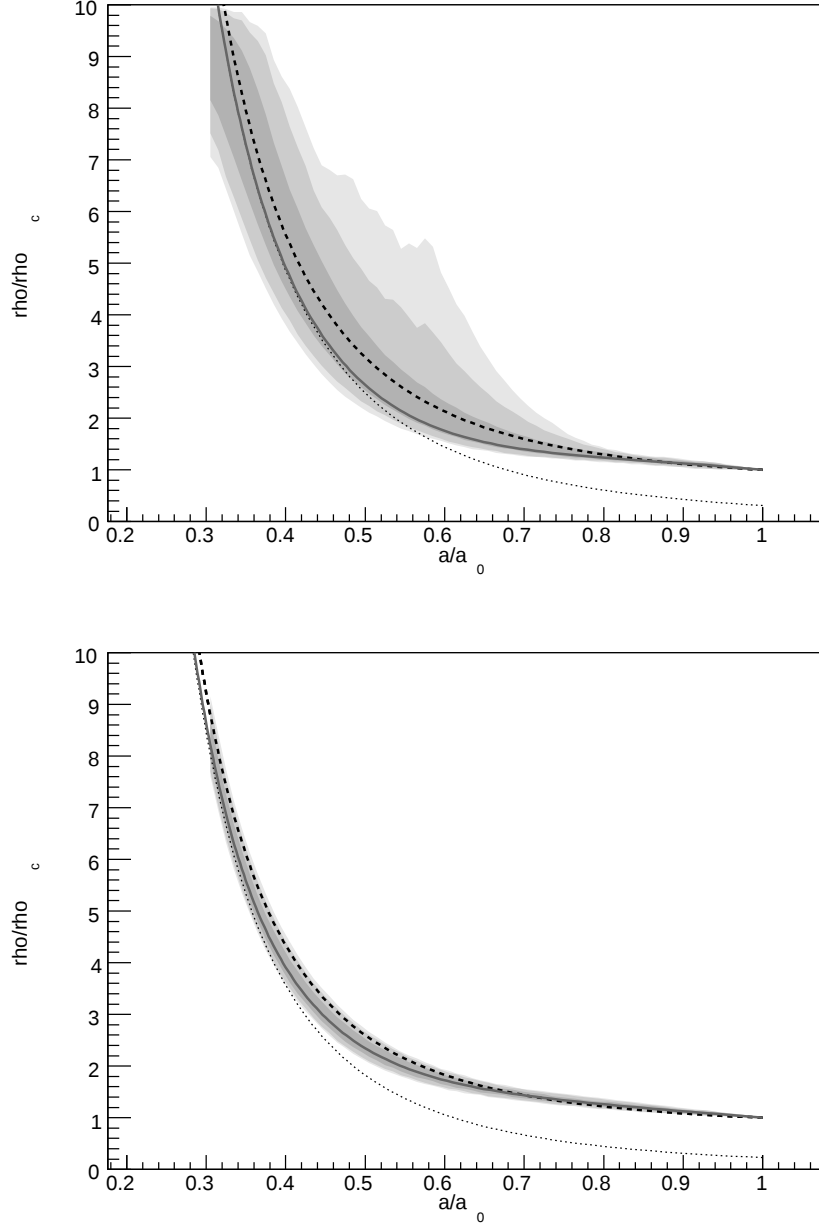


FIGURE 3.13 – Contraintes sur la densité d'énergie (ρ/ρ_c) en fonction de la valeur du facteur d'échelle a/a_0 avec les SNe SNLS3 seules (en haut), ou SNe+BAO+CMB (en bas). Les surfaces grisées sont les contours à 68%, 90% et 95% de niveau de confiance (obtenus à partir de l'ajustement du modèle (w_0, w_a)). La courbe en trait plein foncé est le meilleur fit. La courbe tiretée représente Λ CDM, et la courbe en pointillé le modèle sans constante cosmologique.

3.5 L'analyse finale des données SNLS

L'analyse finale des données SNLS (SNLS5) consistera en un échantillon de plus de 400 SNe Ia (pour 242 dans l'échantillon SNLS3). Hormi le gain statistique, les principales améliorations envisagées sont les suivantes :

- Amélioration de la calibration photométrique (Betoule et al. 2012), voir §3.2.3 et surtout la figure 3.10.
- Photométrie sans ré-échantillonnage (voir §3.2.2). L'application de cette photométrie a fait l'objet de la thèse de N. Fourmanoit. Un papier décrivant la méthode et les tests de validation est en préparation (Astier et al. 2013).
- Réentraînement du modèle SALT2 avec un échantillon étendu (données complètes SDSS intercalibrées avec SNLS, lot très important de nouvelles données spectrales à bas redshift, Blondin et al. 2012; Silverman et al. 2012a, les données exceptionnelles de SN 2011fe, voir Pereira & SNFactory collaboration 2012), et des améliorations techniques (pas de régularisation pour la composante moyenne).
- Validation complète par simulation de la méthode SALT2 (un papier est en cours de rédaction par une doctorante aux Etats-Unis, Mosher & JLA 2013).
- Mesures améliorées des propriétés des galaxies hôtes de SNLS.

On s'attend donc à un gain significatif sur la précision de mesure des paramètres cosmologiques avec l'analyse finale.

Chapitre 4

Quel futur pour les SNe Ia comme sonde de l'énergie noire

Je discute dans ce chapitre le rôle que pourraient jouer les supernovae de type Ia comme sonde cosmologique de l'énergie noire dans le futur, avec en ligne de mire les grands projets Euclid et LSST, c'est-à-dire à l'horizon 2020. Dans une première partie, je présente brièvement les avantages et les inconvénients des diverses sondes de l'énergie noire. Il s'agit principalement d'une revue bibliographique s'appuyant sur les résultats expérimentaux les plus récents. Dans une seconde partie sont présentés les grands projets à court et plus long terme.

Ce chapitre présente un point de vue personnel, et donc fortement biaisé, il est aussi un peu schématique.

4.1 Revue critiques des sondes de l'énergie noire

Nous avons présenté le thème de recherche de l'énergie noire au chapitre 1. Alors que les pistes de recherche théorique sont très nombreuses, pour l'expérimentateur, cette recherche peut être définie comme la recherche d'un écart au modèle standard Λ CDM, pour ce qui a trait à deux de ses prédictions :

1. L'histoire du taux d'expansion homogène de l'univers, c'est la mesure de w qui caractérise le taux de dilution de la densité d'énergie.
2. Le taux de formation des structures (le *growth rate*), qui permet de tester les modèles de gravitation modifiée. Cette mesure est fondamentale pour différencier certains modèles d'énergie noire pour lesquels le taux d'expansion peut être ajusté.

Pour le premier point, les sondes directes de l'expansion sont les mesures de distance en fonction du redshift : distance de luminosité, distance angulaire, mesure directe de $H(z)$. En principe, la caractérisation de l'élément de volume par une mesure de densité numérique

d'objets devrait être ajoutée à la liste. Cependant, la mesure du taux de comptage de grandes structures virialisées est aussi très sensible au second point, le taux de formation de ses structures, il ne s'agit donc pas vraiment d'une sonde directe. Aussi, pour le comptage des galaxies, ceci fait intervenir une physique très complexe qui rend la tâche impossible pour une mesure précise. Pour les amas de galaxies, dominés par la matière noire, la difficulté principale est de relier les objets observés expérimentalement (richesse, dispersion de vitesses radiales, lensing, observations X, SZ) aux objets mesurés dans les expériences numériques (simulations à N-corps, avec diverses méthodes d'identification et de mesure de masse des amas, *friend of friend*, sur-densité dans une sphère ...). Je me bornerai donc dans la suite à comparer assez schématiquement l'estimation des distances avec les supernovae Ia §4.1.1 à celle obtenues à partir de la fonction de corrélation de la distribution angulaires des galaxies, en me restreignant à la mesure l'échelle caractéristique du pic acoustique des baryons §4.1.2 (dans la suite BAO, pour *Baryon Accoustic Oscillations*).

Pour le second point, la sonde la plus directe du taux de croissance des structures est une mesure directe des fluctuations de masse avec le cisaillement gravitationnel faible §4.1.3 (ou *Weak Lensing*, WL). Une autre approche est la mesure des distorsions dans l'espace des redshift §4.1.4 (*Redshift Space Distorsions*, RSD). J'aborde les points forts et difficultés associées à l'ensemble de ces sondes dans ce qui suit.

4.1.1 Supernovae Ia

Points forts

- Pouvoir statistique (pour la mesure de distance), jusqu'à $z \simeq 1$ aujourd'hui, avec des observations au sol. Ce pouvoir statistique par rapport aux autres sondes est mis en évidence par les résultats actuels (ce sont les SNe Ia qui contraignent l'énergie noire).
- Il s'agit d'une sonde mature, au sens où beaucoup de systématiques ont été identifiées. Il est donc d'une certaine façon plus aisé d'extrapoler les résultats d'aujourd'hui pour définir des programmes futurs (contrairement par exemple, au cisaillement gravitationnel).

Difficultés observationnelles

- L'identification spectroscopique de toutes les SNe du diagramme de Hubble est impossible pour les statistiques envisagées dans le futur (plus de 10000 SNe pour LSST par exemple). Il faut donc avoir recours à une identification photométrique des candidats. Des analyses récentes sur l'échantillon SNLS (Bazin et al. 2011) et surtout SDSS (Campbell et al. 2012) montrent que l'incertitude systématique de contamination par d'autres types de SNe (SNe Ib/c), suite à une telle identification photométrique, est sous-dominante.
- A $z > 1$, il est nécessaire d'avoir un relevé infra-rouge (pour comparer les SNe dans la même gamme spectrale dans leur référentiel), et celui-ci ne peut être obtenu qu'avec des observations spatiales. Ceci explique le faible nombre de SNe à $z > 1$ aujourd'hui (voir Fig. 3.11), SNe qui ont été détectées et suivies avec le satellite HST, dont le champ de la caméra NICMOS est petit, ce qui interdit le multiplexage opéré

par exemple dans SNLS (voir §3.1, environ 10 SNe étaient visibles simultanément par champ). L'espoir se porte sur un relevé SNe dans Euclid (voir §4.2.3).

Incertitudes systématiques expérimentales

- Calibration photométrique. C'est l'incertitude systématique dominante aujourd'hui. La figure 3.10 montre que l'incertitude attendue pour l'analyse finale de SNLS est de 0.04 mag pour le module de distance à $z = 1$, soit 2% en distance, et ce malgré une précision de calibration $< 0.5\%$. Cependant, ceci est en partie dû au fait que l'on observe avec SNLS les SNe dans l'UV dans leur référentiel à haut z (voir la discussion à la fin de la section 2.3.4). En revanche, pour un relevé infra-rouge, la situation est beaucoup plus favorable (voir §4.2.3). Avant de considérer cette incertitude comme une limite forte pour les relevés futurs, il ne faut pas non plus écarter les possibilités d'auto-calibration du diagramme de Hubble (Kim & Miquel 2006; Feindt et al. 2012). Sous l'hypothèse que les relations de couleur (par exemple $(U - B)$ vs $(B - V)$) entre SNe ne doivent pas varier avec le redshift, hypothèse qui est faite de toute façon si l'on utilise les SNe comme chandelle standard, on peut contraindre la calibration relative entre les diverses bandes spectrales. Cette auto-calibration est à l'oeuvre, que l'on le veuille ou non, de façon assez contre-intuitive, dès que l'on prend en compte la covariance induite entre SNe (comme par ex. dans l'équation 3.9 pour les modules de distances). Ce point est abordé dans l'annexe A de Astier et al. (2011).
- Connaissance de la fonction de sélection (pour corriger le biais de sélection, ou biais de Malmquist). L'étude de Kessler et al. (2012) tend à montrer que l'incertitude systématique associée au biais de sélection, dont une partie est due à l'incertitude sur la correction de couleur (valeur du paramètre β) a probablement été surestimée dans les analyses antérieures. Cependant, si seulement une fraction (brillante) des SNe est effectivement sélectionnée, il reste bien entendu une incertitude systématique associée à la modélisation des propriétés des SNe perdus. Le meilleur moyen de lutter contre cette systématique reste de définir des relevés plus profonds, où le biais de sélection est repoussé à plus grand redshift.

Incertitudes systématiques d'interprétation physique

- Contrairement, par exemple au signal d'oscillations de baryons (BAO), une explosion de SN Ia est un phénomène complexe qui ne peut être parfaitement simulé, et qui n'est pas complètement caractérisé expérimentalement (quel progéniteur, voir §2.2, asymétrie, milieu circum-stellaire, absorption sur la ligne de visée voir §2.3.4 et §2.3.7). Il y a donc peu de guides physiques pour chercher des sources de biais systématique avec le redshift. Les tests d'évolution sont empiriques (comparaison des observations à bas et haut z).
- Il y a une évolution de la population avec l'environnement. Cette évolution est modélisée, mais dans certaines limites (voir §2.3.5). On peut considérer que l'incertitude sur l'effet résiduel après correction est de l'ordre de 50% de cette dernière. Ceci se traduit par une incertitude de 0.015 magnitude sur la différence entre le module de distance des supernovae proches et distantes (soit 0.75% sur les distance). Il s'agit

aujourd'hui d'un effet qui reste plus faible que l'incertitude de calibration. Il est aussi amené à diminuer avec l'ajout de SNe à bas z issues de relevés non biaisés (entre terme de galaxie hôtes).

4.1.2 Oscillations de baryons

Point fort

L'indubitable point fort de la mesure de distance avec les oscillations de baryons par rapport aux supernovae Ia est le faible niveau d'incertitudes systématiques a priori. Il faut cependant être prudent et noter qu'il s'agit d'une sonde "jeune" au sens où les analyses de données ne sont pas encore très poussées, car les incertitudes statistiques ne le demandent pas. Les incertitudes systématiques sont discutées ci-dessous.

Difficultés observationnelles

La grande difficulté observationnelle est d'obtenir une statistique suffisante. Il faut être à même de mesurer la sur- ou sous-densité d'un grand nombre d'éléments de volume de taille $\simeq (100 h^{-1} \text{ Mpc})^3$. Ceci apporte des contraintes sur la densité de traceurs, mais aussi sur la taille du relevé. Les relevés les plus performants sont très certainement les relevés spectroscopiques massifs. En effet le signal est lavé pour les relevés se basant sur des redshifts photométriques ce qui nécessite en contrepartie une très grande densité de cibles. La figure 4.1 qui montre la dégradation de la mesure de la distance angulaire avec des redshifts photométriques illustre ce propos (la distance radiale $\propto H(z)^{-1}$ est inmesurable avec des photo- z d'une précision de quelques pourcents). Pour les relevés spectroscopiques basés sur des spectrographes multi-objets, une difficulté importante est l'acquisition d'un catalogue d'entrée de cibles, catalogue tiré d'observations d'imagerie grand-champ (voir l'article de référence de l'analyse des premières données de BOSS, Anderson et al. 2012 et les références qui s'y trouvent). Ce n'est en revanche pas le cas pour les relevés "en aveugle" (relevé IR avec grism de Euclid, projet HETDEX *Hobby-Eberly Telescope Dark Energy Experiment*, ou projets à 21 cm, voir par exemple Ansari et al. 2012).

La figure 4.1 illustre aussi l'effet de variance cosmique. A titre d'exemple, pour un relevé de l'ensemble du ciel (4π), la précision de mesure de distance angulaire moyenne à $z < 0.1$ est limitée à 5% simplement du fait du volume (elle est limitée à 8.8% sur le relevé de 14000 deg^2 prévu pour BigBOSS). Cette précision est atteinte avec seulement 9 SNe Ia proches.

Incertitudes systématiques expérimentales

La principale incertitude expérimentale provient des incertitudes sur la modélisation de la fonction de sélection des traceurs de densité (homogénéité de la calibration et profondeur du relevé d'imagerie d'entrée pour BOSS par exemple, efficacité de la sélection des cibles à partir de ce catalogue, efficacité d'acquisition spectrale et mesure de redshift), qui impactent

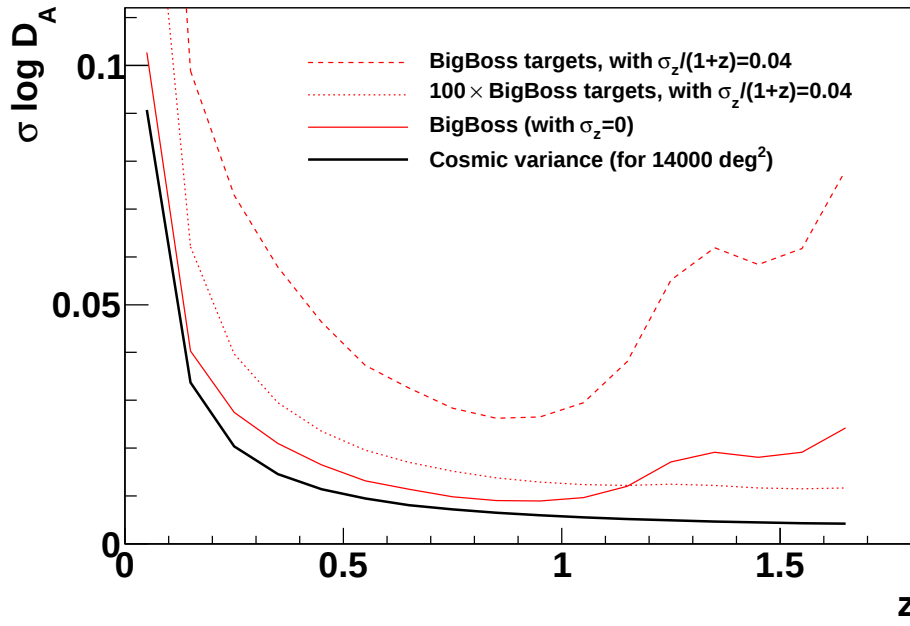


FIGURE 4.1 – Précision relative sur la distance angulaire $D_A(z)$ estimée avec un relevé BAO de type BigBOSS, par bins de redshift *indépendants* de taille $\Delta z = 0.1$ avec une précision de redshift infinie, ou une précision typique de redshift photométrique de $0.04 \times (1 + z)$. Ce calcul est basé sur la méthode de Fisher proposée par Seo & Eisenstein (2007) (Eq. 26 et 27), avec les valeurs du produit $nP_* \equiv nP(k = 0.14 h \text{ Mpc}^{-1}, \mu = 0.6)$ en fonction de z tirées de la table 2.3 de l'article décrivant le projet BigBOSS (Schlegel et al. 2011) (galaxies ELG et LRG combinées). La signification de chaque courbe est indiquée dans la légende.

directement sur la fonction de corrélation. De façon un peu surprenante, alors que l'effet est très important sur la forme de la fonction corrélation aux plus grandes échelles, l'effet sur la position du pic BAO est très faible dans le cas de BOSS. A titre d'exemple une systématique dominante est liée à un défaut d'efficacité en fonction de la densité stellaire d'avant-plan (la cause de cet effet est non comprise au moment de la publication des premiers résultats). La figure 4.2 tiré de Ross et al. (2012) illustre cet effet. Lorsque l'on corrige ou pas de ce biais, la corrélation à $150h^{-1}$ Mpc varie énormément, mais la position ajustée du pic ne varie que de 0.7σ . La mesure apparaît ainsi intrinsèquement robuste.

Incertitudes systématiques d'interprétation physique

La mesure de distance par ajustement de la position du pic BAO peut être rendue très peu sensible aux détails de modélisation de la fonction de corrélation (au-delà du régime linéaire) en autorisant simplement l'ajustement de la forme de la fonction de corrélation sous le pic et la largeur de ce dernier, par l'intermédiaire de corrections polynomiales, par exemple. En jouant sur le nombre de paramètres libres et les bornes de l'ajustement, la position du pic ne varie pas de plus de 0.5% dans l'analyse des premières données de BOSS (en moyenne sur un ensemble de simulations, voir table B.1 de Anderson et al. 2012). Ceci fournit une limite supérieure sur l'incertitude systématique associée.

4.1.3 Cisaillement gravitationnel faible

Points forts

L'effet de lentille gravitationnelle est une façon directe de mesurer les fluctuations du champ de gravitation. Plusieurs mesures sont possibles pour utiliser cet effet pour caractériser le taux de formation des structures. Il s'agit du lensing du fond micro-onde cosmologique (Sherwin et al. 2011; van Engelen et al. 2012; Perotto et al. 2010), de la fonction de corrélation du shear des galaxies dans un grand relevé d'imagerie, et de la possibilité de mettre en évidence le signal de magnification gravitationnelle des galaxies. Contrairement au lensing du fond micro-onde, plusieurs plans de sources peuvent être considérés pour le shear, permettant de mesurer le taux de croissance des structures d'un redshift à l'autre (méthode usuellement appelée tomographie du shear). Dans le spectre de puissance du shear en fonction de z peut être identifiée l'échelle de l'égalité matière-rayonnement, ce qui permet, de façon indirecte, de mesurer la distance angulaire en fonction du redshift en même temps que le taux de formation des structures.

Difficultés observationnelles et incertitudes systématiques de la mesure du shear

La promesse est enthousiasmante mais il s'agit d'une mesure particulièrement difficile. Il faut en effet être en mesure de caractériser très précisément la PSF pour "soustraire" l'ellipticité de la PSF lors de la mesure du shear. Cette tâche semble être difficile pour des observations au sol. A titre d'exemple, Heymans et al. (2012) identifie une mauvaise soustraction de cette ellipticité de PSF dans 25% des images du CFHT-LS wide (en détectant

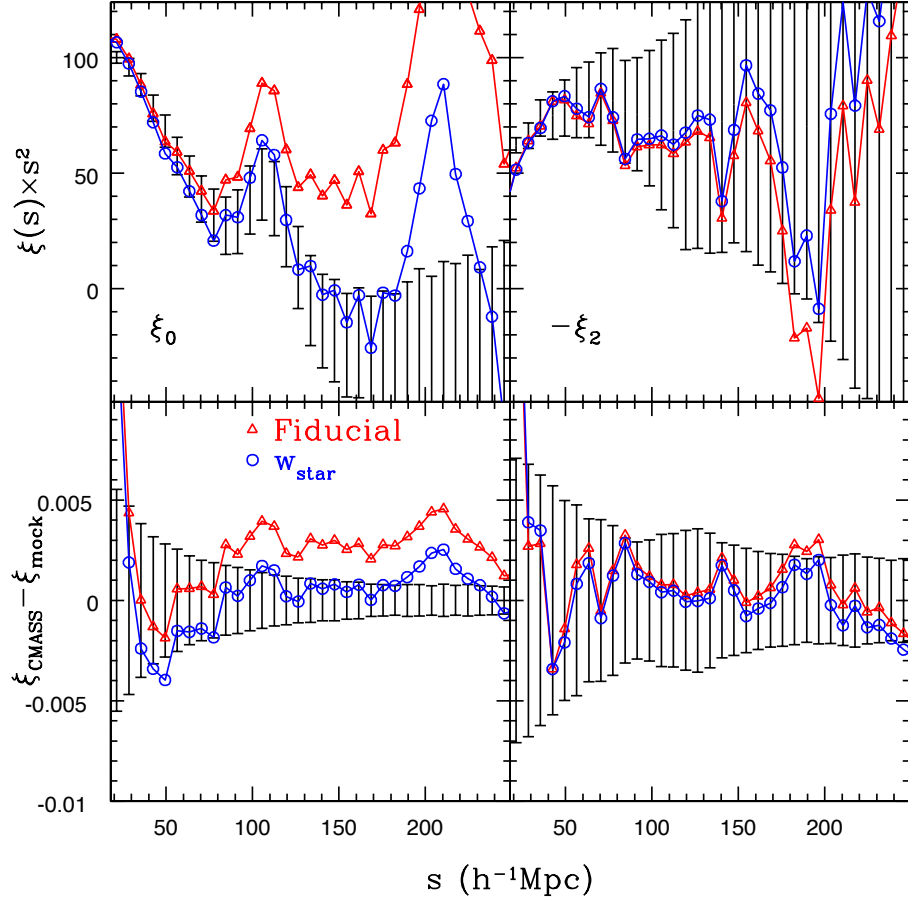


FIGURE 4.2 – Fonction de corrélation des galaxies BOSS (catalogue CMASS) en corrigeant (en bleu) ou en ne corrigeant pas (en rouge) de la perte d'efficacité dans les régions denses en étoiles. À gauche le monopôle, à droite le quadrupôle. En haut les données, en bas l'écart entre données et simulations (les barres d'erreur noires sont le RMS des simulations). On voit sur la figure en haut à gauche que la position du pic BAO n'est pas altérée par la correction en fonction de la densité d'étoiles. On voit aussi un deuxième pic significatif dans la fonction de corrélation à $\simeq 200h^{-1}$ Mpc. Cette figure est tirée de Ross et al. (2012).

une corrélation significative entre le shear et les ellipticités des étoiles), sans pouvoir en déterminer la cause.

Dans une situation beaucoup plus favorable en terme de stabilité de la PSF, Massey et al. (2007) déterminent la fonction de corrélation du shear dans 3 bins de redshifts photométriques dans le champ COSMOS observé avec la caméra ACS sur HST. Ils obtiennent une mesure de la combinaison de paramètres suivante.

$$\sigma_8(\Omega_m/0.3)^{0.44} = 0.866 \pm 0.033 \text{ (stat)} \pm 0.027 \text{ (shear)}_{-0.000}^{+0.027} \text{ (photo - z)}$$

Le second terme d'incertitude, du même ordre que l'incertitude statistique, provient de l'incertitude sur les paramètres de calibration du shear, paramètres étalonnés à partir de simulations. Ce résultat, obtenu sur un champ de 1.6 deg^2 , montre l'effort à entreprendre en terme de diminution des incertitudes systématiques pour atteindre une précision 100 fois plus faible sur le champ de 15000 deg^2 envisagé pour Euclid. Il semble cependant que l'on s'approche de cet objectif, d'après les derniers résultats du challenge GREAT10 (Kitching et al. 2012).

Incertitudes systématiques d'interprétation physique

Semboloni et al. (2011) (voir aussi Semboloni et al. 2012) étudient l'influence des processus de physique "baryonique" (tout ce qui n'est pas gravitationnel) sur le spectre de puissance de la matière. Ils utilisent pour cela des simulations à N-corps couplées avec de la physique "baryonique" prenant en compte le refroidissement radiatif du gaz, la formation stellaire, l'éjection de matière par les explosions de supernovae, et l'effet des noyaux actifs de galaxie. L'effet sur le spectre de puissance pour des échelles inférieures à 10 Mpc/h est important. Un écart de 30% par rapport au spectre de puissance de la matière noire seule est atteint à une échelle de 1 Mpc/h pour une modélisation spécifique de l'effet des noyaux actifs de galaxie. La figure 4.3 tirée de ce papier illustre ce résultat. L'influence de cette modification du spectre de puissance (si elle n'est pas prise en compte) sur la mesure du paramètre w dans une expérience comme Euclid est représentée figure 4.4. Cet effet induit une erreur sur la valeur de w pouvant atteindre $\simeq 0.3$ pour un spectre ajusté jusqu'à une échelle angulaire $\theta_{min} = 5'$, valeur requise pour une mesure de w avec une précision de $\sigma(w) \simeq 0.02$ qui correspond à l'objectif d'Euclid (on peut lire l'incertitude statistique sur w sur la figure 4.4). Pour que le biais induit soit inférieur à l'incertitude statistique, il faut donc pouvoir corriger de tels effets avec une précision meilleure que 10%, ce qui semble délicat. Il semble en effet que l'on ne puisse s'affranchir de l'utilisation de simulations complexes, même si ces dernières sont étalonnées sur des jeux d'observations indépendantes.

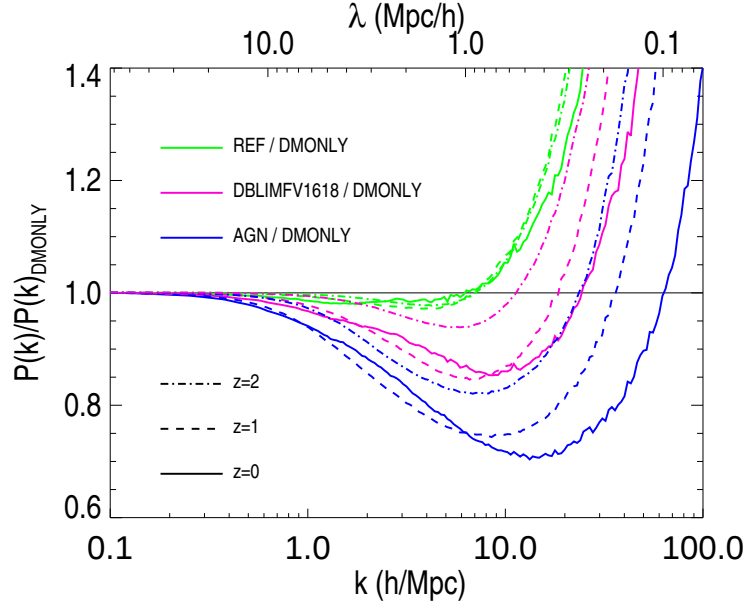


FIGURE 4.3 – Rapport entre les spectres de puissance des fluctuations de densité mesurés dans des simulations avec et sans baryons, pour trois scénarios de physique non-baryonique (avec ou sans l'effet des SNe et AGN). Cette figure est tirée de Semboloni et al. (2011), voir le papier pour plus de détails.

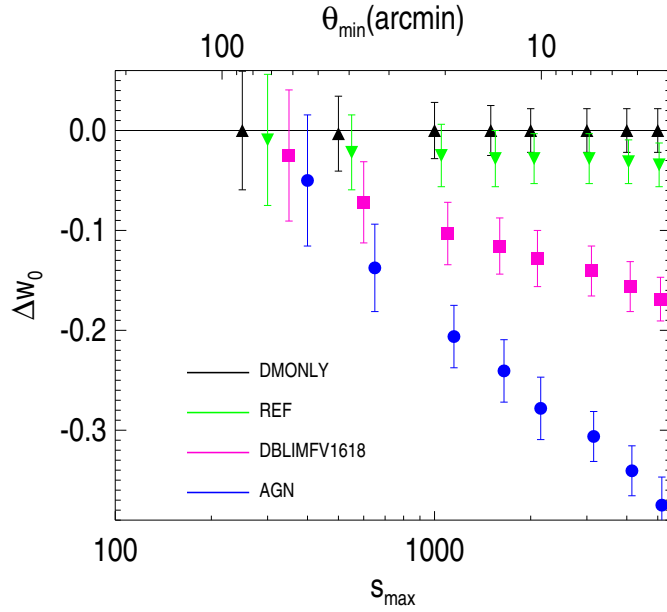


FIGURE 4.4 – Biais sur la mesure du paramètre d'état de l'énergie noire w en fonction de l'échelle angulaire minimale d'ajustement de la fonction de corrélation pour les mêmes trois scénarios de physique non-baryonique. Cette figure est tirée de Semboloni et al. (2011).

4.1.4 Distorsions dans l'espace des redshifts

Principe de la mesure

Il s'agit d'un sous-produit “gratuit” des grands relevés de spectroscopie pour la mesure des BAO. C'est indéniablement un point fort. La fonction de corrélation en 2D dans l'espace des redshifts (un angle, un redshift) est compressée à grande échelle selon la direction radiale (en z) à cause du mouvement d'ensemble des galaxies qui tendent à se rapprocher les unes des autres. En appelant θ le champ de divergence de ces vitesses particulières en unités de vitesse de Hubble comobile ($\theta \equiv \nabla \cdot \mathbf{u}$, avec $\mathbf{u} = \mathbf{v}/(H.a)$), $\delta(\mathbf{k})$ la transformée de Fourier du contraste de surdensité de la matière dans l'espace réel, et $\delta^z(\mathbf{k})$ ce contraste apparent dans l'espace des redshifts, on a $\delta^z(k, \mu) = \delta(k, \mu) - \mu^2 \theta(k, \mu)$ où $k = |\mathbf{k}|$ et μ le cosinus de l'angle entre $\mathbf{k}$ et la ligne de visée.

Au premier ordre, $\theta(\mathbf{k}) = -f\delta(\mathbf{k})$, où f est le taux de croissance des structure $f \equiv d(\ln D(a))/d(\ln a)$ (pour les formules de ce paragraphe, voir Kaiser 1987 et Blake et al. 2011a). On en déduit alors la relation suivante entre le spectre de puissance de la matière dans l'espace réel $P(k)$ et dans l'espace des redshifts $P^z(k)$, $P^z(k) = P(k) (1 + f\mu^2)^2$. En utilisant comme traceur de δ des galaxies avec un biais b , ceci se traduit par $P_g^z(k) = b^2 P(k) (1 + f\mu^2/b)^2$.

Mesurer la fonction de corrélation “en 3D” permet donc de mesurer la quantité f/b . En général, le biais est déterminé à partir de l'amplitude du spectre de puissance observé des galaxies, et de l'amplitude théorique défini par le paramètre σ_8 , de sorte que ces observations contraignent en pratique le produit $f\sigma_8$ (Guzzo et al. 2008; Blake et al. 2011a; Reid et al. 2012).

Incertitudes systématiques d'interprétation physique

La principale difficulté de cette mesure est que l'approximation linéaire de Kaiser (1987) n'est valable qu'aux très grandes échelles et s'effondre pour $k > 0.1 h \text{ Mpc}^{-1}$. Pour les plus petites échelles il faut tenir compte d'effets non-linéaires qui sont difficiles à calculer. La figure 4.5 tirée de Blake et al. (2011a) présentant les écarts de mesure du taux de croissance des structures selon les modélisations du spectre de puissance pour diverse valeur de k_{max} illustre bien ce propos.

4.1.5 Conclusion

Cette comparaison très rapide des différentes sondes de l'énergie noire montre que la mesure du pic acoustique des baryons semble être une méthode prometteuse amenée à concurrencer voire surpasser les SNe Ia pour $z \gtrsim 0.3$ si des grands relevés de spectroscopie comme le projet BigBOSS voient le jour. Les SNe Ia peuvent cependant jouer encore un rôle important si un grand relevé IR profond est mis en oeuvre. Pour la mesure précise du taux de formation des structures, indispensable pour différencier les modèles d'énergie

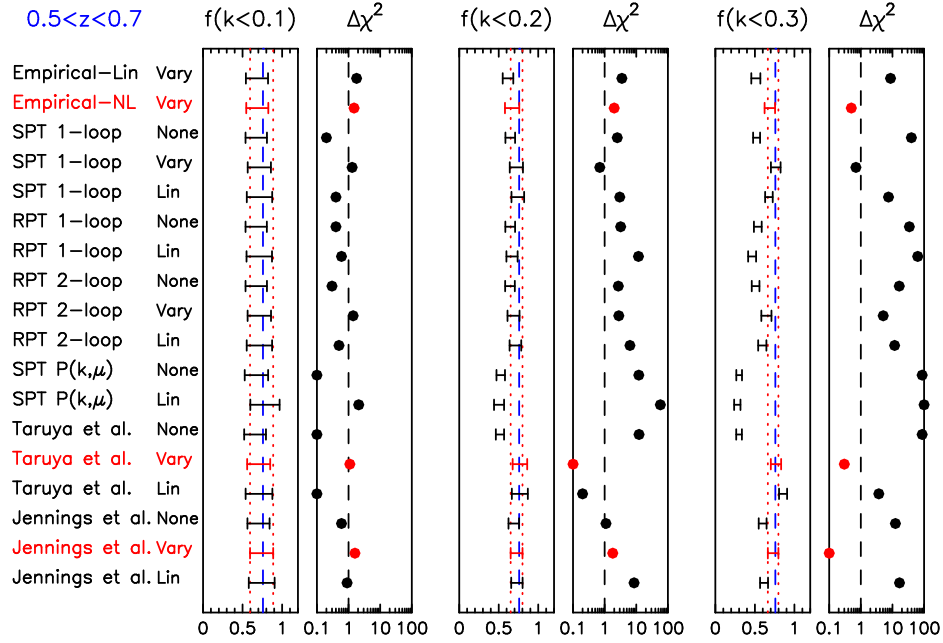


FIGURE 4.5 – Valeurs du taux de croissance des structures f tirées de l’ajustement du spectre de puissance 3D des galaxies du relevé WiggleZ pour plusieurs valeurs de l’échelle de coupure k_{max} , et pour plusieurs méthodes de corrections des effets non-linéaires. La précision statistique augmente considérablement avec k_{max} , mais la dispersion des résultats et donc l’incertitude systématique aussi. Cette figure tirée de Blake et al. (2011a).

noire, il semble que la voie “royale” soit le cisaillement gravitationnel. Il s’agit cependant d’une mesure particulièrement délicate.

4.2 Quelle place pour les supernovae Ia dans les projets futurs

Les deux projets de relevé d’imagerie importants qui envisagent une amélioration de la mesure de cosmologie avec les supernovae Ia sont le *Dark Energy Survey* (DES), qui a vu sa première lumière en septembre 2012, et le *Large Synoptic Sky Survey* (LSST) à plus long terme (observations de science en 2020). Un projet de relevé profond cadencé en IR sur Euclid est proposé pour établir un diagramme de Hubble jusqu’à $z \simeq 1.5$.

4.2.1 DES

Le volet SNe de DES est présenté dans Bernstein et al. (2012) (ci-après B12). Les simulations prédisent un temps total alloué de ~ 1300 heures d’observation pour les champs de SNe. Ceci est équivalent à SNLS (voir §3.1.3). Le seeing moyen est de $\sim 1.1''$ FWHM (voir Fig. 5 de B12), alors qu’il est de $\sim 0.85''$ en bande i au CFHT (voir G10, table 1.). La caméra est en revanche plus grande que MegaCam, 3 deg^2 au lieu de 1 deg^2 et surtout, les CCD (CCD épais du Lawrence Berkeley National Laboratory) sont beaucoup plus sensibles aux grandes longueurs d’onde comme cela est représenté figure 4.6. On s’attend donc à un

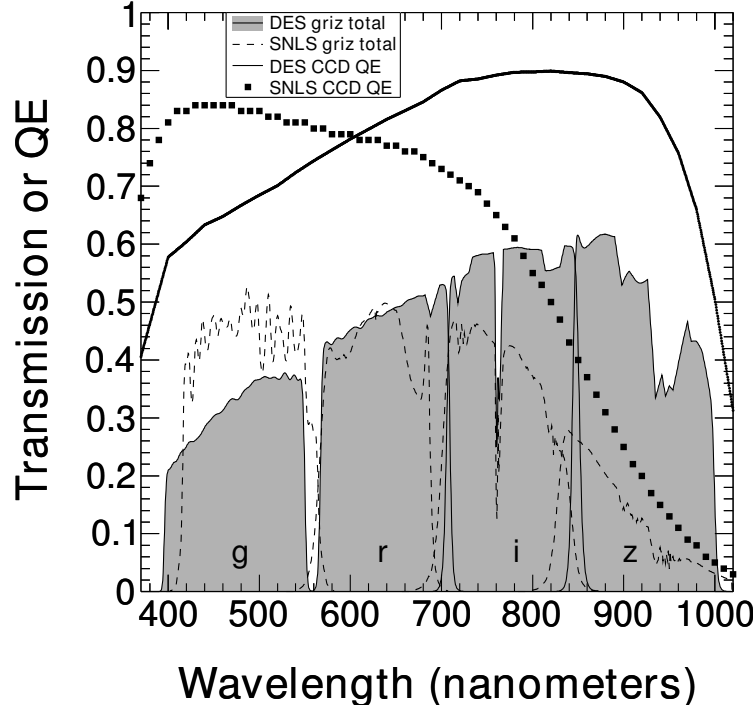


FIGURE 4.6 – Efficacité quantique et transmission totale des filtres SNLS et DES. Cette figure tirée de Bernstein et al. (2012).

gain substantiel de précision sur la mesure de distance des SNe à $z \gtrsim 0.8$ par rapport à SNLS (les miroirs du CTIO et du CFHT sont de taille équivalente). La stratégie d'observations envisagée aboutit à un diagramme de Hubble de 4000 SNe Ia, environ dix fois plus que SNLS, avec des mesures plus précises (30% d'amélioration sur la mesure de couleur à $z = 0.9$ d'après la figure 3 de Bernstein et al. 2012).

On s'attend donc à un gain en précision statistique important. En revanche, il est plus difficile de prévoir quel sera le gain en terme d'incertitudes systématiques. L'impact des incertitudes de calibration en bandes *gri* doit être réduit par rapport à SNLS à cause du poids plus important de la bande *z*, ceci pourrait être quantifié plus précisément avec une simulation.

Une difficulté importante du projet est cependant l'absence de suivi spectroscopique pour la majorité des SNe Ia ce qui impose une identification photométrique performante. Comme nous l'avons déjà mentionné, ceci semble réalisable (Bazin et al. 2011; Campbell et al. 2012).

4.2.2 LSST

LSST est un projet de télescope de 8.4 m de diamètre avec une caméra de 9.6 deg^2 lue en 2s, qui permet de couvrir l'ensemble du ciel visible depuis le site (20000 deg^2) tous les quelques jours pour obtenir une profondeur finale de magnitude 26.1, 27.4, 27.5, 26.8, 26.1, 24.9 en bandes *ugrizy* (AB) au bout de 10 ans. Pour les SNe Ia, des champs profonds seront ob-

servés de façon cadencé pendant $\sim 10\%$ du temps ; la stratégie d’observation n’est pas définitive. De nombreuses informations qu’il n’est pas utile de répéter ici peuvent être trouvées dans le *LSST Science Book*. Le début des observations du programme scientifique est prévue pour 2020.

Le gain statistique avec LSST sera fantastique, ce qui amènera probablement à des changements importants dans la méthode d’analyse (par exemple l’utilisation de sous-classes d’objets rares mais très reproductibles ... etc). Il apparaît donc difficile aujourd’hui de quantifier quelles seront les incertitudes dans le diagramme de Hubble. Naïvement, on peut penser qu’elles seront complètement dominées par les incertitudes systématiques de calibration. Cependant ce n’est pas si clair. Les efforts aujourd’hui entrepris pour caractériser l’instrument et la transmission de l’atmosphère peuvent nous laisser espérer que l’incertitude sera à terme dominée par l’incertitude sur les spectres des étoiles standard primaires. Dans cette situation, les supernovae Ia elles-mêmes, ou une sous-classe plus uniforme de ces objets, pourraient être utilisées pour affiner la calibration (via le mécanisme d’auto-calibration préalablement cité). L’exercice sera cependant délicat ; le résultat de calibration SNLS5 de Betoule et al. (2012), ou une précision de 0.5% est atteinte, a déjà représenté un effort important, mais on peut imaginer que la collaboration LSST, beaucoup plus importante, pourra relever ce défi.

4.2.3 Programme d’observation joint LSST-Euclid

Le projet de satellite Euclid est la synthèse de deux réponses à l’appel d’offre *Cosmic Vision* de l’ESA, un projet de grand relevé d’imagerie pour la mesure du cisaillement gravitationnel (*Dark Universe Explorer*, DUNE), et un projet de grand relevé spectroscopique principalement pour la mesure des BAO (*Spectroscopic All Sky Cosmic Explorer*, SPACE). Ces deux sondes restent les sondes de cosmologie principales du projet, et la mission (instrument et stratégie d’observation) a été conçue autour d’un projet de relevé simultané pour ces deux sondes. Dans ce contexte, un relevé d’imagerie cadencé et profond pour la détection et le suivi photométrique des supernovae Ia ne trouve pas facilement sa place. Un groupe de travail supernovae a cependant été mis en place au sein du consortium Euclid pour tirer partie au mieux des capacités de l’instrument.

Dans ce cadre, un projet enthousiasme et réaliste a été développé par P. Astier et adopté comme programme principal du groupe de travail. Ce projet consiste en un relevé supernovae combinant des observations d’un même champ au sol (LSST ferait très bien l’affaire) dans les bandes visibles, et depuis l’espace, en infra-rouge, avec le satellite Euclid.

Le programme de référence est le suivant :

- 6 mois d’observations dédiées au programme SNe (on ne peut pas combiner ces observations à temps de pose long avec les observations du survey principal).
- réparti en deux périodes de 6 mois au moins chacune (en ne consacrant qu’une fraction du temps à ce programme, il faut 6 mois pour échantillonner correctement les courbes de lumière des SNe à $z > 1$) séparées d’au moins un an (pour que les SNe de la première période se soient éteintes lors de la seconde).
- sur un champ de 10 deg^2 observé 40 fois tous les 4 jours en bandes YJH (on peut imaginer un champ plus petit observé plus longtemps), à une profondeur de 25.5

- 25.8 et 26.1 mag respectivement par pose (magnitudes AB, détection à 5σ).
- avec des observations complémentaires au sol en bandes i et z .

Ceci permettrait d'obtenir un diagramme de Hubble de 1700 SNe Ia à $0.75 < z < 1.55$ avec une précision de mesure des amplitudes de courbes de lumière meilleure que 3%. En tenant compte d'incertitudes systématiques de calibration de 1% par bande (pessimiste) mais indépendantes de bande à bande, et un biais potentiel d'évolution de $(\pm 0.01 \text{ mag}) \times z$, on peut obtenir une précision sur la mesure du paramètre w de 0.022 (en combinaison avec un relevé à bas z qui peut être aussi obtenu sur LSST). Ces contraintes cosmologiques sont compétitives avec les prédictions pour les autres sondes Euclid. Ce projet est décrit en détails dans un document interne au consortium Euclid (*Legacy Science Requirements Document*) mais une publication (publique donc) est en préparation. Ce travail s'appuie sur un papier précurseur (Astier et al. 2011).

Alors que les incertitudes de calibration envisagées ne sont pas particulièrement optimistes, le gain en précision par rapport à SNLS est important (un facteur 4). Ceci est dû aux observations infra-rouge qui permettent, en augmentant considérablement le bras de levier de redshift mais aussi en longueur d'onde, de diminuer de façon importante l'impact des incertitudes de calibration. La mesure de distance est en effet moins sensible aux incertitudes de modélisation des SNe car sur l'ensemble de la gamme de redshift, les distances sont mesurées dans la même gamme de longueur d'onde dans le référentiel de la SN, en excluant la partie UV.

Ce projet est aussi proposé au groupe de travail SNe de la collaboration énergie noire LSST (collaboration DESC).

Chapitre 5

Contributions personnelles et perspectives

Je n’ai pas mis en avant de façon nominative les contributions des uns et des autres, et en particulier mes contributions personnelles dans la présentation de l’analyse SNLS. J’imagine cependant que certains lecteurs souhaiteront plus de précision, d’où ce chapitre. C’est aussi l’occasion de présenter d’autres aspects de mes activités. Comme je l’ai dit en introduction, le travail a été très collaboratif, ce qui signifie que beaucoup d’idées des uns se trouvent implémentées dans le travail d’autres, et que les outils (logiciels) développés sont le produit de tous. Néanmoins, on peut dégager des “responsabilités” dans l’analyse.

Je me suis chargé de la production des courbes de lumière jusqu’à l’analyse des trois ans de données, et de leur calibration sur le système de magnitude défini par les étoiles des champs SNLS (voir §3.2.2 et §3.2.3). On trouve trace de ce travail dans les papiers Astier et al. (2006), et Guy et al. (2010). Le relais a été pris par Nicolas Fourmanoit, doctorant ayant soutenu sa thèse en 2010, puis Patrick El Hage, doctorant que j’encadre, depuis septembre 2011, pour l’analyse finale des données. Cette production des courbes de lumières finales est aujourd’hui terminée (les méthodes et tests par simulations seront publiées prochainement, Astier et al. 2013).

J’ai aussi sur cette même période été en charge d’établir le diagramme de Hubble en ajustant ces courbes de lumière afin d’en tirer les paramètres de magnitude, forme et couleurs (voir §3.2.4) pour la chaîne de traitement française.

Ma contribution peut-être la plus visible a été le développement du modèle de séquence spectrale des SNe Ia SALT2 qui est utilisé dans la grande majorité des analyses s’appuyant sur des courbes de lumière de SNe Ia que l’on peut trouver dans la littérature. Ce travail (et le modèle précurseur SALT) est décrit dans les papiers Guy et al. (2005, 2007, 2010). Depuis fin 2010, une collaboration a été mise en place avec l’équipe américaine supernovae du SDSS pour partager le code d’entraînement, l’améliorer, et le tester avec des simulations (groupe JLA, pour *Joint Light curve Analysis*). L’objectif principal de ce groupe est une analyse combinée des données SDSS et SNLS (deux publications sont déjà issues de ce groupe, Kessler et al. 2012 et Betoule et al. 2012). Une publication relatant les tests de la méthode dans son ensemble est en préparation Mosher & JLA (2013). Cependant mon

objectif est aussi à plus long terme, il s'agit de diffuser cette méthode dans la communauté internationale pour qu'elle soit affinée et appliquée dans les projets DES et à plus long terme LSST, en rendant l'ensemble du code public après une étape de validation par ce groupe JLA. En 2013, il est prévu que le développement du modèle soit poursuivi au LPNHE par P. El Hage.

L'analyse de cosmologie SNLS3 a été éminemment collaborative. J'y ai participé activement. Alors que l'analyse de première année de données a été conduite de bout en bout par l'équipe française, l'analyse des trois premières années a été dupliquée, en France et au Canada, et la synthèse beaucoup discutée. Cette comparaison a permis de mettre en évidence plusieurs subtilités pour ce qui a trait à la photométrie, la calibration et l'ajustement des courbes de lumière. Les post-doctorants des groupes canadiens étant partis en 2010, l'analyse finale des données est désormais principalement portée par le groupe du LPNHE, associé à l'équipe SDSS (collaboration JLA). Je contribue à coordonner cet effort. Comme je l'ai montré au paragraphe 3.5, nous pouvons nous attendre à un gain de précision significatif avec l'analyse finale. Affiner l'analyse de l'expérience actuelle est aussi une façon efficace de préparer les expériences futures.

De 2007 à 2009, j'ai encadré la thèse de Taia Kronborg, soutenue fin 2009, dont le sujet était la détection de la magnification gravitationnelle des supernovae Ia des trois premières années de SNLS. Ce travail s'est conclu par la mise en évidence d'un signal à 2.3σ , publié dans Kronborg et al. (2010). Pour compléter la liste de mes activités, depuis mi-2009, je suis responsable administratif au LPNHE de cette équipe SNLS et de l'activité SNFactory.

En guise de perspective, il m'apparaît évident que mesurer l'expansion de l'univers est une activité exaltante que je souhaiterais poursuivre. Après près de 10 ans consacrés à l'établissement du diagramme de Hubble des supernovae de type Ia, je souhaite cependant diversifier mes activités en cosmologie observationnelle, par curiosité personnelle, et, peut-être en écho à la discussion du chapitre 4, pour préparer au mieux le démarrage des grands projets LSST et Euclid. A court terme, dans l'année qui vient, j'envisage de participer aux activités en cosmologie du LBNL (BAO, SNe), tout en gardant un lien fort avec l'activité SNe poursuivie au LPNHE. A moyen terme, mes activités dépendront de la forme que prendront les engagements français dans les projets de spectroscopie (BAO) et imagerie grand champ (SNe, lensing), et en particulier si une participation au projet DES voit le jour. A long terme, je souhaite contribuer aux projets Euclid et/ou LSST.

Bibliographie

- Aguirre, A. 1999, ApJ, 525, 583
- Aldering, G., Adam, G., Antilogus, P., et al. 2002, Proceedings of the SPIE, 4836, 61
- Allen, S. W., Rapetti, D. A., Schmidt, R. W., et al. 2008, MNRAS, 383, 879
- Anderson, L., Aubourg, E., Bailey, S., et al. 2012, ArXiv e-prints
- Ansari, R., Campagne, J. E., Colom, P., et al. 2012, A&A, 540, A129
- Astier, P., El Hage, P., & al. 2013, in prep.
- Astier, P., Guy, J., Pain, R., & Balland, C. 2011, A&A, 525, A7
- Astier, P., Guy, J., Regnault, N., et al. 2006, A&A, 447, 31
- Bailey, S., Aldering, G., Antilogus, P., et al. 2009, A&A, 500, L17
- Balland, C., Baumont, S., Basa, S., et al. 2009, A&A, 507, 85
- Barone-Nugent, R. L., Lidman, C., Wyithe, J. S. B., et al. 2012, MNRAS, 425, 1007
- Bazin, G., Ruhlmann-Kleider, V., Palanque-Delabrouille, N., et al. 2011, A&A, 534, A43
- Benetti, S., Cappellaro, E., Mazzali, P. A., et al. 2005, ApJ, 623, 1011
- Bernstein, J. P., Kessler, R., Kuhlmann, S., et al. 2012, ApJ, 753, 152
- Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, A&AS, 117, 393
- Betoule, M., Marriner, J., & al. 2012, submitted to A&A
- Beutler, F., Blake, C., Colless, M., et al. 2011, MNRAS, 416, 3017
- Blake, C., Brough, S., Colless, M., et al. 2011a, MNRAS, 415, 2876
- Blake, C., Kazin, E. A., Beutler, F., et al. 2011b, MNRAS, 418, 1707
- Blondin, S., Matheson, T., Kirshner, R. P., et al. 2012, AJ, 143, 126
- Bloom, J. S., Kasen, D., Shen, K. J., et al. 2012, ApJ, 744, L17
- Bohlin, R. C. & Gilliland, R. L. 2004, AJ, 128, 3053
- Boulade, O., Charlot, X., Abbon, P., et al. 2003, SPIE Conference Series, 4841, 72

BIBLIOGRAPHIE

- Boulade, O., Charlot, X., Abbon, P., et al. 2000, SPIE Conference Series, 4008, 657
- Boulade, O., Vigroux, L. G., Charlot, X., et al. 1998, SPIE Conference Series, 3355, 614
- Branch, D., Dang, L. C., Hall, N., et al. 2006, PASP, 118, 560
- Branch, D., Fisher, A., & Nugent, P. 1993, AJ, 106, 2383
- Bravo, E. & Badenes, C. 2011, MNRAS, 414, 1592
- Bronder, T. J., Hook, I. M., Astier, P., et al. 2008a, A&A, 477, 717
- Bronder, T. J., Hook, I. M., Astier, P., et al. 2008b, A&A, 477, 717
- Buton, C., Copin, Y., Aldering, G., et al. 2012, ArXiv e-prints
- Campbell, H., D’Andrea, C. B., Nichol, R. C., et al. 2012, ArXiv e-prints
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, APJ, 345, 245
- Chevallier, M. & Polarski, D. 2001, International Journal of Modern Physics D, 10, 213
- Chotard, N., Gangler, E., Aldering, G., et al. 2011, A&A, 529, L4
- Conley, A., Carlberg, R. G., Guy, J., et al. 2007, ApJ, 664, L13
- Conley, A., Guy, J., Sullivan, M., et al. 2011, ApJS, 192, 1
- Conley, A., Sullivan, M., Hsiao, E. Y., et al. 2008, ApJ, 681, 482
- Contreras, C., Hamuy, M., Phillips, M. M., et al. 2010, AJ, 139, 519
- Copeland, E. J., Sami, M., & Tsujikawa, S. 2006, International Journal of Modern Physics D, 15, 1753
- D’Andrea, C. B., Gupta, R. R., Sako, M., et al. 2011, ApJ, 743, 172
- Dunkley, J., Hlozek, R., Sievers, J., et al. 2011, ApJ, 739, 52
- Eisenstein, D. J., Zehavi, I., Hogg, D. W., et al. 2005, ApJ, 633, 560
- Ellis, R. S., Sullivan, M., Nugent, P. E., et al. 2008, ApJ, 674, 51
- Feindt, U., Kowalski, M., & Paech, K. 2012, JCAP, 4, 1
- Filippenko, A. V. 1997, ARA&A, 35, 309
- Fioc, M. & Rocca-Volmerange, B. 1997, A&A, 326, 950
- Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. 2007, ApJ, 663, 320
- Folatelli, G., Phillips, M. M., Burns, C. R., et al. 2010, AJ, 139, 120
- Foley, R. J. 2012, ApJ, 748, 127
- Freedman, W. L., Burns, C. R., Phillips, M. M., et al. 2009, ApJ, 704, 1036
- González-Gaitán, S., Conley, A., Bianco, F. B., et al. 2012, ApJ, 745, 44

- Goobar, A. 2008, *ApJ*, 686, L103
- Goobar, A., Bergström, L., & Mörtzell, E. 2002a, *A&A*, 384, 1
- Goobar, A., Mörtzell, E., Amanullah, R., & Nugent, P. 2002b, *A&A*, 393, 25
- Gupta, R. R., D’Andrea, C. B., Sako, M., et al. 2011, *ApJ*, 740, 92
- Guy, J., Astier, P., Baumont, S., et al. 2007, *A&A*, 466, 11
- Guy, J., Astier, P., Nobili, S., Regnault, N., & Pain, R. 2005, *A&A*, 443, 781
- Guy, J., Sullivan, M., Conley, A., et al. 2010, *A&A*, 523, A7
- Guzzo, L., Pierleoni, M., Meneux, B., et al. 2008, *Nature*, 451, 541
- Hamuy, M., Phillips, M. M., Maza, J., et al. 1995, *AJ*, 109, 1
- Hamuy, M., Phillips, M. M., Suntzeff, N. B., et al. 1996, *AJ*, 112, 2391
- Heymans, C., Van Waerbeke, L., Miller, L., et al. 2012, *MNRAS*, 427, 146
- Hicken, M., Challis, P., Jha, S., et al. 2009a, *ArXiv e-prints*
- Hicken, M., Wood-Vasey, W. M., Blondin, S., et al. 2009b, *ApJ*, 700, 1097
- Hillebrandt, W. & Niemeyer, J. C. 2000, *ARA&A*, 38, 191
- Holz, D. E. & Linder, E. V. 2005, *ApJ*, 631, 678
- Howell, D. A., Sullivan, M., Perrett, K., et al. 2005, *ApJ*, 634, 1190
- Hsiao, E. Y., Conley, A., Howell, D. A., et al. 2007, *ApJ*, 663, 1187
- Jha, S., Riess, A. G., & Kirshner, R. P. 2007, *ApJ*, 659, 122
- Jönsson, J., Sullivan, M., Hook, I., et al. 2010, *MNRAS*, 405, 535
- Juramy, C., Barrelet, E., Schahmaneche, K., et al. 2008, *SPIE Conference Series*, 7014
- Kaiser, N. 1987, *MNRAS*, 227, 1
- Keisler, R., Reichardt, C. L., Aird, K. A., et al. 2011, *ApJ*, 743, 28
- Kelly, P. L., Hicken, M., Burke, D. L., Mandel, K. S., & Kirshner, R. P. 2010, *ApJ*, 715, 743
- Kessler, R., Becker, A. C., Cinabro, D., et al. 2009, *ApJS*, 185, 32
- Kessler, R., Guy, J., Marriner, J., et al. 2012, *ArXiv e-prints*
- Khokhlov, A. M. 1991, *A&A*, 245, 114
- Kim, A. G. & Miquel, R. 2006, *Astroparticle Physics*, 24, 451
- Kim, A. G. & SNFactory collaboration. 2012, submitted
- Kitching, T. D., Balan, S. T., Bridle, S., et al. 2012, *MNRAS*, 423, 3163

BIBLIOGRAPHIE

- Komatsu, E., Smith, K. M., Dunkley, J., et al. 2011, *ApJS*, 192, 18
- Konishi, K., Cinabro, D., Garnavich, P. M., et al. 2011, *ArXiv e-prints*
- Kronborg, T., Hardin, D., Guy, J., et al. 2010, *A&A*, 514, A44
- Lampeitl, H., Smith, M., Nichol, R. C., et al. 2010, *ApJ*, 722, 566
- Landolt, A. U. & Uomoto, A. K. 2007, *AJ*, 133, 768
- Le Borgne, D. & Rocca-Volmerange, B. 2002, *A&A*, 386, 446
- Linder, E. V. 2003, *Physical Review Letters*, 90, 091301
- Magnier, E. A. & Cuillandre, J.-C. 2004, *PASP*, 116, 449
- Maguire, K., Sullivan, M., Ellis, R. S., et al. 2012, *MNRAS*, 426, 2359
- Maiolino, R., Nagao, T., Grazian, A., et al. 2008, *A&A*, 488, 463
- Mantz, A., Allen, S. W., Rapetti, D., & Ebeling, H. 2010, *MNRAS*, 406, 1759
- Marriner, J., Bernstein, J. P., Kessler, R., et al. 2011, *ApJ*, 740, 72
- Massey, R., Rhodes, J., Leauthaud, A., et al. 2007, *ApJS*, 172, 239
- Mosher, J. & JLA. 2013, in prep.
- Nomoto, K., Thielemann, F.-K., & Yokoi, K. 1984, *ApJ*, 286, 644
- Nugent, P. E., Sullivan, M., Cenko, S. B., et al. 2011, *Nature*, 480, 344
- O'Donnell, J. E. 1994, *ApJ*, 422, 158
- Pakmor, R., Kromer, M., Taubenberger, S., et al. 2012, *ApJ*, 747, L10
- Percival, W. J., Reid, B. A., Eisenstein, D. J., et al. 2010, *MNRAS*, 401, 2148
- Pereira, R. & SNFactory collaboration. 2012, in prep.
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al. 1999, *ApJ*, 517, 565
- Perotto, L., Bobin, J., Plaszczyński, S., Starck, J.-L., & Lavabre, A. 2010, *A&A*, 519, A4
- Perrett, K., Balam, D., Sullivan, M., et al. 2010, *AJ*, 140, 518
- Phillips, M. M. 1993, *Astrophysical Journal Letters*, 413, L105
- Pskovskii, I. P. 1977, *Soviet Ast.*, 21, 675
- Regnault, N., Conley, A., Guy, J., et al. 2009, *A&A*, 506, 999
- Reid, B. A., Samushia, L., White, M., et al. 2012, *MNRAS*, 426, 2719
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, *AJ*, 116, 1009
- Riess, A. G., Macri, L., Casertano, S., et al. 2011, *ApJ*, 730, 119

- Riess, A. G., Press, W. H., & Kirshner, R. P. 1996, *ApJ*, 473, 88
- Riess, A. G., Strolger, L., Tonry, J., et al. 2004, *ApJ*, 607, 665
- Robaina, A. R. & Cepa, J. 2007, *A&A*, 464, 465
- Röpke, F. K., Hillebrandt, W., Schmidt, W., et al. 2007, *ApJ*, 668, 1132
- Röpke, F. K., Kromer, M., Seitenzahl, I. R., et al. 2012, *ApJ*, 750, L19
- Röpke, F. K. & Niemeyer, J. C. 2007, *A&A*, 464, 683
- Ross, A. J., Percival, W. J., Sánchez, A. G., et al. 2012, *MNRAS*, 424, 564
- Rubin, D., Knop, R. A., Rykoff, E., et al. 2012, *ArXiv e-prints*
- Sánchez, A. G., Scóccola, C. G., Ross, A. J., et al. 2012, *MNRAS*, 425, 415
- Schlegel, D., Abdalla, F., Abraham, T., et al. 2011, *ArXiv e-prints*
- Semboloni, E., Hoekstra, H., & Schaye, J. 2012, *ArXiv e-prints*
- Semboloni, E., Hoekstra, H., Schaye, J., van Daalen, M. P., & McCarthy, I. G. 2011, *MNRAS*, 417, 2020
- Seo, H.-J. & Eisenstein, D. J. 2007, *ApJ*, 665, 14
- Sherwin, B. D., Dunkley, J., Das, S., et al. 2011, *Physical Review Letters*, 107, 021302
- Silverman, J. M., Foley, R. J., Filippenko, A. V., et al. 2012a, *MNRAS*, 425, 1789
- Silverman, J. M., Ganeshalingam, M., Li, W., & Filippenko, A. V. 2012b, *MNRAS*, 425, 1889
- Stanishev, V., Rodrigues, M., Mourão, A., & Flores, H. 2012, *A&A*, 545, A58
- Steigman, G. 2010, *ArXiv e-prints*
- Stetson, P. B. 1987, *PASP*, 99, 191
- Sullivan, M., Conley, A., Howell, D. A., et al. 2010, *MNRAS*, 406, 782
- Sullivan, M., Guy, J., Conley, A., et al. 2011, *ApJ*, 737, 102
- Sullivan, M., Howell, D. A., Perrett, K., et al. 2006, *AJ*, 131, 960
- Tremonti, C. A., Heckman, T. M., Kauffmann, G., et al. 2004, *ApJ*, 613, 898
- Tripp, R. 1998, *A&A*, 331, 815
- van Engelen, A., Keisler, R., Zahn, O., et al. 2012, *ArXiv e-prints*
- Vikhlinin, A., Kravtsov, A. V., Burenin, R. A., et al. 2009, *ApJ*, 692, 1060
- Vinkó, J., Sárneczky, K., Takáts, K., et al. 2012, *A&A*, 546, A12
- Walker, E. S., Hook, I. M., Sullivan, M., et al. 2011, *MNRAS*, 410, 1262

BIBLIOGRAPHIE

Wang, X., Filippenko, A. V., Ganeshalingam, M., et al. 2009, ApJ, 699, L139

Wood-Vasey, W. M., Miknaitis, G., Stubbs, C. W., et al. 2007, ApJ, 666, 694