



Contribution au projet LSST: développement d'un banc de test pour la caméra et étude des oscillations acoustiques de baryons

Adeline Choyer

► To cite this version:

Adeline Choyer. Contribution au projet LSST: développement d'un banc de test pour la caméra et étude des oscillations acoustiques de baryons. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. NNT: 2015GREAY100 . tel-01687285

HAL Id: tel-01687285

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01687285>

Submitted on 18 Jan 2018

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Cosmologie observationnelle**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Adeline CHOYER

Thèse dirigée par **Jean-Stéphane RICOL**

préparée au sein du **Laboratoire de physique subatomique et de cosmologie (LPSC)**
à l'**école doctorale de Physique de Grenoble**

Contribution au projet LSST

Développement d'un banc d'étalonnage optique et étude des oscillations acoustiques de baryons

Thèse soutenue publiquement le **5 octobre 2015**,
devant le jury composé de :

Pierre Salati

LAPTh Annecy-le-Vieux , Président

Réza Ansari

LAL Orsay, Rapporteur

Nicolas Regnault

LPNHE Paris, Rapporteur

Stephane Arnouts

LAM Marseille, Examinateur

Gianpietro Cagnoli

LMA Lyon, Examinateur

Jean-Stéphane Ricol

LPSC Grenoble, Directeur de thèse



Contents

Remerciements	3
Introduction	6
1 Le modèle standard de la cosmologie	7
1.1 La description de l'Univers	7
1.1.1 Structure de l'Univers : la métrique de Robertson-Walker	8
1.1.2 Dynamique de l'Univers : les équations de Friedmann	11
1.1.3 Contenu de l'Univers	13
1.1.4 L'Univers en expansion accélérée	15
1.2 Modèles d'énergie noire	19
1.2.1 L'énergie du vide	19
1.2.2 Constante cosmologique	21
1.2.3 Modèles de champs scalaires	21
1.2.4 Gravité modifiée de type $f(R)$	23
1.3 Paramétrisation et reconstruction de l'énergie noire	24
1.3.1 Paramétrisation	24
1.3.2 Reconstruction directe	25
1.3.3 Décomposition en composantes principales	25
1.4 Des perturbations primordiales aux grandes structures	27
1.4.1 Les fluctuations primordiales	27
1.4.2 Évolution des perturbations	29
1.4.3 Fonction de corrélation et spectre de puissance	31
1.5 Sondes observationnelles	34
1.5.1 Supernovae de type Ia	34
1.5.2 Les amas de galaxies	37
1.5.3 Les Oscillations Acoustiques de Baryons (BAO)	39
1.5.4 Les lentilles gravitationnelles faibles	46
1.5.5 Modèle de concordance	50
1.6 Projets récents ou futures pour l'étude de l'énergie noire	52
1.6.1 Les expériences actuelles	53
1.6.2 Dans les années à venir	55
2 Le Large Synoptic Survey Telescope	57
2.1 Les objectifs scientifiques	57
2.1.1 Matière noire et énergie noire	58
2.1.2 Les phénomènes transitaires	59
2.1.3 La Voie Lactée	59
2.1.4 Le système solaire	59
2.1.5 Résumé des contraintes	60
2.2 Le projet LSST	61

2.2.1	Le site	61
2.2.2	Le télescope	63
2.2.3	La Caméra	65
2.2.4	La stratégie d'observation	69
2.3	Gestion des données	71
2.4	Simulations et performances attendues pour contraindre l'énergie noire	73
2.4.1	Qualité photométrique	74
2.4.2	Catalogues et images	75
2.4.3	Résultats scientifiques attendus	75
2.4.4	Synergies avec les autres projets	77
2.5	La collaboration LSST	79
3	Le banc de calibration pour la caméra (CCOB)	83
3.1	Calibration de la caméra	83
3.1.1	Procédure de calibration	84
3.1.2	Mesure de la réponse instrumentale S_X^{sys}	85
3.2	Le Banc de Calibration Optique	86
3.2.1	Banc “Faisceau Large”	86
3.2.2	Banc “Faisceau Fin”	88
3.3	Les éléments du banc faisceau large	88
3.3.1	La source de lumière	89
3.3.2	Uniformisation du faisceau	91
3.3.3	Mesure du flux : photodiode	92
3.4	Cartographie du faisceau	93
3.4.1	Choix du <i>pinhole</i>	95
3.4.2	Reconstruction par interpolation	97
3.5	Calibration du faisceau	100
3.5.1	Stabilité de la LED au cours du temps	100
3.5.2	Profile du faisceau en fonction de l'intensité	101
3.5.3	Stabilité du faisceau avec la température	105
3.6	Design final	111
3.6.1	Choix des LEDs	112
3.6.2	Disposition des LEDs	115
	Conclusion	117
4	Reconstruction des redshifts photométriques pour LSST	119
4.1	Simulation d'un catalogue de galaxies	120
4.1.1	Simulation des galaxies	120
4.1.2	Simulation photométrique	125
4.2	Reconstruction des redshifts photométriques	127
4.2.1	La méthode	127
4.2.2	La densité <i>a priori</i>	131
4.2.3	Contraintes sur la qualité de la reconstruction photo-z	132
4.3	Tests statistiques et coupures de qualité	132
4.3.1	Rapport de vraisemblance	133
4.3.2	Les arbres de décision boostés	137
4.3.3	Comparaison entre les deux tests	141
4.4	Conclusion	142

5 Impact des courbes de transmission des filtres sur la reconstruction des redshifts photométriques	147
5.1 Impact de la pente des filtres sur la qualité photo-z	148
5.1.1 Modifications des filtres	148
5.1.2 Flux attendu	150
5.1.3 Résultats sur le photo-z	151
5.2 Variation de la longueur d'onde moyenne des filtres	153
5.2.1 Translation des filtres	153
5.2.2 Impact du recouvrement entre les filtres	157
5.3 Incertitude sur la connaissance de la bande passante des filtres	159
5.3.1 Incertitude sur la connaissance de la longueur d'onde moyenne	159
5.3.2 Incertitude sur la transmission maximale	162
5.4 Variation de la transmission en fonction de la distance au centre du filtre	164
5.4.1 Simulation des inhomogénéités spatiales pour LSST	165
5.4.2 Impact sur la reconstruction photo-z	168
5.5 Conclusion	170
6 Reconstruction de l'échelle des BAOs avec LSST	173
6.1 Le catalogue de galaxies	173
6.1.1 Le catalogue simulé	174
6.1.2 Simulation des erreurs sur le redshift	176
6.1.3 Fonction de sélection	180
6.2 Reconstruction du spectre de puissance	181
6.2.1 Reconstruction à partir des redshifts spectroscopiques (z_s)	182
6.2.2 Reconstruction à partir des redshifts photométriques (z_G ou z_p)	182
6.3 Extraction de l'échelle BAO	185
6.4 Contraintes sur le paramètre d'énergie noire	186
6.5 Conclusion	187
Conclusion	192
Bibliographie	199

Remerciements

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit a été effectué au Laboratoire de Physique Subatomique et Cosmologie (LPSC). Je remercie donc Serge Kox et Arnaud Lucotte, successivement directeurs du laboratoire, pour m'avoir accueillie et permis de travailler dans d'excellentes conditions.

Je remercie l'ensemble des membres de mon jury, en particulier Réza Ansari et Nicolas Regnault pour avoir été les rapporteurs de mon manuscrit de thèse. Pierre Salati, Gianpietro Cagnoli et Stephane Arnouts pour avoir accepté d'être membres de mon jury. Ce fut un réel plaisir de pouvoir échanger avec eux.

Cette thèse s'est déroulée au sein du groupe *Dark*, je remercie donc chaleureusement l'ensemble du groupe, en particulier Laurent Derome pour m'avoir intégré à ce groupe dont les diverses activités vont de l'étude des rayons cosmiques avec l'expérience AMS à la cosmologie avec LSST, en passant par la théorie. Mes remerciements s'adressent également à Jean-Stéphane Ricol qui m'a formée et encadrée pendant ces trois années de thèse. Un grand merci à David Maurin pour son soutien et ses encouragements. J'ai notamment apprécié sa culture et les discussions autour d'articles scientifiques.

Je tiens également à exprimer toute ma gratitude envers l'ensemble des personnes qui se sont investies sur le Projet CCOB. Un grand merci à Myriam Migliore pour tous les échanges que nous avons eu au cours de ces trois ans. Sa présence, son enthousiasme et sa volonté à maintenir une certaine régularité dans les échanges m'ont été d'une aide précieuse tout au long de ma thèse. Merci également à Ludovic Eraud pour sa gentillesse et sa patience. Enfin mes remerciement s'adresse à Aurélien Barrau sans qui je n'aurais pu m'investir sur ce projet, Rémi Faure pour sa patience et, bien qu'elle ne soit désormais plus impliquée, Francesca Villa pour son dynamisme.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Réza Ansari pour sa patience, pour avoir pris le temps de m'aider à comprendre la physique des BAO et le fonctionnement des outils développés au LAL. Merci pour son accueil lors de ma visite au LAL et pour la clarté de ses explications. J'exprime également toute ma gratitude à Cécile Renault pour son investissement sur cette partie du projet et pour son dynamisme à toute épreuve.

De tout mon cœur je remercie mes amis du laboratoire, vous tous qui avez égayé mes journées, soutenu pendant toutes ces années et rendu les pauses café si vivantes. Je remercie mes collègues de bureau, en commençant par Quentin qui a eu la patience de m'enseigner les astuces du C++ et pour toutes ses idées ayant conduit à la résolution de nombreux problèmes informatiques. Merci à Vincent sans qui l'ambiance dans le bureau aurait été différente. Enfin, je remercie Marion et Sandy qui sont venues égayer les derniers mois de travail.

Merci à Céline pour sa joie et sa bonne humeur. Je tiens également à exprimer toute mon amitié à Alessia, Monica et Suzanne sans qui ces années de thèse auraient été différentes. Merci également à Rémi, qui avec Quentin et Vincent ont réalisé une très belle affiche de thèse. Enfin, je remercie Alex pour sa présence et ses talents de pâtissier.

Je souhaite également témoigner toute mon affection à mes amis d'ailleurs. Merci à Youva et Justine qui malgré la distance n'ont cessé de croire en moi et ont même fait le déplacement

lors de ma soutenance de thèse. Merci à Sophie qui a donné naissance à deux petits anges. Je tiens également à remercier un ami, qui je l'espère se reconnaîtra, pour sa joie, sa présence et son soutien. Merci pour toutes les discussions qui m'on permis d'avancer sans perdre de vue l'essentiel.

Pour finir, un simple paragraphe est bien faible pour témoigner toute ma reconnaissance envers ma famille. Ils ont toujours été là

pour moi, m'ont soutenue, écoutée et guidée durant toutes ces années. Je tiens en particulier à remercier ma maman pour la confiance qu'elle m'accorde. Merci pour sa patience et son écoute. Merci également d'avoir eu le courage de relire et corriger la totalité de mon manuscrit. Enfin, je remercie ma petite sœur Lætitia pour la joie permanente dont elle fait preuve ainsi que pour ses idées d'avenir, qui, il faut le reconnaître ne manquent pas d'imagination.

Vous tous qui avez croisé mon chemin ces trois dernières années, je vous remercie.

Introduction

La cosmologie moderne est une science de précision qui étudie l’Univers aux grandes échelles. Le développement de la théorie de la relativité générale couplée à de nombreuses observations astrophysiques ont permis l’élaboration d’un modèle, décrivant l’histoire de l’Univers, son évolution et sa composition énergétique. Par analogie avec la physique des particules, il est couramment appelé le modèle standard de la cosmologie. Il suppose que nous évoluons au sein d’un Univers globalement homogène et isotrope. Les observations des galaxies et plus récemment, celles des supernovae, ont montré que notre Univers est en expansion et même en expansion accélérée, ce qui ne peut se concevoir simplement compte-tenu de la force gravitationnelle qui tend à agglomérer la matière. Afin d’expliquer cette accélération, l’introduction d’une nouvelle forme d’énergie, appelée énergie noire, est nécessaire. Distribuée uniformément dans l’Univers, cette énergie peut être caractérisée par une pression négative, ce qui implique qu’elle se comporte comme une sorte de gravitation répulsive. Les observations du fond diffus cosmologique (CMB pour *Cosmic Microwave Background*), les plus récentes étant celles réalisées par le satellite Planck, ont montré que la matière ordinaire (baryons, photons et neutrinos) ne représente que quelques pourcents du contenu de l’Univers, tandis qu’environ 26 pourcents sont constitués de matière non baryonique, la matière noire, composante encore inconnue. Les 70 pourcents constituent cette mystérieuse énergie noire, qui de ce fait, est largement dominante. Par conséquent, sa compréhension représente l’un des enjeux majeurs de la cosmologie actuelle.

Du fait de l’expansion de l’Univers, les objets lointains voient leurs spectres décalés vers le rouge. La mesure de ce décalage (couramment nommé *redshift*) est une mesure indirecte de la distance à laquelle se trouve l’objet observé mais également une mesure du paramètre d’expansion, ce qui permet d’étudier les caractéristiques de l’énergie noire. Grâce à de nombreuses sondes observationnelles il est possible d’étudier l’évolution de l’Univers au cours du temps. Ces sondes sont les Supernovae de type Ia, les lentilles gravitationnelles faibles (*weak lensing*), les amas de galaxies et les oscillations acoustiques de baryons, cette dernière sonde étant celle qui va particulièrement nous intéresser dans cette thèse.

L’observation de la distribution des galaxies montre l’existence de structures à grandes échelles, semblables à des filaments, et donc une distribution de la matière non uniforme. De plus, en mesurant la fonction de corrélation à deux points, qui représente la probabilité pour deux galaxies d’être séparées d’une certaine distance l’une de l’autre, un maximum de probabilité est observé autour de 150 Mpc. Cet excès est prédict par la théorie et trouve son origine dans l’Univers primordial. À cette époque, l’Univers est composé d’un plasma dense et chaud de matière noire, de baryons et de photons, dans lequel les baryons et les photons interagissent en permanence. Les régions les plus denses en matière noire tendent à attirer la matière ordinaire sous l’effet de la force gravitationnelle tandis que la pression de radiation des photons tend à s’y opposer. La compétition entre ces deux forces génère des oscillations dans le plasma primordial et des ondes assimilables à des ondes sonores s’y propagent, créant de légères surdensités. Ces ondes sont ce que l’on appelle les oscillations acoustiques de baryons (notées BAO pour *Baryon Acoustic Oscillations*). Au cours de son expansion, l’Univers se refroidi, réduisant le couplage entre les photons et les baryons. Lorsque sa température est suffisamment basse (en dessous

de 3 000 K) l'énergie moyenne des photons devient inférieure à l'énergie de seuil de la liaison électron-proton et les premiers atomes neutres commencent à se former ; c'est ce que l'on appelle l'époque de la recombinaison. N'interagissant pas gravitationnellement, les photons sont désormais libres de se propager et l'Univers devient transparent. Ces photons sont aujourd'hui observables sous la forme du fond diffus cosmologique (CMB). Les baryons vont, quant à eux, interagir avec la matière noire et conservent l'empreinte des oscillations acoustiques. Il en résulte une échelle caractéristique, encore observable dans l'Univers actuel. Les régions sur-denses en matière étant à l'origine des galaxies, l'étude de leur distribution spatiale est un moyen de remonter aux oscillations baryoniques de l'Univers primordial. Cependant, pour pouvoir mesurer l'échelle caractéristique induite par les BAO, il est nécessaire d'observer un très grand nombre d'objets afin de pouvoir évaluer la distance entre les galaxies avec une grande précision.

Afin d'obtenir les observations nécessaires, de nouveaux projets vont voir le jour. Parmi eux, le *Large Synoptic Survey Telescope* (LSST) est un télescope grand champ qui devrait permettre l'observation de milliards de galaxies. Il sera construit au Chili et observera, dans le domaine de l'optique, la totalité de l'hémisphère sud pendant plus de dix ans. Son optique compacte sera composée de trois miroirs, le miroir primaire ayant 8.40 m de diamètre. Sa caméra, avec un diamètre de 64 cm, 189 CCDs et plus de 3 milliards de pixels, sera la plus importante jamais construite. Compte-tenu de la précision requise pour les images de LSST, l'étalonnage du système est important. Pour cela, de nombreux sous-systèmes vont être développés. Parmi eux, un banc de calibration, le CCOB (*Camera Calibration Optical Bench*), dont le LPSC est en charge de l'élaboration. Le LSST devrait fournir une très grande quantité de données et d'images d'excellente qualité donnant accès à de nombreux sujets scientifiques, allant de l'étude du système solaire à celle de l'Univers, et notamment celle de l'énergie noire. Les premières images scientifiques sont attendues pour 2021.

Le premier chapitre de ce manuscrit sera consacré au modèle standard de la cosmologie. La dynamique de l'expansion de l'Univers étant régie par la relativité générale, nous aborderons certains des aspects de cette théorie, ce qui permettra, en outre, de donner les principales méthodes utilisées pour évaluer les distances dans l'Univers. De nombreux modèles tentent de décrire l'énergie noire ; Certains supposent qu'il s'agit de l'énergie du vide, ou font appel à la constante cosmologique, d'autres supposent l'existence de nouvelles particules. Compte-tenu de la grande diversité des modèles, seuls certains d'entre eux seront abordés. L'évolution des perturbations primordiales sera décrite jusqu'à la formation des grandes structures de l'Univers, avant d'aborder les différentes sondes observationnelles permettant de contraindre l'énergie noire. Enfin, nous conclurons par la description des principaux instruments ayant permis ou ceux qui permettront l'étude de l'énergie noire.

Les deux chapitres suivants concerneront l'aspect instrumental de cette thèse. Le projet LSST sera présenté dans le second chapitre. Les principaux objectifs scientifiques seront mentionnés et nous verrons que chacun de ces objectifs imposent des contraintes spécifiques sur l'instrument. Le télescope dans son ensemble y sera décrit et nous verrons que la stratégie d'observation adoptée va générer un volume de données considérable. Afin de gérer cette quantité d'information, de nombreux outils vont être développés, et nous verrons également qu'un ensemble de simulations est mis en place afin d'estimer la précision des résultats scientifiques pour LSST. Enfin, nous parlerons de l'organisation au sein de la collaboration LSST. Le troisième chapitre sera dédié au CCOB, le banc de calibration optique de la caméra. Ce dernier aura deux objectifs principaux et indépendants et deux bancs distincts seront développés. Le banc dit *faisceau large*, aura pour objectif de délivrer la première lumière du télescope et d'étalonner la réponse relative des pixels du plan focal avec une précision de l'ordre du pour-mille. Le sec-

ond banc, dit *faisceau fin*, devra entre autre permettre la mesure de l’alignement des optiques avec une très grande précision. Cette mesure sera obtenue via l’étude et l’identification des images fantômes produites par les réflexions sur les différentes composantes du système optique de la caméra. Ce second banc n’ayant pas été étudié au cours de cette thèse, il sera seulement mentionné. Dans ce chapitre l’accent sera mis sur la présentation des mesures faites pour la calibration du faisceau utilisé pour le banc faisceau large. Ces mesures ont permis le développement et la caractérisation du design final du banc.

Enfin, les trois derniers chapitres seront dédiés à l’étude et à la reconstruction de l’échelle des BAOs à partir des redshifts photométriques. L’erreur faite sur l’estimation des redshifts étant la principale source d’erreur dans les analyses cosmologiques, il est nécessaire d’y prêter une très grande attention. Le télescope LSST sera équipé de six filtres photométriques permettant la reconstruction des redshifts avec une très grande précision. La méthode utilisée pour reconstruire les redshifts photométriques (photo-z) sera expliquée dans le chapitre quatre et une étude de l’impact de la transmission des filtres (utilisé par LSST) sur la qualité de la reconstruction photo-z sera présentée dans le chapitre cinq. Pour terminer, le chapitre six montrera comment, à partir d’un catalogue de galaxies, il est possible de reconstruire l’échelle des BAOs. Grâce à cette étude, il sera possible d’avoir une idée de la précision avec laquelle nous devrions pouvoir mesurer la position du pic BAO à partir des redshifts photométriques reconstruits pour LSST.

1

Le modèle standard de la cosmologie

Ce chapitre sera consacré à la description du modèle standard de la cosmologie, dont l'objectif est de donner une représentation mathématique de l'histoire de l'Univers. Le cadre théorique nécessaire est donné par la théorie de la relativité générale d'Einstein. Elle permet de décrire à la fois le contenu et la dynamique de l'Univers. Nous verrons également comment des fluctuations primordiales sont nées les grandes structures de l'Univers. Les observations ont montré que l'Univers est en expansion accélérée, ce qui se traduit par la présence d'une nouvelle composante appelée énergie noire. De nombreux modèles ont été développés pour tenter de mieux la comprendre, les principaux seront présentés dans ce chapitre. Un modèle théorique n'est efficace que si il est en mesure de reproduire les observations. De nombreuses sondes observationnelles nous étant accessibles, nous verrons comment elles permettent de contraindre les paramètres d'énergie noire. Enfin, nous terminerons ce chapitre avec une brève revue des expériences en cours et celles prévues pour les prochaines années (à l'exception du projet LSST qui sera décrit dans le chapitre suivant).

1.1 La description de l'Univers

De tout temps l'homme a cherché à comprendre l'Univers dans lequel il évolue. De nombreux modèles ont ainsi vu le jour, depuis les théories invoquant la mythologie jusqu'au modèle standard de la cosmologie. À la fin du 17^{ème} siècle, la théorie de la gravitation universelle de Newton permettait de comprendre l'Univers proche et constituait une base théorique pour son étude. À cette époque, l'Univers était supposé statique et, avec sa vision de la gravitation, Newton ne put parvenir à une solution stable : que l'Univers soit fini ou infini, il aurait dû s'effondrer sur lui-même. Plus tard, le développement de la Relativité Générale par Einstein est venu modifier et compléter la théorie de Newton : la gravitation n'est plus une simple force attractive mais devient un phénomène bien plus complexe, qui agit sur l'espace lui-même, provoquant son expansion ou sa contraction. Par la suite, les observations de Hubble ont montré que les objets s'éloignaient les uns des autres sous l'effet de l'expansion de l'Univers, confirmant ainsi les prédictions de la Relativité Générale. De ce fait, elle devint la théorie privilégiée pour décrire l'Univers et son évolution.

1.1.1 Structure de l'Univers : la métrique de Robertson-Walker

À première vue, l'Univers apparaît comme un environnement complexe constitué de différents objets dont les comportements diffèrent. Ainsi, certaines hypothèses sur la distribution de la matière vont être nécessaires pour la résolution des équations d'Einstein que nous présenterons un peu plus loin et qui permettent une description complète de l'Univers. Aux grandes échelles (échelles supérieures à celles observées dans les amas de galaxies), l'Univers est supposé homogène et isotrope : son apparence ne dépend ni de la position de l'observateur ni de la direction dans laquelle il regarde. Il s'agit du *Principe Cosmologique*. En d'autres termes cela signifie que les propriétés de géométrie et de contenu sont les mêmes dans toutes les directions (l'Univers est invariant par translation et par rotation). Notons qu'il s'agit de deux hypothèses différentes, l'isotropie n'impliquant pas nécessairement l'homogénéité et réciproquement. Même si, localement, l'univers apparaît fortement inhomogène, les observations à grandes échelles, notamment celles du fond diffus cosmologique (CMB) et les mesures de la distribution des galaxies, ont permis de justifier le principe cosmologique.

Dans le cadre de la relativité générale, l'uniformité et l'isotropie de l'Univers conduisent à une métrique de la forme dite de Friedmann-Robertson-Walker (FRW) :

$$ds^2 = -(cdt)^2 + a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right]. \quad (1.1)$$

ds^2 est l'élément de longueur invariant de Lorentz. Il représente l'intervalle d'espace-temps entre deux points de coordonnées temporelle t et spatiales r, θ, ϕ . K est le paramètre de courbure de l'espace à trois dimensions :

- $K = 0$: espace plat et euclidien (la somme des angles d'un triangle est $\sum \theta = 180^\circ$),
- $K = 1$: courbure positive, espace sphérique ($\sum \theta < 180^\circ$),
- $K = -1$: courbure négative, espace hyperbolique ($\sum \theta > 180^\circ$).

Enfin, $a(t)$ est le facteur d'expansion exprimé en fonction du temps. La métrique permet de décrire les propriétés géométriques de l'espace-temps dans un système de coordonnées donné (t, r, θ, ϕ). Plus particulièrement, la métrique FRW signifie que les distances entre les objets au repos (sans interaction entre eux) croissent comme $a(t)$.

La plus courte distance reliant deux points dans un espace pourvu d'une métrique est une géodésique. Celle suivie par un photon vérifie $ds^2 = 0$, ce qui conduit à :

$$(cdt)^2 - a^2(t) \frac{dr^2}{1 - Kr^2} = 0. \quad (1.2)$$

On définit la distance propre d_p comme la distance qui serait mesurée instantanément entre deux objets à un temps t , indépendamment de l'expansion de l'Univers (ce qui signifie $dt = 0$) :

$$d_p(t) = \int_0^r \frac{a(t)dr}{\sqrt{1 - Kr^2}} = a(t)f(r), \quad (1.3)$$

où la fonction $f(r)$ vaut :

$$f(r) = r, \text{ si } K = 0, \quad (1.4)$$

$$f(r) = \sin(r), \text{ si } K = 1, \quad (1.5)$$

$$f(r) = \sinh(r), \text{ si } K = -1. \quad (1.6)$$

Dans la suite, à moins que le contraire ne soit mentionné, nous ferons l'hypothèse que l'Univers est plat, soit $K = 0$. Nous verrons plus tard que cette hypothèse est justifiée par les observations.

La vitesse de la lumière étant finie, il ne sera jamais possible de mesurer la distance propre. Il est cependant possible de relier la distance propre au temps t à celle d'aujourd'hui ($t = t_0$) :

$$d_p(t_0) = a_0 f(r) = \frac{a_0}{a(t)} d_p(t), \quad (1.7)$$

où a_0 est la facteur d'expansion au temps $t = t_0$. Par convention, $a(t_0) = 1$. Dans un espace en expansion, la distance propre croît avec le temps. On définit alors la distance comobile χ comme la distance séparant deux objets en faisant abstraction de l'expansion de l'Univers. Il s'agit une distance qui ne varie pas au cours du temps, elle s'écrit en fonction de la distance propre :

$$\chi = \frac{a_0}{a(t)} d_p = \frac{1}{a(t)} d_p(t). \quad (1.8)$$

La vitesse d'éloignement d'une source par rapport à l'observateur est donnée par :

$$v = \dot{d}_p = \frac{\dot{a}}{a} d_p = H(t) d_p. \quad (1.9)$$

où le point signifie une dérivation par rapport à la coordonnée temporelle : $\dot{a} = da/dt$. L'équation 1.9 définit le paramètre de Hubble $H(t) = \dot{a}/a$. Il peut être mesuré à l'heure actuelle avec une assez bonne précision, les mesures les plus précises étant celles données par la mission Planck (*Planck 2015 results [1]*), soit :

$$H(t_0) \equiv H_0 = 67.8 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}. \quad (1.10)$$

En écrivant l'équation 1.9 au temps actuel, on retrouve la célèbre loi de Hubble : $v = H_0 d_p$. Il faut cependant préciser que pour qu'elle soit applicable, il faut que H et d_p soient mesurés simultanément. Cela signifie qu'elle ne s'applique qu'aux objets proches (quelques Mpc) pour lesquels le temps mis par la lumière pour nous parvenir est suffisamment court pour que l'expansion de l'Univers, pendant cette période, puisse être négligée.

Le décalage vers le rouge

Pour les objets plus éloignés, la loi de Hubble demeure vraie, mais du fait de la variation temporelle du paramètre de Hubble H , elle devient inutilisable. Un rayon lumineux émis par un objet lointain a voyagé pendant une fraction non négligeable de l'âge de l'Univers. L'expansion de l'Univers, qui doit être vue comme l'expansion de l'espace lui-même, va en quelque sorte étirer le rayon lumineux, provoquant un rougissement de sa longueur d'onde.

Considérons un signal lumineux de longueur d'onde λ_{emis} émis à un temps t . Par définition de la longueur comobile λ_c (distance indépendante du facteur d'expansion a), on trouve que $\lambda_{emis} = a(t)\lambda_c$. La longueur d'onde observée aujourd'hui sera alors : $\lambda_{obs} = a(t_0)\lambda_c = \lambda_c$ (par convention, $a(t_0) = 1$). On trouve alors la relation entre λ_{emis} et λ_{obs} :

$$\lambda_{obs} = \frac{1}{a(t)} \lambda_{emis}. \quad (1.11)$$

La variation de la longueur d'onde observée est donc proportionnelle au paramètre d'expansion $\delta_\lambda = \lambda_{emis}/\lambda_{obs} = a(t)$. L'Univers étant en expansion, on observe un rougissement des longueurs d'ondes ($\lambda_{emis} < \lambda_{obs}$). On définit le décalage vers le rouge, noté z et appelé *redshift* comme :

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{emis}}{\lambda_{emis}} = \frac{1}{a(t)} - 1, \quad (1.12)$$

Autrement dit, le paramètre d'expansion $a(t)$ s'écrit en fonction du redshift comme :

$$a(t) = \frac{1}{1+z}. \quad (1.13)$$

À partir de la définition du redshift, on peut redéfinir la distance comobile. L'équation 1.2 (dans le cas où $K = 0$) nous donne :

$$dr = c \frac{dt}{a(t)} = d\chi, \quad (1.14)$$

soit, combinée avec 1.13 :

$$\chi = \frac{c}{a_0} \int_0^z \frac{dz'}{H(z')}. \quad (1.15)$$

Les mesures de distance

Le décalage vers le rouge, ou redshift, est une quantité mesurable via les observations (nous verrons dans le chapitre 4 une façon de l'estimer). Il permet de définir et de mesurer les distances entre les observables. Comme nous le verrons dans la section suivante, la connaissance des distances séparant les objets est indispensable à la cosmologie. L'équation 1.15 permet d'exprimer la distance comobile en fonction du redshift. Bien qu'indispensable pour les calculs, cette distance n'est pas toujours facile à interpréter et nous avons vu que la loi de Hubble n'est valable que pour les objets proches. Il est donc nécessaire de définir de nouveaux outils pour calculer les distances.

Le flux émis au temps t_0 par un objet de luminosité L se trouvant à une distance d_L s'écrit :

$$\Phi(t_0) = \frac{L}{4\pi\chi^2}. \quad (1.16)$$

Or, les photons nous parvenant de la source lumineuse ont été rougis sous l'effet de l'expansion de l'Univers d'un facteur $a(t)$. Il en découle :

$$\Phi(t) = \frac{a(t)^2 L}{4\pi\chi^2} = \frac{L}{4\pi d_L^2}, \quad (1.17)$$

où d_L est appelée la distance de luminosité. Elle s'écrit en fonction du redshift et de la distance comobile :

$$d_L = \frac{\chi}{a(t)} = (1+z)\chi, \quad (1.18)$$

$$= (1+z) \int_0^z \frac{dz'}{H(z')}. \quad (1.19)$$

On définit ensuite la distance de diamètre angulaire d_A . Considérons une source, de diamètre propre D_p , émettant un rayon lumineux au temps t_{emis} , observée sous un angle θ et située à une distance $r(t_{emis})$. La distance de diamètre angulaire est alors définie comme :

$$d_A = \frac{D_p}{\theta} = r(t_{emis}). \quad (1.20)$$

Or nous venons de voir qu'en tenant compte du facteur d'expansion de l'Univers la source sera observée à une distance $r(t_{emis}) = a \times r(t_{obs})$, t_{obs} étant le moment où l'observateur reçoit les photons émis par la source. En fonction du redshift, $r(t_{emis}) = \frac{1}{1+z}r(t_{obs})$. On en déduit que :

$$d_A = \frac{r(t_{obs})}{1+z}. \quad (1.21)$$

La distance de diamètre angulaire peut finalement s'exprimer en fonction de la distance de luminosité :

$$d_L = (1 + z)^2 d_A. \quad (1.22)$$

La dernière quantité que nous devons définir, reliée aux mesures de distance, est la magnitude. Bien qu'un observateur mesure le flux lumineux des objets, il est usuel et plus pratique en astrophysique de travailler en terme de magnitude. On définit tout d'abord la magnitude absolue M . Elle définit le flux qui serait reçu d'un objet situé à une distance de luminosité d_L si il était rapporté à une distance de 10 parsecs (pc) de l'observateur. Ainsi :

$$M = -2.5 \log \left(\frac{L}{4\pi F_0 (10 \text{ pc})^2} \right), \quad (1.23)$$

où F_0 est le flux d'un objet de référence.

La magnitude apparente permet d'estimer le flux mesuré F en tenant compte de la distance d_L à laquelle se trouve l'objet. Elle est définie comme :

$$m = -2.5 \log \left(\frac{F}{F_0} \right). \quad (1.24)$$

Enfin, en combinant les équations 1.23 et 1.24, on définit le module de distance μ :

$$\mu = m - M = -5 \log \left(\frac{d_L}{10} \right), \quad (1.25)$$

avec d_L exprimée en parsecs.

1.1.2 Dynamique de l'Univers : les équations de Friedmann

Dans la section précédente, nous avons déterminé la géométrie de l'Univers et donné les principaux outils pour l'explorer. L'équation 1.1 définit la métrique dite Friedmann-Robertson-Walker (FRW). Dans le cadre de la relativité générale, toutes les équations sont des équations tensorielles. L'intervalle entre deux événements peut s'écrire sous une forme plus générale :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} ds^\mu d\chi_\nu, \quad (1.26)$$

où les indices tensoriels μ et ν se réfèrent aux coordonnées d'espace-temps. Ils peuvent prendre comme valeur 0 (coordonnée temporelle) ou 1, 2, 3 pour les coordonnées spatiales. $g_{\mu\nu}$ est le tenseur métrique. Dans un espace-temps plat, il est possible de choisir les coordonnées de telle sorte que le tenseur métrique prenne la forme d'une matrice de Minkowski. Par convention on choisira $g_{\mu\nu} = (-\nu^0; \nu^1; \nu^2; \nu^3)$, soit :

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

La théorie générale d'Einstein permet de relier la géométrie de l'espace-temps, via le tenseur géométrique $G_{\mu\nu}$, au contenu énergétique de l'Univers, grâce au tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$. Le tenseur $G_{\mu\nu}$ est appelé le tenseur d'Einstein et s'exprime en fonction de la métrique $g_{\mu\nu}$:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = G_{\mu\nu}, \quad (1.28)$$

où $R_{\mu\nu}$ et R sont respectivement le tenseur et le scalaire de Ricci ($R = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}$). Leurs expressions respectives sont déterminées par le choix de la métrique : elles dépendent du paramètre de courbure K et du facteur d'expansion a . L'équation reliant le tenseur énergie-impulsion et le tenseur géométrique est connue sous le nom d'équation d'Einstein. Elle s'écrit :

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (1.29)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et G est la constante gravitationnelle ($G = 6.6710^{-11}\text{m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-2}$). Cette dernière informe sur l'intensité du couplage entre la masse et la courbure de l'espace. En effet, l'un des principaux aspects de la théorie de la relativité générale est que la gravitation n'est plus une simple force, mais est la manifestation de la courbure de l'espace-temps sous l'effet d'objets massifs. Le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$ rend compte des différents composants de l'Univers, lesquels sont supposés être des fluides parfaits. Cela signifie que leur description ne dépend que de deux paramètres : la pression p et la densité ρ . Ces deux paramètres s'expriment l'un en fonction de l'autre via une constante de couplage w , dépendant du fluide considéré, de telle sorte que son équation d'état s'écrit $p = w\rho$. Dans l'hypothèse d'un univers homogène et isotrope, rempli d'un fluide parfait, le tenseur $T_{\mu\nu}$ s'écrit :

$$T_{\mu\nu} = (p + \rho c^2)u_\mu u_\nu - pg_{\mu\nu}, \quad (1.30)$$

avec u_k le quadi-vecteur vitesse du fluide. En combinant 1.30 et 1.27, on peut écrire le tenseur énergie-impulsion sous la forme matricielle :

$$T_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

Notons dès à présent que l'ajout d'un terme proportionnel à la métrique, sous la forme $\Lambda g_{\mu\nu}$, au terme de gauche de l'équation d'Einstein 1.29 reste en accord avec les hypothèses d'isotropie et d'homogénéité. L'équation 1.29 devient :

$$G_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}. \quad (1.32)$$

Historiquement, l'ajout de ce terme par Einstein lui permettait d'obtenir un univers statique. Bien que les observations aient montré que l'Univers est dynamique, ce terme est à nouveau considéré afin de rendre compte des effets de l'énergie noire (uniquement dans l'hypothèse où l'énergie noire est décrite par une constante cosmologique, voir section 1.2). Nous verrons dans la section suivante quel sens physique donner au terme Λ , la vision la plus simple étant de le considérer comme une constante, au même titre que G .

Dans le cadre de la métrique FRW, l'équation d'Einstein peut s'écrire sous la forme de deux équations différentielles, appelées équations de Friedmann :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{Kc^2}{a^2} = \frac{8\pi G}{3c^2}\rho, \quad (1.33)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3c^2}(\rho + 3p). \quad (1.34)$$

Dans l'hypothèse de la constante cosmologique, il faut ajouter le terme $\frac{\Lambda}{3}$ aux termes de droite des équations précédentes. Remarquons que les deux équations ne sont pas indépendantes l'une

de l'autre, la seconde étant dérivée de la première. L'équation 1.33 relie la géométrie de l'Univers (via le paramètre de courbure K) à son contenu. Elle permet entre autres de définir la densité critique ρ_c qui correspond à un univers euclidien, de courbure nulle :

$$\rho_c = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 \frac{3c^2}{8\pi G} = H^2 \frac{3c^2}{8\pi G}. \quad (1.35)$$

Si la densité de l'Univers est supérieure à la densité critique $\rho > \rho_c$, alors sa courbure sera positive ($K>0$). Au contraire, $\rho < \rho_c$ implique $K < 0$. L'équation 1.34 décrit la dynamique de l'Univers en fonction de son contenu. De manière générale, la résolution des équations de Friedmann va permettre de décrire l'évolution temporelle du facteur d'expansion a , de la densité ρ et de la pression p . Cependant, pour pouvoir les résoudre, il faut spécifier l'équation d'état pour chaque composante de l'Univers. Remarquons que la dépendance temporelle n'est pas explicitement écrite dans les équations précédentes, cela dans le but d'alléger l'écriture. Il ne faut pas oublier que chaque composante est une fonction du temps.

1.1.3 Contenu de l'Univers

Le contenu de l'Univers est décrit par le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$. La conservation de l'énergie $\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0$ implique (première loi de la thermodynamique) :

$$d(\rho a^3) = -pd(a^3), \quad (1.36)$$

soit :

$$\dot{\rho} = -3(\rho + p)H. \quad (1.37)$$

Rappelons que $H = \dot{a}/a$. L'intégration de l'équation 1.37 donne :

$$\frac{\rho}{\rho_0} \propto \exp \left[-3 \int_0^{\ln(a)} 1 + w(a)d(\ln a) \right], \quad (1.38)$$

où ρ_0 est la densité du fluide aujourd'hui et $w = p/\rho$ le paramètre de son équation d'état. Dans l'hypothèse où w est une constante, l'équation précédente peut être simplifiée, la densité du fluide devenant alors :

$$\frac{\rho}{\rho_0} \propto \frac{a^{3(1+w)}}{a_0}. \quad (1.39)$$

On peut alors considérer différents types de fluides :

- **la matière non-relativiste**

Ce type de fluide inclut la matière ordinaire, soit les baryons et les électrons ainsi que la matière noire. Bien que nous ne connaissons pas encore la nature de cette dernière, son existence est démontrée par les observations, puisque nous pouvons en mesurer les effets. L'ensemble de ces fluides non-relativistes sont caractérisés par une pression nulle. Par conséquent $w_m = 0$ et la densité varie comme $\rho_m \propto a^{-3}$.

- **la matière relativiste**

La matière relativiste inclut les photons et les neutrinos. Elle est caractérisée par $w_r = 1/3$. Ainsi la densité d'énergie de la matière non relativiste décroît plus rapidement que celle de la matière ordinaire avec l'expansion de l'Univers : $\rho_r \propto a^{-4}$.

- **l'énergie noire**

Tout comme la matière noire, nous ne savons pas grand chose de cette énergie, mais comme

nous le verrons plus tard, les observations ont mis en évidence son existence. Plusieurs modèles sont envisagés pour décrire son comportement et certains seront discutés plus en détails dans la section suivante. Par définition, ce fluide est responsable de l'expansion accélérée de l'Univers, c'est-à-dire $\ddot{a}/a < 0$. De ce fait, la 2^{ième} équation de Friedmann (équation 1.34) donne $(\rho + 3p) < 0$ soit $w_{DE} < -1/3$. De manière très générale, on a :

$$\frac{\rho_{DE}}{\rho_{DE,0}} \propto \exp \left[-3 \int_0^{\ln(a)} 1 + w_{DE}(a) d(\ln a) \right], \quad (1.40)$$

qui se simplifie, dans l'hypothèse où w_{DE} est constante, en :

$$\frac{\rho_{DE}}{\rho_{DE,0}} \propto \frac{a^{3(1+w_{DE})}}{a_0}. \quad (1.41)$$

Le modèle d'énergie noire le plus simple consiste à considérer ce fluide comme une constante cosmologique Λ . Dans ce cas, la première équation de Friedmann avec constante cosmologique donne : $(\dot{a}/a)^2 = \frac{\Lambda}{3}$. On trouve alors $w_\Lambda = -1$ et $p_\Lambda = -\rho_\Lambda = -\frac{\Lambda}{8\pi G}$.

Il est usuel de travailler avec les densités d'énergie normalisées par rapport à la densité critique, définie à l'équation 1.35. On obtient ainsi les densités réduites :

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c} = \rho_i \frac{8\pi G}{3c^2 H^2}. \quad (1.42)$$

On définit également le paramètre de courbure $\Omega_K = \frac{Kc^2}{a^2 H^2}$ et la constante cosmologique réduite $\Omega_\Lambda = -\frac{\Lambda}{H^2}$. L'ensemble de ces grandeurs sont ce que l'on appelle les paramètres cosmologiques, lesquels décrivent le contenu de l'Univers.

À partir des différents types de fluides décrits ci-dessus, il est possible de réécrire la première équation de Friedmann sous la forme :

$$\sum_{i=0}^3 \Omega_i + \Omega_K (+\Omega_\Lambda) = 1. \quad (1.43)$$

Le terme Ω_Λ est noté entre parenthèses puisqu'il n'intervient que dans le modèle avec constante cosmologique. L'indice i symbolise la matière non-relativiste, la radiation et l'énergie noire (hors constante cosmologique, voir section 1.2). Cette équation étant valable à chaque instant, on peut exprimer les densités réduites à un redshift z donné, $\Omega_i(z)$, en fonction des densités réduites actuelles $\Omega_{i,0}$ ($z = 0$):

$$\Omega_i(z) = \Omega_{i,0} \frac{\rho_i}{\rho_{i,0}} \frac{H_0^2}{H^2}. \quad (1.44)$$

Rappelons que le redshift s'exprime en fonction du facteur d'expansion comme $(1+z) = 1/a$. En combinant les équations 1.41 et 1.44, la première équation de Friedmann peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{H^2}{H_0^2} = \sum_{i=0}^3 \Omega_{i,0} (1+z)^{3(1+w_i)} + \Omega_K (1+z)^2 (+\Omega_\Lambda), \quad (1.45)$$

$$= \Omega_m (1+z)^3 + \Omega_r (1+z)^4 + \Omega_{DE} \frac{\rho_{DE}}{\rho_{DE,0}} + \Omega_K (1+z)^2 (+\Omega_\Lambda), \quad (1.46)$$

$$= E(z)^2. \quad (1.47)$$

Il est utile d'exprimer la coordonnée comobile définie à l'équation 1.15 en fonction des paramètres cosmologiques. Ainsi, elle devient :

$$\chi = c \int_0^z \frac{dz'}{H(z')} = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')}. \quad (1.48)$$

1.1.4 L'Univers en expansion accélérée

La dynamique de l'Univers en fonction du temps est régie par les équations de Friedmann (équations 1.33 et 1.34), dont les solutions dépendent de son contenu énergétique. On peut distinguer trois grandes époques dans l'histoire de l'Univers, chacune supposée dominée par l'un des trois fluides mentionnés précédemment. Afin de simplifier les équations et puisque les observations semblent le favoriser, nous travaillerons désormais (sauf mention contraire) dans l'hypothèse d'un Univers plat : $\Omega_K = 0$.

- **Univers dominé par la radiation :**

Dans l'hypothèse où l'Univers est dominé par de la matière relativiste (photons, neutrinos), nous avons vu que la densité d'énergie ρ_r varie comme $\rho_r \propto a^{-4}$. La première équation de Friedmann peut alors se réécrire de manière simplifiée comme $H^2 = H_0^2 \frac{\Omega_r}{a^4}$. La résolution de l'équation donne $a \sim t^{1/2}$. On peut montrer que cela correspond à un univers en expansion décélérée.

- **Univers dominé par la matière ordinaire :**

Pour ce type de matière nous avons vu que la densité d'énergie varie comme $\rho_m \propto a^{-3}$. Elle décroît un peu moins rapidement que dans le cas précédent, et la résolution des équations de Friedman donne $a \sim t^{2/3}$. Ainsi, un univers dominé par de la matière non-relativiste conduit également à un univers en expansion décélérée. L'expansion sera cependant un peu moins décélérée qu'un univers dominé par de la matière relativiste.

- **Univers dominé par l'énergie noire :**

Par définition de l'énergie noire un univers dominé par ce type de fluide sera en expansion accélérée.

Les mesures des paramètres cosmologiques ont montré que l'Univers primordial était dominé par la radiation. Cette époque va se terminer lorsque la densité de matière radiative sera égale à celle de la matière non-relativiste, ce qui se produit au redshift $z_{eq} = 3365$ (Planck results [1]), soit environ 50 000 ans après le Big Bang. Ensuite, l'Univers va connaître une période où la matière (non-relativiste) sera dominante. Considérant uniquement ces deux types de fluides, on s'attend à ce que la force de gravité attractive entraîne un ralentissement de l'expansion de l'univers, ce qui est effectivement prédit par la résolution des équations de Friedmann. Cependant, ces prédictions sont en désaccord avec les observations, en faveur d'un univers en expansion accélérée, ce qui nécessite l'ajout d'une composante énergétique autre que la radiation et la matière : l'énergie noire. L'évolution des différents fluides dans l'Univers est représentée sur la figure 1.1. Les intersections des courbes symbolisent les bornes des différentes ères et sont associées à une modification de la dépendance temporelle du facteur d'expansion $a(t)$.

Les supernovae de type Ia

La mise en évidence de l'accélération de l'expansion de l'Univers a été permise grâce à l'observation des supernovae de type Ia (SN Ia). Ce type de supernovae est observé lors de l'explosion de naine blanche dont la masse a dépassée la limite de Chandrasekhar par accréition de matière. La variation de la luminosité des supernovae de type Ia étant extrêmement régulière, elles peuvent être utilisées comme des chandelles cosmiques. En mesurant la magnitude apparente de ces objets, il est possible de connaître leur distance de luminosité. En 1998, deux équipes distinctes, celle du *High-z Team* (Riess et al. [3]) et du *Supernovae Cosmology Project* (Perlmutter et al. [4]) se sont intéressées à ces objets lointains. Ils ont étudié le diagramme de Hubble montrant l'évolution du module de distance en fonction du redshift, et se sont aperçus que les supernovae étaient moins lumineuses d'environ 25% par rapport aux prédictions données par

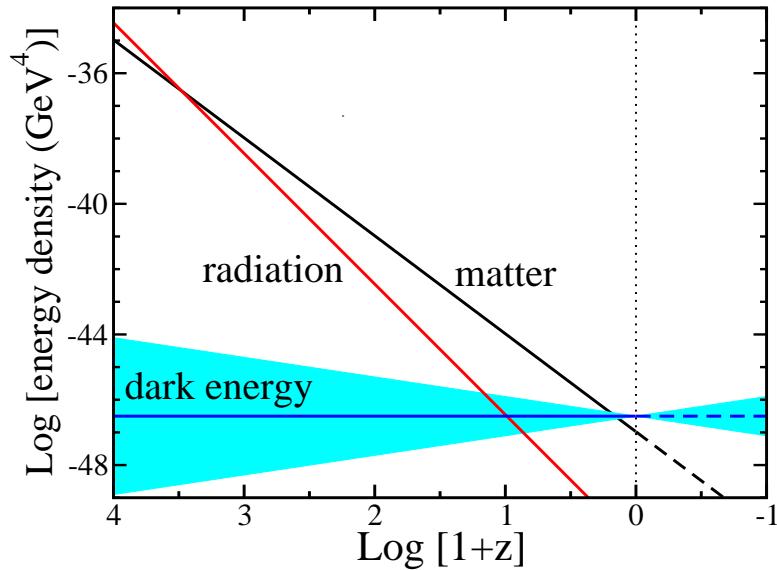


Figure 1.1: *Évolution des densités de la radiation, de la matière et de l'énergie noire, en fonction du redshift. La bande bleue représente l'énergie noire, pour $w = -1 \pm 0.2$. Figure extraite de Frieman et al, 2008 [2].*

un modèle d'univers dominé par la matière. Cette différence peut venir d'une erreur lors de l'estimation de la distance des objets observés. En effet, si cette dernière est sous estimée, alors la luminosité le sera également. Un tel effet pourrait s'expliquer dans le cas où l'expansion de l'Univers est plus importante que celle prédictie.

Les résultats des deux équipes sont conjointement présentés sur la figure 1.2. La partie de gauche représente l'évolution du module de distance des SN Ia, en fonction du redshift. Sur la figure de droite, on peut voir les contraintes obtenues sur les paramètres cosmologiques Ω_m et Ω_Λ , par les deux équipes indépendamment. Les mesures ne semblent pas en accord avec les prédictions d'un modèle dominé par la matière (expansion décélérée), mais tendent à favoriser un modèle d'univers plat et en expansion accélérée.

Plus récemment, de nouvelles observations des supernovae ont été menées, notamment par les équipes du Super-Nove Legacy Survey (SNLS). Nous reviendrons plus loin sur les détails de cette expérience qui a permis d'augmenter le nombre de supernovae détectées et leur redshift. Leur conclusion est en excellent accord avec les mesures précédentes.

L'âge de l'Univers

Une seconde preuve de l'existence d'un nouveau type de fluide dans l'Univers vient de la comparaison entre l'âge des plus vieilles étoiles observées t_s et l'âge de l'Univers t_0 calculé pour un modèle dominé par la matière ordinaire. Il est évident que la relation $t_0 > t_s$ se doit d'être vérifiée. L'âge des étoiles peut être déterminé de manière fiable, indépendamment de leur distance (via la mesure de leur luminosité, température, composition spectrale ...). Par exemple, l'âge des amas globulaires dans la Voie Lactée a été estimé à : $t_s = 13.5 \pm 2$ Gyr (Jimenez et al. [6]). L'âge de l'Univers est donné par la relation :

$$t_0 = \int \frac{dz}{H(1+z)}. \quad (1.49)$$

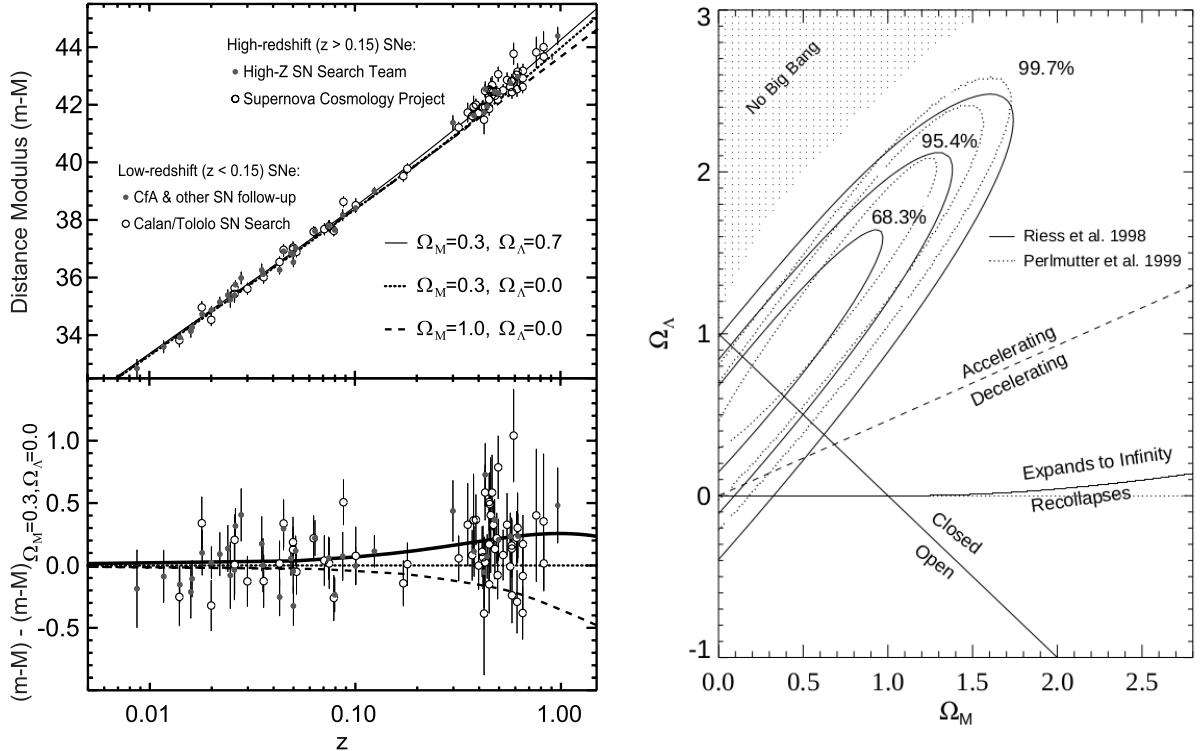


Figure 1.2: À gauche : diagramme de Hubble pour les supernovae de type Ia, combinant les données extraites de Perlmutter et al. [4] et de Riess et al. [3]. Leurs résultats sont comparés aux prédictions des modèles correspondants à trois ensembles de paramètres cosmologiques. Le meilleur ajustement correspond à $\Omega_m = 0.3$ et $\Omega_\Lambda = 0.7$. La figure du bas représente le rapport entre les données et le modèle donnant le meilleur ajustement. En moyenne, la différence entre les données et le modèle est de 0.38 mag. À droite : Contraintes obtenues par les équipes de Perlmutter et Riess sur les paramètres Ω_m et Ω_Λ . Les résultats sont en faveur d'un univers en expansion accélérée. Figures extraites de A.G. Riess [5].

En utilisant la définition de H donnée dans 1.46 et dans l'hypothèse où la matière non-relativiste est le fluide dominant, l'équation précédente peut se simplifier de la façon suivante :

$$t_0 = \int \frac{dz}{H_0(1+z)\sqrt{1+\Omega_m}}. \quad (1.50)$$

D'après 1.43 on trouve, dans l'hypothèse d'un univers plat ($\Omega_k = 0$), que Ω_m vaut 1, ce qui conduit à $t_0 = \frac{2}{3H_0}$. À partir des mesures de H_0 , on en déduit l'âge de l'univers, et on trouve qu'il est inférieur à celui des plus vieilles étoiles observées, soit $t_0 < t_s$. On peut facilement montrer que ce problème demeure dans l'hypothèse d'un univers ouvert ($\Omega_k < 0$). Il est par contre résolu dans le cadre d'un modèle d'univers plat avec constante cosmologique ($\Omega_\Lambda \neq 0$).

Le fond diffus cosmologique

La dernière preuve de la nécessité d'un nouveau composé énergétique dans l'Univers est donnée par l'observation du fond diffus cosmologique. À ses débuts, l'Univers est constitué d'un plasma de baryons, d'électrons et de photons à l'équilibre thermique. Les photons interagissent avec la matière par effet Compton : $e^- + p \leftrightarrow H + \gamma$. Ils ne sont pas libres de se propager, et rendent l'Univers opaque. Au cours de son expansion, l'Univers se refroidit, ce qui conduit à la

recombinaison entre les électrons et les baryons, pour former des atomes neutres (principalement de l'hydrogène). Les photons n'interagissant plus deviennent libres de se propager. Ils ne subissent que l'expansion de l'Univers ce qui réduit leur température, et leur longueur d'onde se voit décalée vers le rouge. Cet instant où l'Univers devient transparent s'appelle l'époque de dernière diffusion. Elle a lieu aux environs de $z_{scat} = 1100$. Les photons qui baignent l'Univers à cette époque sont aujourd'hui observables sous la forme d'un rayonnement quasi-homogène. Ils constituent ce que l'on appelle le Fond Diffus Cosmologique ou CMB pour *Cosmic Microwave Background* en anglais. L'existence d'un tel rayonnement avait été prédit en 1948 par Gamov, la distribution en énergie de ces photons devant suivre une loi de corps noir. Il fut observé pour la première fois par Penzias et Wilson [7] en 1965, qui ont mesuré un spectre de corps noir presque parfait, correspondant à une température de $3.5 \pm 1.0^\circ\text{K}$, en accord avec les prédictions (2.7 K).

Les légères inhomogénéités (voir section 1.4) présentes dans le plasma primordial vont créer des déviations de température dans le spectre de corps noir observé. Ces anisotropies sont le reflet des interactions entre les photons et la matière avant le découplage : dans les zones de surdensité de matière, les photons vont perdre en énergie et donc, en température; inversement dans une zone sous-dense en matière, ils vont gagner en énergie et en température. Par conséquent, la mesure des anisotropies de température constitue un bon moyen de sonder l'Univers primordial.

La surface de dernière diffusion apparaît comme une sphère centrée sur l'observateur, de rayon z_{scat} . La description mathématique la plus naturelle est une décomposition en harmoniques sphériques sur le ciel. En fonction de la direction observée (exprimée avec les coordonnées polaires Θ, Φ), une variation de température s'écrit :

$$\Delta T(\Theta, \Phi) = \sum_{l,m} a_{l,m}^T Y_{l,m}(\Theta, \Phi). \quad (1.51)$$

Si les coefficients $a_{l,m}^T$ de cette décomposition sont gaussiens et indépendants, ils peuvent être utilisés comme une mesure de l'amplitude de chacun des modes, et le spectre de puissance angulaire décrit complètement les anisotropies de température. Il est usuel d'écrire la variation de température en fonction des multi-pôles l :

$$(\Delta T)^2 = \frac{l(l+1)}{2\pi} C_l = D_l, \quad (1.52)$$

où $C_l = < a_{l,m}^{T*} a_{l',m'}^T >$ est la fonction d'auto-corrélation. Les dernières mesures réalisées par le satellite Planck permettent de reconstruire le spectre de puissance (transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation) montré sur la figure 1.3.

La forme du spectre de puissance angulaire du fond diffus cosmologique dépend des paramètres cosmologiques. L'amplitude des pics acoustiques est une fonction de la densité de matière et de la densité de baryons, et la position des pics est sensible à la courbure spatiale Ω_K . L'origine de ces oscillations sera discutée ultérieurement, cependant, nous pouvons mentionner qu'elles sont dues à la compétition entre la pression de radiation des photons et la force d'attraction gravitationnelle avant le découplage. Un ajustement du spectre mesuré permet de contraindre les paramètres cosmologiques. Les valeurs obtenues pour certains d'entre eux sont reportées dans la table 1.1 (l'ensemble des résultats cosmologiques obtenus par la collaboration Planck pouvant être trouvé dans [1]). Remarquons que les densités sont exprimées en fonction du paramètre h^2 puisqu'il s'agit de la quantité physique qui affecte le spectre du CMB, et non la densité normalisée à la densité critique. Dans le cadre du modèle standard, la valeur de la densité totale est, par définition, égale à un. En considérant Ω_k comme un paramètre libre, on obtient $\Omega_k = -0.005^{+0.016}_{-0.017}$ (à 95% de niveau de confiance et en combinant les contraintes issues du CMB et l'effet de lentille gravitationnelle sur le CMB, Planck 2015 [1]). La valeur de la courbure de l'Univers aurait pu être positive ou négative et il n'y a pas de raison pour

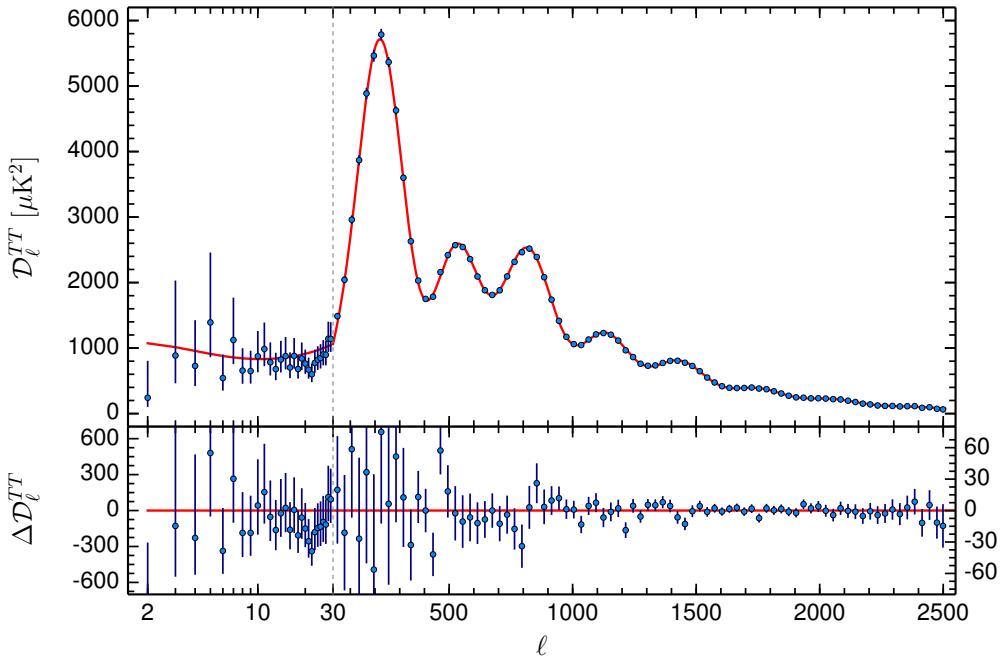


Figure 1.3: Spectre de puissance en température du CMB en fonction du multi-pôle l , obtenu à partir des dernières mesures de la collaboration Planck (2015). Figure extraite de [1].

que cette dernière soit nulle. C'est ce que l'on appelle le problème de platitude de l'Univers, résolu par les théories inflationnaires (voir section 1.4.1). De plus, le meilleur ajustement du spectre montre que la densité de matière non-relativiste Ω_m ne représente qu'environ 30% du contenu énergétique de l'Univers ($\Omega_m = \Omega_b + \Omega_{DM}$). Cela signifie qu'il y a une composante supplémentaire dans l'Univers, laquelle a également été mesurée : $\Omega_\Lambda \sim 69.2\%$.

1.2 Modèles d'énergie noire

Nous venons de voir que pour accorder les observations aux modèles cosmologiques il est nécessaire d'introduire une nouvelle forme d'énergie. Cette dernière représente environ 70% du contenu énergétique de l'Univers et hormis le fait qu'elle soit responsable de l'accélération de l'expansion de l'Univers, nous ne savons quasiment rien à son sujet. Dans cette section, nous allons donner un bref aperçu des modèles permettant une interprétation théorique de l'énergie noire. Une revue complète sur les différents modèles a été réalisée par Copeland et al. (2006 [8]).

1.2.1 L'énergie du vide

La première solution envisagée pour combler le manque de densité mesurée dans l'Univers serait de prendre en compte l'énergie du vide, qui n'est pas nulle. En effet, du point de vue énergétique, le vide est rempli d'un champ quantique permettant la création de paires particule/anti-particule. Ce phénomène trouve sa source dans le principe d'incertitude d'Heisenberg : $\Delta t \Delta E \leq \hbar/2$. Cette loi signifie que si Δt est suffisamment petit, alors ΔE peut être suffisamment grand pour permettre la création d'une paire de particules. Elle implique également que le temps de vie

	paramètre cosmologique	moyenne et incertitude à 68% de confiance
densité de baryon	$\Omega_b h^2$	0.02226 ± 0.00023
densité de matière noire	$\Omega_{DM} h^2$	0.1186 ± 0.0020
densité de matière non-relativiste	$\Omega_m h^2$	0.1415 ± 0.0019
densité de matière non-relativiste	Ω_m	0.308 ± 0.012
densité d'énergie noire	Ω_Λ	0.692 ± 0.012
paramètre de Hubble	H_0	67.81 ± 0.92
âge de l'Univers	t_0	13.799 ± 0.038

Table 1.1: Valeurs des paramètres cosmologiques obtenues à partir du spectre de puissance mesuré par la collaboration Planck (résultats Planck 2015 [1]). Les valeurs données ici sont obtenues en considérant les contraintes du CMB et de la polarisation aux petites valeurs de l ($l < 29$) combinées à l'effet de lentille gravitationnelle sur le CMB.

de ces particules soit infiniment petit. C'est pourquoi on parle des fluctuations quantiques du vide : une création de particule est instantanément suivie par son annihilation. Ce phénomène se manifeste à très faible échelle via l'effet Casimir : prédit par Hendrik Casimir en 1948, il stipule que deux plaques parallèles conductrices et non chargées subissent une force attractive, cette dernière étant due à l'énergie du vide. Bien que ce problème soit indépendant de la cosmologie, il est possible de supposer que l'énergie noire soit la manifestation des fluctuations quantiques du vide aux grandes échelles.

D'après la théorie des champs, le vide représenté comme un champ quantique peut se décrire comme une collection infinie d'oscillateurs harmoniques. On peut montrer que l'énergie minimale, ou énergie de point zéro, d'un oscillateur harmonique est $E = \frac{1}{2}hck$, où h est la constante de Planck et $k = \nu/c$ le nombre d'onde. Par conséquent, cette valeur est non nulle. En calculant la somme des énergies de point zéro sur tout l'espace on va trouver une valeur infinie. Pour se débarrasser de cet infini, la théorie impose une limite de validité k_c aux champs considérés. Pour un champ C donné, l'énergie de point zéro, s'écrit alors comme :

$$\rho_{vide}^C \propto \frac{h}{c} \int_0^{k_c} kdk^3 \propto \frac{h}{c} k_c^4. \quad (1.53)$$

Ainsi, l'énergie du vide représente l'échelle d'énergie en dessous de laquelle la théorie n'est plus valide. Pour donner un exemple la masse du boson de Higgs (récemment découvert au CERN) est de l'ordre de 126 GeV et représente l'échelle d'énergie à partir de laquelle le champ de Higgs devient non nul dans le vide, ce qui correspond à la brisure de symétrie électro-faible. Au delà de cette énergie, les champs n'interagissent pas avec le champ de Higgs et sont sans masse. Ainsi, $\rho_{vide}^{EW} \sim (126\text{Gev})^4 \frac{c^3}{h^3}$ où $k = \frac{mc}{h}$. L'échelle à partir de laquelle la théorie des champs et la relativité générale ne sont plus valides est de l'ordre de la masse de Planck $m_{Pl} = \sqrt{hc/G}$. On obtient, en fonction de la densité critique ρ_c :

$$\rho_{vide}^{Pl} \propto \frac{c^5}{hG^2} \sim 10^{119} \rho_c. \quad (1.54)$$

Pour comparaison, un simple calcul nous permet d'estimer la densité d'énergie de l'énergie noire. Les observations nous ont montré que $\Omega_\Lambda \sim 0.70$. Or nous avons défini la densité réduite

à l'équation 1.42, soit :

$$\rho_\Lambda = \Omega_\Lambda \rho_c \sim \rho_c \sim \frac{\rho_{vide}^{Pl}}{10^{119}}. \quad (1.55)$$

Nous sommes donc face à deux problèmes différents qui ne peuvent s'expliquer l'un en fonction de l'autre. Tout d'abord, l'énergie du vide est non-nulle et tend vers une valeur infinie. Ce problème peut être résolu (sans pour autant être expliqué) en renormalisant la théorie par la valeur de point zéro. D'autre part, l'explication de l'expansion de l'Univers implique la considération d'une nouvelle composante énergétique. Cependant, on a montré que la densité d'énergie des fluctuations du vide n'est pas compatible avec la densité d'énergie noire. Ainsi les deux problèmes sont indépendants, l'énergie noire ne pouvant être assimilée aux fluctuations quantiques du vide et va nécessiter une autre interprétation.

1.2.2 Constante cosmologique

L'hypothèse de la constante cosmologique a déjà été évoquée dans la section précédente. Il s'agit en effet du modèle d'énergie noire le plus simple et souvent privilégié puisque en accord avec les observations. Historiquement introduite par Einstein en 1917 afin de décrire un univers qu'il supposait statique, puis abandonnée lorsque Hubble prédit un univers en expansion, elle fut réintroduite à la fin des années 1990, pour expliquer l'accélération de l'expansion de l'Univers.

Le tenseur géométrique d'Einstein $G_{\mu\nu}$ et le tenseur impulsion-énergie $T_{\mu\nu}$ doivent respecter l'identité de Bianchi $\nabla_\mu G_{\nu\rho} + \nabla_\nu G_{\mu\rho} + \nabla_\rho G_{\mu\nu} = 0$ et la conservation de l'énergie $\nabla_\mu T_{\mu\nu} = 0$. Comme la métrique est constante par rapport à la dérivée covariante $\nabla_\alpha g_{\mu\nu} = 0$, il est possible d'ajouter d'un terme proportionnel au tenseur métrique $g_{\mu\nu}$ dans l'équation d'Einstein. Nous rappelons que l'équation d'Einstein modifiée s'écrit :

$$G_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}. \quad (1.56)$$

Écrite sous cette forme, la constante cosmologique Λ s'interprète comme une composante géométrique, propre à la relativité générale au même titre que la constante gravitationnelle G . En plaçant l'expression $\Lambda g_{\mu\nu}$ dans le terme de droite, elle peut alors s'interpréter comme un fluide dont le tenseur énergie-impulsion serait :

$$T_{\mu\nu}^\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G} g_{\mu\nu}. \quad (1.57)$$

D'après l'équation 1.30, on trouve que ce fluide doit avoir une densité $\rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G}$ et une pression $p_\Lambda = \frac{-\Lambda}{8\pi G} = -\rho$ négative. En supposant qu'il s'agisse d'un fluide parfait, on trouve naturellement $w_\Lambda = p_\Lambda/\rho_\Lambda = -1$.

Bien que ce modèle semble favorisé par sa simplicité et son accord avec les observations, certains arguments le remettent en question et encouragent le développement de modèles alternatifs. Le principal argument qui vient à l'encontre de la constante cosmologique est issu du modèle d'inflation. L'inflation est à ce jour acceptée par la grande majorité de la communauté scientifique et permet, en outre, d'expliquer l'homogénéité de l'Univers. On peut montrer qu'il est nécessaire que l'Univers primordial ait connu une phase d'expansion accélérée, de type exponentielle (plus de détails seront donnés dans la section 1.4). Or, la valeur de la constante cosmologique mesurée actuellement ne peut expliquer cette phase d'inflation. Ainsi, l'Univers aurait connu deux phases d'expansion accélérée, et la relation entre les mécanismes qui en sont responsables n'est pas encore bien définie.

1.2.3 Modèles de champs scalaires

Ces modèles sont inspirés des modèles inflationnaires. Ils supposent l'ajout d'une nouvelle composante cosmologique sous la forme d'un champ scalaire homogène, dont l'équation d'état évolue

en fonction du temps. En physique des particules, les champs scalaires interviennent assez naturellement et de nombreux modèles d'énergie noire ont été proposés, tels que les modèles de quintessence, phantoms, K-essence, tachyons ... Nous n'allons pas détailler l'ensemble de ces modèles et nous prendrons comme exemple le modèle de quintessence. Le lecteur pourra trouver plus d'informations sur les différents modèles dans la revue *Dynamics of Dark Energy* de Copeland et al. [8].

Le champ de quintessence peut être décrit par un champ scalaire Φ ordinaire couplé de manière minimale avec la gravitation, ayant cependant un potentiel particulier $V(\Phi)$, qui comme nous allons le voir, conduit à une inflation tardive de l'Univers. L'évolution d'un champ dans un espace-temps décrit par la métrique $g_{\mu\nu}$ est donnée par l'action :

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left(-\frac{1}{2}(\nabla\Phi)^2 - V(\Phi) \right), \quad (1.58)$$

où $(\nabla\Phi)^2 = g^{\mu\nu}\partial_\mu\Phi\partial^\nu\Phi$. Le terme entre parenthèses correspond au lagrangien de la matière. Dans la métrique FRW, l'équation du mouvement du champ est régi par l'équation de Klein-Gordon $\square\Phi - \frac{dV(\Phi)}{d\Phi} = 0$, où $\square\Phi = g^{\mu\nu}\nabla_\mu\Phi\nabla_\nu\Phi$ est le d'Alembertien covariant. Comme nous avons supposé le champ homogène, les dérivées spatiales sont nulles et on trouve :

$$\ddot{\Phi} + 3H\dot{\Phi} + \frac{dV(\Phi)}{d\Phi} = 0, \quad (1.59)$$

où $\dot{\Phi}$ et $\ddot{\Phi}$ sont respectivement les dérivées première et seconde du champ Φ par rapport à la coordonnée temporelle. On définit le tenseur impulsion-énergie équivalent à celui d'un fluide parfait en variant l'action par rapport à la quantité $g^{\mu\nu}$, et en remarquant que $\delta g_{\mu\nu} = -1/2\sqrt{-g}g_{\mu\nu}\delta g^{\mu\nu}$, on trouve :

$$T_{\mu\nu} = \partial_\mu\Phi\partial_\nu\Phi - g_{\mu\nu} \left(-\frac{1}{2}g^{\alpha\beta}\partial_\alpha\Phi\partial_\beta\Phi + V(\Phi) \right). \quad (1.60)$$

D'après l'équation 1.30, on montre qu'il s'agit d'un fluide dont la densité volumique ρ_Φ et la pression p_Φ sont données par :

$$\rho_\Phi = \frac{1}{2}\dot{\Phi}^2 + V(\Phi), \quad \text{et} \quad p_\Phi = \frac{1}{2}\dot{\Phi}^2 - V(\Phi). \quad (1.61)$$

Ainsi, son paramètre d'équation d'état $w_\Phi = p_\Phi/\rho_\Phi$ s'écrit comme :

$$w_\Phi = \frac{\dot{\Phi}^2 - 2V(\Phi)}{\dot{\Phi}^2 + 2V(\Phi)}. \quad (1.62)$$

La dynamique de l'Univers étant régie par les équations de Friedmann (1.33 et 1.34), on peut les réécrire pour ce champ, à partir des définitions de ρ et p :

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} \left(\frac{1}{2}\dot{\Phi}^2 + V(\Phi) \right), \quad \text{et} \quad \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{8\pi G}{3} \left(\dot{\Phi}^2 - V(\Phi) \right). \quad (1.63)$$

On trouve que l'Univers est en expansion accélérée à la condition que $\dot{\Phi}^2 < V(\Phi)$. Remarquons que le paramètre w_Φ évolue dans l'intervalle $[-1, 1]$. La limite $\dot{\Phi}^2 \ll V(\Phi)$ correspond à $w_\Phi \sim -1$ et le champ scalaire Φ se comporte comme une constante ($p_\Phi \sim \rho_\Phi \sim \text{constante}$). De ce fait, il va être difficile de distinguer ce modèle de la constante cosmologique. La seule solution sera de mesurer l'évolution de w_Φ au cours du temps. En considérant que $w_\Phi = -1/3$ est la valeur maximale du paramètre d'équation d'état du champ pour que l'univers soit en expansion accélérée, on contraint l'expression du champ Φ et la forme de son potentiel $V(\Phi)$. En fonction

des modèles, différentes solutions existent. Dans tous les cas, le champ de quintessence devra être suffisamment faible pendant la période de domination de la matière puis croître suffisamment pour entraîner l'accélération de l'expansion telle qu'elle est observée actuellement. Rappelons que, pour que le champ de quintessence soit une solution à l'énergie noire en accord avec les observations, il faut que la densité ρ_Φ approche la valeur de la densité critique ρ_c (voir équation 1.55). En terme de masse, on trouve que :

$$m_\Phi^2 \sim \rho_\Phi \leftrightarrow m_\Phi \sim H^2 m_{Pl}.$$

Cela signifie que la masse du champ diminue avec H^2 et qu'elle est aujourd'hui de l'ordre de la masse de Planck m_{Pl} . La masse du champ Φ est donc bien plus faible que la masse des particules du modèle standard. À ce jour aucun champ scalaire de ce type n'a été observé. En parallèle à ce problème de masse, on remarquera que le modèle n'autorise pas $w_\Phi < -1$.

1.2.4 Gravité modifiée de type $f(R)$

L'équation d'Einstein 1.29 peut être modifiée de deux façons différentes afin de tenir compte des effets de l'énergie noire et de l'expansion de l'Univers. La première solution consiste à supposer l'existence d'une composante supplémentaire, ce qui correspond aux modèles évoqués précédemment et à la modification du contenu énergétique de l'Univers. La deuxième possibilité implique la modification du terme géométrique de l'équation d'Einstein. De manière générale, l'action S peut s'écrire comme la somme de la contribution gravitationnelle et de la contribution de la matière :

$$S = S_{grav} + S_{matière} = \frac{c^4}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g}R + \int d^4x \sqrt{-g}L_m, \quad (1.64)$$

où R est le tenseur de Ricci et L_m le lagrangien de la matière. La deuxième partie de l'équation précédente correspond à l'équation 1.58. Nous allons dans cette section nous intéresser uniquement à la composante gravitationnelle, et nous allons voir qu'il est possible d'obtenir un univers en expansion accélérée uniquement via des considérations géométriques. L'action d'Einstein-Hilbert va être modifiée de la façon suivante :

$$S_{grav} = \int d^4x \sqrt{-g}f(R),$$

où $f(R)$ est une fonction arbitraire. Les modèles de la forme $f(R) = R + \alpha R^2$, avec ($\alpha > 0$) vont conduire à une accélération de l'Univers, par la présence du terme en αR^2 . On peut montrer qu'en introduisant un champ scalaire (appelé "scalarmon"), tel que $\Phi \equiv \partial f(R)/\partial R = F(R)$ et $V(\Phi) = R(\Phi)\Phi - F(R(\Phi))$, on retrouve l'action pour un champ scalaire (équation 1.58). Ce résultat montre que les théories de gravitation $f(R)$ n'ont qu'un degré de liberté supplémentaire par rapport à la théorie standard d'Einstein-Hilbert.

Les équations du champ sont obtenues en variant l'action, puis, en supposant un fluide parfait, on obtient les équations de Friedmann décrivant la dynamique de l'Univers dans le cadre d'une cosmologie de type $f(R)$. Ces dernières sont données par :

$$3FH^2 = \frac{FR - f(R)}{2} - 3H\dot{F} + 16\pi G\rho_M, \quad (1.65)$$

$$-2F\dot{H} = \ddot{F} - H\dot{F} + (16\pi G)^2(\rho_M + p_M), \quad (1.66)$$

où l'indice M fait référence à la matière. Ainsi, dans ce modèle, la matière et l'énergie noire sont couplés. Afin que ce modèle soit compatible avec les observations, il faut qu'il soit stable (et évite

l'apparition de champs fantômes), ce qui se traduit par $F(R) > 0$ et qu'il soit compatible avec la limite Newtonienne, c'est-à-dire qu'il réponde aux contraintes imposées par la gravitation locale (imposées par les observations de l'environnement proche du soleil). Enfin, il doit être cosmologiquement viable, c'est-à-dire qu'il doit pouvoir expliquer les différentes époques de l'histoire de l'Univers (domination radiative, domination de la matière puis expansion accélérée). Le lecteur pourra trouver les détails concernant ces différentes contraintes ainsi que sur les différents modèles proposés dans l'article de Felice Antonio et Tsujikawa Shinji (2010, [9]).

1.3 Paramétrisation et reconstruction de l'énergie noire

Du fait de la grande variété de modèles permettant la description de l'énergie noire, les différencier à partir des observations est un réel défi. C'est pourquoi il est préférable d'étudier les propriétés de l'énergie noire indépendamment du modèle. Puisque l'énergie noire est, dans la plupart des modèles, considérée comme un fluide, le paramètre de son équation d'état w en donne une bonne description phénoménologique. Comme il s'agit du rapport entre la pression et la densité, il est directement relié à la physique sous-jacente. Cependant, w ne dépend pas du redshift. Par conséquent, il ne permet pas d'étudier l'évolution temporelle de l'énergie noire, ni de l'expansion de l'Univers. C'est pourquoi, de nombreux formalismes ont vu le jour pour décrire et contraindre l'énergie noire au cours du temps. Seules quelques une des méthodes seront décrites dans cette section. Pour une revue complète des méthodes de reconstruction de l'énergie noire, le lecteur est renvoyé à l'article de revue de Sahni et Starobinsky (2006 [10]).

1.3.1 Paramétrisation

La paramétrisation la plus simple de l'énergie noire est donnée par $w = cte$. Elle décrit très bien le modèle Λ CDM avec constante cosmologique mais ne permet pas d'explorer les modèles de champs scalaires ou de gravitation modifiée. Au premier ordre, on pourrait écrire $w(z) = w_0 + w_1 z$, où w_0 correspond à la valeur actuelle de w et w_1 est la dérivée de w par rapport au redshift $w_1 = w'(z) = \frac{dw}{dz}$. Bien que cette paramétrisation évolue en fonction de z , elle n'est pas du tout satisfaisante aux grands redshifts ($z > 1$) où le terme w_1 est artificiellement dominant. À grand z , la limite des paramétrisations est donnée par les observations du fond diffus cosmologique (CMB). Au moment du découplage entre les photons et les baryons (soit lorsque $z = z_{scat} \sim 1100$) la densité d'énergie noire est estimée à moins de 10% du contenu énergétique de l'Univers. Par conséquent, l'évolution de la densité d'énergie noire avec le redshift ne peut être plus rapide que celle de la matière : w_1 est donc nécessairement négatif ou nul. Cette contrainte réduit considérablement le nombre de paramétrisations possibles.

Afin d'éviter les problèmes aux grands redshifts, Linder et al. (2002 [11]) ont développé une nouvelle paramétrisation de l'équation d'état de l'énergie noire. La paramétrisation est la suivante :

$$\begin{aligned} w(a) &= w_0 + w_a(1 - a), \\ &= w_0 + w_a \frac{z}{(1 + z)}. \end{aligned}$$

Cette paramétrisation, dite de Chevallier-Polarski-Linder, a de nombreux avantages. Tout d'abord elle est simple, elle ne fait intervenir que deux paramètres. Ensuite, elle permet de résoudre les problèmes à grand z , de tester de nombreux modèles et son interprétation physique est simple. Remarquons que le paramètre w_a est relié à w' , au redshift $z = 1$, par :

$\frac{dw}{d\ln(1+z)|_{z=1}} = \frac{w_a}{2}$. Le redshift $z = 1$ peut être considéré comme l'époque de transition entre la

domination par la matière et la domination par l'énergie noire. La contrainte $w(z = z_{scat}) \leq 0$ se traduit par $w_0 + w_a \leq 0$. Cette paramétrisation est actuellement la plus couramment rencontrée dans la littérature. Elle est notamment préconisée dans le “Dark Energy Task Force” (2006 [12]) et utilisée par la “LSST Dark Energy Science Collaboration” (DESC, 2012 [13]).

1.3.2 Reconstruction directe

À partir des équations de Friedmann, il est possible d'écrire la densité volumique et la pression de l'énergie noire en fonction du redshift. En supposant que la radiation est négligeable, on déduit de la première équation de Friedmann (équation 1.33) écrite à l'époque actuelle :

$$\rho_\Lambda = \frac{3H^2}{8\pi G} - \rho_m, \quad (1.67)$$

$$= \frac{3H^2}{8\pi G}(1 - \Omega_m). \quad (1.68)$$

La seconde équation de Friedmann (équation 1.34) peut se réécrire en fonction du facteur de décélération q . Comme $p_m = 0$, elle devient :

$$\frac{q}{H^2} = -\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{4\pi G}{3}(\rho_m + \rho_\Lambda + 3p_\Lambda). \quad (1.69)$$

En remplaçant ρ_Λ par sa valeur définie en 1.67, on en déduit :

$$p_\Lambda = \frac{H^2}{4\pi G}\left(q - \frac{1}{2}\right). \quad (1.70)$$

En divisant l'équation 1.70 par l'équation 1.67, on obtient le paramètre d'équation d'état de l'énergie noire :

$$w_\Lambda = \frac{2q - 1}{3(1 - \Omega_m)}. \quad (1.71)$$

En procédant à un changement de variable, et en définissant $x = 1 + z$, le facteur de décélération q devient : $q \equiv \frac{H'(x)}{H(x)}x - 1$, où le prime implique une dérivation par rapport à x . Il est alors possible d'écrire w_Λ en fonction du paramètre de Hubble et du redshift :

$$w_\Lambda = \frac{(2x/3)d \ln H/dx - 1}{1 - (H_0/H)^2\Omega_m x^3}. \quad (1.72)$$

Cette méthode permet de sonder un grand nombre de modèles à condition que l'énergie noire y soit décrite comme un champ scalaire. Huterer et Turner (1999 [14]) ont également montré qu'il est possible de reconstruire le potentiel $V(\Phi)$ du champ scalaire Φ en inversant la relation redshift-distance $r(z)$ obtenue à partir des supernovae. En revanche, elle ne permet pas d'explorer les modèles dans lesquels la gravitation n'est pas décrite par la relativité générale. Malgré cela, la méthode de reconstruction directe est la seule qui soit réellement indépendante du modèle. Elle nécessite cependant de disposer de données d'excellente qualité.

1.3.3 Décomposition en composantes principales

La fonction d'état de l'énergie noire $w(z)$ peut être décomposée en une série de composantes principales (Huterer et Starkman, 2003 [15]), c'est-à-dire, en un ensemble de fonctions indépendantes les unes des autres, orthogonales par construction. Cette méthode permet de déterminer, en fonction du redshift, quelles seront les composantes les mieux mesurées. On suppose que l'énergie noire est paramétrisée par la fonction $w(z)$ choisie pour être constante par intervalle

de redshift Δz_i suffisamment petit, tel que $z_i - \Delta z_i/2 < z < z_i + \Delta z_i/2$, avec z_i le redshift au centre de l'intervalle. Elle prendra la valeur w_i dans le $i^{\text{ème}}$ intervalle, avec $i=1, \dots, N$. En prenant N suffisamment grand, il sera possible de décrire le comportement de l'énergie noire au cours du temps (en pratique, il est possible de montrer que $N \sim 20$ est suffisant). À partir de la matrice de covariance des paramètres w_i , il est possible de trouver un ensemble de vecteurs propres notés $e_i(z)$ ainsi que les valeurs propres λ_i qui leur sont associées. Cet ensemble de vecteurs définit une base dans laquelle les paramètres ne sont pas corrélés, la fonction $w(z)$ peut alors s'écrire comme :

$$w(z) = \sum_{i=1}^N \alpha_i e_i(z). \quad (1.73)$$

Les e_i sont ce que l'on appelle les *composantes principales*. Les coefficients α_i sont calculés via la condition d'orthogonalité. Les valeurs propres λ_i déterminent la précision avec laquelle les paramètres peuvent être mesurés :

$$\sigma(\alpha_i) = \frac{1}{\sqrt{\lambda_i}}.$$

Une simulation des quatre composantes principales les mieux déterminées, ainsi que les deux les moins bien reconstruites est représentée sur la figure 1.4, pour une hypothétique observation de quelque centaines de supernovae. On voit que la composante la mieux déterminée a un maximum autour de $z \sim 0.2$. Cette valeur est dépendante du choix des observables et par conséquent est susceptible de varier légèrement en fonction du choix d'observables. Au contraire, les modes

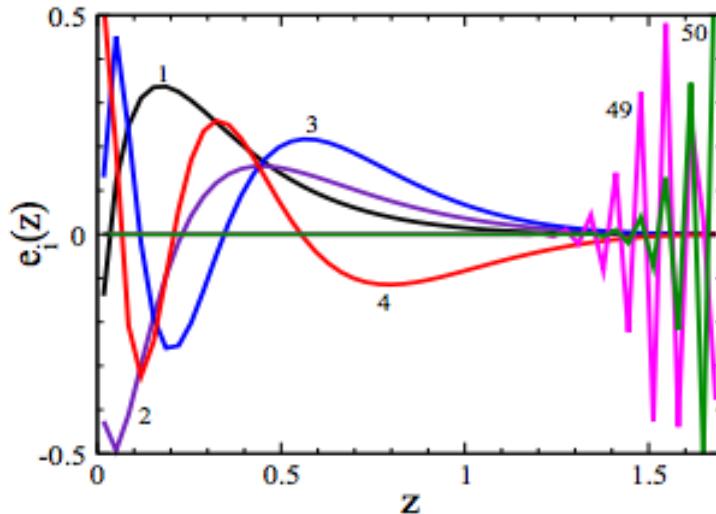


Figure 1.4: *Composantes principales de la fonction $w(z)$ dans le cas où Ω_m est parfaitement connu. Les composantes les mieux déterminées sont numérotées de 1 à 4 et les plus mauvaises de 49 à 50. Figures extraites de Huterer et Starkman, 2003 [15].*

les moins bien déterminés sont largement dominants à grand redshift. Ce dernier point est la faiblesse de la méthode : il ne sera pas possible de reconstruire $w(z)$ pour $z \geq 1$: les modes les moins bien reconstruits ne feront qu'ajouter du bruit à la reconstruction de la fonction $w(z)$ et la restriction du nombre de modes (en ne gardant que les modes les mieux mesurés) introduit un biais systématique au-delà de $z \sim 1$. L'avantage de la méthode repose sur la faible dépendance des composantes principales au modèle utilisé pour décrire l'énergie noire. Cependant, le choix des observables va légèrement influer sur les résultats. Cette méthode peut être utilisée pour déterminer dans quel intervalle de redshift l'équation d'état paramétrisée de l'énergie noire sera

la mieux contrainte, ou pour étudier le nombre de paramètres suffisamment bien mesurés à partir d'une combinaison d'observables cosmologiques.

1.4 Des perturbations primordiales aux grandes structures

Dans cette section, nous allons voir comment des variations dans la densité de matière de l'Univers primordial vont conduire à la formation des grandes structures telles que nous les observons aujourd'hui. Le lecteur pourra trouver plus d'informations sur ce sujet dans l'article de Peacock (2003, [16]), celui de Peter Coles (2008 [17]) ainsi que dans la thèse de Jessica Démoclès (2010 [18]). Il pourra également se référer à l'article de Will J. Percival (2013, [19]).

1.4.1 Les fluctuations primordiales

L'observation de l'Univers montre la présence de grandes structures : les galaxies ne sont pas distribuées de façon aléatoire dans l'Univers, mais regroupées en structures filamentaires (voir figure 1.5). Pour comprendre leur formation, il est nécessaire d'étudier l'évolution de la densité de matière dans l'Univers depuis ses débuts. En effet, les galaxies sont issues de perturbations

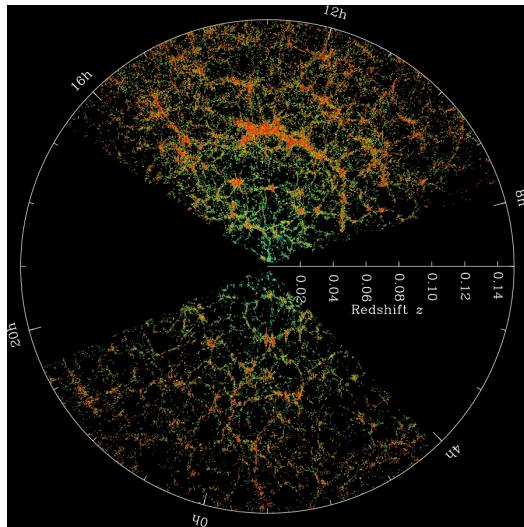


Figure 1.5: *Carte de la distribution de matière dans l'Univers, obtenue par la collaboration SDSS. Chaque point représente une galaxie et l'échelle de couleur indique la densité. Figure extraite de <http://www.sdss.org/science/>.*

dans le champ de densité de l'Univers primordial. Ces fluctuations vont croître pour former, par effondrement gravitationnel, les grandes structures. L'origine de ces fluctuations est encore à ce jour assez mal connue. Elles sont probablement issues de phénomènes physiques ayant lieu lors de la phase inflationnaire, cette dernière étant une période au cours de laquelle l'Univers croît exponentiellement sous l'effet d'un champ scalaire. Les modèles inflationnaires ont été proposés afin de résoudre de nombreux problèmes, parmi lesquels :

- **le problème de l'horizon :**

À partir de l'équation du mouvement des photons ($ds^2 = 0$), on calcule la distance qu'ils sont susceptibles de parcourir en un temps fini. La vitesse de la lumière étant finie, on trouve une distance finie, ce qui implique l'existence d'un horizon. À l'époque de la recombinaison, on trouve que cet horizon est d'environ 1 degré sur la surface de dernière diffusion. Autrement dit, la distance séparant deux régions causalement connectées à cette

époque, est de 1 degré. Or les mesures du fond diffus cosmologique ont révélé un univers extrêmement homogène, avec une température de corps noir constante à 10^{-5} degrés près. Comme il est improbable que deux régions causalement déconnectées aient des propriétés similaires, ce résultat et le précédent sont incompatibles. Cela pose un problème sur l’isotropie et l’homogénéité de l’Univers.

- **le problème de platitude de l’Univers :**

Les mesures des paramètres cosmologiques montrent que $\Omega_{tot} = \sum \Omega_i \sim 1$, ce qui correspond à un univers plat ($\Omega_k \sim 0$), dont la densité est proche de la densité critique. Or il s’agit d’une solution instable, la moindre perturbation tendant à être amplifiée. Il est donc surprenant d’observer aujourd’hui Ω_{tot} aussi proche de 1. À partir de l’équation de Friedmann et de la définition de la densité critique, on trouve que $(\Omega_{tot} - 1)/\Omega_{tot} = \Omega_k/\Omega_{tot} = 3k/8\pi\rho a^2$. Or, pendant la période de domination du rayonnement (et respectivement de la matière), on a vu que $\rho \propto a^{-4}$ (respectivement $\rho \propto a^{-3}$), ce qui signifie que la densité décroît plus rapidement que a^2 ne croît. Le facteur ρa^2 est donc décroissant avec le temps. Cela signifie que, pour que Ω_k ait une valeur proche de zéro aujourd’hui, il faut qu’il ait eu une valeur infiniment petite au début de l’Univers. On peut montrer que cela nécessite $\Omega_k/\Omega_{tot} < 10^{-60}$.

C’est, entre autres, pour résoudre ces problèmes qu’Alan Guth a proposé en 1980, le modèle d’inflation ([20]). Il s’agit d’un mécanisme provoquant une croissance exponentielle du facteur d’expansion a , en fonction du temps ($\ddot{a} > 0$), très tôt dans l’histoire de l’Univers (quelques 10^{-35} secondes après l’ère de Planck¹). À cette époque (avant la période de domination du rayonnement), l’Univers peut être décrit uniquement via la densité d’une certaine forme d’énergie (différente du rayonnement de l’énergie noire), et le paramètre de courbure Ω_k . Un tel univers voit alors son facteur d’échelle augmenter exponentiellement avec le temps : $a \sim e^{Ht}$, avec H constant. Cela se traduit par une décroissance du rayon de Hubble $R_H \propto 1/(aH)$, ce qui signifie que dans le passé, l’horizon de Hubble était bien plus grand qu’il ne l’est aujourd’hui. Ainsi, des particules qui ne sont pas en contact causal à un temps donné (par exemple au moment de la recombinaison), l’ont été peu après la naissance de l’Univers. Ceci permet de résoudre le problème de l’horizon. De même, comme le facteur aH augmente en fonction du temps, le problème de la platitude de l’Univers est également résolu.

L’un des modèles les plus simples du processus inflationnaire repose sur l’introduction d’un champ scalaire Φ , dit champ d’inflaton. Ce modèle peut être comparé aux modèles d’énergie noire à champs scalaires dont ces derniers se sont inspirés. Comme nous l’avons vu dans la section 1.2.3, un champ scalaire est susceptible de produire une phase d’inflation à la condition que son énergie potentielle domine son énergie cinétique. C’est ce que l’on appelle les conditions de roulement lent : $\dot{\Phi}^2 \ll V(\Phi)$. Ces dernières peuvent être traduites comme des contraintes sur la forme du potentiel $V(\Phi)$, et on montre que cela peut conduire à une inflation de type exponentielle, avec $a \sim e^{Ht}$. Des fluctuations quantiques du champ d’inflaton sont supposées être responsables des fluctuations primordiales de la matière. Les perturbations de dimension $\lambda \propto 1/k$ pour lesquelles $k \ll aH$, où k est le nombre d’onde dans l’espace de Fourier, sortent de l’horizon. Elles sont dites gelées car elles cessent alors d’évoluer. À la fin de l’inflation, l’horizon est devenu suffisamment grand pour que presque toutes les fluctuations en soient sorties. Ces dernières sont à l’origine du spectre des perturbations initiales de la matière, qui s’écrit comme une loi de puissance :

$$P_0(k) = Ak^{n_s}, \quad (1.74)$$

¹ Période très brève (sa durée exacte dépend du contenu de l’Univers) au cours de laquelle les quatre interactions fondamentales sont unifiées.

où A est l'amplitude des fluctuations primordiales et n_s est l'indice spectral scalaire. La valeur de ce dernier prédicta par le modèle standard de la cosmologie est de 1. Récemment les observations du CMB ont mesuré : $n_s = 0.9677 \pm 0.0060$. Dans l'hypothèse où l'inflation n'est pas à l'origine des fluctuations de densité, l'équation 1.74 donne malgré tout un modèle phénoménologique très utile pour la description du spectre de la matière initiale, lequel est largement utilisé dans la littérature.

Dans cette section, les détails concernant les modèles d'inflations n'ont pas été donnés. Le lecteur qui souhaitera plus d'information sur ce sujet pourra, par exemple, consulter la thèse de Sébastien Renaux-Petel (2010 [21]).

1.4.2 Évolution des perturbations

À présent que nous avons une idée sur l'origine des perturbations initiales, voyons comment elles vont évoluer avec le temps pour former les grandes structures. On s'attend à ce que l'amplitude des inhomogénéités soit faible, ce qui nous permet d'adopter une approche perturbative. De manière générale, une perturbation linéaire peut être décomposée en composantes scalaires, vectorielles ou tensorielles, qui se manifesteront respectivement comme des perturbations de densité, de vorticité ou d'ondes gravitationnelles. Les modes scalaires sont les seuls à croître sous l'effet des instabilités gravitationnelles, les autres modes étant décroissants avec l'expansion de l'Univers. Par conséquent, ce sont les seuls auxquels nous allons nous intéresser. Afin d'approfondir ce sujet, le lecteur est invité à consulter les livres de Peter Coles et Francesco Lucchin (Cosmology [22]) ainsi que celui de Scott Dodelson (Modern Cosmology [23]).

Approche Newtonienne

Dans un premier temps, nous allons étudier l'évolution des perturbations dans un fluide parfait. On va se placer dans le régime Newtonien : on suppose un fluide non relativiste (le libre parcourt moyen des particules est faible) dans lequel l'échelle des perturbations est inférieure à l'horizon cosmologique $d_H = c/H_0$. L'évolution temporelle d'un tel fluide dans un champ gravitationnel Φ obéit aux équations de Poisson et d'Euler. On le caractérise par sa pression p , sa densité ρ (reliée à la pression par l'équation d'état $p = w\rho$) et son champ de vitesse \vec{v} , ce qui conduit au système d'équation :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}) &= 0, \\ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} + \frac{1}{\rho} \nabla \rho + \nabla \Phi &= 0, \\ \nabla^2 \Phi &= 4\pi G \rho. \end{aligned} \quad (1.75)$$

On exprime les perturbations comme des petites fluctuations autour d'une solution particulière, donnée par l'ensemble $(\vec{\mu}_0 = \rho_0, p_0, \vec{v}_0, \Phi_0)$, de telle sorte que :

$$\mu_i = \mu_{i0} + \delta\mu_i, \text{ avec } \mu_i = [\rho, p, v, \Phi]. \quad (1.76)$$

En linéarisant les équations 1.75 combinées avec 1.76, et en ne gardant que les termes de premier ordre, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \delta + \nabla \delta \vec{v} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} \delta \vec{v} + (\delta \vec{v} \cdot \nabla) \vec{v}_0 + \frac{1}{\rho_0} \nabla \delta p + \nabla \delta \Phi &= 0, \\ \Delta \delta \Phi &= 4\pi G \rho_0 \delta, \end{aligned} \quad (1.77)$$

où le contraste de densité δ a été introduit :

$$\delta = \frac{\rho - \bar{\rho}_0}{\bar{\rho}_0}, \quad (1.78)$$

avec $\bar{\rho}_0$ est la densité moyenne du champ. Remarquons que dans l'hypothèse d'un univers homogène, la densité ρ est indépendante des coordonnées d'espace. Les équations 1.77 peuvent être écrites en fonction des coordonnées comobiles $\vec{\chi} = \vec{r}/a(t)$. Le champ de vitesse devient alors $\vec{u} = \dot{\vec{r}}/a = \dot{\vec{v}}/a$ et l'opérateur gradient est réécrit comme : $\nabla = \frac{1}{a}\nabla_\chi$. Les deux premières équations de 1.77 deviennent :

$$\begin{aligned} \dot{\delta} + \frac{1}{a}\nabla_\chi \vec{u} &= 0, \\ \dot{\vec{u}} + 2H\vec{u} &= -\frac{1}{\rho a}\nabla_\chi p - \frac{1}{a}\nabla_\chi \Phi, \end{aligned} \quad (1.79)$$

où $(\delta \vec{v} \cdot \nabla) \vec{v}_0 = H\delta \vec{v}$. De ces équations, on peut déduire une équation d'ordre deux du type oscillateur harmonique, avec un terme d'amortissement, régissant l'évolution temporelle d'une onde plane :

$$\ddot{\delta} + 2H\dot{\delta} + \delta \left(\frac{c_s^2 k^2}{a^2} - 4\pi G \rho_0 \right) = 0, \quad (1.80)$$

où c_s est la vitesse du son dans le fluide, avec $c_s^2 \equiv \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)$. La solution de l'équation 1.80 peut s'écrire sous la forme :

$$\delta = A \exp[-i\vec{k}\vec{\chi} \pm iwt], \quad (1.81)$$

avec k , le vecteur d'onde comobile et $w^2 = c_s^2 k^2 - 4\pi G \rho_0$, ce qui permet la définition de la longueur de Jeans :

$$k_j = \frac{2\pi}{\lambda_j a} = \left(\frac{4\pi^2 G \rho_0}{c_s^2} \right)^{1/2}. \quad (1.82)$$

Ainsi, si $k^2 \gg k_j$ ($w > 0$), les fluctuations vont osciller et se comporter comme des ondes acoustiques alors que dans les cas où $k^2 \ll k_j$, w est négatif, elles vont alors croître exponentiellement. Dans le cas d'un univers plat, dominé par la matière, les solutions de l'équation 1.80 peuvent s'écrire comme deux solutions linéairement indépendantes :

$$\delta(\chi, t) = D_{\pm}(t)\delta(\chi), \quad (1.83)$$

où $D_+(t)$ correspond au mode croissant et $D_-(t)$ au mode oscillant.

La seule force qui s'oppose à la croissance des fluctuations est la force de pression des photons. Si le temps nécessaire à la croissance des fluctuations, noté $t_{dyn} \sim (4\pi G \rho_0)^{-1/2}$ est supérieur au temps mis par une onde acoustique pour traverser la perturbation $t_{pres} \sim \lambda/c_s$, alors la pression n'a pas le temps de contrebalancer les effets gravitationnels et la fluctuation grandit.

Domination du rayonnement

À ses débuts, l'Univers est dominé par la radiation. La vitesse de propagation des ondes sonores dans ce fluide est proche de celle de la lumière, avec $c_s = c/\sqrt{3}$. Dans ce cas, les équations précédentes ne sont plus valables. En effet, nous avons supposé un fluide non relativiste et négligé la pression. L'étude des perturbations devrait donc être faite dans un contexte relativiste. Cependant, l'approximation de champ faible est toujours valable et il est possible de trouver les bonnes solutions grâce à la relativité restreinte combinée à la gravitation de Newton. Les principales modifications proviennent du terme de pression et on peut montrer que l'équation 1.80 devient :

$$\ddot{\delta} + 2H\dot{\delta} - \delta \frac{32\pi}{3} G \rho_0 = 0. \quad (1.84)$$

Pour un univers dominé par la radiation, $\Omega_r = 1$, le facteur d'expansion évolue comme $a \propto t^{1/2}$, et $\rho \propto a^{-4}$. On en déduit : $\rho_0 = \frac{3}{8\pi G} \left(\frac{a}{\dot{a}}\right)^2 \propto \frac{3}{32\pi G t^2}$. Les solutions de l'équation 1.84 peuvent s'écrire sous la forme d'une loi de puissance : $\delta \propto t^n$, avec $n = \pm 1$.

Domination de la matière

Lorsque l'Univers est dominé par de la matière, l'équation qui décrit l'évolution des perturbations en fonction du temps est la même que dans le cas précédent (équation 1.84). La différence est que, dans ce cas, le facteur d'expansion est proportionnel à $t^{2/3}$ et la densité évolue comme $\rho \propto a^{-3}$. On en déduit : $\rho_0 \propto \frac{1}{6\pi G t^2}$. La solution aux équations du mouvement est donc également une loi de puissance, mais avec $n = 2/3$ ou -1 .

On peut remarquer que dans les deux cas, les perturbations gravitationnelles sont indépendantes du temps. En effet, l'équation de Poisson (3^{ième} équation de 1.77) nous donne $-k^2 \phi / a^2 \propto \delta \rho$. Or, comme $\rho \propto a^{-4}$ lorsque le rayonnement domine (et $\rho \propto a^{-3}$ lors de la domination de la matière), on trouve que Φ est indépendant du facteur d'expansion a et par conséquent indépendant du temps.

1.4.3 Fonction de corrélation et spectre de puissance

L'étude des grandes structures de l'Univers passe par l'observation d'un grand nombre de galaxies. En pratique, tous les grands sondages de galaxies n'observent qu'une portion de l'Univers. C'est pour s'affranchir de l'effet de sélection spatiale que nous avons défini le champ de densité sans dimension $\delta(x)$ (équation 1.78).

Fonction de corrélation

Dans les premiers instants de l'Univers, on suppose que le champ de surdensité $\delta(\vec{x})$ suit une loi aléatoire de type gaussien (ce qui est prédit par les modèles inflationnaires). Par conséquent, le champ est complètement décrit par sa fonction de corrélation à deux points. Elle est définie en considérant un volume sur lequel on moyenne le produit de l'amplitude de la perturbation sur l'ensemble des points \vec{x}_1 et \vec{x}_2 :

$$\xi(\vec{x}_1, \vec{x}_2) \equiv \langle \delta(\vec{x}_1) \delta(\vec{x}_2) \rangle. \quad (1.85)$$

Dans le cas d'un fluide homogène et isotrope, l'équation précédente peut se simplifier et s'écrire :

$$\xi(\vec{x}_1, \vec{x}_2) = \xi(|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|) = \xi(r), \quad (1.86)$$

en ayant défini $r \equiv |\vec{r}| = |\vec{x}_1 - \vec{x}_2|$. Concrètement, la fonction de corrélation à deux points (ou fonction de corrélation) peut s'interpréter comme l'excès de probabilité (par rapport à une distribution Poissonienne) pour que deux particules se trouvant simultanément dans deux espaces distincts dV_1 et dV_2 soient séparées l'une de l'autre d'une distance r . Autrement dit, le nombre de paires attendues est donné par :

$$\langle n_{\text{paire}} \rangle = \bar{n}^2 [1 + \xi(r)] dV_1 dV_2 \quad (1.87)$$

où \bar{n} est le nombre moyen de galaxies par unité de volume. Si $\xi(r) = 0$ alors les galaxies sont aléatoirement distribuées et le nombre de paires attendues est simplement le produit entre le nombre de galaxies attendu dans le volume dV_1 et celui attendu dans le volume dV_2 . Si $\xi(r) > 0$, alors cela signifie que le nombre de paires séparées par une distance r est supérieur à celui attendu dans le cas d'une distribution de Poisson et on observe un excès de probabilité à cette distance particulière. La densité effective au voisinage d'un point donné est alors supérieure à la densité moyenne (et inversement si $\xi(r) < 0$).

Spectre de puissance

On suppose que les fluctuations du champs $\delta(\vec{r})$ sont données par un champs gaussien, ce qui signifie que chacune des composantes de Fourier $\delta(\vec{k})$ est une variable aléatoire gaussienne. Par convention, un champ s'écrit en fonction de ses composantes de Fourier comme :

$$\delta(\vec{x}) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \delta(\vec{k}) e^{-i\vec{k}\vec{x}} \text{ et } \delta(\vec{k}) = \int d^3x \delta(\vec{x}) e^{i\vec{k}\vec{x}}.$$

Remarquons que $\delta(\vec{x})$ est une fonction réelle. Par conséquent, $\delta(\vec{k}) = \delta^*(\vec{-k})$. Dans l'espace de Fourier, d'après le théorème de Parseval, la fonction de corrélation devient :

$$\begin{aligned} \langle \delta(\vec{k}_1) \delta(\vec{k}_2) \rangle &= \int \int d^3x_1 d^3r \xi(r) e^{i\vec{x}_1(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)} e^{i\vec{k}_2 \vec{r}}, \\ &= \delta_D(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) P(\vec{k}_2), \end{aligned}$$

où δ_D est la distribution de Dirac. On a ainsi défini le spectre de puissance de la matière :

$$P(\vec{k}) = \int d^3r \xi(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}}, \quad (1.88)$$

de telle sorte que :

$$\xi(\vec{r}) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} P(\vec{k}) e^{-i\vec{k}\vec{r}}. \quad (1.89)$$

Ainsi, le spectre de puissance est simplement la transformée de Fourier de la fonction de corrélation : $P(k) = T F(\xi(r))$. En intégrant sur les angles (en considérant l'Univers isotrope) on trouve que :

$$\xi(r) = \int_0^\infty \frac{dk}{2\pi} k^2 \frac{\sin(kr)}{kr} P(k).$$

Le spectre de puissance et la fonction de corrélation sont théoriquement deux fonctions donnant accès aux mêmes informations et décrivant parfaitement le champ de surdensité. Le choix d'utiliser l'une ou l'autre formulation est plus ou moins arbitraire, l'espace de Fourier étant en général privilégié pour des raisons statistiques. L'un des arguments en faveur de l'espace de Fourier vient du fait que la matrice de covariance des $\delta(\vec{k})$ est diagonale dans l'espace de Fourier, ce qui n'est pas le cas dans l'espace réel. Une discussion sur ce sujet est faite dans l'article de Andrew J.S. Hamilton ([24]). Une méthode de reconstruction du spectre de puissance à partir d'un relevé de galaxies sera présentée dans la section 1.5.3.

Fonction de transfert

Nous avons vu dans une section précédente que les modèles d'inflation permettent de prédire la forme du spectre de puissance initiale : $P_0(k) \propto k^{n_s}$, où n_s est l'indice spectral et $n_s \sim 1$. La fonction de transfert permet de rendre compte de l'évolution temporelle du spectre de puissance, à partir d'un spectre initial, en tenant compte de l'évolution des perturbations :

$$P(k) = T(k)^2 P_0(k). \quad (1.90)$$

À cause du couplage entre les photons (particules relativistes), la matière noire et la matière baryonique (non relativiste), le calcul de la fonction de transfert implique la résolution des équations de Boltzmann pour les différentes espèces simultanément, ce qui nécessite l'utilisation d'outils numériques. Cependant, une formule analytique approximative de la fonction de transfert est donnée par Eisenstein et Wu 1997 [25] dans le cadre du modèle CDM (pour *Cold Dark Matter*).

Par définition, la fonction de transfert permet la comparaison de l'amplitude des perturbations $\delta(k, z)$ à différentes époques :

$$T(k) \equiv \frac{\delta(k, z=0)}{\delta(k, z=\inf)} \frac{\delta(0, z=\inf)}{\delta(0, z=0)}.$$

Par construction, $T \rightarrow 1$ lorsque $k \rightarrow 0$, ce qui signifie qu'aux grandes échelles (supérieures à la taille de l'horizon) le taux de croissance est le même pour toutes les perturbations. Avant l'égalité matière-rayonnement, l'Univers est dominé par le rayonnement et les fluctuations de la matière suivent celles de la radiation. Seules les fluctuations de matière aux échelles plus grandes que la longueur de Jeans λ_j (définie à l'équation 1.82) croissent. En supposant l'Univers composé uniquement de photons et de matière noire, la longueur de Jeans atteint la taille de l'horizon lors de l'égalité rayonnement-matière ($z = z_{eq}$). Ainsi, la taille de l'horizon à z_{eq} sera "imprimée" dans la distribution de la matière, ce qui se traduit par un changement de pente dans la fonction de transfert lorsque $k = k_{eq}$. Cette échelle est dépendante de la quantité de matière dans l'Univers, comme on peut le voir sur la figure 1.6, sur laquelle est représentée la fonction de transfert pour différents modèles cosmologiques, avec (lignes pleines) et sans baryons (lignes en pointillés). Par conséquent, si $k < k_{eq}$, l'échelle des perturbations est plus grande que l'horizon et donc elle n'oscille pas. En revanche, aux petites échelles (si $k > k_{eq}$), les perturbations vont osciller du fait de la compétition entre la pression de radiation des photons et la force gravitationnelle. L'amplitude des oscillations sera dépendante de la quantité de baryons Ω_b présents dans l'Univers. Aux petites échelles, le couplage entre les photons et les

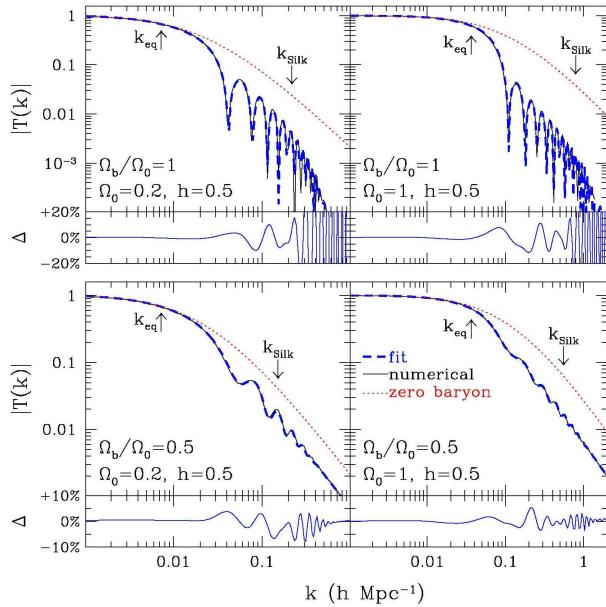


Figure 1.6: Fonction de transfert pour la matière calculée pour différents modèles cosmologiques. Ω_0 est la quantité totale de matière, incluant la matière noire et la matière baryonique ($\Omega_0 = \Omega_{DM} + \Omega_b$). Le cas d'un univers sans baryon est également représenté (courbes en pointillés). Figure extraite de Eisenstein et Wu [25].

baryons n'est pas parfait et donc les deux espèces sont susceptibles de diffuser l'une sur l'autre. Il en résulte un amortissement des oscillations appelé amortissement de Silk (on utilise plus couramment le terme anglais *Silk damping*). On définit l'échelle d'amortissement de Silk k_{Silk} comme le libre parcours moyen d'un photon avant qu'il ne soit diffusé. Cette échelle atteint la dimension de l'horizon à l'époque de la dernière diffusion, soit lorsque $z = z_{scat} \sim 1100$. De

manière générale, la diminution de la fonction de transfert $T(k)$ aux petites échelles provient de la plus faible croissance des perturbations à ces échelles. En effet, ces dernières vont être atténées par les interactions avec les photons. Ainsi, dans le cadre du modèle CDM, les petites structures seront formées en premier. Elles vont ensuite fusionner pour former des structures plus importantes. Tant que l'amplitude des fluctuations reste faible, la théorie linéaire peut être appliquée. Pour tenir compte de l'évolution temporelle des fluctuations, le spectre de puissance doit être renormalisé. Il devient :

$$P(k, t) = P(k, t_1) \frac{D_+^2(k, t)}{D_+^2(k, t_1)} = P_0(k) T^2(k) \left(\frac{D_+(k, t)}{D_+(k, t_1)} \right)^2. \quad (1.91)$$

Le facteur $\left(\frac{D_+(k, t)}{D_+(k, t_1)} \right)^2$ définit ce que l'on appelle le taux de croissance des structures $G(k, t)$, où D_+ est la solution croissante à l'équation d'évolution des perturbations (équation 1.83).

On vient de voir que le spectre de puissance encode une grande partie de l'information cosmologique, son évaluation à différentes époques va nous permettre de retracer l'histoire de l'Univers. Cependant, il est important de remarquer que tout ce qui précède concerne la densité de masse, laquelle est principalement représentée par la densité de matière noire. Or cette dernière ne nous est pas accessible et seules les galaxies, composées en partie de matière ordinaire vont pouvoir être sondées. En général, un échantillon de galaxies peut être représenté par une distribution de Poisson issu d'un champ de surdensité δ_g . Ce dernier va être différent du champ de la matière noire δ_{DM} . On peut malgré tout utiliser la distribution des galaxies pour reconstruire le spectre de puissance, on doit simplement garder à l'esprit qu'un biais $b \equiv \frac{\delta_g}{\delta_{DM}}$ aura été introduit.

1.5 Sondes observationnelles

Nous avons vu que les observations ont permis la mise en évidence de l'expansion accélérée de l'Univers. Nous avons également vu que de nombreux modèles théoriques tentent de décrire l'énergie noire. Afin de différencier ces modèles, et de mieux comprendre la dynamique de notre Univers, de nouvelles observations sont nécessaires pour, entre autres, mesurer avec la plus grande précision possible le facteur d'expansion a au cours du temps. Afin d'explorer l'Univers, de nombreuses sondes nous sont accessibles. Nous discuterons dans cette section l'utilisation des Supernovae de type Ia qui ont permis la mise en évidence de l'accélération de l'expansion, les amas de galaxies, les lentilles gravitationnelles faibles ainsi que les oscillations acoustiques de baryons, sonde qui nous intéressera tout particulièrement pour cette thèse et sur laquelle nous reviendrons dans le dernier chapitre.

Bien que les mesures de CMB soient extrêmement utiles pour la cosmologie, nous ne reviendrons pas sur cette sonde, qui a déjà été évoquée dans la section 1.1. En effet, les mesures du fond diffus cosmologique ne donne principalement accès qu'à une période bien précise de l'histoire de l'univers, au moment du découplage entre les photons et les baryons (l'effet de lentille gravitationnelle sur le CMB permet d'accéder à d'autres informations, mais le rapport signal-sur-bruit est très faible, voir la thèse de L. Perotto [26] ou l'article de A. Lewis et A. Challinor [27] par exemple). Dans la plupart des analyses cosmologiques, les mesures du CMB sont cependant utilisées comme prior.

1.5.1 Supernovae de type Ia

Les supernovae de type Ia permettent de contraindre le paramètre d'énergie noire via le diagramme de Hubble (équation 1.9). Cette sonde est la plus efficace pour étudier le taux

d'expansion de l'Univers. En effet, comme nous l'avons déjà mentionné, la première mise en évidence de l'expansion accélérée de l'Univers est venue de l'observation des supernovae de Type Ia. Plus d'informations sur ce sujet peuvent être trouvées dans la thèse de Francesca Villa [28] et celle de Diane Talon-Esmieu [29]. Les résultats cosmologiques les plus récents obtenus à partir des Supernovae ont été publiés dans le papier de P. Astier et al (SNLS Collaboration, 2008 [30]). Les résultats issus d'une analyse combinant les observations de différents relevés de supernovae sont également présentées dans l'article de Conley et al. (2011, [31]).

Nature des supernovae de type Ia (SN Ia)

Les supernovae de type Ia sont produites par l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche. Une naine blanche étant l'état final d'une étoile de faible masse qui, si elle se trouve dans un système binaire, peut accréter de la matière de son compagnon. Lorsque sa masse dépasse la masse de Chandrasekhar², elle s'effondre sur elle-même sous l'effet de la force gravitationnelle, ce qui entraîne une explosion thermonucléaire et la désintégration de la naine blanche. Ce sont des phénomènes très lumineux et rapides (de quelques jours à quelques mois) mais plutôt rares, on dénombre environ une supernova tous les cent ans par galaxie. La signature spectrale (quantité de photons reçus en fonction de la longueur d'onde) d'une supernova permet d'obtenir des informations sur sa composition chimique. La puissance libérée provient de la décroissance radioactive du ^{56}Ni , peu de temps après l'explosion, puis de celle du ^{56}Co après quelques semaines. Ainsi, la position du maximum de luminosité va dépendre de la quantité de ^{56}Ni produite par l'explosion : on attend une production d'environ $0.6M_{\odot}$ de ^{56}Ni si la naine blanche est entièrement consumée. Les supernovae de type Ia se distinguent des autres par l'absence d'Hélium dans leur spectre et par la présence de raies d'absorption autour de 6150 Å. La luminosité de l'explosion peut atteindre celle de la galaxie hôte, ce qui la rend visible jusqu'à des distances de l'ordre du Gpc. Par ailleurs, les courbes de luminosité (évolution de la luminosité de la supernova en fonction du temps) sont assez homogènes et caractéristiques : on observe une augmentation spectaculaire de la luminosité en seulement quelques jours, suivie d'une décroissance plus lente pendant quelques semaines à quelques mois.

Des chandelles standard

La figure 1.7 (en haut) montre que les courbes de luminosité des SN Ia, bien que similaires, présentent une certaine dispersion (de l'ordre de 0.3 mag à 1σ , dans la bande B). Cependant, dans les années 1990, Phillips a montré qu'il existe une corrélation entre la luminosité maximale de la SN Ia et le taux avec lequel la luminosité décroît après le maximum. Plus la luminosité au pic est importante, moins le temps de décroissance est rapide et plus la courbe de luminosité est large. Il est donc possible de corriger cet effet. Après correction, la dispersion du pic de luminosité est de 15%, ce qui fait des SN Ia d'excellentes chandelles standard. Les courbes de luminosité corrigées sont montrées sur la partie basse de la figure 1.7.

Pour contraindre les paramètres cosmologiques il est nécessaire de connaître la distance des SN Ia et leur magnitude absolue. Cette dernière peut être estimée via les courbes de lumière. Il est cependant nécessaire d'établir la relation, c'est-à-dire que la distance de luminosité doit être connue indépendamment de la magnitude absolue. Pour cela, des objets proches sont utilisés et la distance de luminosité est estimée grâce aux Céphéides³, objets qui sont également utilisés comme chandelles standard. La quantité contrainte par les supernovae de faible redshift

²La masse de Chandrasekhar est la masse au-delà de laquelle un objet devient instable. Elle est de l'ordre de $\sim 1.4M_{\odot}$.

³Les céphéides sont des étoiles variables dont la luminosité varie suivant une période bien définie. Grâce à la relation période-luminosité, elles servent d'échelles de distance dans l'univers. Notons que la relation n'est valable que pour les faibles distances.

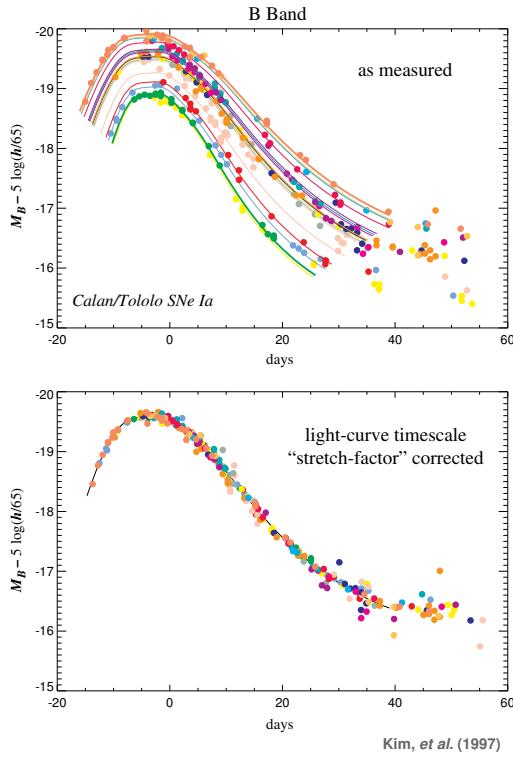


Figure 1.7: En haut : Courbes de lumière dans la bande B pour des supernovae de faible redshift. Une dispersion des maximums de luminosité de 0.3 mag est observée. En bas : Courbes de lumière corrigées. La dispersion n'est plus que de 0.15 mag. Figures extraites de Frieman et al. 2008 [2].

et qui sert d'étalon au diagramme de Hubble est la suivante :

$$\mathcal{M} \equiv M - 5 \log_{10}(H_0 Mpc) + 25.$$

À partir de la relation d'étalonnage de la magnitude absolue en fonction du temps de décroissance, on corrige la magnitude apparente. D'autre part, le redshift peut être déduit soit par spectroscopie, soit par photométrie de la galaxie hôte. On peut ensuite construire le diagramme de Hubble afin d'en extraire les paramètres cosmologiques grâce aux équations 1.19 et 1.25. C'est ce qui a été fait par les équipes de Riess et Perlmutter (figure 1.2), ce qui leur a permis de mettre en évidence l'expansion accélérée de l'Univers.

Estimation de la distance

Afin de contraindre la cosmologie il est nécessaire de connaître la luminosité m_B , la forme de la courbe de lumière (paramètre d'étirement noté s) ainsi que le paramètre de couleur c de l'objet observé. Ce dernier paramètre étant défini comme : $c = E(B - V)_{Bmax} + 0.057$. Il rend compte d'un excès (ou d'un manque) de luminosité par rapport à un modèle pour lequel $E(B - V) = 0.057$ au maximum de luminosité. Afin de caractériser l'objet observé, les mesures photométriques (ou spectroscopiques dans un cas idéal) réalisées à différentes époques de la vie de la supernova vont être ajustées par un modèle de courbe de lumière. L'estimation de la

distance relative de l'objet est ensuite obtenue en minimisant le terme de χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{SNe} \frac{(m_B - m_{mod})^2}{\sigma^2}, \quad (1.92)$$

où m_B est la magnitude de la supernova dans la bande B (obtenue lors de l'ajustement de la courbe de lumière) et m_{mod} est la magnitude prédictive pour la supernova, pour un modèle cosmologique donné et en fonction des paramètres s et c :

$$m_{mod} = 5 \log d_L - \alpha(s - 1) + \beta C + \mathcal{M}, \quad (1.93)$$

avec d_L la distance de luminosité (voir l'équation 1.19). Les valeurs de m_B , s et c sont obtenues lors de l'ajustement de la courbe de lumière. En revanche, les termes α , β et \mathcal{M} sont considérés comme des paramètres de nuisance lors de la minimisation du χ^2 . Les détails de la méthode utilisée pour contraindre les paramètres cosmologiques à partir des observations de supernovae peuvent être trouvés dans les articles de P. Astier et al (2008, [30]) celui de Conley et al. (2011, [31]).

Sources d'incertitudes

Les supernovae sont identifiées en comparant leurs spectres avec des modèles de spectres produits à différentes époques de l'explosion. Cependant, le spectre d'une supernova est pollué par celui de la galaxie hôte qu'il est nécessaire de soustraire. Une stratégie consiste à observer le spectre de la galaxie soit en même temps ou soit plus tard lors d'une nouvelle observation.

La mesure des magnitudes apparentes est réalisée par photométrie, et les erreurs liées à leur estimation sont généralement traitées comme des erreurs statistiques. Les erreurs liés à la calibration du diagramme de Hubble sont en revanche plus importantes. Un des problèmes vient de l'échantillon utilisé pour la calibration, généralement constitué de galaxies à faible redshift alors que la calibration doit également être valable à grands redshifts.

Une autre source d'incertitude importante provient de l'estimation du redshift de la supernovae qui doit être estimé indépendamment de la magnitude. Le redshift peut être mesuré par spectrométrie ou par photométrie. Dans le dernier cas, son estimation est loin d'être évidente. Les détails ne seront pas donnés dans cette section, puisque le chapitre 4 sera dédié à la reconstruction des redshifts photométriques. Une solution pour améliorer la qualité des résultats consiste à estimer à la fois le redshift de la supernova et de la galaxie hôte avec des méthodes différentes.

Afin de contraindre les paramètres d'énergie noire w et w_a avec une bonne précision, tenant compte des erreurs systématiques, un millier de courbes de lumière de SN Ia est nécessaire (Frieman et al, 2002 [32]).

1.5.2 Les amas de galaxies

Les amas de galaxies sont les plus grandes structures observables dans l'Univers. Ils regroupent plusieurs dizaines voire centaines de galaxies liées entre elles gravitationnellement et peuvent s'étendre jusqu'à 10 Mpc. En général, on trouve au centre de l'amas une ou plusieurs galaxies elliptiques géantes, résultat de collisions fréquentes. Plus on s'éloigne du centre, plus on trouve des galaxies de forme spirale. Entre les galaxies de l'amas se trouve un nuage de gaz chaud invisible, mais détectable dans le domaine des rayons X. Comme les structures sont formées par agglomération de matière autour des surdensités dans le plasma primordial (cf section 1.4), la principale composante des amas est la matière noire. N'interagissant avec la matière baryonique que par effet gravitationnel, elle cloisonne les galaxies au sein d'un volume fini.

Détection des amas

Avec un imageur CCD multi-filtres, les amas peuvent être détectés grâce à l'identification de galaxies de type précoce⁴, qui sont les galaxies majoritairement présentes dans les amas. De plus, le flux ainsi mesuré va permettre l'estimation des redshifts photométriques. Une 2^{ème} méthode consiste à observer les amas dans le domaine des rayons X. En effet, la grande majorité des baryons présents dans un amas se trouvent dans le gaz du milieu inter-galactique, qui émet des rayons X par rayonnement de freinage. L'intensité lumineuse du rayonnement X étant proportionnelle au carré de la densité du gaz, les amas vont apparaître avec un fort contraste dans les relevés, ce qui va permettre de bien les identifier. Le gaz chaud des amas interagit par effet Compton avec les photons du CMB. Cet effet, appelé l'effet *Sunyaev-Zel'dovich* [33] provoque une distorsion du spectre du CMB observable dans la direction où se trouve l'amas. La mesure de ces distorsions permet l'identification d'amas jusqu'aux grands redshifts. Enfin, les lentilles gravitationnelles faibles (voir section 1.5.4) peuvent être utilisées pour détecter les amas. Elles sont sensibles à la masse intégrée le long de la ligne de visée ce qui permet, en plus de détecter les amas, d'en déduire leur masse.

Utilisation des amas pour contraindre la cosmologie

Plus de détails sur ce sujet peuvent être trouvés dans l'article de revue de Friedman et al [2] et dans le proceeding de Mohr [34]. Les amas de galaxies sont de bons traceurs pour l'étude de l'évolution des objets massifs dans l'Univers et, comme ils sont sensibles à la variation du taux d'expansion de l'Univers et du taux de croissance des grandes structures, ils permettent la contrainte des paramètres d'énergie noire. Dans le cadre du modèle de matière noire froide, appelé CDM, le nombre de halos de matière noire dont la taille est comparable à celle des amas de galaxies peut être prédit grâce aux simulations N-corps (*Warren et al. 2006* [35]). Elle dépend du redshift et de la densité de masse du halo. La comparaison entre les prédictions du modèle théorique et l'observation des amas dans des grands volumes d'Univers et pour des redshifts allant jusqu'à 1 permettent de contraindre précisément l'histoire de l'expansion de l'Univers. La distribution en redshift des amas $d^2N/dzd\Omega$ (nombre d'amas par unité de redshift et par unité d'angle solide) s'écrit comme le produit du volume du sondage $d^2V/dzd\Omega$ et le nombre de densité ou abondance d'amas $n(z)$. Cette dernière dépend de la fonction de masse de l'amas ($\frac{dn}{dM}$: densité par unité de masse) et de la fonction de sélection du sondage $f(M, z)$ qui décrit la capacité du sondage à observer un amas de masse M au redshift z et de l'identifier comme tel. On a donc :

$$\frac{d^2N}{dzd\Omega} = \frac{d^2V}{dzd\Omega} n(z) \quad (1.94)$$

$$= \frac{c}{H(z)} d_A^2(z) (1+z) \int_0^\infty dM \frac{dn}{dM}(M, z) f(M, z). \quad (1.95)$$

L'évolution de la fonction $\frac{dn}{dM}$ est connue grâce aux simulations N-corps et dépend de la croissance des structures et du spectre primordial de la matière. La dépendance de la distribution des amas en redshift par rapport au paramètre d'énergie noire w est montrée sur la figure 1.8.

La sensibilité de cette sonde à l'énergie noire dépend des considérations géométriques (dominantes pour $z \sim 0.5$) et de la formation des structures, terme dominant uniquement pour les grandes valeurs de z . Afin d'obtenir de bonnes contraintes sur les paramètres cosmologiques, plusieurs ingrédients vont donc être nécessaires :

- un contexte théorique permettant la compréhension de la formation et de l'évolution des

⁴Les galaxies de type précoce (*early-type* en anglais) sont des galaxies qui se sont formées tôt dans l'histoire de l'Univers.

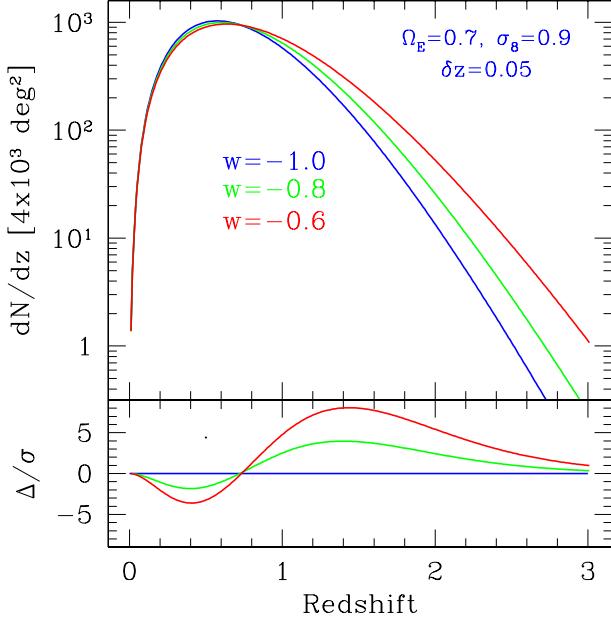


Figure 1.8: Distribution en redshift des amas attendus pour des modèles cosmologiques pour lesquels seul le paramètre d'énergie noire w varie. Chaque modèle a été normalisé de telle sorte que l'abondance locale des amas de galaxies soit la même. Le panneau du bas montre les différences entre les modèles relatives aux incertitudes statistiques. Figures extraites de Mohr, 2004 [34].

halos de matière noire. Remarquons qu'il est nécessaire d'imposer une hypothèse de départ sur la nature de la matière noire, ce qui représente le point faible de la méthode.

- une sélection d'un grand nombre ($\sim 10^4$) d'amas massifs et bien identifiés, couvrant une large plage de redshift (au moins jusqu'à $z \sim 1$).
- un ensemble d'observables, tels que le flux, la luminosité en rayonnement X, la température moyenne, qui vont permettre d'estimer la masse de chaque amas. La puissance de cette sonde repose sur l'existence de relations robustes et fiables jusqu'à $z \sim 1$ entre les observables et la masse des amas.
- une estimation du redshift de chaque amas. Ce dernier ne peut être déterminé que via les redshifts photométriques. Cependant, il n'est pas nécessaire qu'il soit connu avec une très grande précision.

Les principales sources d'erreurs systématiques concernent les incertitudes sur la relation masse-observable $\frac{dn}{dM}(M, z)$ et la détermination de la fonction de sélection $f(M, z)$. Il existe plusieurs techniques indépendantes pour détecter les amas et estimer leur masse. Les futures observations seront axées sur la combinaison des différentes techniques, ce qui devrait réduire les erreurs systématiques. Les mesures de la corrélation spatiale des amas et de la forme de la fonction de masse sont également des outils utilisés pour calibrer la relation masse-observable.

1.5.3 Les Oscillations Acoustiques de Baryons (BAO)

À la fin de la période d'inflation, l'Univers est composé d'un plasma chaud, où la matière baryonique est couplée aux photons par interaction Thomson. Nous avons vu dans la section précédente comment les perturbations primordiales ont évolué pour donner naissance aux galaxies. Entre autres, nous avons vu qu'avant le découplage entre les photons et les baryons, la densité de matière suit l'évolution des perturbations radiatives. La compétition entre la pression de radiation et la force gravitationnelle génère des ondes sonores qui se propagent dans le

plasma primordial, avec une vitesse $c_s = c/\sqrt{3(1+R)}$, où $R \equiv R(z) \propto \Omega_b/(1+z)$. Au cours de son expansion, l'Univers se refroidit. L'énergie des photons diminue et la matière peut alors se recombiner pour former des atomes neutres. Après la recombinaison, les photons, découpés des baryons, s'échappent de la perturbation et se refroidissent pour former le CMB tel qu'observé actuellement. N'étant plus entraîné par la radiation, le champ de matière est dit "gelé", il n'évolue plus mais va conserver l'empreinte des oscillations acoustiques de baryons (BAO). Il en résulte une échelle caractéristique, imprimée dans la distribution de matière (matière baryonique et matière noire, puisqu'elles interagissent gravitationnellement) sous la forme d'un excès (ou d'une diminution) de densité, à une distance particulière. Les détails du scénario conduisant à la formation de cette échelle acoustique sont donnés dans l'article de Eisenstein et al. [36]. Le lecteur pourra également trouver une revue complète sur ce sujet dans l'article de Bruce A. Bassett et Renée Hlozek [37].

En supposant que les galaxies vont se former au centre des surdensités de matière, on va observer un "pic" dans la fonction de corrélation à deux points des galaxies, à une distance s . Ce pic peut être interprété comme une plus grande probabilité de trouver une paire de galaxies séparées par une distance s . L'échelle s est équivalente à la taille de l'horizon sonore à l'époque de la dernière diffusion ($t = t_{scat}$). Connaissant la vitesse de propagation de l'onde sonore dans le fluide primordial, et en supposant l'Univers plat, on trouve : $s \equiv c_s t_{scat}$. La valeur "théorique" de s va dépendre de la densité totale de matière Ω_m . La matière noire étant dominante, elle ne va que faiblement dépendre de la densité de baryon (mais suffisamment pour que des effets soient observés), la dépendance à l'énergie noire sera quant à elle négligeable :

$$s = \int_{z_{rec}}^{\infty} \frac{c_s dz}{H(z)} = \frac{1}{\sqrt{\Omega_m H_0^2}} \frac{2}{\sqrt{3z_{eq} R_{eq}}} \ln \left[\frac{\sqrt{1+R_{scat}} + \sqrt{R_{scat} + R_{eq}}}{1 + \sqrt{R_{eq}}} \right]. \quad (1.96)$$

La quantité R a été définie précédemment et l'indice "eq" fait référence à l'époque de l'égalité rayonnement-matière. Les mesures du CMB donnent de très bonnes contraintes sur les différents paramètres qui interviennent dans l'équation 1.96 et les mesures de Planck 2015 donnent comme valeur de l'horizon sonore $s = 144.93 \pm 0.30$ Mpc [1]. Il est usuel d'exprimer s par unité de constante de Hubble, soit : $s \sim 100 h^{-1}$ Mpc, avec $h = H_0/100$. Ainsi, s est une échelle standard, qui, exprimée en coordonnées comobiles, suit l'expansion de l'Univers. En fonction du redshift, la dimension apparente de l'horizon sonore va dépendre des paramètres cosmologiques, y compris de l'énergie noire. C'est pourquoi, sa mesure à différentes époques permet de retracer l'évolution de l'Univers.

L'étude des BAOs (c'est-à-dire la mesure de s) présente un autre avantage : elle permet de mesurer de manière quasi-indépendante, le paramètre de Hubble $H(z)$ et la distance de diamètre angulaire $d_A(z)$. En théorie, un observateur doit pouvoir mesurer s à la fois suivant la ligne de visée s_{\parallel} et suivant une direction tangentielle s_{\perp} . Une observation de s_{\parallel} , dans un intervalle de redshift $z \in [z - \Delta z/2; z + \Delta z/2]$ fournit une mesure du paramètre de Hubble :

$$H(z) = \frac{\Delta z}{s_{\parallel}(z)}, \quad (1.97)$$

alors qu'une observation tangentielle, ce qui se traduit par un angle $\Delta\theta$, conduit à une mesure de la distance de diamètre angulaire :

$$d_A(z) = \frac{s_{\perp}}{\Delta\theta(1+z)}. \quad (1.98)$$

En pratique, il va être nécessaire d'observer un très grand nombre de galaxies, sur de larges intervalles de redshift, afin de pouvoir reconstruire la fonction de corrélation à deux points $\xi(r)$

(dans l'espace réel) ou le spectre de puissance $P(k)$ (dans l'espace de Fourier), lesquels vont dépendre de la taille de l'horizon sonore à l'époque de la recombinaison.

La fonction de corrélation ξ a été mesurée pour la première fois par Eisenstein et al. [38]. Leurs résultats sont reportés sur la figure 1.9 sur laquelle on voit clairement apparaître le “pic” BAO autour de $100h^{-1}$ Mpc. Les mesures ont été comparées aux prédictions de modèles ayant différentes valeurs de Ω_b . Dans le cas d'un modèle dans lequel la densité de baryon est nulle ($\Omega_b = 0$, courbe rose), on s'aperçoit que la distribution des galaxies ne présente pas d'excès de probabilité, ce qui confirme l'origine baryonique des oscillations acoustiques. De plus, leurs résultats sont en faveurs du modèle Λ CDM.

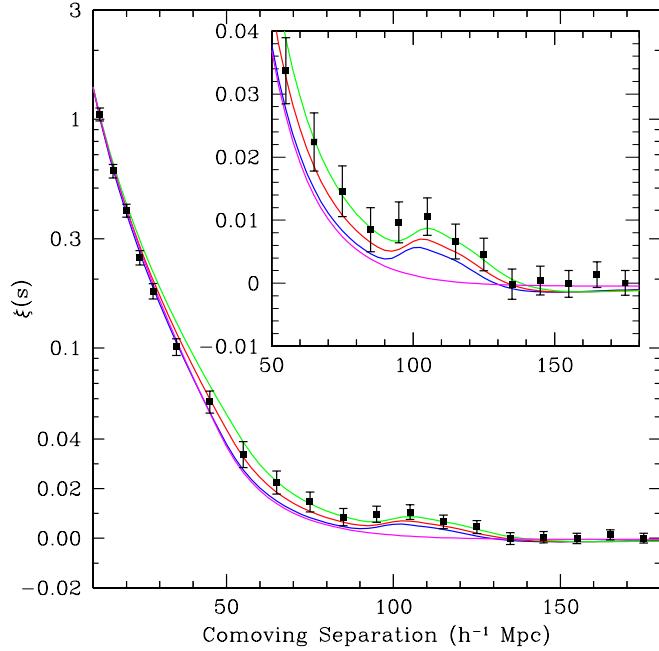


Figure 1.9: *Pic acoustique dans la fonction de corrélation. Les points de mesure (en noir) sont obtenus à partir d'un échantillon de galaxies rouges issues des observations de SDSS. Les courbes colorées représentent les prédictions théoriques données pour différentes valeurs de la densité de matière : $\Omega_m h^2 = 0.12$ (1^{ère} courbe, vert), 0.13 (2nd courbe, rouge) et 0.14 (3^{ème} courbe, bleu). Dans les trois cas, on a $\Omega_b h^2 = 0.024$. La dernière ligne correspond à un modèle de type CDM, pour lequel $\Omega_b = 0$. Cette figure a été extraite de Eisenstein et al. [38].*

Reconstruction du spectre de puissance

Nous avons vu dans la section précédente que le spectre de puissance est la transformée de Fourier de la fonction de corrélation : $P(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} \xi(r) e^{ikr} r^2 dr$. Ainsi, le pic acoustique dans $\xi(r)$ va apparaître comme une série d'oscillations dans l'espace de Fourier. En pratique, seule une portion finie de l'espace est observée (ce qui correspond à la fenêtre d'observation de l'instrument), et les observations sont discrètes (on observe un nombre fini de galaxies). Nous avons vu précédemment (équation 1.91) que le spectre de puissance dépend du champ de surdensité continu, inaccessible aux observations. La méthode dite *FKP* (Feldman, Kaiser, Peacock), décrit dans Feldman et al. 1994 [39], est une méthode statistique qui permet de donner un très bon estimateur du spectre de puissance, dans le cas où (1) la longueur d'onde $2\pi/k$ est petite devant les dimensions du sondage et (2) les fluctuations dans le champ de surdensité sont gaussiennes. Elle ne sera donc pas optimale à la fois aux grandes échelles et petites échelles où les hypothèses (1) et (2) respectivement ne sont plus respectées, mais est très satisfaisante aux échelles qui nous intéressent. Dans cette méthode, chaque galaxie du catalogue se voit attribuer un poids :

$$w_i = \frac{1}{1 + \bar{n}(\vec{r}_i) P(k)}, \quad (1.99)$$

où $\bar{n}(\vec{r}_i)$ est la fonction de sélection radiale du sondage, pour une galaxie i à la position \vec{r}_i .

Remarquons que les poids w_i dépendent du spectre de puissance $P(k)$, celui là même que nous cherchons à estimer. En analyse bayésienne, le $P(k)$ qui intervient dans le calcul des poids serait assimilé à un prior. Supposons un sondage de galaxies, caractérisé par une dimension R . Dans l'espace de Fourier, le spectre de puissance sera convolué par la transformée de Fourier de la fenêtre d'observation, laquelle peut être assimilée à une sphère de rayon $\Delta k \sim 1/R$ centrée sur l'origine ($k = 0$). Il en découle que pour les échelles $k \gg 1/R$, la fenêtre d'amortissement $|W(k - k')|^2$ est très étroite et centrée sur le nombre d'onde d'intérêt k . Autrement dit, le spectre varie faiblement, et on peut l'approximer à une constante : $P(k) \equiv \text{constante}$. Alors, dans l'espace réel, la matrice de covariance des surdensités s'écrit sous la forme d'une matrice diagonale :

$$\langle \delta(\vec{r}_i) \delta(\vec{r}_j) \rangle = \delta_D(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \left[P(k) + \frac{1}{\bar{n}(\vec{r}_i)} \right], \quad (1.100)$$

où δ_D est la distribution de Dirac. Cela signifie que chaque élément de volume (ou chaque paire de volume, puisque c'est ce qui nous intéresse ici) du sondage peut être considéré comme statistiquement décoléré des autres. Ainsi, à chaque élément de volume va être attribué un poids, celui-ci étant donné par l'inverse de la matrice de covariance, et on retrouve bien l'équation 1.99.

On peut montrer qu'un bon estimateur du spectre de puissance, sur des échelle $k \gg 1/R$ (soit $\lambda \ll R$) est donné par :

$$\hat{P}(\vec{k}) = |F(\vec{k})|^2 + P_{shot}, \quad (1.101)$$

où P_{shot} correspond au bruit de Poisson. Il s'agit, dans l'espace réel, des paires de galaxies séparées de manière fortuite par une distance r , il est donc indépendant du nombre d'onde k . Son estimation repose sur la simulation d'un catalogue dit synthétique, dans lequel les galaxies sont distribuées aléatoirement dans l'espace observable. Ce catalogue doit avoir la même densité moyenne que le catalogue observé et tenir compte des effets de sélection du sondage, pour une portion d'Univers donnée. Comme la distribution des galaxies sera aléatoire, elle ne tient pas compte du champ de surdensité primordial et donc le nombre de paires séparées d'une distance r sera indépendant des oscillations baryoniques. Dans l'équation 1.101, $F(\vec{k}) = \int d^3r F(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}}$, où $F(\vec{r})$ correspond au champ de densité tenant compte des poids, que l'on cherche à estimer :

$$F(\vec{r}) = w(\vec{r}) [n_g(\vec{r}) - \alpha n_s(\vec{r})]. \quad (1.102)$$

n_g et n_s sont respectivement les densités de galaxies dans le catalogue observé et dans le catalogue synthétique :

$$n_{g/s}(\vec{r}) = \sum_i \delta_D(\vec{r} - \vec{r}_i^{g/s}). \quad (1.103)$$

Le coefficient α est simplement le rapport entre le nombre de galaxies dans le catalogue de galaxies observé sur le nombre de galaxies dans le catalogue synthétique, soit $\alpha = \frac{N_g}{N_s}$.

Pour résumer, le calcul du spectre de puissance suit généralement les étapes suivantes :

1. détermination de la fonction de sélection $\bar{n}(\vec{r})$,
2. calcul du champ de surdensité $\xi(\vec{r})$ dans une grille puis calcul de sa transformée de Fourier,
3. calcul du spectre $P(\vec{k})$ et soustraction du bruit de fond P_{shot} .

Rappelons que lors de la reconstruction du spectre, il est généralement admis que le spectre des galaxies et celui de la matière noire sont reliés par un facteur linéaire : $P_g = b^2 P_{DM}$. De plus, le modèle présenté ici n'est valable que dans les limites de la théorie linéaire : aux petites échelles, les effets non linéaires interviennent dans la croissance des structures et tendent à atténuer les oscillations baryoniques. Pour donner un ordre de grandeur, à redshift zéro, le régime linéaire

est valable jusqu'à $k \sim 0.1 h \text{Mpc}^{-1}$. Pour des redshifts $z \geq 1$, le régime linéaire s'étend jusqu'à des échelles plus petites ($k \geq 0.2$). Un exemple de spectre reconstruit à partir des galaxies de redshift $0.43 < z < 0.7$ issues de l'analyse de données du Baryon Oscillations Spectroscopic Survey (BOSS) est montré sur la figure 1.10 (Anderson et al 2012 [40]). Pour reconstruire le spectre, la méthode FKP a été utilisée telle que présentée précédemment.

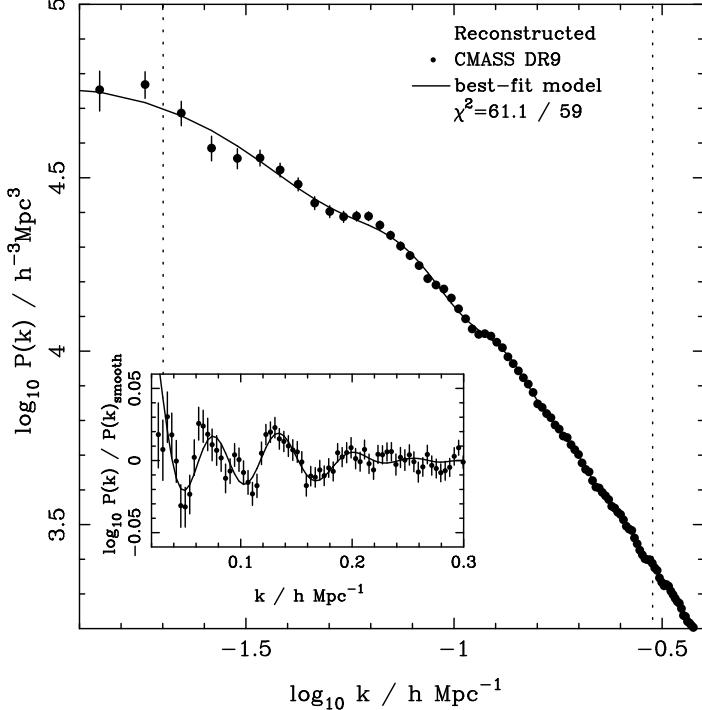


Figure 1.10: *Spectre de puissance reconstruit à partir des données de BOSS. La courbe en trait plein représente le meilleur ajustement et les 2 lignes en pointillés symbolisent l'intervalle de nombre d'onde k utilisé pour l'ajustement. La figure en insert montre le rapport entre le spectre reconstruit et un spectre théorique calculé sans BAO ($\Omega_b = 0$). Figure extraite de Anderson et al. [40].*

Estimation des erreurs

Lors de la reconstruction du spectre de puissance, deux sources d'erreur interviennent : la variance induite par la dimension finie de la portion d'Univers observée (*sample variance*) et le bruit de fond venant du fait que le spectre est estimé à partir d'un nombre fini de galaxies. La première correspond au nombre de modes de longueur d'onde $2\pi/k$ indépendants pour une fluctuation donnée, estimé sur un échantillon de volume V . Dans l'espace de Fourier le volume est donné par : $V_F = (2\pi)^3/V$. Si l'échelle de discréétisation Δk est suffisamment petite devant celle sur laquelle le spectre peut être considéré comme constant, alors le spectre de puissance peut être estimé en moyennant $P(k)$ sur un volume $V_{eff} = 4\pi k^2 \Delta k$. Alors le nombre de modes dans ce volume est donné par : $N = V_{eff}/V_F$ et l'erreur due à l'échantillonnage est donnée par $1/\sqrt{2N}$ (Peacock et West 1992 [41]) :

$$\left(\frac{\sigma_P(k)}{P(k)} \right)^2 = 2 \times \frac{(2\pi)^3}{V} \times \frac{1}{4\pi k^2 \Delta k}. \quad (1.104)$$

Le facteur 2 vient du fait que le champ de sur-densités est réel et non complexe, ce qui implique que seulement la moitié des modes sont indépendants. La deuxième source d'erreur est le bruit

de Poisson donné par $1/\bar{n}$, avec $\bar{n} = N_g/V$ la densité moyenne de galaxies. Ainsi, on trouve que l'erreur sur l'estimation du spectre est donné par :

$$\frac{\sigma_P(k)}{P(k)} = \frac{2\pi}{\sqrt{V k^2 \Delta k}} \left(1 + \frac{1}{\bar{n} P(k)} \right), \quad (1.105)$$

Extraction de l'échelle acoustique

La quantité que l'on cherche à observer à partir du spectre de puissance, est l'échelle caractéristique des oscillations acoustiques dans l'espace de Fourier. Cette dernière, notée k_A est reliée à l'horizon sonore à l'époque de la dernière diffusion par :

$$k_A = \frac{2\pi}{s}. \quad (1.106)$$

Pour la déterminer, la première étape consiste à isoler les oscillations acoustiques du spectre de puissance. La méthode la plus courante, dite “*Wiggle Only*”, consiste à diviser le spectre reconstruit par un spectre de référence calculé dans un modèle pour lequel la densité de baryon est nulle. Cette méthode, dont les détails peuvent être trouvés dans l'article de Karl Glazebrook et Chris Blake [42], implique de faire une hypothèse sur le modèle cosmologique. Le spectre de référence $P_{smooth}(k)$ peut ensuite être calculé tel que présenté dans la section 1.4.3. L'indice “*smooth*” vient du fait que le spectre est lissé par l'absence de baryon. Le rapport $P(k)/P_{smooth}(k)$ peut ensuite être ajusté par une fonction paramétrique sinusoïdale décroissante, à partir de laquelle est déduite l'échelle acoustique k_A :

$$\frac{P(k)}{P_{smooth}(k)} = 1 + Ak \exp \left[- \left(\frac{k}{0.1 h Mpc^{-1}} \right)^{1.4} \right] \sin \left(\frac{2\pi k}{k_A} \right). \quad (1.107)$$

La puissance 1.4 du terme d'amortissement provient de l'amortissement de Silk évoqué dans la section 1.4.3 et expliqué dans l'article de Eisenstein et Hu (1998 [25]). Le paramètre A décrit l'amplitude de la perturbation. Une erreur sur l'hypothèse cosmologique va provoquer une distorsion du spectre telle que montré sur la figure 1.11, où la courbe en tiret correspond au meilleur ajustement des points de mesure (en noir) alors que la courbe en trait plein montre le résultat attendu.

Une fois extraite, l'échelle des oscillations acoustiques k_a peut être comparée à celle attendue pour un modèle donné grâce à la grandeur D_V , définie par Eisenstein et al. [38]. Cette dernière permet de tenir compte des modifications induites sur le spectre par la cosmologie : une dilatation transverse au travers de la distance angulaire $d_A(z)$ et longitudinale au travers du paramètre de Hubble $H(z)$:

$$D_V(z) = \left[d_A(z)^2 (1+z)^2 \frac{z}{H(z)} \right]^{1/3}, \quad (1.108)$$

où $d_A(z)$ et $H(z)$, respectivement définis en 1.22 et 1.45, contiennent toute l'information cosmologique. Dans un modèle donné, l'échelle des oscillations acoustiques, par rapport aux observations, est donnée par :

$$k_a^{obs} = k_a^{mod} \frac{D_V}{D_V^{mod}}. \quad (1.109)$$

À partir des mesures du CMB, pour $s = 100 h^{-1} \text{Mpc}$, on trouve $k_a^{mod} \sim 0.06 h \text{Mpc}^{-1}$.

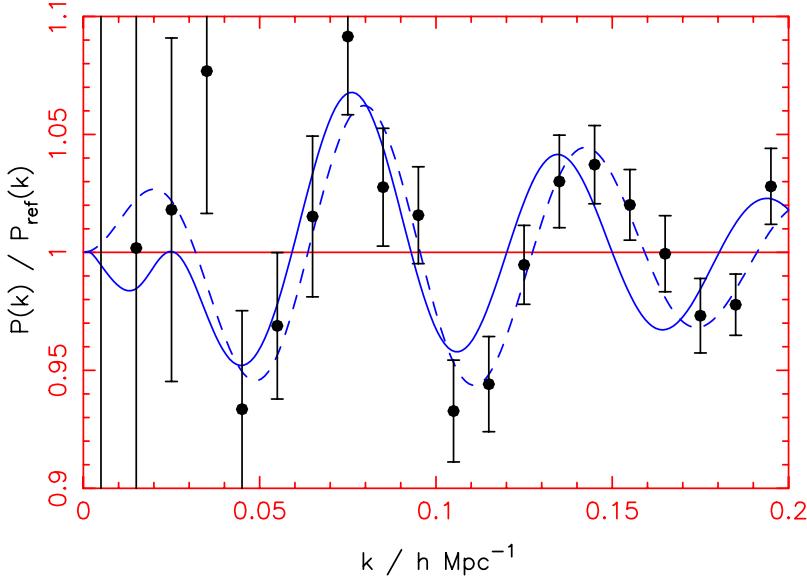


Figure 1.11: Spectre reconstruit à partir d'une simulation réalisée dans le cadre d'un modèle Λ CDM avec constante cosmologique ($w = -1$). Le spectre de référence, noté $P_{\text{ref}}(k)$ a été calculé pour un modèle de type Λ CDM sans baryon et avec $w = -0.8$. La courbe en tiret correspond au meilleur ajustement alors que celle en trait plein correspond au résultat attendu. Le spectre a été déformé. Figure extraite de Blake et al. 2003 [43].

Distorsion dans l'espace des redshifts (Redshift Space Distortion)

Dans l'espace des redshifts, on ne mesure pas directement la distance à laquelle se trouve un objet mais son décalage spectral. Ce dernier permet ensuite d'estimer la distance de l'objet pour un modèle cosmologique donné. Cependant, dans l'espace des redshifts, de nombreux phénomènes physiques ou observationnels vont modifier la position estimée de l'objet par rapport à sa position réelle, en générant des distorsions dans l'espace des redshifts. Deux effets sont généralement à prendre en compte :

- Aux petites échelles (< 1 Mpc), dans les groupes et amas de galaxies, la vitesse d'une galaxie par rapport à une autre est grande et aléatoire. Par conséquent, bien que tous les objets de l'amas sont à la même distance de l'observateur, leur redshift (décalage vers le rouge) diffère légèrement. Cela génère une distorsion de l'espace des redshifts le long de la ligne de visée. Puisque cet effet, connu sous le nom de "Doigts de Dieux" (*Fingers-of-God*), n'affecte que le redshift et non la position sur le ciel, seule la direction radiale est distordue. Il en résulte un allongement apparent des amas qui semblent alors étirés le long de la ligne de visée vers l'observateur. Étant donné que l'observateur n'occupe pas une place privilégiée dans l'Univers, cet effet n'est pas physique mais purement observationnel.
- Le second effet à prendre en compte est l'effet kaiser. Il décrit les vitesses des galaxies liées à une masse centrale et subissant un effondrement gravitationnel. Dans ce cas, les vitesses en question sont cohérentes, et non pas aléatoires, et dirigées vers la masse centrale. Bien que l'effet soit très subtil, l'effet Kaiser provoque une distorsion dans l'espace redshift. Il

ne peut être détecté sur de grandes échelles et se manifeste suivant la direction orthogonale à la ligne de visée.

Ces deux effets sont pris en compte en isolant l'effet de *Fingers-of-God* ayant lieu sur la ligne de visée des effets purement gravitationnels impactant la direction perpendiculaire à la ligne de visée. Ainsi, deux variables (π, r_p) sont nécessaires à la description de la fonction de corrélation dans l'espace des redshifts (Fisher et al. 1994 [44]). Elles correspondent à la projection de la séparation $\vec{s} = \sqrt{\vec{x}_i - \vec{x}_j}$ entre deux objets i et j dans l'espace des redshifts parallèlement et perpendiculairement à la ligne de visée. Ils s'écrivent :

$$\pi = \vec{s} \frac{\vec{x}_{12}}{\|\vec{x}_{12}\|} \text{ et } r_p = \sqrt{\vec{s} \cdot \vec{s} - \pi^2}.$$

La mesure de ces distorsions peut être utilisée afin de contraindre les paramètres cosmologiques, elle va fournir des informations sur la densité de matière et sur les distributions de vitesse des galaxies.

1.5.4 Les lentilles gravitationnelles faibles

Un rayon lumineux se propageant dans un champ gravitationnel est dévié par la présence d'objets massifs. En supposant que la lumière se comporte comme un flux de particules, il est possible de calculer l'angle de déviation à partir des lois de la gravitation de Newton et de la théorie de la relativité restreinte. Cependant, la théorie de la relativité d'Einstein prédit une déviation deux fois plus importante. Cette prédition fut vérifiée pour la première fois en 1919, lorsque l'équipe de l'astronome Eddington mesura, à l'occasion d'une éclipse solaire, un angle de déviation de 1.75 arc secondes au lieu des 0.87 arc seconde prédict par Newton. Cette mesure fut l'un des premiers tests expérimentaux de la relativité générale et contribua grandement à son acceptation par la communauté comme théorie de la gravitation.

Cet effet est à l'origine de ce que l'on appelle les lentilles gravitationnelles. Un corps céleste distant et largement plus massif que le soleil peut dévier les rayons lumineux, de telle sorte que, l'image d'une source apparaisse à l'observateur décalée de sa "vraie" position et déformée. Dans certains cas, l'image peut même être multipliée. L'angle de déviation dépend à la fois de la masse de la lentille et de la distance relative entre l'observateur, la lentille et la source, la lentille étant l'objet à l'origine du puits de potentiel (voir figure 1.12). On distingue deux types de lentilles gravitationnelles : les lentilles faibles (*weak lensing*), pour lesquelles les images sont simplement déformées et contractées dans la direction de l'objet massif, et les lentilles fortes (*strong lensing*) pour lesquelles les images sont multipliées, une seule source apparaissant sous l'aspect de plusieurs arcs. Dans le régime faible, les images des objets sources sont faiblement distordues et une étude statistique d'un très grand nombre de galaxies sources est nécessaire afin d'extraire un signal. Les lentilles faibles ont été largement étudiées et le lecteur pourra trouver un complément d'information dans les articles de revue de Bartelmann et Schneider, 2001 [45] et celui de Mellier 1999 [46], ainsi que dans la thèse de Joël Bergé (2007, [47]).

L'angle de déflection

Considérons le cas d'une lentille gravitationnelle simple, où une lentille située à un redshift z_d , correspondant à une distance angulaire D_d , défléchit les rayons lumineux d'une source, supposée ponctuelle, et située à une distance D_{ds} de la lentille (voir figure 1.12). On supposera que l'épaisseur de la lentille est très faible devant les distances angulaires D_s et D_d (distance entre la lentille et l'observateur), de telle sorte que l'on puisse supposer que la déflection des rayons lumineux est soudaine. La déviation de l'image de la source par rapport à sa véritable position sera donnée par l'angle $\hat{\alpha}$. Il dépend de la distribution de masse de la lentille et du paramètre

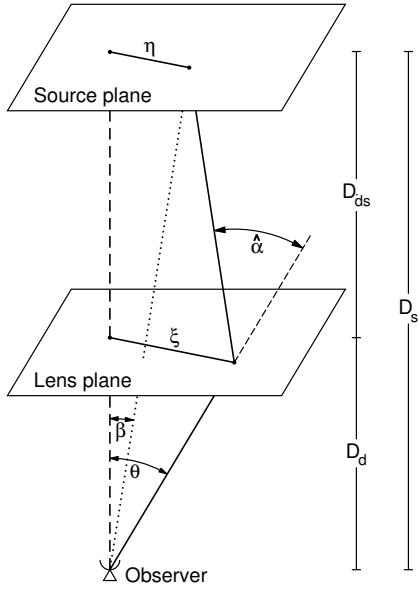


Figure 1.12: Schéma d'une lentille gravitationnelle simple. La lentille est située à une distance angulaire D_d de l'observateur. La source se trouve à une distance D_s de l'observateur et D_{ds} de la lentille. L'axe optique est défini comme la droite reliant l'observateur et la lentille. La longueur η définit la distance entre la source et l'axe optique. Cette dernière sera vue déviée de sa position d'un angle $\hat{\alpha}$. Figure extraite de Bartelmann et Schneider, 2001 [45].

d'impact $\xi = d_d \theta$, θ étant l'angle sous lequel l'observateur voit la lentille. Plus le paramètre d'impact est important, plus le rayon lumineux passe à grande distance de la lentille, et plus l'angle de déviation sera faible. Pour une masse ponctuelle M , en champ gravitationnel faible et si le paramètre d'impact est très grand devant le rayon de Schwarzschild⁵, $\xi \gg R_s \equiv 2GM/c^2$, on montre que l'angle de déviation est donné par :

$$\hat{\alpha} = \frac{4GM}{c^2 \xi}. \quad (1.110)$$

Dans un cas plus général où la distribution de masse de la lentille est donnée par $dm = \rho(\vec{r})dV$ (masse par unité de volume), chaque élément de masse peut être assimilé à une lentille. La trajectoire d'un rayon lumineux la traversant est décrite par l'ensemble de coordonnées (ξ_1, ξ_2, r_3) , choisies de telle sorte que le rayon se propage suivant r_3 . Comme la déflexion est petite, le paramètre d'impact du rayon lumineux interceptant l'élément de masse dm à la coordonnée $\vec{r}' = (\xi'_1, \xi'_2, r'_3)$ est donné par $\xi - \xi'$. En linéarisant les équations de la relativité générale, l'angle de déviation s'écrit alors comme la somme vectorielle des déviations dues aux lentilles prises individuellement :

$$\hat{\alpha} = \frac{4G}{c^2} \sum dm(\vec{r}) \frac{\xi - \xi'}{|\xi - \xi'|^2} = \frac{4G}{c^2} \int d^2 \xi' \Sigma(\xi) \frac{\xi - \xi'}{|\xi - \xi'|^2}, \quad (1.111)$$

où on a défini la densité de masse surfacique $\Sigma(\xi) \equiv \int dr_3 \rho(\vec{r})$ comme la masse de la distribution projetée sur un plan perpendiculaire au rayon incident.

L'équation de lentille

Les rayons lumineux émis par un objet source sont déviés sous l'effet du potentiel gravitationnel présent sur sa trajectoire. La source est donc vue à une position déviée d'un angle $\hat{\alpha}$ de sa position réelle. L'équation de lentille permet de relier les deux. On note β la position angulaire de la source et θ sa position après déflexion (telle que représenté sur la figure 1.12). Il

⁵Le rayon de Schwarzschild définit le rayon d'une sphère à partir de laquelle la masse de l'objet est tellement compacte que la vitesse de libération est égale à la vitesse de la lumière dans le vide.

est possible de montrer (Bartelmann et Schneider, 2001 [45]) que les deux positions sont reliées entre elles par l'équation de lentille :

$$\beta = \theta - \frac{D_{ds}}{D_s} \hat{\alpha}(D_d\theta) = \theta - \alpha(\theta). \quad (1.112)$$

Dans le cas où l'équation 1.112 aurait plus d'une solution, pour une position β fixée, alors plusieurs images de la source vont être observées à différentes positions sur le ciel, ce qui correspond aux lentilles gravitationnelles fortes. La force de la lentille est déterminée par le paramètre de convergence :

$$\kappa = \frac{\Sigma(D_d\theta)}{\Sigma_{crit}}.$$

$\Sigma_{crit} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_s}{D_d D_{ds}}$ est la densité de masse projetée critique et dépend de la géométrie de la lentille. Une lentille pour laquelle $\Sigma \geq \Sigma_{crit}$ (soit $\kappa \geq 1$) est susceptible de produire plusieurs images d'une même source. On peut réécrire l'angle de déviation en fonction du paramètre de convergence :

$$\hat{\alpha} = \frac{1}{\pi} \int d^2\theta' \kappa(\theta') \frac{\theta - \theta'}{|\theta - \theta'|^2}.$$

Distorsion de l'image

Les rayons lumineux issus d'une source vont chacun être déviés de manière différente, ce qui signifie que pour déterminer avec précision la manière dont va être déformée l'image il faut résoudre l'équation de lentille pour chacun. Cependant, comme nous avons supposé que la source est très petite devant les dimensions à partir desquelles les propriétés de la lentille changent, il est possible de linéariser l'équation. La distorsion de l'image est alors décrite par la matrice Jacobienne (Weinberg et al., 2013 [48]):

$$\mathcal{A}(\vec{\theta}) = \frac{\partial \vec{\beta}}{\partial \vec{\theta}} = \left(I_{ij} - \frac{\partial^2 \Phi(\vec{\theta})}{\partial \theta_i \partial \theta_j} \right) = \begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{pmatrix}, \quad (1.113)$$

où nous avons introduit le paramètre de cisaillement $\gamma \equiv \gamma_1 + i\gamma_2 = |\gamma| e^{2i\phi}$, où i est le nombre complexe. Dans l'équation 1.113, la notation I_{ij} représente la matrice identité, κ étant le paramètre de convergence de la lentille défini plus haut. Il a trois effets sur la galaxie source :

- il augmente la dimension angulaire de la galaxie d'un facteur $1 + \kappa$,
- comme les lentilles gravitationnelles conservent la brillance surfacique (théorème de Liouville), la galaxie apparaît plus brillante d'un facteur μ inverse au déterminant de la matrice jacobienne :

$$\mu = \frac{1}{\det(\mathcal{A})} = \frac{1}{(1 - \kappa)^2 - |\gamma|^2},$$

- la séparation angulaire entre deux galaxies voisines est augmentée d'un facteur $1 + \kappa$, ce qui réduit la densité de galaxies d'un facteur $1 - 2\kappa$.

Le facteur de cisaillement tend à déformer l'image de telle sorte qu'un objet circulaire sera vu comme une ellipse. Le terme γ_1 suivant qu'il est positif ou négatif correspond à un étirement (respectivement à une contraction) de l'image le long de l'axe des abscisses. La composante γ_2 déforme l'image suivant la diagonale. Dans le régime des lentilles gravitationnelles faibles, on a $\kappa \ll 1$ et $|\gamma| \ll 1$.

Les observables

Le paramètre de cisaillement γ et le paramètre de convergence κ dépendent de la quantité de matière le long de la ligne de visée et de la distance de diamètre angulaire séparant la source et la lentille de l'observateur.

En régime linéaire, le paramètre de convergence s'écrit en fonction de la distance comobile χ , de la distance de diamètre angulaire D_A , de la distribution en redshift des galaxies sources $n(z_s)$ et du contraste de densité δ :

$$\kappa = \frac{2}{3} \Omega_m \int_0^{z_s} n(z) dz \int_0^{\chi} \frac{D_A(z, z_s) D_0(z)}{D_A(z_s)} \delta(\chi)(1+z) d\chi. \quad (1.114)$$

Le contraste de densité étant directement relié à l'évolution des structures en fonction du redshift, on a :

$$\delta = \int \delta_k D_+(z) e^{ikx} d^3 k. \quad (1.115)$$

Si toutes les galaxies étaient circulaires, la mesure du cisaillement serait immédiate. Or les galaxies ont chacune leur forme propre. Il est cependant admis qu'elles sont aléatoirement orientées (cette hypothèse est valable pour les études de lentilles gravitationnelles bien que dans les amas de galaxies les alignements ne soient pas complètement aléatoires, Heymans et al., 2004; Pereira et Kuhn, 2005; Mandelbaum et al., 2006c). Ainsi, toute orientation statistiquement non nulle traduit un effet de lentille gravitationnelle. En première approximation, on peut montrer que l'ellipticité des galaxies est un traceur du cisaillement gravitationnel. L'ellipticité d'une galaxie e^{obs} ayant subie un cisaillement gravitationnel γ est reliée à son ellipticité intrinsèque e par (Mellier, 1998 [46]):

$$e^{obs} = \frac{e + g}{1 - g^* e},$$

où $g = \frac{\gamma}{1-\kappa}$ est le cisaillement complexe réduit et g^* est le complexe conjugué de g . La meilleure mesure statistique du cisaillement est le spectre de puissance de cisaillement (ou la fonction de corrélation de cisaillement). Il est donné par (Hu & Jain 2004, Kaiser 1992 [49]) :

$$P_l^\gamma(z_s) = \int_0^{z_s} dz \frac{H(z)}{d_A^2(z)} |W(z, z_s)|^2 P_l \left(k = \frac{l}{d_A(z)}, z \right), \quad (1.116)$$

où l est le multipôle angulaire et $W(z, z_s)$ est la probabilité pour une population de galaxies sources de subir la lentille gravitationnelle. Elle est déterminée par la distribution des distances entre les galaxies sources et la lentille. Enfin, $P_l(k, z)$ est le spectre de puissance de la matière qui dépend des perturbations de densité initiales. Ainsi, la sensibilité des lentilles aux paramètres d'énergie noire provient à la fois de considérations géométriques, via le paramètre de Hubble, des distance de diamètre angulaire et de la fonction $W(z, z_s)$, et de la croissance des structures via le spectre de puissance de la matière.

La figure 1.13 montre le spectre de puissance de cisaillement attendu par la collaboration LSST, pour trois intervalles de redshifts. Les prédictions de deux modèles différents ($w = -1$ et $w = -0.9$) sont représentées, et on voit qu'il devrait être possible de les différencier.

Les erreurs attendues dans le cadre du modèle Λ CDM sont également représentées. Ces dernières incluent la variance cosmique, qui domine les grandes échelles (faibles valeurs de l) ainsi que les erreurs de mesures du cisaillement. Ces dernières sont nombreuses, par exemple, la grande diversité des formes de galaxies complique l'estimation de leur ellipticité. De plus, dans un amas, les galaxies sont soumises au même potentiel gravitationnel et ne sont pas orientées aléatoirement. L'estimation des redshifts photométriques sera également une limitation. La principale source d'erreur lors des mesures de lentilles gravitationnelles faibles provient cependant de

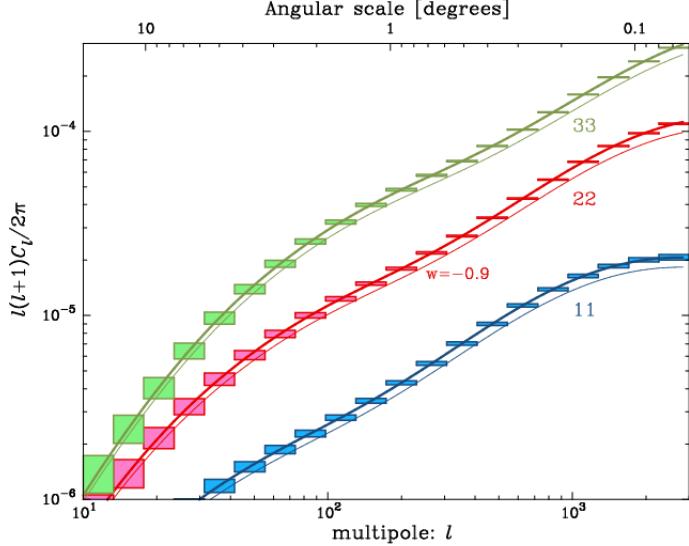


Figure 1.13: Spectre de puissance de cisaillement attendu pour le télescope LSST, simulé pour trois intervalles de redshift : $z < 0.7$, $0.7 < z < 1.2$ et $1.2 < z < 3$. Les courbes en gras correspondent aux prédictions du modèle Λ CDM ($w = -1$), elles incluent les effets non linéaires. Les boîtes montrent les erreurs attendues. Les courbes fines correspondent aux prédictions d'un modèle pour lequel $w = -0.9$. Étant donnée la faible valeur des erreurs attendues, notamment à grand l , un tel modèle devrait se distinguer du précédent. Figure extraite du chapitre 14 du LSST Science Book [50].

la qualité des images : distorsions dues à l'optiques et aux CCDs, effets atmosphériques ... Elles pourront être diminuées en portant une attention très particulière à la calibration de l'instrument utilisé.

1.5.5 Modèle de concordance

Les modèles cosmologiques actuels sont décrits par un ensemble de 4 à 20 paramètres libres, suivant les modèles. Grâce à la combinaison des observables mentionnées précédemment, il est possible de contraindre la valeur de ces paramètres, ce qui a permis l'émergence d'un modèle appelé modèle de concordance, ou Λ CDM, et considéré comme le modèle standard de la cosmologie. Une partie des paramètres libres, tel que la densité de baryons Ω_b , la densité de matière noire Ω_{DM} et la densité d'énergie noire Ω_Λ , ainsi que le paramètre de Hubble à l'époque actuelle H_0 et l'âge de l'Univers t_0 , a déjà été évoquée précédemment. Les valeurs de ces cinq paramètres ont été données dans le tableau 1.1 avec un niveau de confiance de 68%. À cette liste, on ajoutera la valeur de la courbure de l'Univers K , σ_8 l'amplitude des fluctuations de densité de matière dans une sphère de $8H^{-1}$ Mpc de rayon et l'indice scalaire des fluctuations primordiales n_s . Dans le modèle Λ CDM, l'énergie noire est assimilée à la constante cosmologique et $w = -1$. L'Univers est ainsi décrit par un ensemble de 8 paramètres. Nous avons vu dans la section 1.4 comment les différentes sondes permettent de contraindre la cosmologie. Cependant, les résultats seront légèrement différents en fonction du jeu de paramètres choisi et de la façon dont les données seront combinées. La figure 1.14 montre les contraintes obtenues sur le jeu de paramètre $(\Omega_\Lambda, \Omega_m, H_0)$ en combinant différentes observables : le CMB, l'effet de lentille gravitationnelle sur le CMB et les BAOs.

En ce qui concerne l'énergie noire, les données du CMB seules ne permettent pas de con-

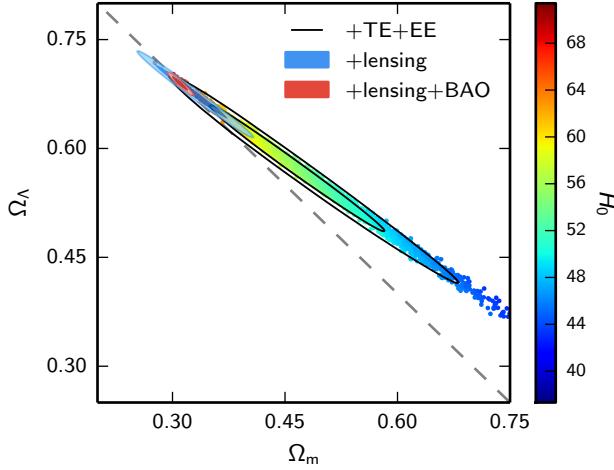


Figure 1.14: *Contraintes sur les paramètres Ω_Λ et Ω_m , plus le paramètre de Hubble H_0 (représenté par l'échelle de couleur).* Les points correspondent aux contraintes imposées par le CMB seul, les contours noirs incluent les contraintes données la polarisation (modes TE et EE). Les contraintes sont significativement améliorées en incluant l'effet de lentille gravitationnelle sur le CMB (ellipses bleues) et les BAOs (ellipses rouges). Les résultats sont donnés à 68% et 95% de niveau de confiance. Figure extraite des résultats de Planck 2015 [1].

traindre w , à cause de la forte dépendance à la géométrie (y compris les modèles pour lesquels $\Omega_K = 0$). Planck donne :

$$w = -1.54^{+0.62}_{-0.50} \text{ à } 95\% \text{ de confiance.}$$

En revanche, la prise en compte de données supplémentaires (BAO, lentille gravitationnelle sur le CMB, les supernovae et H_0) donnent à 95% de confiance :

$$w = -1.006^{+0.085}_{-0.091}.$$

Blake et al. [51] ont réalisé une analyse cosmologique à partir des données BAO de WiggleZ Dark Energy Survey (Drinkwater et al. 2010 [52]). Ils ont comparé leurs résultats à ceux obtenus à partir de différents jeux de données, incluant le CMB, les supernovae et les BAO. L'analyse cosmologique a été réalisée à partir des données prises séparément puis en les traitant conjointement. Les résultats sont présentés sur la figure 1.15. Les données BAOs sont une compilation des fonctions de corrélation produites par 6dFGS (Jones et al. 2009 [53]), SDSS-LRG (Eisenstein et al. 2001 [54]). Les données CMB sont issues de l'analyse à 7 ans de WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) réalisée par Komatsu et al. (2011 [55]). Enfin, les données supernova proviennent de la compilation “Union 2” fait par Amanullah et al. (2010 [56]). L'analyse conjointe des différentes données a conduit à $\Omega_m = 0.289 \pm 0.015$ et $w = -1.034 \pm 0.080$. Remarquons que ces résultats sont compatibles avec un modèle avec constante cosmologique pour lequel $w = -1$. La combinaison de différentes observables permet également de tester d'autres modèles. Par exemple, Blake et al. ont trouvé que, pour un modèle de type Λ CDM de courbure spatiale non nulle, noté $\text{o}\Lambda\text{CDM}$, $\Omega_K = -0.0061 \pm 0.0070$ et $w = -1.063 \pm 0.094$. Une nouvelle fois, les résultats sont compatibles avec le modèle standard de la cosmologie. Dans l'hypothèse où w n'est pas la constante cosmologique et varie avec le temps, en supposant que l'équation d'état de l'énergie noire est donnée par (Chevallier & Polarski 2001 [57], Linder 2003 [11]) :

$$w = w_0 + (1 - a)w_a,$$

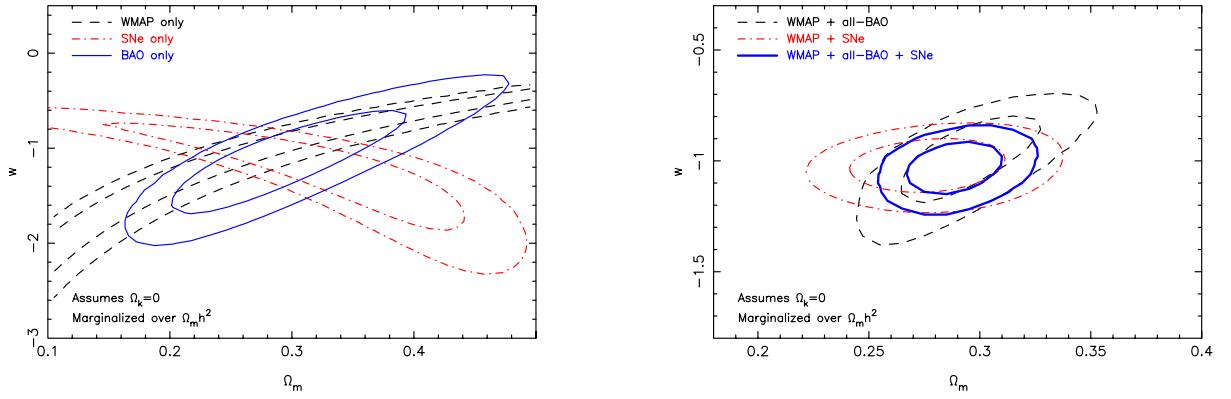


Figure 1.15: *Figure de gauche : Contraintes sur les paramètres Ω_m et w ajustés sur les données de WMAP, BAO et supernovae séparément, pour le modèle Λ CDM ($\Omega_K = 0$). Les contours sont donnés à 68.27% et 95.45% de niveau de confiance. Figure de droite : Analyse combinée des données WMAP, BAO et supernovae. Les figures ont été extraits de Blake et al (2011 [51]).*

le meilleur ajustement conduisant à :

$$\begin{aligned} w_0 &= -1.09 \pm 0.17, \\ w_a &= 0.19 \pm 0.69. \end{aligned}$$

Plus récemment, Aubourg et al. (2014 [58]) ont réalisé une analyse combinant les données BAO issues de BOSS (Baryons Oscillation Spectroscopic Survey) aux résultats du CMB de Planck 2013 et aux supernovae issues des données de l'analyse à 3 ans du Super-nova Legacy Survey (Conley et al. 2011 [31]) et de SDSS-II Supernova Survey (Sako et al. 2014[59]). Ils ont montré que la combinaison des contraintes données par le CMB de Planck et les BAOs donne de très bons résultats pour les modèles Λ CDM et $\text{o}\Lambda$ CDM ($w = -1$). L'ajout des supernovae conduit à des différences négligeables. La combinaison Planck+BAO et Planck+SN donne des contraintes similaires, la seconde ayant cependant des erreurs plus grandes. La prise en compte des supernovae devient importante pour tester les modèles hors constante cosmologique ($w \neq -1$). La combinaison des données donne alors : $w = -0.97 \pm 0.05$. Cependant, ils montrent que contraindre l'évolution temporelle de w reste difficile malgré la combinaison de données de très bonne qualité. Ils donnent : $w_0 = -0.97 \pm 0.05$ et $w_a = 0.2 \pm 0.4$ pour un modèle noté $w_0 w_a$ CDM et $w_0 = -0.99 \pm 0.06$ et $w_a = 0.6 \pm 0.6$ pour le modèle $o w_0 w_a$ CDM. Dans tous les cas, ces valeurs sont compatibles avec la constante cosmologique. Les dernières contraintes obtenues sur les paramètres d'énergie noire sont données par la collaboration Planck. Leurs résultats sont montrés sur la figure 1.16, où les lignes en pointillé correspondent aux valeurs prédictes par le modèle Λ CDM avec constante cosmologique. Encore une fois, tous les résultats sont compatibles avec le modèle standard de la cosmologie.

1.6 Projets récents ou futures pour l'étude de l'énergie noire

Dans cette section, nous allons passer en revue certaines des expériences les plus récentes ayant permis de contraindre les paramètres d'énergie noire, en privilégiant ceux permettant la détection des oscillations acoustiques de baryons. Nous donnerons également un aperçu des futurs projets.

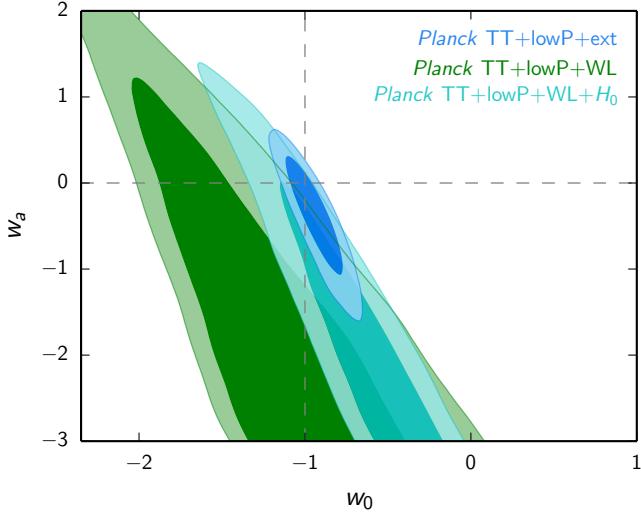


Figure 1.16: *Contraintes provenant de la distribution de probabilité marginalisée a posteriori pour l'espace des paramètres (w_0, w_a) pour différentes combinaisons de données, incluant les BAOs, JLA (supernovae) et H_0 (noté “ext”) plus les lentilles gravitationnelles issues de CFHTLenS (noté “WL”). Il a été supposé que l'équation d'état était donnée par $w = w_0 + (1 - a)w_a$. Les lignes en tirets montrent les valeurs des paramètres dans le cas de la constante cosmologique.*
Figure extraite de [1].

Le Dark Energy Task Force (Albrecht et al. [12]) classe les projets en différentes catégories. Ceux ayant déjà publié leurs résultats sont de rang II; les projets actuels (dont les données sont en cours d'analyse) ou ayant lieu dans un futur proche sont de rang III. Enfin, ceux à plus long terme sont dits de rang IV. Globalement, on attend des expériences de rang III une amélioration sur la qualité des contraintes d'un facteur 2 à 3 par rapport aux précédentes, alors que celles de rang supérieur devraient augmenter la précision des résultats d'un facteur 10. Les différents projets sont classés en deux catégories : les télescopes au sol et les satellites. Bien que plus difficiles à mettre en place, ces derniers, plus couteux, permettent de s'affranchir des limitations en longueur d'onde et des erreurs liées à l'atmosphère. Ils offrent également la possibilité d'observer le ciel de manière continue, en l'absence des perturbations du soleil et de la lune. Ils offrent ainsi la possibilité de réduire les systématiques. En ce qui concerne l'étude des oscillations acoustiques, les éléments clés sont la précision avec laquelle les redshifts seront mesurés, la surface et le volume (la profondeur en redshift) couvert. L'instrument idéal doit avoir un large champ de vue (supérieur à 1 deg^2) et des miroirs suffisamment grands, permettant de faibles temps de pose. Les instruments spectroscopiques doivent en plus être capables de mesurer environ 1000 spectres simultanément.

1.6.1 Les expériences actuelles

Parmi les expériences ayant déjà publié leur résultats et contraint les paramètres d'énergie noire, le premier projet qui vient à l'esprit est sans doute le Sloan Digital Sky Survey (SDSS⁶), utilisant le *Sloan Telescope*, de 2.5 m de diamètre, depuis le nouveau Mexique. Il couvre environ $10,000 \text{ deg}^2$ de l'hémisphère nord, sur une gamme de redshifts $0.2 < z < 1.0$. Ses six bandes photométriques auront permis l'observation d'objets atteignant une magnitude limite de $m_r \sim 22.5$ (dans la bande r). Débuté en 1998 et complété en juin 2014, ce sondage aura permis la

⁶<http://www.sdss.org/>

première détection des oscillations acoustiques de Baryons (SDSS-I, voir figure 1.8) et constraint les paramètres $H(z)$ et $d_A(z)$ avec une précision de l'ordre du pourcent. Les dernières données publiques, soit celles du Data Relese 12 (SDSS-III DR-12 [60], Eisenstein et al. [61]) contraignent les propriétés d'un demi milliard d'étoiles et de galaxies. DR12 inclut toutes les données des différentes phases de SDSS, y compris celles du Baryon Oscillations Spectroscopic Survey (BOSS, Dawson et al. [62]). Ce dernier, qui est principalement un sondage spectroscopique, a permis l'obtention des spectres et redshifts de 1.35 millions de galaxies (Anderson et al. [40]), ajoutant 3100 deg² d'observations à celles de SDSS-II (depuis l'hémisphère sud). La cartographie de l'Univers observable la plus complète à ce jour a été fournie par la collaboration SDSS-III (figure 1.5). Enfin, le Sloan telescope a démarré en 2014 un nouveau sondage de galaxies, le *extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey* (eBOSS⁷). Il s'agit d'un programme sur six ans, inclus dans SDSS-IV. eBOSS devrait fournir des mesures de distance dans un intervalle de redshift $0.6 < z < 2.5$, grâce aux BAOs, avec une précision attendue de 1% à $z = 0.8$ et 2% pour les redshifts supérieurs.

Également un projet spectroscopique, le *WiggleZ Dark Energy Survey* (Drinkwater et al. [52]) a utilisé le spectrographe du télescope Anglo-Australien, de 3.90 m de diamètre, entre août 2006 et juin 2010. Ce sondage contient environ 200,000 redshifts entre 0.2 et 1.0, et couvre 800 deg² de l'hémisphère sud. Il aura permis une mesure de $H(z)$ et $d_A(z)$ avec une précision de 5%. Les contraintes obtenues sur le paramètre d'énergie noire w en combinant leur analyse BAO avec d'autres observables sont montrées sur la figures 1.15. On peut également mentionner le *6-degree Field Galaxies Survey* (6dFGS, Jones et al. 2009 [53]) qui est un projet combinant les mesures de redshift et de vitesse des galaxies, sur la quasi totalité de l'hémisphère sud (à l'exception d'une bande de 10 degrés le long du plan galactique). Les redshifts ont été obtenus à l'aide de l'instrument multi-fibres au U.K. Schmidt Telescope, entre 2001 et 2006. Le catalogue final de 6dFGS contient environ 75,000 galaxies de redshift moyen $z \sim 0.052$. L'analyse du pic acoustique par Beutler et al. (2011 [63]) conduit à $w = -0.97 \pm 0.13$ (en incluant les données de WMAP-7).

L'obtention des spectres est long et coûteux. De nombreux projets mesurent les redshifts par photométrie et permettent l'observation d'un plus grand nombre d'objets. Parmi eux, le *Dark Energy Survey* (DES, [64], [65]), qui utilise 30% du temps d'observation du télescope de 4m CTIO (Cerro Tololo Inter-American Observatory, dans les Andes Chiliennes). Ce projet, démarré en août 2013, est prévu pour durer cinq ans. Il est équipé d'une caméra de 570 MegaPixel (74 CCD) DECam, conçu pour être sensible aux galaxies lointaines (optique et infra-rouge), avec un champ de vue de 2.2 degrés par image. Il doit couvrir 5000 deg² et détecter environ 300 millions de galaxies, de redshift $0.2 < z < 1.4$, dans les cinq bandes photométriques (grizY). DES a été spécialement conçu dans l'objectif de mesurer les paramètres de l'équation d'état de l'énergie noire, grâce à la combinaison des quatre sondes observationnelles que sont les Supernovae, les BAOs, les amas de galaxies et les lentilles gravitationnelles faibles. On attend une résolution photométrique de $\sigma = 0.08$ (Sánchez et al. 2014 [66]) et le paramètre $w = \text{constante}$ devrait pouvoir être déterminé avec une erreur statistique de 2 à 11 % (en utilisant les priors de Planck).

Pan-STARRS (Panoramic Survey Telescope & Rapid Response System, Hawaï [67], Kaiser et al. 2002 [49]) est également un télescope grand champ, qui se différencie des autres par sa capacité à cartographier de larges surfaces avec une grande sensibilité et sa capacité à détecter des objets en mouvement ou variables. Principalement dédié à la recherche d'objets susceptibles de croiser l'orbite terrestre, son large champ et la répétitivité de ses observations en fait un outil idéal pour d'autres études telles que le système solaire et la cosmologie. À terme, il sera composé de quatre systèmes optiques individuels, observant simultanément la même portion du ciel (le champ de vue de chacun sera de 7 degrés carré). Chaque nuit, 6000 deg² sont

⁷<http://www.sdss.org/surveys/eboss/>

couverts et l'ensemble du ciel visible est observé trois fois par mois. On attend l'observation d'objets dont la magnitude atteint 24, dans cinq bandes photométriques (légèrement plus rouges que celles de DES), avec une précision photométrique attendue de 0.01 mag. L'analyse des données après 1.5 ans d'observation (Pan-STARRS1) a conduit à une mesure du paramètre $w = -1.120^{+0.360}_{-0.206}(Stat)^{+0.269}_{-0.291}(Sys)$ (Rest et al. 2014 [68]). Une analyse combinant plusieurs échantillons, incluant les résultats de Pan-STARRS a été réalisée par Wei Zhenga et al. (2014 [69]). Ils ont obtenus $w = -1.141 \pm 0.075$, à 68% de niveau de confiance.

Un dernier projet intéressant est le *Physics of Accelerating Univers* (PAU, Benítez et al. 2009 [70]) dont le but est de combler le fossé entre les redshifts photométriques et les redshifts spectroscopiques. Il est installé sur le télescope William Herschel (WHT), à La Palma, et permet l'obtention de redshifts quasi spectroscopiques avec 40 filtres étroits et 2 filtres plus larges. Les données vont fournir les spectres de distribution en énergie (SED), avec une précision modérée mais pour un très grand nombre d'objets. La précision sur les redshifts est $\delta z \sim 0.003(1+z)$, pour 70% des galaxies observées. Environ 10^7 LRGs (Luminous Red Galaxies) ont été mesurées à $z < 1$, avec une magnitude limite $i \sim 23$, sur une surface de 8000 deg^2 .

1.6.2 Dans les années à venir

Afin de mieux contraindre les paramètres d'énergie noire, de nouveaux projets devraient voir le jour dans un futur proche. Parmi eux, le Dark-Energy Spectroscopic Instrument (DESI, ancien projet BigBOSS, Levi et al. 2013 [71]) prévu pour être installé sur le télescope de 4 m du Kitt Peak National Observatory, qui sera la première expérience de rang IV. Il devrait être équipé d'un nouveau spectrographe capable d'obtenir simultanément quelques milliers de spectres, couvrant un champ de 2 à 3 degrés par observation. Entre 2018 et 2022, DESI devrait fournir les spectres d'environ 4 millions de LRGs et 18 millions de galaxies à raie d'émission, couvrant $18\,000 \text{ deg}^2$ de l'hémisphère nord. Son objectif est de mesurer les effets de l'énergie noire sur l'expansion de l'Univers (l'expansion au cours du temps et la croissance des structures), principalement via l'étude des oscillations acoustiques, pour lesquelles les mesures spectroscopiques donnent de très bons résultats. On attend une précision sur la mesure du pic acoustique meilleur que 0.1%, pour des redshifts de 0.5 à 3, limitée par la statistique plus que par les systématiques. DESI devrait également fournir des observations susceptibles de contraindre les théories de gravitation modifiée et d'inflation.

À plus long terme, le satellite de l'ESA Euclid [72], dont le lancement est prévu pour 2020, devrait fournir des images et des mesures spectroscopiques d'excellente qualité. Pendant 5 ans, Euclid va mesurer la relation distance-redshift ainsi que l'évolution des structures par deux sondes complémentaires que sont les lentilles gravitationnelles et les BAOs dans une gamme de redshift de 1.4 à 2.0. Depuis l'espace (au point de Lagrange L2), il va produire une carte optique et dans le proche infra-rouge du plan extragalactique ($20\,000 \text{ deg}^2$) avec une résolution inaccessible depuis le sol. Deux milliards d'objets seront observés, et on espère pouvoir sonder l'époque de la formation des galaxies puisque l'observation de milliers de galaxies au-delà de $z = 6$ sont attendues, dont une centaine pourrait être au redshift $z > 10$. Les redshifts photométriques des galaxies pour lesquelles la magnitude apparente dans le système AB atteint 24.5 devraient pouvoir être reconstruits avec une précision de $\sigma_z = 0.03(1+x)$ (Refregier et al. 2010 [73]). Ces derniers seront obtenus à partir des observations dans 3 bandes visibles (R, I, Z couvrant un intervalle de 550 à 920 nm) et dans 3 bandes du proche infrarouge (Y, J, H, dans l'intervalle 0.9 à 2 μm), combinées aux observations faites par les instruments au sol dans le domaine de l'optique. Les BAOs seront déterminés à partir d'un échantillon de galaxies pour lesquelles $\sigma_z \leq 0.001(1+x)$, ce qui devrait conduire à une mesure du paramètre $H(z)$ et de la distance de diamètre angulaire $D_A(z)$ avec une précision de 1 à 2 %, par bin de redshift de 0.2, sur

un intervalle de 0.5 à 2. On attend une mesure des paramètres d'énergie noire w_0 et w_a avec une précision de 2% et 10% respectivement. De plus, il devrait être possible de distinguer la relativité générale d'une théorie de gravitation modifiée avec une précision de 2%.

Enfin, n'oublions pas de citer le futur télescope au sol, le Large Synoptic Survey Telescope (LSST), qui est décrit en détails dans le chapitre suivant.

2

Le Large Synoptic Survey Telescope

Ce chapitre est entièrement dédié à la présentation du projet de télescope au sol le plus ambitieux planifié pour la prochaine décennie : le LSST (*Large Synoptic Survey Telescope*). Inspiré par les projets précurseurs (SDSS, Pan-STARRS, …), le projet LSST est né aux États-Unis il y a une dizaine d'années et fait partie de la nouvelle génération d'instrument optique dont le but est de réaliser une cartographie détaillée de l'Univers. Son champ de vue à la fois large et profond va permettre l'étude de nombreux sujets scientifiques, de l'exploration intensive du système solaire aux mesures de précision des paramètres cosmologiques. Après 10 ans d'observations, la collaboration LSST va fournir une base de donnée publique et accessible au plus grand nombre. Elle contiendra un catalogue comprenant des milliards d'étoiles et de galaxies observées dans 6 bandes photométriques.

Actuellement en phase de construction, LSST a été pensé en fonction de quatre thèmes scientifiques principaux, et nous verrons que chacun d'eux impose des contraintes différentes sur l'instrument. La combinaison des contraintes les plus importantes a conduit à la détermination des caractéristiques (champ de vue, miroirs, filtres, …) du télescope qui seront présentées dans un deuxième temps. Enfin, bien que LSST soit un projet majoritairement américain, nous verrons que la communauté française est fortement impliquée.

2.1 Les objectifs scientifiques

Les objectifs de LSST balayent quatre thèmes de science : la recherche et la compréhension de la matière noire et de l'énergie noire, l'étude des objets transitoires, l'étude de la Voie Lactée et du système solaire. Chacun de ces thèmes va imposer des contraintes sur l'instrument et sa capacité d'observation. Elles seront utilisées pour optimiser l'ensemble des paramètres caractéristiques du télescope. Pour plus d'information sur ce qui suit, le lecteur est invité à consulter le *LSST Science Requirement Document*¹, le *LSST Science Book* [50] ainsi que le *LSST Overview Paper*² (Ivezic et al. 2014 [74]).

¹Disponible sur <http://www.lsst.org/files/docs/SLR.pdf>

²La dernière version (v4) est disponible sur <http://www.lsst.org/files/docs/LSSTOverview.pdf>

2.1.1 Matière noire et énergie noire

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les observations actuelles requièrent la présence de matière noire et d'énergie noire. La construction du LSST a été, en grande partie, motivée par l'étude de ces deux composantes. En plus de fournir une carte en trois dimensions de la distribution de matière noire sur presque la moitié du ciel, LSST va contraindre les paramètres d'énergie noire en combinant les observations de multiples sondes. Distinguer entre les modèles d'énergie noire ou une modification de la gravité implique une mesure, de l'ordre du pourcent, de l'expansion de l'univers et la croissance des structures en fonction l'âge de l'Univers, autrement dit, en fonction du redshift. Puisque les contraintes cosmologiques les plus robustes sont issues d'analyses combinées des différentes sondes, les principaux programmes pour ce thème scientifique sont les lentilles gravitationnelles faibles (WL), les oscillations acoustiques des baryons (BAOs), les supernovae (SN) ainsi que les amas de galaxies.

Les lentilles gravitationnelles et les BAOs nécessitent l'observation d'un très grand nombre d'objets, possible grâce à un champ à la fois large et profond, de telle sorte que le volume effectif soit le plus grand possible. Les lentilles gravitationnelles nécessitent également la mesure de l'ellipticité des galaxies avec une grande précision, ce qui implique une excellente qualité d'image. Dans le but de limiter les erreurs systématiques lors de la mesure du cisaillement gravitationnel, il est préférable que la profondeur du champ soit obtenue via des poses courtes et répétées. Des simulations ont montré que l'observation d'environ $20\,000\ deg^2$ avec une profondeur $m_r \sim 27.5$ (magnitude limite dans la bande r) est optimale pour mesurer la forme d'environ 4 milliards de galaxies.

Afin de pouvoir exploiter au maximum le potentiel des supernovae, leurs courbes de lumière doivent être mesurées dans différentes longueurs d'onde quotidiennement et pendant plusieurs mois. Elles vont donc imposer des contraintes sur la cadence des observations. Contrairement aux autres sondes, l'observation de quelque supernovae permet déjà de contraindre la relation entre le redshift et la luminosité (à partir du diagramme de Hubble). Ainsi, l'observation d'un grand nombre de SN dans tout le volume accessible permet de tester les propriétés de l'énergie noire en fonction de la direction d'observation, ce qui serait un indicateur de nouvelle physique. Comme pour les lentilles gravitationnelles, une image de bonne qualité est nécessaire afin de distinguer la galaxie hôte de la supernova. Compte tenu de la distribution des flux attendus pour ces objets et des redshifts auxquels l'énergie noire est dominante, une visite unique doit pouvoir atteindre une profondeur d'au moins $m_r \sim 24$. L'observation des objets dans au moins cinq bandes photométriques va permettre une bonne correction des courbes de lumière. Cependant, cette dernière nécessite un étalonnage photométrique (mesure des points zéro des filtres) avec une précision d'au moins 1%. En complément, des champs plus profonds ($m_r > 26$), sur des portions du ciel plus petites vont contribuer à la découverte de nouvelles supernovae, y compris des objets pour lesquels le redshift est supérieur à 1.

L'ensemble des sondes cosmologiques implique la connaissance du redshifts des galaxies avec une très bonne précision, y compris les supernovae, pour lesquels la connaissance du redshift de la galaxie hôte améliore les résultats. Ces derniers seront déterminés par photométrie grâce aux flux mesurés dans différents filtres. On verra dans le chapitre 4 qu'utiliser un ensemble de filtres pour mesurer la forme du spectre d'un objet astrophysique revient à faire de la spectroscopie à basse résolution. Afin de limiter les erreurs, une excellente photométrie est nécessaire dans au moins cinq filtres, avec une précision de l'ordre de 1%, sur un échantillon de quelques millions de galaxies.

LSST devrait pouvoir estimer la distance des galaxies pour des redshifts allant de 0.3 à 3.0, avec une précision de 1 à 2 %.

2.1.2 Les phénomènes transitoires

Un grand intérêt est porté sur l'étude des objets à flux variable, tels que les SN Ia (SuperNovae de type Ia), les sursauts gamma ou encore les étoiles variables. Pour pouvoir observer ces objets transitoires, et mesurer leurs courbes de lumière, l'observation d'un champ large et profond avec une fréquence d'observation élevée est nécessaire. Un grand champ, va permettre d'augmenter la probabilité de découverte et d'étude des phénomènes rares et exotiques comme les systèmes binaires incluant étoiles à neutrons et trous noirs ou les galaxies actives (AGN pour *Active Galaxy Nuclei*). Un tel sondage offrirait également la possibilité de détecter une nouvelle population d'étoiles doubles et de planètes extra-solaires grâce à l'observation des transits.

Les échelles de temps de la variation des transitoires sont diverses, et vont de la minute à plusieurs années. Tenir la cadence d'observation sur une dizaine d'années est donc nécessaire, afin de signaler l'existence de transitoires à d'autres observatoires, qui pourront alors les observer par spectroscopie (dans le cas des supernovae) ou dans d'autres domaines de longueur d'onde. Un rapide traitement des données va alors être indispensable pour créer l'alerte. L'identification et la classification des transitoires nécessite également une bonne photométrie et une bonne qualité des images. De plus la portion du ciel concernée doit être observée avant, pendant et après l'évènement transitoire.

2.1.3 La Voie Lactée

La compréhension de la formation des structures à l'échelle sub-galactique, où la physique des baryons devient importante, représente un défi important pour la cosmologie. Afin de comprendre des processus tel que la formation des galaxies ou pour tester les prédictions des modèles aux plus petites échelles, notre galaxie et son environnement proche fournissent un ensemble de données unique. Cartographier la Voie Lactée requière une large couverture du ciel et une bonne qualité d'image, avec une précision photométrique d'au moins 1% pour pouvoir séparer les étoiles de la séquence principale des géantes rouges, et identifier les étoiles variables et une précision astrométrique de 10 milliarcsecondes (mas) afin de mesurer la parallaxe et les vitesses propres. La classification des étoiles requiert l'existence d'un filtre bleu et rouge. Le premier, le filtre u permet de mesurer la métallicité des étoiles, tandis que le second (filtre y), permet d'observer les étoiles dans les régions de forte extinction à cause de la présence de la poussière³. Les mesures du halo jusqu'à ~ 100 kpc requièrent une profondeur dans les bandes g et r de $m_r > 27$. Dans le but de mesurer la vitesse tangentielle des étoiles à des échelles où le halo est dominant sur le disque, les vitesses doivent être mesurées avec une précision d'environ 0.2 mas par an. Afin d'atteindre les prérequis nécessaires aux mesures de distance, des mesures précises sur un grand nombre d'objets sont nécessaires sur une durée d'au moins 10 ans.

2.1.4 Le système solaire

Les petits corps du système solaire, tels que les astéroïdes, les objets transneptuniens (TNOs) et les comètes, sont des objets rémanents de l'époque de sa formation. L'histoire de l'accrétion, des collisions ou des perturbations liées à la présence de planètes géantes est conservée au travers des éléments orbitaux, et de la distribution en taille de ces objets. De plus, les collisions ayant lieu dans la ceinture d'astéroïdes (entre Mars et Jupiter) sont susceptibles d'éjecter un objet et de le placer sur une orbite interceptant celle de la Terre. On considère qu'environ 20 % des NEOs (Near Earth Objects) sont potentiellement dangereux pour la Terre. En 2005, le congrès des États-Unis a fait voter l'adoption d'une loi ordonnant à la NASA de faire l'inventaire (à 90%

³La poussière tend à rougir le spectre des objets.

de complétude d'ici à 2020) de ces objets astrophysiques, dont le diamètre est supérieur à 140 m et orbitant à moins de 1,3 UA de la Terre.

Cataloguer les caractéristiques (orbite, couleur, luminosité, ...) de l'ensemble des petits objets du système solaire requiert un grand nombre d'observations, dans différents filtres, et constraint fortement la cadence d'observations. Afin de calculer l'orbite de tels objets, les observations doivent être rapprochées (2 ou 3 observations par mois), et suffisamment courtes (~ 30 s) pour minimiser les effets dus au mouvement de l'objet. De plus, la précision sur la position des objets doit être meilleure que 0.1 seconde d'arc. Enfin, comme les astéroïdes sont peu brillants, la magnitude limite à 5σ dans la bande r doit être de l'ordre de 24, avec une précision photométrique (pour mesurer leur couleur) meilleure que 1%.

2.1.5 Résumé des contraintes

Les objectifs des différents programmes scientifiques évoqués précédemment vont chacun imposer des contraintes sur l'instrument. Pour une liste plus détaillée des contraintes le lecteur est invité à consulter le *LSST Science Requirement Document*⁴ ou le *LSST Science Book* [50].

1. La profondeur d'une visite unique doit atteindre $m_r \sim 24.5$. Cette contrainte vient principalement de la recherche des NEOs et des objets transitoires. Une visite sera décomposée en deux expositions de durée égale afin de soustraire les rayons cosmiques.
2. La qualité des images doit être limitée par l'atmosphère et peu dégradée par l'instrumentation. Cette contrainte est principalement issue des lentilles gravitationnelles.
3. La précision astrométrique doit être limitée par l'atmosphère, soit environ 10 mas par visite.
4. Le temps d'exposition par visite doit être inférieur à une minute pour éviter les trainées dues aux objets mobiles et pour contrôler les variations de l'atmosphère. Elle doit également être supérieure à 20 secondes pour éviter une perte d'efficacité due au temps et au bruit de lecture.
5. La répétabilité photométrique doit atteindre une précision de 5 mmag sur l'ensemble du ciel et une erreur sur la calibration inférieure à 5 mmag d'un filtre à l'autre.
6. Au moins six filtres doivent être inclus au système, couvrant une plage de longueurs d'ondes limitées par l'absorption atmosphérique et l'efficacité quantique des CCD (soit $320 < \lambda < 1050$ nm). Les courbes de transmission des filtres devront être presque rectangulaires avec un faible recouvrement entre eux. Un filtre u du type de celui de SDSS est extrêmement important pour estimer la métallicité des étoiles de la séquence principale.
7. Le nombre total de visites, dans l'ensemble des filtres et pour une couverture du ciel donnée, doit être de l'ordre de 1000.
8. La profondeur totale du sondage (sur la totalité de la durée de vie) doit atteindre $m_r \sim 27.5$, avec un rapport signal/bruit suffisant dans les autres bandes.
9. Le nombre de visites par filtre doit permettre une très bonne reconstruction des redshifts, la séparation des populations stellaires et une profondeur suffisante afin d'observer des sources extrêmement faibles.

⁴Disponible sur <http://www.lsst.org/files/docs/SRD.pdf>

10. La distribution des observations doit couvrir une portion du ciel d'au moins $20\,000\ deg^2$ afin d'atteindre le nombre de galaxies nécessaire aux études des BAOs et de lentilles gravitationnelles. De plus une attention particulière doit être donnée à certaines régions telles que le plan galactique, l'écliptique et les nuages de Magellan.

On pourra remarquer qu'avec toutes ces contraintes aucun sujet de science n'est privilégié, tous les programmes étant compatibles. Par conséquent, LSST va pouvoir adopter une stratégie d'observation telle qu'une unique base de données permette l'étude de sujets scientifiques extrêmement variés.

2.2 Le projet LSST

Les contraintes données par les sujets scientifiques sont transcrites pour contraindre et déterminer les caractéristiques du système, soit sa durée de vie, son ouverture, la durée des observations et les filtres. Tout cela va conduire à la conception finale de LSST.

Le projet LSST se résume en trois mots clés : large, profond, et rapide). Son design compact permet d'avoir un champ de vue à la fois large et profond (le faible rapport focale/Diamètre procure une luminosité exceptionnelle). La lumière est réfléchie par 3 miroirs successifs avant d'atteindre le plan focal de la caméra CCD (*Charge Couple Device*) de plus de 3 milliards de pixels. Son champ de vue (FOV, *Field Of View*) couvrira 20 000 degrés carrés. Les premières images de science sont attendues pour 2020, et l'instrument devrait être exploité pendant une durée nominale de 10 ans. Le projet LSST va fournir des données de grande qualité à l'ensemble de la communauté scientifique sans période propriétaire (les données LSST sont prévues pour être rendues publiques). Les alertes concernant les objets transitoires (on attend 1 à 2 millions d'alertes par nuit lors des premiers mois de fonctionnement) seront également fournies au monde entier. Les principales caractéristiques du télescope sont résumées dans la table 2.1, les détails étant donnés dans la suite.

2.2.1 Le site

LSST est un télescope au sol qui sera installé non loin des télescopes Gémini South (8.2m) et SOAR (Southern Astrophysical Observatory, 4.1m), sur le site de Cerro Pachón, une montagne des Andes Chiliennes située à 2680 m d'altitude, et reconnue pour ses nuits claires et son faible taux d'humidité. Les mesures atmosphériques réalisées depuis 10 ans sur le site (depuis le Cerro Tololo Inter-American Observatory CTIO) montrent que plus de 80% des nuits sont propices à l'observation avec d'excellentes conditions atmosphériques. Le *seeing*⁵ définit la largeur à mi-hauteur de l'image d'un point source (PSF pour *Point Spread Function*), autrement dit il mesure l'étalement d'une image ponctuelle et permet de rendre compte des conditions d'observation. Sa valeur moyenne est de l'ordre de 0,67 seconde d'arc dans la bande *g*. Bien que les conditions d'observation soient d'excellente qualité, il est prévu d'observer le ciel même quand les nuits ne sont pas parfaitement claires, c'est à dire lorsqu'un voile de cirrus absorbe inégalement une partie de la lumière. Un télescope auxiliaire de 1.2 m de diamètre sera placé à côté du LSST pour observer l'atmosphère sur la même ligne de visée et en même temps, afin de pouvoir en soustraire les effets sur les images astronomiques obtenues.

En plus des excellentes conditions d'observation, LSST bénéficiera d'une infrastructure (conditions d'accès . . .) facilitée par la présence de télescopes d'envergure déjà en fonctionnement sur ce site. Le télescope compact sera contenu dans une enceinte (figure 2.1) comportant un dôme

⁵Le seeing détermine la qualité d'image ou la qualité de visibilité. Il est utilisé pour déterminer la qualité optique du ciel. Plus sa valeur est petite, plus la qualité de l'observation est importante.

Paramètre	Valeur
Site	Cerro Pachón, Chili
1 ^{ère} lumière	Automne 2020
Durée de vie nominale	10 ans
Type de télescope	Paul Baker / Mersenne Schmidt grand champ
Taille du sondage	20 000 deg ²
Champ de vue	9.62 deg ²
Longueur focale	10.2 m
Diamètre effectif (M1)	6.5 m
Étendue	319 m ² /deg ²
Résolution angulaire	0.2 seconde d'arc / pixel
Nombre de filtres	6 (ugrizy)
Spectre photométrique	310 à 1060 nm
Durée d'exposition (t_{vis})	30 s (2×15 s)
Nombre de jours entre chaque visite	3 à 4
Proportion du temps pour :	
le programme principal	90 %
les programmes spécifiques	10 %

Table 2.1: Résumé des caractéristiques principales du télescope LSST.

de 30 m de diamètre, ventilé de telle sorte que le *seeing* à l'intérieur soit réduit au maximum, et qu'un environnement thermique uniforme soit maintenu tout au long de la nuit. De plus, le haut du bâtiment sera orienté en fonction des vents afin d'abriter le télescope des turbulences. Enfin, le bâtiment contiendra une salle pour éventuellement pouvoir refaire le *coating* des trois miroirs et une salle propre pour l'entretien de la caméra.

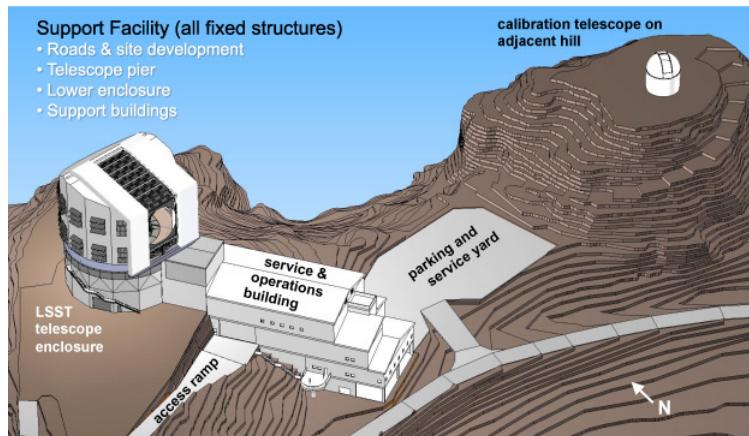


Figure 2.1: Schéma montrant le futur observatoire LSST au sommet du Cerro Pachón. Le télescope qui sera utilisé pour l'étalonnage est représenté à droite, sur un sommet adjacent. Figure extraite de <http://www.lsst.org>.

L'observatoire LSST dans son ensemble sera localisé sur quatre sites. Le *Summit Facility*, soit le site où le télescope sera installé. L'acquisition des données, ainsi que l'interface avec les sous-systèmes, comme par exemple le banc de calibration optique (CCOB, voir chapitre ??) y seront effectuées. Le *Base Facility*, situé à 57 km du premier site, est le lieu où seront effectuées de rapides analyses, permettant entre autre de générer les alertes. Les données seront stockées et traitées au *Data Archive Center*, aux États-Unis. Enfin, afin de prévenir un éventuel accident au *Data Archive Center*, les données seront dupliquées et conservées en divers endroits (*Data Centers*). Ces centres se trouveront aux États-Unis, au Chili et au Centre de Calcul de l'IN2P3, à Lyon. Bien que ces différents sites soient géographiquement éloignés, ils seront fonctionnellement connectés grâce à un réseau de fibres optiques spécialement dédiées à LSST.

La construction de LSST a officiellement débuté le 14 avril 2015 avec la pose de la première pierre.

2.2.2 Le télescope

Le télescope et ses miroirs sont définis en fonction des contraintes données par la science. Le produit entre l'étendue du télescope et la durée de vie de l'instrument détermine la surface du ciel qu'il est possible de couvrir à une profondeur donnée. L'étendue d'un télescope est donnée par le produit entre l'aire du miroir primaire et son champ de vue. Il s'agit de la caractéristique la plus importante d'un instrument. Le champ de vue maximal est limité par la qualité des images requise : afin de conserver une qualité relativement homogène sur tout le plan focal, il est préférable que le champ de vue ne dépasse pas 10 deg^2 . Le choix de la durée de vie influe sur la dimension des miroirs. Un petit instrument va nécessiter plus de temps pour compléter le sondage (3 ans pour un télescope de 15 m, 5 ans pour 12 m). Le choix de 10 ans de vie pour LSST résulte d'un compromis entre la dimension des miroirs et les coûts de fonctionnement du projet.

La dimension du miroir principal dépend de la portion de ciel couverte et de la profondeur désirée. Il est préférable de commencer par maximiser la couverture du ciel (voir R.J. Nemiroff, 2003 [75]), qui sera de $18\,000 \text{ deg}^2$ (soit la quasi totalité du ciel observable depuis l'hémisphère sud), avant de maximiser la profondeur du champ. Avec le champ de vue, la durée de vie, et la couverture totale fixée, les contraintes sur la profondeur du champ, soit $m_r \sim 27.5$ sur toute la durée de vie et $m_r \sim 24.5$ par visite, imposent un miroir primaire de 6.50 m de diamètre au minimum (voir figure 2.2).

La large étendue de LSST ($319 \text{ m}^2 \text{deg}^2$) est obtenue grâce à un nouveau design (de type Paul-Baker/Mersenne-Schmidt) avec trois miroirs M1, M2, et M3, dont deux (M1 et M3) sont situés sur le même bloc de verre. Les photons incidents seront collectés par le miroir primaire annulaire de 8.40 m de diamètre (de 6.50 m de diamètre effectif) qui contient en son centre le miroir M3, de courbure plus importante et de diamètre de l'ordre de 3 m. La lumière est ensuite réfléchie par un miroir convexe M2 de 3.40 m de diamètre, avant d'atteindre le dernier miroir M3. La lumière collectée est ensuite dirigée vers trois lentilles qui constituent le correcteur de champ de la caméra (voir figure 2.3.a). Avec ce système, la longueur focale effective sera de 10.3 m. Ce choix repose sur un compromis entre la transmission du système et la faisabilité de fabrication.

L'alignement des différents éléments (miroirs et lentilles) sur l'axe optique pourra être contrôlé grâce aux images fantômes induites par les réflexions ayant lieu sur chacun d'eux. Cette étude devrait être obtenue en utilisant un banc d'étalonnage, le CCOB (S. Baumont et al.⁶). La construction et le polissage des deux miroirs M1 et M3 ont été achevés au cours de l'année 2014 par le Steward Observatory Mirror Lab (SOML) de l'Université d'Arizona. Trente tonnes (60 000

⁶Measuring optical misalignments and tilts in the LSST camera with the CCOB, note interne.

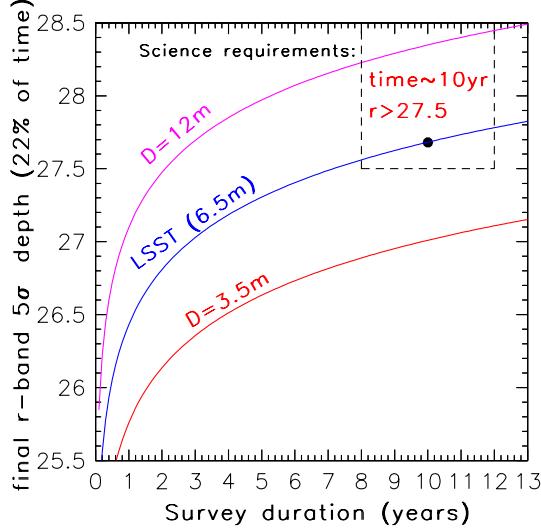


Figure 2.2: Profondeur atteinte dans la bande r , en fonction de la durée de vie du projet et de la dimension du miroir principal. Figure extraite de Ivezic et al. 2014 [74].

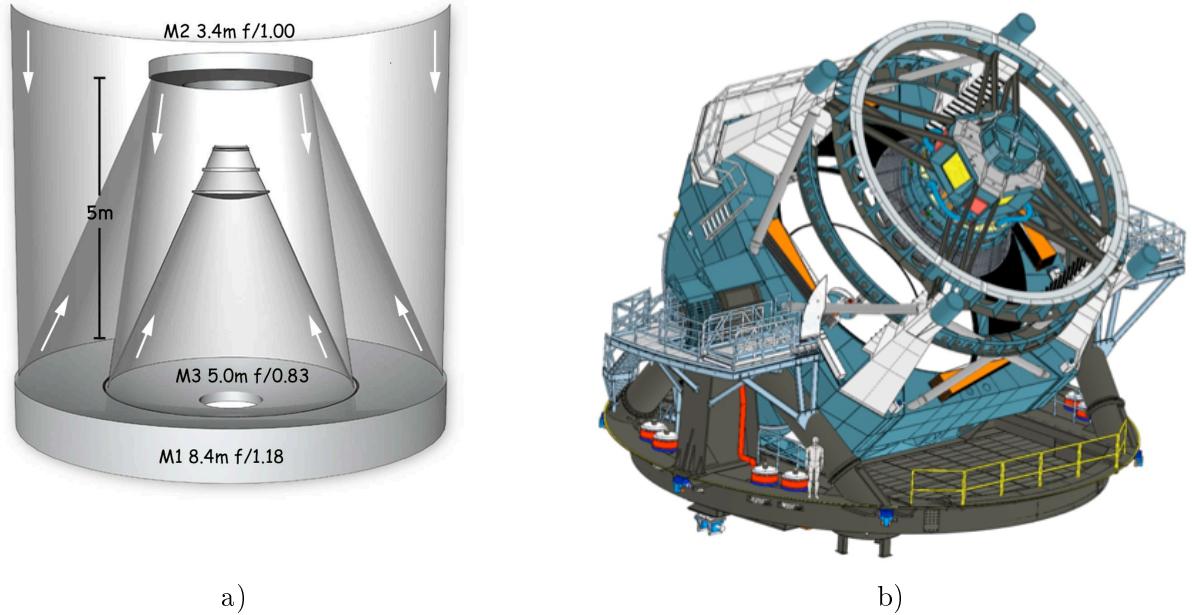


Figure 2.3: a) Dessin optique de LSST, avec son miroir monolithique unique : M_1 et M_3 sont positionnés de telle sorte qu'ils forment une surface continue. b) Dessin du télescope LSST. Sa faible distance focale rend le télescope compact. Remarquons la présence d'un personnage en bas à gauche afin d'apprecier l'échelle. Les figures a et b sont extraites de [74].

morceaux) de verre ont été nécessaires à leur fabrication. À l'heure actuelle, la construction du second miroir a débutée. Ce dernier sera le plus grand miroir convexe jamais réalisé.

L'ensemble fait de LSST un télescope de grande envergure, mais relativement compact (ce qui permet à la fois un grand champ de vue et une stabilisation rapide de l'instrument entre deux déplacements), comme on peut le voir sur la figure 2.3.b. La durée nécessaire pour une

élévation de 3.5° et un déplacement azimutal de 7° est de 5 secondes, avec une erreur sur le pointage inférieure à 0.1 seconde d'arc, ce qui fait du LSST un télescope extrêmement précis.

2.2.3 La Caméra

Placée au centre du miroir M2, la caméra de LSST sera la plus grande caméra CCD jamais réalisée, avec un diamètre de 1.6 m, une longueur de 3 m pour un poids de 2 800 kg. En complément du plan focal de capteurs CCD, elle sera composée du correcteur de champ, d'un carrousel de 5 filtres, et d'un obturateur mécanique. Le tout sera inclus dans un cryostat fermé par la lentille L3 (voir schéma sur la figure 2.4.a). Le correcteur de champ, formé par les trois lentilles réfractives L1, L2 et L3 corrige les aberrations chromatiques⁷ introduites par les filtres et la fenêtre du cryostat. L1 et L2 sont montées sur une structure devant le corps de la caméra. Le carrousel supporte 5 filtres optiques pouvant être automatiquement insérés devant le champ de vue de la caméra (entre L3 et L2). À tout moment, le changeur de filtre peut venir remplacer l'un des 5 filtres en place dans le carrousel. En dehors des périodes d'observation, le 6^{ème} filtre peut être monté à la place de l'un des 5 présents, grâce au chargeur de filtres dont le LPSC a en charge la conception et la réalisation. L'obturateur, situé entre le plan focal et le filtre, est composé de 3 rangées de 3 pales. Pour commencer l'exposition, une rangée de pales se retire tandis que l'autre rangée s'avance pour la suspendre, et ce système assure ainsi que tous les pixels sont éclairés pendant la même durée. Le temps nécessaire pour l'ouverture et la fermeture de l'obturateur est de 1 seconde.

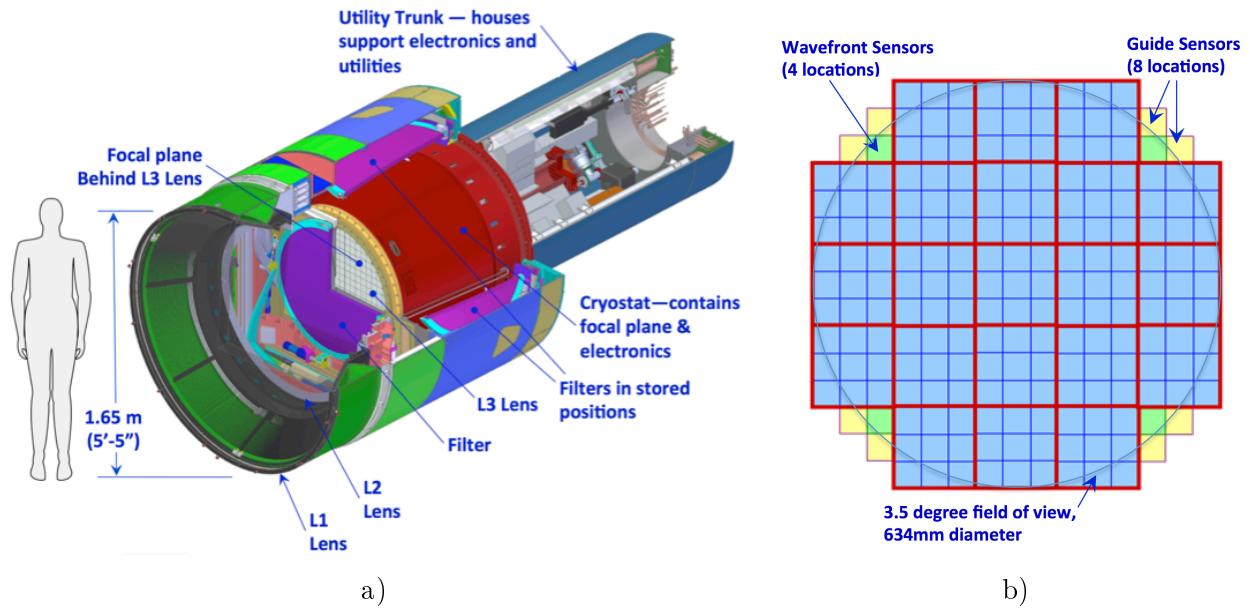


Figure 2.4: a) Vue en coupe de la caméra de LSST. Elle sera positionnée au centre du télescope. L'obturateur (non représenté sur la figure) sera placé entre le filtre et la lentille L3. b) Plan focal de LSST. Chaque carré bleu représente 4096×4096 pixels. Les 21 rafraîchissements sont symbolisés par les lignes rouges, ils contiennent chacun 9 CCDs. Il y a 189 CCD dédiés à la science, chacun composé de 16.8 mégapixels, pour un total de 3.2 Gigapixels. Les figures a et b sont extraites de Ivezic et al. [74].

⁷Aberration optique qui produit différentes mises au point en fonction de la longueur d'onde. Une image floue et aux contours irisés est alors observée.

Le plan focal

Le plan focal est le cœur de la caméra, et sa réalisation représente l'un des plus grands défis technologiques de LSST. Constitué de 3.2 Gigapixels répartis sur 189 CCDs de 4096×4096 pixels chacun, ce sera le plus grand champ focal jamais construit. Les pixels auront $10 \mu\text{m}$ de côté. Sachant que le champ de vue de la caméra est de $9.6 \deg^2$, cela se traduit par une résolution angulaire de 0.2 arc-seconde par pixel. Les CCDs sont disposés par groupe de 3×3 pour former ce que l'appellera un raft. Le plan focal est schématisé sur la figure 2.4.b, où chaque carré bleu représente un CCD, les rafts étant symbolisés par les lignes rouges. Chaque raft contient sa propre électronique de lecture front-end et back-end. L'électronique front-end est développée au LAL (Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire) à Paris. Elle est placée tout de suite après le détecteur Silicium (CCD) et permet de traiter le signal photoélectrique (les électrons produits). L'électronique back-end permet de transformer le signal électrique en signal numérique avant qu'il soit transmis. Les rafts sont montés sur une grille de carbure de silicium et placés dans le cryostat qui contrôle la température et maintient les CCDs à une température constante de 173 K (-100°C). La fraction de la surface du plan focal recouverte par la surface photo-sensible est de 93%, soit 7% de surface morte. Le temps de lecture est de 2 secondes, ce qui est relativement court sachant qu'il y a 3024 ports de sortie (189 CCDs de science \times 16 bits). En plus des 189 CCDs de science, 4 rafts de CCDs de contrôle du front d'onde et de guidage sont disposés dans les coins de la grille (en vert sur la figure 2.4). Le contrôle du front d'onde est effectué en mesurant l'intensité lumineuse d'une distribution d'étoiles à équidistance du point focal, à l'aide de 2 CCDs identiques à ceux de science, mais de taille deux fois plus petite. Les 4 rafts incluent également des CCDs de guidage permettant de vérifier, à une fréquence de 10 Hz, la position relative du télescope par rapport au champ d'étoiles (astrométrie).

Les caractéristiques du plan focal sont résumées dans la table 2.2, avec notamment les différentes contributions de bruit instrumental attendu. Un banc de caractérisation des CCDs est en cours de conception au LPNHE où 25 % des CCDs seront testés. La caméra et la réponse relative du plan focal seront en partie caractérisées grâce au CCOB développé au LPSC et sur lequel nous reviendrons dans le chapitre suivant. La courbe d'efficacité quantique des CCDs, en fonction de la longueur d'onde, est visible sur la figure 2.5 (courbe en tirets violets).

Les filtres

Du fait de son succès dans de nombreux domaines astrophysiques, le projet SDSS a fortement inspiré LSST. En effet, les cinq premiers des six filtres de LSST sont modélisés à partir de ceux de SDSS. La bande passante de LSST a été complétée aux grandes longueurs d'onde par l'ajout du filtre *y*, centré sur 1018 nm. La transmission de ces six filtres, est représentée sur la figure 2.5, sur laquelle nous avons également tracée la transmission de l'optique (miroirs et lentilles, en orange) ainsi que l'efficacité quantique des CCDs (en violet). Les transmissions finales des filtres tiennent compte de ces deux quantités.

L'ajout du filtre supplémentaire *y* est motivé par la gamme de redshift accessible à LSST (les objets les plus lointains sont vus avec un spectre fortement rougi, ce qui nécessite l'utilisation d'un filtre supplémentaire) et rendu possible grâce à la grande sensibilité des capteurs CCD. À cause de la présence de la bande d'absorption de l'atmosphère autour de 950 nanomètres, le choix de la bande passante du filtre *y* a longuement été discuté et plusieurs versions ont été proposées (High et al. 2010 [76]). Les deux dernières versions pour ce filtre, soit *y3* et *y4* sont représentées sur la figure 2.6, en incluant la transmission attendue pour l'optique, le détecteur, ainsi que la transmission relative de l'atmosphère. Le filtre appelé *y3* (en rose sur la figure 2.6) est assez éloigné du filtre *z* (créant une zone non couverte entre les deux filtres) mais évite la bande d'absorption de l'atmosphère. Des études ont cependant montré qu'un recouvrement entre les filtres est préférable. La dernière version, nommée *y4*, est celle qui est retenue. Il s'agit

Paramètre	valeur
Dimension d'un pixel	$10 \times 10 \mu\text{m}$
Dimension d'un CCD	4096×4096 pixels
Nombre de CCDs	189
Nombre de pixels	3.2 milliards
Raft	3×3 CCDs
Facteur de remplissage	> 90%
Temps de lecture	2 s
Bruit de lecture	$< 6e^-$
Courant d'obscurité	$< 1e^-/\text{s}/\text{px}$
Gain	3 à 5 mV/e ⁻
Puit de potentiel	> 90000e ⁻
Pixels noirs et pixels blancs	< 0.025%
Nombre de colonnes défectueuses	< 20
Température du plan focal	-100°C (173 K)
Planéité des capteurs	< 5μm PV (Peak to Valley)

Table 2.2: Résumé des caractéristiques du plan focal. Table extraite de <http://www.lsst.org>.

de la version du filtre qui sera utilisée tout au long de cette thèse.

Le bord rouge du filtre y est défini par la bande d'absorption de l'eau à 950 nanomètres tandis que son bord rouge est limité par l'efficacité quantique des CCDs, tout comme le bord bleu du filtre u . Placer la limite rouge du filtre u au niveau de la coupure de Balmer à 400 nanomètres (Poggianti et Barbaro 1997 [77]) permet une séparation optimale des étoiles et des quasars. Aucune contrainte ne limite les autres bandes qui sont suffisamment larges. Une étude a cependant été réalisée afin de réduire les trois bandes riz en deux filtres plus larges (afin de réduire les coûts de production liés aux filtres). Cette option ne s'est pas révélée satisfaisante puisque les bandes r et i sont indispensables pour les études de lentilles gravitationnelles (Ivezic et al. [74]).

La plage de longueurs d'ondes couverte par les filtres est donc donnée par $\lambda \in [320, 1080]$ nm, soit la totalité du spectre visible, étendu dans le proche infra rouge et l'ultra violet. Les caractéristiques de la bande passante de chacun des filtres sont résumées dans la table 2.3. Les bords de la bande passante sont donnés par les longueurs d'onde pour lesquelles la transmission devient inférieur au maximum pour la première fois.

Les filtres seront constitués de plusieurs couches d'un matériau diélectrique (spécifique à chacun des filtres), déposé sur un substrat de silice. Leur diamètre est de 0,76 m, leur rayon de courbure de 5,6 m, et leur épaisseur varie de 13,5 à 26,2 mm selon la bande spectrale considérée. Le cône d'incidence, au niveau des filtres sera compris entre 14° et 23,1°. Au maximum de leur bande passante, la transmission des filtres, intégrée sur l'ensemble des angles incidents, doit être de 95%, et ne doit pas varier de plus de 3% avec la longueur d'onde. Un traitement antireflet sera appliqué sur les filtres, de sorte que les réflexions soient inférieures à 0,5%. Les bords des courbes de transmission des filtres sont relativement pentus, la transmission passe de 90% à 10% sur une variation de longueur d'onde de 5% de la largeur du filtre. Enfin, l'intégrale de la transmission en dehors de la bande passante doit être inférieure à 0,031% du maximum de transmission (les bords

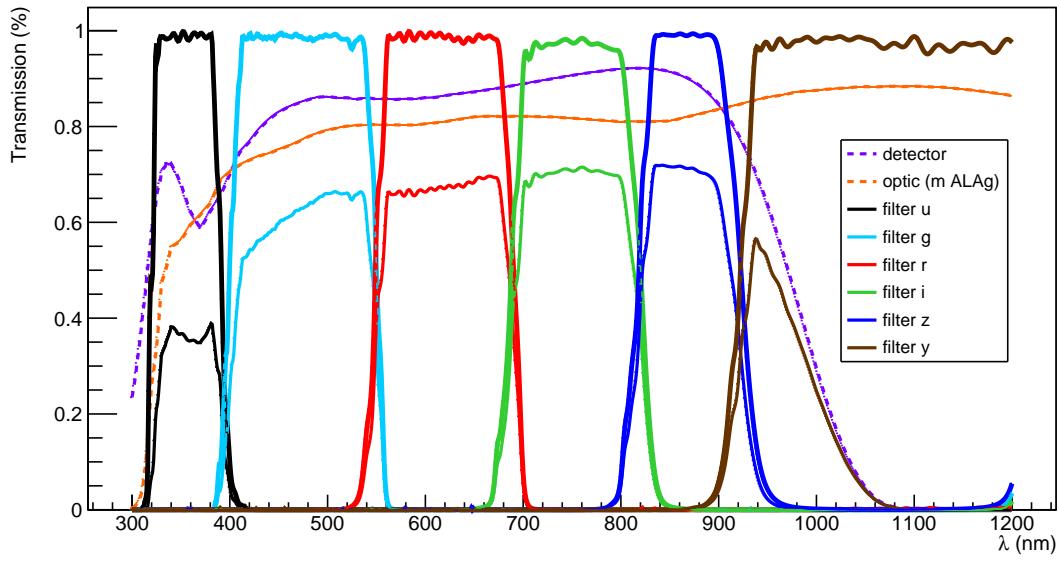


Figure 2.5: Transmission des six filtres de LSST en fonction de la longueur d'onde. La ligne noire correspond à l'efficacité quantique des CCDs et celle en tirets oranges à la transmission de l'optique (les trois miroirs plus les trois lentilles). Enfin, les six courbes du bas représentent la transmission totale des six bandes.

filtre	<i>u</i>	<i>g</i>	<i>r</i>	<i>i</i>	<i>z</i>	<i>y</i>
bord bleu (nm)	330	403	552	691	818	950
bord rouge (nm)	403	552	691	818	922	1070
largeur de la bande (nm)	43.0	120.5	109.0	97.0	75.5	130.75
Transmission moyenne (%)	93.0	96.0	97.5	96.5	96.0	97.5

Table 2.3: Définition de la bande passante des filtres. Table extraite du *LSST Camera Filter Coating Specification* (LCA-10210-B).

de la bande passante sont définis par les points pour lesquels la transmission devient inférieure à 0.1% du maximum pour la première fois). Les variations de la longueur d'onde moyenne des filtres, par rapport à la distance au centre du filtre, doivent être inférieures à 2.5%. Les filtres sont prévus pour avoir une durée de vie de 15 ans, et afin de prévenir les dépôts de poussière, ils seront nettoyés toutes les semaines. Le laboratoire des Matériaux Avancés (LMA) à Lyon devrait participer au dessin de conception du filtre *u* et à sa caractérisation.

Seuls cinq des filtres sont montés sur le carrousel, lequel permet de changer plusieurs fois de filtre au cours d'une nuit d'observation, la durée prévue pour le changement de filtre étant de 2 minutes. Ce carrousel est à l'étude au LPNHE (Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Énergies, Paris) et le changeur de filtre (*auto changer*) au CPPM (Centre de Physique des Particules de Marseille).

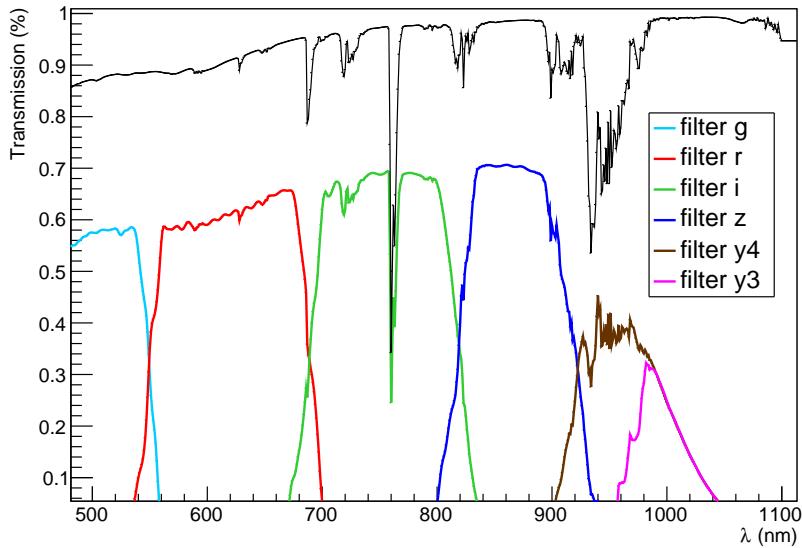


Figure 2.6: Transmission attendue de l’atmosphère dans la bande passante de LSST, et filtres effectifs y_3 et y_4 , en plus des filtres $griz$, en incluant l’atmosphère.

2.2.4 La stratégie d’observation

Le principe fondamental de LSST est de balayer l’ensemble du ciel observable depuis le Chili avec un champ profond, large, et de manière rapide, avec une stratégie d’observation spécifique. Cette dernière est déterminée de façon à maximiser la qualité des observations scientifiques tout en minimisant les temps morts, avec une sélection appropriée du filtre en temps réel, et en fonction des conditions météorologiques. Bien que la stratégie d’observation ne soit pas encore complètement déterminée à ce jour, environ 90 % du temps devrait être consacré au sondage principal. Celui-ci, dit “Universal cadence”, devrait conduire à la réalisation de la base de données “*wide-deep-fast*” répondant à la plupart des objectifs de science. Les 10 % restants seront consacrés à la réalisation de champs plus profonds ($m_r > 26$), avec des temps entre deux visites très courts (~ 1 minute), et à l’observation de régions particulières, tel que le plan de l’écliptique, le plan galactique ou les nuages de Magellan. On peut également considérer un troisième type d’observation, puisque environ 1% du temps pourra être utilisé pour la réalisation d’observations externes à la collaboration (ce qui représente environ 25 nuits d’observation).

Le sondage principal

La stratégie du sondage principal est optimisée pour avoir des observations homogènes en profondeur et en nombre de visites sur l’ensemble des $18\,000\ deg^2$ balayés. Lorsque les conditions météorologiques seront optimales (bon *seeing* et faible pression) la préférence sera donnée aux observations dans les filtres r et i (qui sont les filtres les plus importants pour l’étude des lentilles gravitationnelles). Aussi souvent que possible, chaque champ sera observé deux fois par nuit, avec un temps entre les deux visites de 15 à 60 minutes. Cette stratégie permet la mesure de la vitesse de déplacement des objets (astéroïdes . . .), et fournit un échantillonnage fin pour l’étude du ciel variable sur de courtes périodes. La profondeur atteinte lors d’une visite unique dépend du diamètre du miroir primaire mais également du temps d’exposition t_{vis} . Ce dernier va à la fois déterminer le temps entre deux visites et le nombre total de vues par objet. Afin d’éviter les trainées issues des objets en mouvement, le temps d’exposition doit être inférieur à une minute.

En supposant une cadence d'observation uniforme, le temps moyen entre deux visites N_{jour} , pour une position sur le ciel donné, est donné par :

$$N_{jour} = \left(\frac{t_{vis}}{10 \text{ sec}} \right) \left(\frac{A_{sky}}{10000 \text{ deg}^2} \right) \left(\frac{10 \text{ deg}^2}{A_{FOV}} \right) \text{ jours},$$

où A_{sky} est la portion du ciel couverte par le sondage, soit environ 20 000 deg² et A_{FOV} , le champ de vue du télescope. L'étude des supernovae et des petits corps du système solaire requièrent que le nombre de jours entre deux visites soit inférieur à 4, ce qui implique $t_{vis} < 40$ secondes. De plus, il est nécessaire que le nombre total de visites N_{vis} , dans de bonnes conditions d'observations, soit supérieur à 800. On définit l'efficacité du sondage ϵ comme le rapport entre le temps d'ouverture de l'obturateur sur le temps total nécessaire à la prise de vue. En considérant que le temps de lecture des CCDs est de 2 secondes, que le temps d'ouverture et de fermeture de l'obturateur est de 1+1 seconde (deux poses sont effectuées), et que le déplacement du télescope vers un nouvel objet requiert 5 secondes, alors :

$$\epsilon = \frac{t_{vis}}{t_{vis} + 9\text{sec}}. \quad (2.1)$$

Des temps d'expositions de 30 secondes (divisées en 2 expositions de 15 secondes pour pouvoir rejeter les rayons cosmiques) vont garantir une efficacité d'environ 77%.

Afin d'évaluer et éventuellement adapter la stratégie d'observation, un important outil de simulation, LSST OpSim (*Operation Simulator*⁸), a été développé par la collaboration. Il s'agit d'une simulation qui inclut des modèles détaillés des conditions d'observation sur le site et les caractéristiques de la caméra, ce qui permet de simuler une réalisation de l'ensemble des observations de 15 secondes faites pendant les 10 ans de vie de LSST. Une simulation de la couverture du ciel résultant du sondage principal dans la bande r est montrée sur la figure 2.7. Elle inclut naturellement la moitié sud de l'écliptique et a été étendue de quelques degrés dans l'hémisphère nord, lequel sera observé uniquement dans les bandes r et i , ce afin de compléter la détection des NEOs et obtenir un recouvrement avec le champs de vue d'Euclide (voir section 2.4.4). Une région de 1000 deg² autour du centre galactique sera exclue du sondage principal à cause de la trop grande densité d'étoiles.

Au cours des 10 années de fonctionnement, le nombre total de visites attendues est d'environ 2.8 millions (soit environ 5.6 millions d'expositions de 15 secondes). Environ 15 TB de données seront produites par nuit (soit à peine moins que l'ensemble des données produites par SDSS en dix ans (~16 TB)).

Les “mini-sondages”

Bien que le sondage principal, uniformément réparti sur le ciel, permet de répondre scientifiques mentionnés précédemment, environ 10 % du temps d'observation sera consacré à la réalisation d'observations suivant une autre stratégie. Cela va permettre d'améliorer significativement les possibilités d'études scientifiques. Ces sondages ont pour objectif d'augmenter la magnitude limite, avec des champs plus profonds ou en via une stratégie d'observation différente (temps de pose, choix des filtres ...).

Un programme utilisant environ une heure chaque nuit pour observer une petite région du ciel, est un exemple de “mini-sondage”. De telles observations sont alors en mesure d'augmenter significativement la profondeur du champ pour cette région. Compte tenu du temps de lecture et du temps nécessaire au changement de filtre, ce programme peut cumuler environ 50 visites de 15 secondes chacune, dans quatre des filtres. En supposant qu'un champ soit observé deux

⁸<http://www.noao.edu/lsst/opsim>

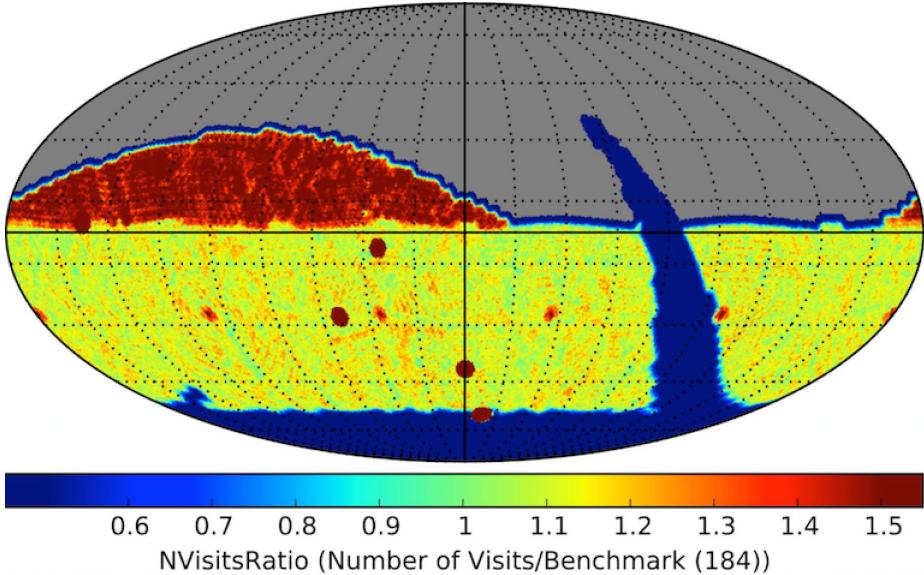


Figure 2.7: Distribution des visites dans la bande r pour une simulation basée sur la cadence du sondage principal. Le code couleur représente le nombre de visites (normalisé par rapport à la valeur moyenne donnée dans le Science Requirement Document, soit 184) après dix ans d’observations. Les deux régions avec un nombre de visites plus faible que le sondage principal correspondent aux “mini-sondages” et sont le plan galactique et la région autour du pôle sud céleste. Figure extraite de Ivezic et al. [74].

fois par mois, environ 600 deg^2 peuvent être observés avec une telle cadence pendant 10 ans. La profondeur alors atteinte est de $m_r \sim 28$.

Ces observations sont utiles pour de nombreuses études scientifiques, à la fois comme extension du sondage principal et pour contraindre les erreurs systématiques. Par exemple, une sensibilité de 1% sur des phénomènes dont la variabilité est de l’ordre de l’heure rend possible la détection d’éclipses planétaires. La profondeur du champ va permettre la recherche de nouvelles supernovae ou NEOs. Par exemple, l’échantillon des SNs pourrait atteindre un redshift limite de $z = 1.2$. Enfin, de telles séquences vont permettre d’améliorer la procédure d’étalonnage photométrique. Quatre champs extragalactiques⁹ ont déjà été sélectionnés par la collaboration LSST pour atteindre ces objectifs.

Avant le début des observations, une période d’évaluation (“comissioning”) scientifique d’environ un an est prévue. Pendant cette période de nombreux tests vont être effectués afin de tester l’instrument et de valider la stratégie d’observation adoptée mais également pour explorer les stratégies alternatives. Les propositions de micro-sondage et de mini-sondage seront étudiées pendant ce temps.

2.3 Gestion des données

La cadence d’observation principale va générer un flux continu de données brutes avec une production d’environ 15 terabyte (TB) par nuit. On estime qu’après 10 ans de fonctionnement, 11 *Data Release* seront produites à partir d’un ensemble de données approchant 500 PB pour l’imagerie d’images et environs environ 50 PB pour les catalogues. L’importance des volumes

⁹Pour plus de détails voir <http://www.lsst.org/News/enews/deep-drilling-201202.html>.

de données produites, l'aspect temporel des phénomènes observés et la complexité des processus traités imposent un traitement en temps réel et automatisé des données. Ainsi les données collectées par LSST seront automatiquement réduites en images et en catalogues par le système. Les données seront traitées en suivant trois niveaux :

1. Traitement en temps réel : archivage des images brutes générées pendant la nuit d'observation et émission des alertes (détectons de nouvelles source, ou sources dont les propriétés ont changées depuis la dernière observation) dans les 60 secondes qui suivent la détection. La transmission des alertes nécessite l'utilisation d'un réseau dédié afin de transférer les données du Chili vers les États-Unis. Lors de chaque alerte seront mesurés et transmis la position de l'objet, son flux dans les six filtres, sa taille et sa forme. Sera également fourni les caractéristiques de la variabilité de l'objet (déplacement, probabilité que l'objet soit variable . . .).
2. Une fois par an, les données seront retraitées afin de fournir un catalogue et des images parfaitement calibrées (une calibration photométrique et astrométrique uniforme sur le catalogue sera fournie). Les images fournies seront dépourvues de la signature instrumentale telle que le bruit de fond, PSF, où les points zéros des filtres. De plus elles correspondront à la co-addition de l'ensemble des poses réalisées dans différents filtres. Cette particularité implique que chaque année, l'intégralité des données obtenues depuis le début des observations de LSST seront retraitées afin de procéder à cette co-addition. Une *Data Release* sera ainsi créée tous les ans (à l'exception de la première année, pour laquelle deux analyses seront faites). Elles seront archivées au delà de la durée de vie de LSST et seront accessibles depuis une plateforme en ligne. Le premier catalogue (DR1) devrait contenir 18 milliards d'objets pour 750 milliard d'observations, tandis qu'on attend 37 milliards d'objets associées à $30 \cdot 10^{12}$ observations lors de la dernière analyse (DR11).
3. Les produits de données de niveau 3 sont issus d'une combinaison des niveaux 1 et 2 afin de répondre à certaines problématiques scientifiques particulières. Le système de gestion des données (*Data Management System DMS*) va faciliter cette étape du traitement des données en créant des logiciels et des interfaces (API pour *Application programming Interfaces*) permettant le développement des logiciels d'analyse. Les ressources nécessaires seront également mises à disposition aux centres d'accès des données (*Data access center*) pour permettre aux utilisateurs le traitement et l'analyse des données. Certaines analyses ne sont pas réalisées lors des étapes 1 et 2. Ainsi certaines images seront à nouveau analysées afin de rechercher la trace de nouvelles supernovae, de caractériser les structures diffuses (comme, par exemple, le milieu interstellaire) ou l'étude de champs photométrique extrêmement dense (tel que les amas globulaires).

La principale difficulté est la création d'une base de données SQL¹⁰ capable d'archiver des milliards d'objets tout en permettant d'accéder aux informations en un temps raisonnable. Pour palier à ce problème la collaboration a développé Qserv, dont le design est optimisé pour la recherche astrophysique. Il s'agit d'un système original de bases de données distribuées sur un grand nombre de nœuds, chaque nœud étant associé à une région du ciel selon une grille de géométrie sphérique. Chaque zone recouvre légèrement ses voisines afin d'optimiser les recherches sur les objets proches de ses limites. Afin de s'assurer que le système soit capable de faire face au flot de données attendues, un "data challenge" a été organisé au centre de calcul de l'IN2P3 et au NCSA (*National Center for Supercomputing Applications*, université de

¹⁰SQL est l'acronyme de *Structured Query Language*. Il s'agit d'un langage informatique servant à exploiter les bases de données, il permet de rechercher, d'ajouter ou de supprimer un élément.

l'Illinois, USA) en 2013. Il a permis de tester les possibilités d'analyse ainsi que les capacités de communication entre les deux centres. Les algorithmes et le système de gestion de données ont été testés sur un lot d'images acquises par SDSS (entre 2005 et 2007). Les données ont été divisées en deux lots d'environ 5 TB entre les deux sites (avec un léger recouvrement entre les deux lots afin de valider les résultats). L'ensemble des opérations a nécessité environ 100 000 heures de calcul et les données de sortie (soit environ 100 MB par site) sont pour le moment sauvegardées sur un serveur MySQL mis à disposition par le cc-IN2P3. Ce *data challenge* aura permis de valider le concept d'analyse et de démontrer la possibilité d'analyse conjointe entre les deux sites, avec un minimum d'efforts. De nouveaux tests sont prévus à partir des données de CHFTLS (la caméra Megacam étant plus proche de celle de LSST que SDSS). L'objectif sera alors de ré-analyser les données à partir des outils développés pour LSST. Le système Qserv est principalement développé à SLAC et à CALTECH (California Institute of Technology), et bénéficie d'une forte contribution de trois ingénieurs du LPC Clermont en liaison avec le projet interdisciplinaire du CNRS PetaSky (projet pour la gestion et l'exploration des grandes masses de données scientifiques issues d'observations astronomiques grand champ). L'implication du CC-IN2P3 pour la mise en œuvre du "*data challenge*" et de la plateforme Qserv est très importante et représente l'une des contributions majeures de l'IN2P3 au projet LSST.

L'ensemble des logiciels développés pour LSST devra donner un cadre pour l'analyse des images qui soit modulable, efficace et polyvalent. La totalité des codes développés sont et resteront des codes open source, et à quelques exceptions, ils seront complètement écrits en Python. Les algorithmes devront entre autre permettre la co-addition des images ce qui implique une identification du fond et l'addition des images tout en préservant les structures fines. Il faudra également pouvoir corriger l'alignement des images. Bien que ces logiciels soient développés dans le cadre de LSST ils seront utilisables par d'autres collaborations (telle que SDSS, CFHT ou DES). En effet, les tests impliquent l'utilisation de données réelles, lesquelles sont issues des sondages précurseurs. De plus l'ensemble va être complètement écrit, en se basant sur des outils développés pour les expériences précédentes et en tenant compte de l'ensemble des difficultés rencontrées auparavant, ce qui va conduire à un ensemble d'outils pour l'analyse extrêmement performant. Les résultats obtenus jusqu'à maintenant sont très encourageants, bien qu'encore préliminaires. Il reste notamment à définir la manière dont les différentes collaborations vont accéder aux données.

2.4 Simulations et performances attendues pour contraindre l'énergie noire

Grâce à son design et à l'optimisation du système, LSST devrait être capable d'atteindre les spécifications scientifiques requises. Cependant, pour que cela soit réellement possible, il faut que le système soit précisément calibré (voir chapitre 3), que la chaîne de traitement des données soit en mesure d'extraire des observations le signal approprié, et tenir compte de la précision attendue sur la reconstruction des redshifts photométriques. Supposant ces points acquis, il est possible d'estimer les résultats attendus après les dix années de fonctionnement de LSST, en considérant les observations du sondage principal et celles des champs plus profonds. Cela sous-entend également l'estimation de la réponse instrumentale. Dans cet objectif, un ensemble de simulations a été développé fournissant, entre autre, une simulation des observations, un catalogue d'objets astrophysiques (galaxies, étoiles, objets du système solaire, ...) simulés, et la génération d'images LSST réaliste pour une portion du ciel donnée. Quelque soit le sujet de science considéré, l'estimation des résultats va fortement dépendre de la qualité photométrique.

2.4.1 Qualité photométrique

Les simulations contiennent la position des objets dans le ciel et le temps d'observation ainsi que les conditions d'observations tel que le *seeing*, la phase de la Lune ou la brillance du ciel. L'erreur photométrique attendue, pour une visite unique, peut se décomposer de la façon suivante :

$$\sigma^2 = \sigma_{syst}^2 + \sigma_{rand}^2, \quad (2.2)$$

où σ_{rand} est l'erreur photométrique aléatoire et σ_{syst} l'erreur photométrique systématique. Cette dernière inclut les erreurs dues à une mauvaise connaissance de la réponse instrumentale, mais n'inclut pas encore les erreurs de calibration absolue (telle que la détermination des points zéro des filtres). Les systèmes et procédures d'étalonnage sont déterminés de telles sorte que $\sigma_{syst} < 0.005$ mag. Inspiré par les résultats de l'expérience SDDS, l'erreur aléatoire, pour une source ponctuelle, et en fonction de la magnitude, se décrit par :

$$\sigma_{rand} = (0.04 - \gamma)x + \gamma x^2(m^2), \quad (2.3)$$

avec $x \equiv 10^{0.4(m-m_5)}$. Ici, m_5 est la profondeur limite à 5σ dans une bande donnée et γ dépend, entre autre de la brillance du ciel, du bruit de lecture, Les détails concernant le calcul de ce dernier paramètre peuvent être trouvés dans le papier de Ivezić et al. [74] ainsi que dans le chapitre 3.6 du *LSST Science Book* [50]. La magnitude limite m_5 peut s'écrire :

$$m_5 = C_m + 0.50(m_{sky} - 21) + 2.5\log_{10}(0.7/\theta) + 1.25\log_{10}(t_{vis}/30) - k_m(X - 1), \quad (2.4)$$

où m_{sky} est la brillance du ciel (en mag.arcsec⁻²), θ est le *seeing* (en arc-secondes), t_{vis} est le temps d'exposition (en secondes), k est le coefficient d'extinction atmosphérique et X la masse d'air. La constante C_m dépend de la transmission globale de l'instrument. Les valeurs de la magnitude limite m_5 dans les six filtres, calculées pour 1 et 10 ans d'observations, sont données dans la table 2.4. Cette dernière indique également le nombre de visites par filtre.

1 an d'observation						
	<i>u</i>	<i>g</i>	<i>r</i>	<i>i</i>	<i>z</i>	<i>y</i>
Nombre de visites	5	8	18	18	16	16
Magnitude limite m_5	24.9	26.2	26.4	25.7	25.5	23.7
10 ans d'observation						
	<i>u</i>	<i>g</i>	<i>r</i>	<i>i</i>	<i>z</i>	<i>y</i>
Nombre de visites	56	80	184	184	160	160
Magnitude limite m_5	26.1	27.4	27.5	26.8	26.1	24.9

Table 2.4: Magnitude limite dans les six filtres, calculée pour 1 an et 10 ans d'observations. Table extraite de Ivezić et al. 2008 [74].

On pourra remarquer que la structure de l'équation 2.4 illustre parfaitement le découplage entre la sensibilité du système (comprise dans le paramètre C_m) et les conditions d'observations. Par ailleurs, le calcul de C_m suppose un bruit de lecture de 9 électrons par pixel, dont l'effet sur la magnitude limite est négligeable. Du fait de l'imprévisibilité de l'activité solaire, il faudra ajouter une erreur sur la magnitude limite, estimée à 0.1 ou 0.2 mag.

2.4.2 Catalogues et images

L'estimation des résultats attendus pour LSST sont obtenus à partir de catalogues et d'images simulées. Les images composites de LSST vont contenir quelques millions d'étoiles et de galaxies. Les outils de simulation de LSST permettent de générer des catalogues d'observation, à partir de simulation N-corps. Pour chaque objet simulé, les magnitudes sont déduites des conditions d'observations simulées en tenant compte de l'atmosphère et de la réponse du filtre pour une masse d'air donnée. Il en résulte un catalogue permettant la simulation des images. Ces dernières sont obtenues en propageant les photons individuellement, au travers de l'atmosphère, du télescope et de la caméra, avant de les convertir en signal électrique. La longueur d'onde des photons est aléatoirement choisie dans le spectre de distribution en énergie (SED) de la source simulée. Pour chaque simulation, environ 300 000 photons sont générés par seconde.

Le système LSST a été optimisé afin d'atteindre une profondeur sans précédent ($m_r \sim 27.5$). Pour comparaison, celle obtenue par l'expérience SDSS, est de $m_r \sim 22.5$, avec un *seeing* deux fois plus important à celui attendu pour LSST. La figure 2.8 (a et b) montre un même champ vu par SDSS (en haut) et tel qu'on l'attend pour LSST (en bas). Les figures de droite (a) ont été obtenues en combinant les observations dans les bandes *gri* et comparent la profondeur d'un champ de 7.5×7.5 arcmin 2 , pour les deux instruments. L'image du bas n'est pas une simulation, elle a été obtenue par le Deep Lens Survey (DLS) et avec une magnitude limite de $m_r < 24.5$. La profondeur du champ est donc inférieure à celle attendue pour LSST, plus importante de 3 mag, avec de plus un meilleur *seeing*. On pourra malgré tout apprécier l'amélioration de la qualité de l'image, avec un nombre de galaxies observées et de détails visibles bien plus élevés. On attend pour LSST environ 100 images telles que celle-ci pour chaque portion du ciel de la demi-sphère céleste ($18\,000$ deg 2 , soit l'équivalent de 1.15 millions de champs de 7.5×7.5 arcmin 2) et environ 200 lorsque les bandes *riz* sont combinées.

Les deux images de droite (b) illustrent la résolution angulaire de l'instrument, avec en bas une image obtenue avec le télescope Suprime-cam. L'image représente un champ de 20×20 arcsec 2 , avec un seeing de 1.5 arcsec pour le champ vu par SDSS contre 0.7 arcsec dans le cas de Suprime-cam, soit dans des conditions similaires à celles que l'on attend pour LSST.

2.4.3 Résultats scientifiques attendus

La qualité des observations attendues pour LSST, va permettre l'étude de nombreux sujets scientifiques, et à l'heure actuelle, il est impossible de prédire l'ensemble des possibilités offertes grâce aux données de LSST. C'est pourquoi, nous allons, dans cette section, nous concentrer uniquement sur le sujet qui nous intéresse dans le cadre de cette thèse, soit l'étude de l'énergie noire.

Un des points forts de LSST est sa capacité à étudier l'énergie noire en combinant les observations de quatre sondes. Cela va permettre de contraindre les paramètres cosmologiques avec une précision encore inégalée. Chaque sonde donne accès à une combinaison dégénérée des paramètres cosmologiques, et chacune est affectée par des systématiques différentes (voir section 1.5). C'est pourquoi leur combinaison permet un meilleur contrôle des systématiques de même que la brisure de la dégénérescence. La figure 2.9 montre les contraintes sur les paramètres d'énergie noire w_0 et w_a obtenues soit en traitant les différentes sondes individuellement, soit en combinant les BAOs et les lentilles gravitationnelles ou bien en combinant toutes les sondes. L'analyse combinée BAOs et lentilles gravitationnelles est particulièrement puissante pour contraindre la dynamique de l'énergie noire, c'est à dire son éventuelle évolution en fonction du redshift. En mesurant simultanément la croissance des structures et la luminosité ainsi que la distance angulaire des objets, les données LSST devraient être capables de révéler si la récente accélération de l'expansion de l'Univers est due à l'énergie noire ou à une modification de la

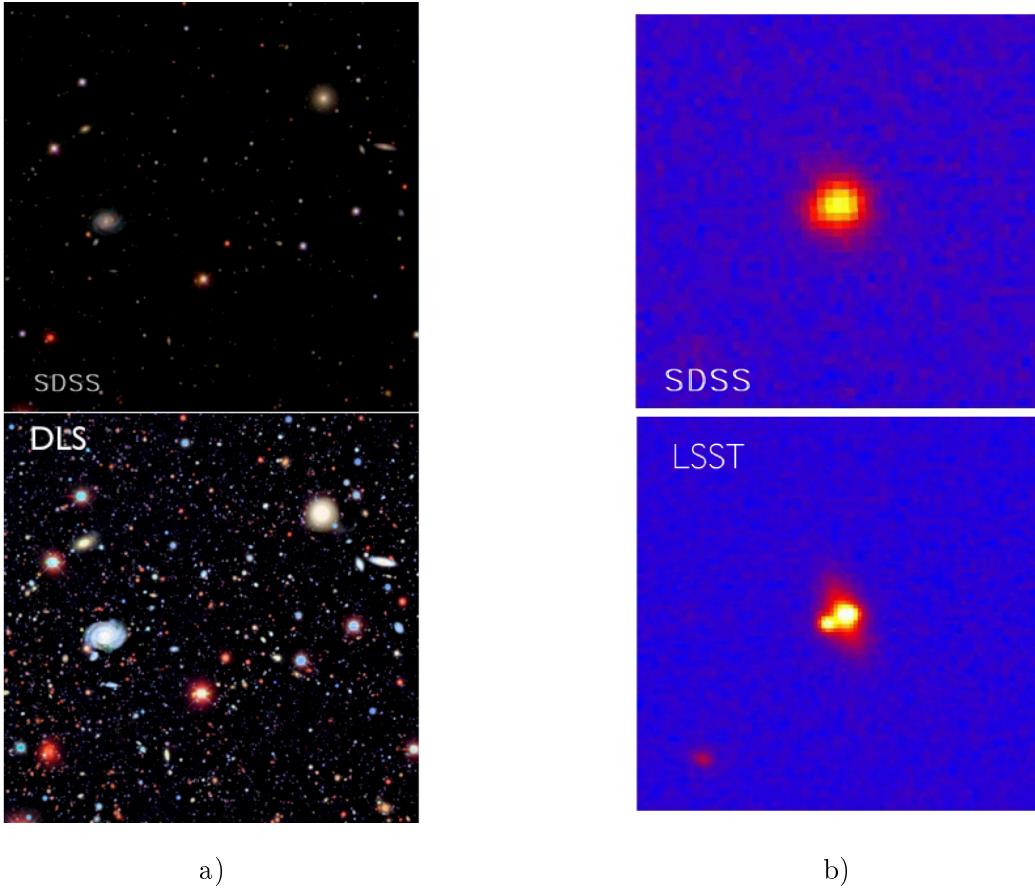


Figure 2.8: a) Comparaison des images obtenues, pour un même champ de vue, par SDSS (en haut, avec $m_r < 22.5$) et par le Deep Lens Survey (DLS, en bas, avec $m_r < 24.5$). La profondeur attendue pour LSST est de 3 magnitudes plus importante que celle de DLS. b) Comparaison de la résolution angulaire pour une image obtenue par SDSS (en haut, avec un seeing moyen de 1.5 arc-seconde) et attendue pour LSST (en bas, avec un seeing de 0.7 arc-seconde). L'image du bas a été obtenue par Suprime-cam au Subaru, avec un seeing et une résolution similaire à ce que l'on attend pour LSST. Les figures a et b sont extraites de Ivezic et al. [74].

gravité. Avec LSST, la précision sur la mesure des paramètres w_0 et w_a devrait être de 100 à 1000 fois meilleure que celles des expériences précédentes, ce qui confirme son statut d'expérience de rang IV.

La figure 2.10 montre une simulation du rapport entre le spectre de puissance des galaxies reconstruit pour LSST sur un spectre de référence (calculé dans le cadre d'un modèle Λ CDM, sans baryon), pour 5 intervalles de redshift (les données LSST seront divisées en 10 intervalles de redshifts de largeurs semblables) entre $z = 0.4$ et $z = 3.6$. Les multiples pics visibles sont la signature des oscillations baryoniques dans le plasma primordial. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, un ajustement du spectre reconstruit permet d'estimer la taille de l'horizon sonore, laquelle dépend de la quantité d'énergie noire, au travers de la distance angulaire et du paramètre de Hubble.

L'analyse des oscillations acoustiques de baryons à partir des redshifts photométriques de LSST (en supposant une précision de $\sigma_z = 0.04(1 + z)$) devrait permettre une mesure de la distance de diamètre angulaire avec une précision de 1%. Cela devrait permettre de contraindre w_0 et w_a avec une précision de 0.1 et 0.25 (*Dark Energy Task Force Whitepaper* [78]).

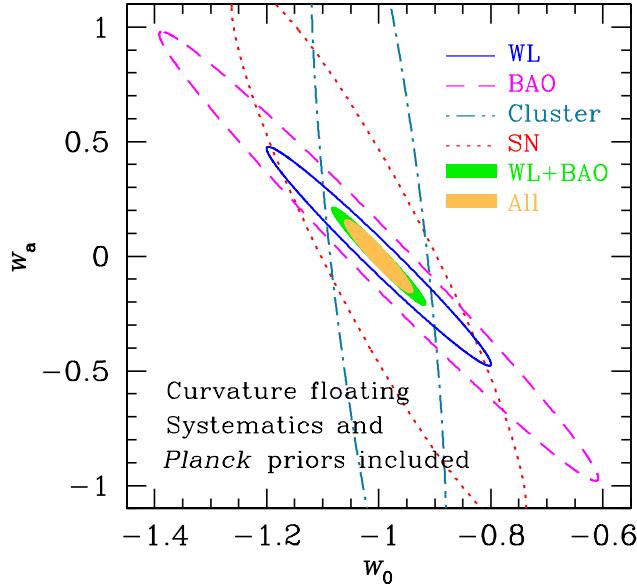


Figure 2.9: *Contraintes attendues sur les paramètres de l'équation d'état de l'énergie noire ($w = w_0 + w_a(1 - a)$) en combinant les différentes sondes accessibles à LSST (soit les BAOs, les lentilles gravitationnelles, les amas de galaxies et les supernovae). Pour comparaison, l'aire des ellipses d'erreur pour les expériences de rang III est environ dix fois plus large que celle attendue pour LSST. Figure extraite de Ivezic et al. [74].*

2.4.4 Synergies avec les autres projets

Bien que les données de LSST seront d'excellente qualité, il y a un grand intérêt à bénéficier de celles d'instruments précurseurs, ou contemporains. Par exemple de nombreux instruments (tels que SDSS, DES ...) ont déjà couvert une grande partie de la sphère céleste dans le domaine de l'optique, avec une magnitude limite légèrement inférieure à celle de LSST : la combinaison de l'ensemble des observations actuelles constitue un ensemble de données d'un ordre de magnitude inférieure à celle attendue pour LSST. Ce dernier, va en outre bénéficier des avancées et du savoir faire acquis au cours des projets précédents. D'autres sondages, tels que Pan-STARRS, avec l'observation de l'hémisphère nord vont constituer un excellent complément à LSST. LSST et Gaia¹¹ seront également très complémentaires, notamment pour l'étude de la Voie Lactée et la caractérisation des étoiles. En effet, l'objectif principal de la mission Gaia (Gerry Gilmore, 2004 [79]) est de cartographier une partie de notre galaxie en localisant et caractérisant, depuis l'espace¹² un milliard d'étoiles, sur la quasi-totalité du ciel. En outre, ses données vont permettre la vérification de l'étalonnage photométrique et astrométrique de LSST (T. Axelrod et C. Miller, 2014 [80]) tandis que LSST va étendre le sondage de GAIA de quatre magnitudes. Le flux de données issu de LSST va permettre d'améliorer les études possibles à partir de nombreux autres télescopes, lesquels fournissent des données complémentaires (spectrales, temporelles, de couverture spatiale différente).

LSST et Euclid (voir section 1.6) vont tous les deux couvrir une portion du ciel de 20 000 deg² et le recouvrement entre les deux sondages est estimé à 11 000 deg². LSST va mesurer la forme et la taille d'environ 10 milliards de galaxies et au moins 1 milliard de mesures dans le proche infra-rouge devrait être obtenues par Euclid. Bien que la combinaison des données

¹¹GAIA est une mission de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) <http://sci.esa.int/gaia/>

¹²Lancé en décembre 2013, le satellite GAIA est en orbite au point de Lagrange L2, pour une durée de vie nominale de 5 ans.

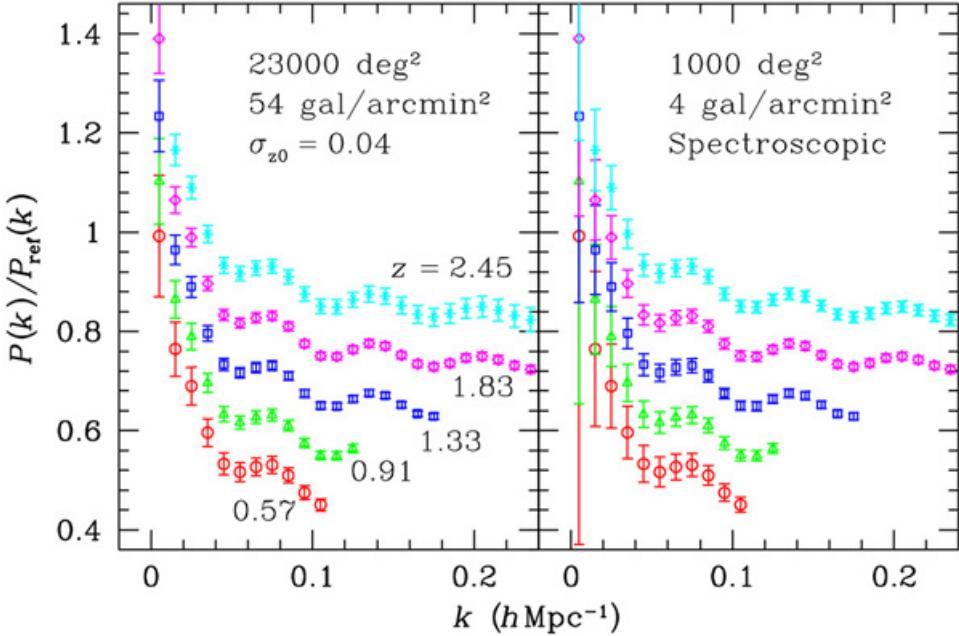


Figure 2.10: *Spectre de puissance de la matière.* **À gauche :** Résultats attendus dans 5 des 10 intervalles de redshift de LSST. Les courbes montrent une simulation du rapport entre le spectre de puissance des galaxies mesurés par LSST sur un spectre de référence (sans baryon). Pour des raisons de clarté, elles ont été décalées artificiellement. Chaque intervalle représente une portion du ciel de 400 à $500 h^{-1} \text{ Mpc}$ d'épaisseur, centrée sur le redshift indiqué sur la figure. L'erreur sur les redshifts photométriques est supposée être de la forme $\sigma_z = \sigma_{z0}(1+z)$. Au grandes échelles (petits valeurs de k) l'erreur statistique est dominée par la variance cosmique (particulièrement pour les grands redshifts) et par le bruit de poisson aux plus petites échelles. **À droite :** Simulation similaire mais dans le cas d'un sondage spectroscopique, pour comparaison (mais sur un plus petit échantillons de galaxies). La figure a été extraite du Dark Energy Task Force Whitepaper [78].

obtenues dans le domaine du visible depuis le sol et dans le proche infra-rouge depuis l'espace est essentielle pour Euclid, elle sera également profitable à LSST : l'utilisation des bandes photométrique YJH d'Euclid va permettre une amélioration de la qualité de la reconstruction des redshifts photométriques avec LSST et les données spectroscopiques seront d'une grande utilité afin d'aider à l'étalonnage photo-z, en particulier aux grand redshifts. WFIRST et Euclid sont deux instruments grands champs qui vont produire des données dans le proche infra-rouge. Cela va fournir des données photométriques extrêmement complémentaires à LSST. Les mesures des distributions spectrales en énergie des galaxies (SEDs) vont permettre d'améliorer la qualité de la reconstruction des redshifts photométriques ainsi que les contraintes mises sur la masse des étoiles. L'analyse des lentilles gravitationnelles vues depuis l'espace et le sol sont également complémentaires, elles vont permettre la vérification (*cross-check*) l'une de l'autre.

LSST va également permettre l'étude optique de sources faibles issues des données gamma, X ou radio (pour donner un exemple, SDSS n'a pu détecter qu'un tiers des objets de FIRST¹³ à cause de leur trop faible magnitude pour être détectés dans les longueurs d'onde optiques). De même, des données optiques de bonne qualité sont nécessaires à l'identification des sources de rayonnement X.

Le Laser Interferometer Gravitationel Wave Observatory (LIGO) va potentiellement détecter

¹³Faint Images of the Radio Sky at Twenty-Centimeters : <http://sundog.stsci.edu/>

la fusion de systèmes binaires composés d’objets ultra compacts et de trous noirs, via les ondes gravitationnelles émises lors de tels événements. LSST aura la capacité de mesurer le signal visible accompagnant l’émission d’ondes gravitationnelles, fournissant alors la position précise du système dans le ciel. Enfin, la grande quantité de données issues des observations de LSST va indubitablement conduire à la découverte d’objets astrophysiques rares dont l’étude pourra être poursuivie grâce à la puissance d’instruments tel que le JWST (James Webb Telescope) ainsi que par la future génération de télescopes de type 20-40 m.

2.5 La collaboration LSST

La collaboration LSST, fondée en 2003, comprend plusieurs centaines de physiciens, ingénieurs et techniciens. Le siège de la collaboration LSST est situé à Tuscon, en Arizona, et des laboratoires de tous les États-Unis participent au projet, lequel est financé à la fois par des fonds privés et des fonds publics. Des équipes de chercheurs et d’ingénieurs issus de l’astronomie et de la physique des particules travaillent sur LSST, qui est développé comme un projet multi-agences en partenariat public-privé. La NSF (*National Science Fondation*) mène le projet et est en charge du financement du télescope, du site et du traitement des données, alors que le DOE (*Departement Of Energy*) est quant à lui en charge de la construction de la caméra et de la gestion des personnes issues de la communauté de la physique des particules. Des fonds privés ont été collectés (et ce avant l’acceptation du projet par les agences nationales) afin de lancer la production des miroirs, et pour financer une R&D sur les senseurs CCDs.

La collaboration française de LSST inclut la participation de 9 laboratoires du CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique) apportant une contribution à la fois financière et technique. Les laboratoires de l’IN2P3 (Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules) impliqués participent au développement et à la construction de divers sous-systèmes de la caméra. Leur contribution, en plus de nombreuses contributions mécaniques, est axée sur la calibration photométrique. En effet, cette dernière est la principale clé pour accéder à la précision des mesures nécessaires à la plupart des sujets scientifiques sur lesquels la collaboration est impliquée : la mesure des distances avec les supernovae, par exemple, ou les oscillations baryoniques et les lentilles gravitationnelles, et ce grâce à la précision des mesures des redshifts photométriques. Pour cela, une parfaite connaissance des senseurs et de leur électronique ainsi que des caractéristiques des filtres est indispensable. La contribution technique suit donc deux axes de R&D sur la caméra. D’une part, l’axe “senseurs” comprend la caractérisation des senseurs eux-mêmes, le développement de l’électronique de lecture et la calibration instrumentale. D’autre part, l’ensemble “filtres” qui comprend la calibration des filtres eux-mêmes, la mécanique et le contrôle-commande associés. Le LPNHE, le LAL, le LPSC et LUPM concentrent leur effort sur l’axe “senseurs”. Ils vont assurer le suivi de la production R&D faite chez E2V¹⁴. Ils ont contribué à la définition du cahier des charges des CCDs et sont responsables de la réception d’une partie des senseurs, ainsi que de leur caractérisation. Un banc de test des CCDs est ainsi développé au LPNHE, et une partie du travail consiste à optimiser l’électronique de lecture des CCDs. Le LMA, le LPNHE, le CCPM, le LPC, le LPSC et l’APC travaillent sur l’axe “filtres”, avec notamment le développement du chargeur et du changeur de filtre et du carrousel. Ces derniers devront permettre environ 100 000 changements de filtres (en moins de 2 minutes) et 30 000 rotations du carrousel sont envisagés. Sachant que la fabrication d’un filtre nécessite 1 an et qu’ils sont extrêmement coûteux, le fonctionnement de ces sous-systèmes devra

¹⁴L’entreprise E2V est spécialisée dans la production de capteur CCDs. Elle a notamment fourni les CCDs de la caméra MegaCam du CFHT et ceux de la mission Gaia.

être extrêmement précis et parfaitement contrôlé. Ils devront de plus faire face au risque sismique, particulièrement important au Chili. Des prototypes à l'échelle de ces systèmes ont déjà été conçus et des tests mécaniques sont en cours. L'intégration des systèmes de contrôle de ces éléments au système de contrôle-commande de LSST (CCS) est également en cours d'étude. À ce sujet, une collaboration à lieu entre le groupe CCS de SLAC et l'IN2P3 en charge du contrôle du CCOB (banc d'étalonnage du plan focal développé au LPSC, voir chapitre 3) et du changeur de filtre. Par ailleurs, des études sur la calibration atmosphérique sont effectuées à l'APC et au LAL.

Enfin, le Centre de Calcul de l'IN2P3 (CC-IN2P3) va contribuer au calcul et à la gestion des données. Le CC-IN2P3 contribuera à la moitié du traitement des données de LSST en collaboration avec le NCSA. De plus des *Data Challenges* sont mis en place et permettent de tester et valider la chaîne de traitement et d'analyse des données. La participation aux développements de logiciels de traitement d'images devrait permettre de valoriser l'expérience de la communauté. L'organigramme de la collaboration LSST-France, est présenté sur la figure 2.11. Seules les contributions techniques y sont visibles.

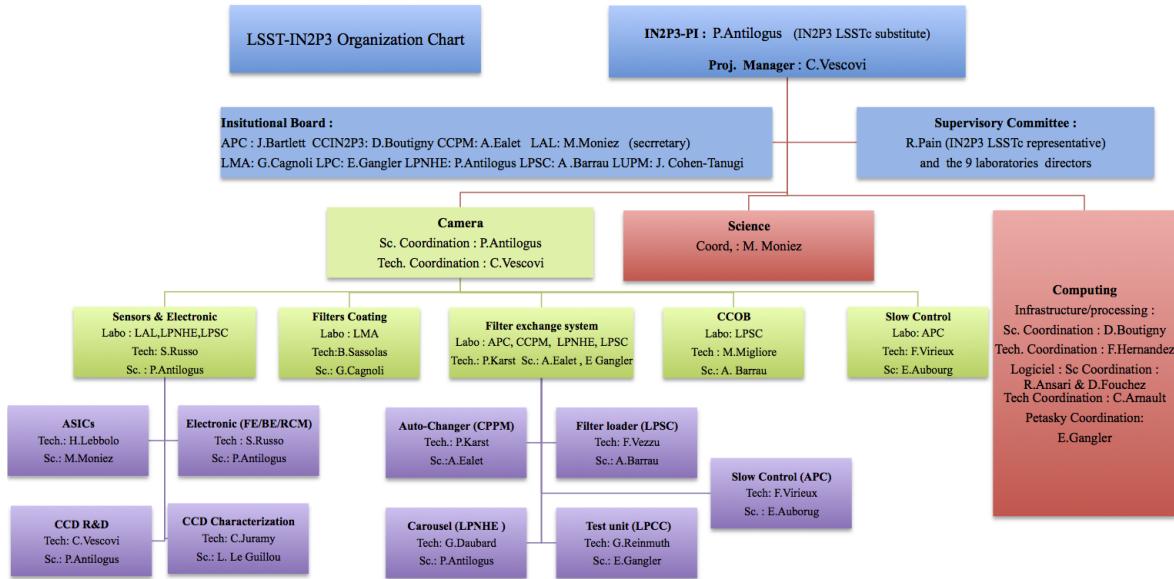


Figure 2.11: *Organisation de la collaboration LSST en France.* Figure extraite de <http://lsst.in2p3.fr/management.html>.

La collaboration LSST n'est pas en charge de l'exploitation scientifique des données, elle a uniquement la responsabilité de fournir les catalogues et les outils nécessaire pour le traitement et l'analyse des données. Ainsi, en parallèle à la construction du télescope, onze collaborations scientifiques indépendantes sont impliquées dans le projet, couvrant un large spectre de sujets astrophysiques et cosmologiques. Cinq de ces groupes de travail (Supernovae, Weak Lensing, Large scale structure/BAO, Strong Lensing et Informatics and Statistics) sont dédiés à l'étude de l'énergie noire. Afin de coordonner ces différentes activités, la *Dark Energy Science Collaboration* (LSST DESC [13]) a été créée en Juin 2012. Son objectif est de développer et de mettre en place un plan de travail pour l'étude de l'énergie noire à partir des données de LSST. Cela inclut, entre autre, le développement, l'optimisation et la simulation d'un ensemble d'analyses complètes, l'étude détaillée des erreurs systématiques associées ainsi que la clarification de la sensibilité des analyses aux différents aspects techniques de LSST. Depuis sa création, environ 175 scientifiques de 49 institutions différentes ont rejoint la collaboration, et environ 50 scientifiques de l'IN2P3

y sont impliqués. Leur domaine d'expertise couvre ainsi un large champ indispensable à l'étude de l'énergie noire, depuis la théorie en cosmologie aux détails instrumentaux concernant LSST.

Le projet LSST a officiellement pris possession du site Cerro Pachon afin de commencer les travaux de construction le 9 janvier 2015, bien que l'autorisation de construction ait été obtenue en aout 2014. Quelques jours auparavant, la collaboration recevait l'accord du DOE pour la fabrication de la caméra. La collaboration entre LSST et la communauté française a été officialisée le 5 mars 2015, en présence des principaux représentants de l'IN2P3, du CNRS et différents laboratoires impliqués dans le projet (en France et aux États-Unis), avec la signature des accords liés à la construction et à l'exploitation des données LSST. Un mois plus tard, le SLAC célétrait l'achèvement de la salle blanche dans laquelle la caméra sera assemblée. L'air contenu dans cette salle contiendra environ 1 000 fois moins de poussières que l'air ordinaire. Cette salle contient un espace suffisamment important afin d'y installer la caméra verticalement, configuration utile pour vérifier l'alignement des optiques (tests qui seront réalisés avec le CCOB). Enfin, les miroirs M1 et M3 dont le polissage est terminé ont été déplacés en toute sécurité vers un lieu de stockage à long terme de l'aéroport de Tucson. Ils y resteront jusqu'à ce que les travaux de construction du LSST soient terminés.

3

Le banc de calibration pour la caméra (CCOB)

La caméra du LSST est l'élément le plus novateur du projet. Compte-tenu des objectifs scientifiques et de la précision requise sur les images, une grande attention devra être portée à son étalonnage et la réponse du plan focal devra être connue avec une très grande précision. C'est pour cet objectif que le LPSC s'est vu confier le développement d'un banc d'étalonnage : le CCOB (*Camera Calibration Optical Bench*). Afin de répondre aux différentes contraintes imposées sur la calibration de la caméra, et pour s'accorder avec le calendrier du projet, deux bancs de calibration vont être construits. Le premier banc, dit “*faisceau large*”, va permettre une caractérisation complète du plan focal, et doit être délivré pour 2016. Vérifier l'alignement des différentes optiques qui composent la caméra sera l'objectif du banc dit “*faisceau fin*”, lequel devra être opérationnel pour 2019. Dans ce chapitre, nous allons détailler les deux bancs d'étalonnage, en mettant cependant l'accent sur le banc faisceau large, qui est celui qui a été étudié pendant cette thèse. Nous justifierons les choix ayant conduit au design final du banc, puis nous verrons que pour caractériser le plan focal de la caméra, il est nécessaire de connaître avec une excellente précision le faisceau utilisé. Les mesures réalisées sur ce dernier ont été effectuées en collaboration avec Myriame Migliore¹ et Rémi Faure (service détecteur et instrumentation), Ludovic Eraud (service électronique) et Aurélien Barreau².

3.1 Calibration de la caméra

Afin d'atteindre les objectifs scientifiques de la collaboration LSST, une excellente calibration photométrique va être nécessaire. La plupart des analyses scientifiques reposent sur la mesure de la magnitude apparente des objets, directement reliée au flux émis. Cependant, le flux mesuré dépend des conditions d'observation (qualité atmosphérique ...) ainsi que de la transmission des détecteurs : le système d'acquisition de LSST va fournir une mesure de l'intégrale du flux émis par un objet $F(\lambda)$ multiplié par la bande-passante observationnelle S_X^{mes} , dans un filtre X donné, avec $X = \{ugrizy\}$ (D. Burke et al. [81]) :

$$C_X^{mes} = \Delta A \Delta T \int_0^{\infty} F(\lambda) S_X^{mes}(t, \lambda) \frac{d\lambda}{\lambda}, \quad (3.1)$$

¹ Responsable technique de LSST au laboratoire.

² Responsable scientifique de LSST au laboratoire et membre du comité de décisions de la collaboration LSST France.

où ΔT est le temps d'exposition et ΔA l'ouverture du télescope. La bande-passante observationnelle tient compte de la transmission atmosphérique S^{atm} et de la réponse instrumentale S_X^{sys} :

$$S_X^{mes}(t, \lambda) = S_X^{sys}(t, \lambda) \times S^{atm}(t, \lambda), \quad (3.2)$$

où S_X^{sys} est défini comme le produit entre la transmission de l'optique S^{opt} (3 miroirs et 3 lentilles) et celle des filtres S_X , et du détecteur S^{det} . La contribution de l'atmosphère sera mesurée indépendamment de la réponse du système grâce à l'utilisation d'un télescope auxiliaire de 1.4 mètre placé à côté de LSST (Stubbs et Tonry 2006 [82]). En observant des étoiles standard, ce dernier devrait pouvoir identifier les différentes composantes de l'atmosphère, avec une précision spectrale suffisamment bonne pour pouvoir en déduire la transmission optique parallèlement aux observations du télescope principal.

La magnitude mesurée est ensuite donnée, en fonction des grandeurs précédentes, par :

$$m_X^{mes} \equiv -2.5 \log_{10} \left(\frac{C_X^{mes}/\Delta A \Delta T}{\int_0^\infty d\lambda / \lambda F_{AB} S_X^{mes}(t, \lambda)} \right). \quad (3.3)$$

La normalisation du flux $F_{AB} = 3631$ Jy (1 Jansky = 10^{-26} W Hz $^{-1}$ m $^{-2}$) correspond au standard habituel dans le système de magnitude AB. La clé du succès de LSST va donc dépendre de sa capacité à mesurer et contrôler la bande-passante optique de l'instrument.

3.1.1 Procédure de calibration

La plupart des projets scientifiques nécessitent une précision photométrique de l'ordre de 1% sur l'ensemble du ciel, répétable et uniforme. Pour atteindre cet objectif, la calibration de LSST sera réalisée en trois étapes :

- Étalonnage relatif : création d'une carte de la réponse instrumentale dans une bande donnée. Il s'agit ici de caractériser la répétabilité des observations, en normalisant le flux mesuré dans une bande photométrique par rapport à toutes les autres effectuées dans cette même bande. Cette mesure sera obtenue grâce à l'observation répétée d'étoiles brillantes ($17 < m_r < 20$) et isolées, créant ainsi un catalogue de référence d'environ 10^8 étoiles. Ces étoiles sont sélectionnées en fonction de leur couleur (différence de magnitude entre deux filtres adjacents) et de leur position sur le ciel. Elles seront observées 100 à 200 fois dans chaque filtre. Ces mesures vont également permettre de corriger les magnitudes apparentes pour chaque objet observé par LSST.
- Étalonnage absolu des filtres : mesure des cinq points zéro de couleur (soit la différence entre la normalisation des flux dans les six filtres). Cette mesure permet de corriger les effets systématiques (notés Δ_X) introduits lors de la renormalisation des flux F_{AB} (définie dans l'équation 3.3). Le terme Δ_X (décalage systématique de la magnitude apparente dans la bande X) peut s'écrire comme la somme $\Delta_X = \Delta_r + \Delta_{rX}$, où Δ_{rX} est le point zéro de couleur entre la bande r de LSST et l'un des cinq autres filtres de LSST, tandis que Δ_r est le point zéro du filtre r . Les cinq valeurs de Δ_{rX} sont obtenues à partir de l'observation d'objets standard dont les propriétés chimique et physique sont supposées bien connues. Par exemple, il existe dans l'hémisphère nord quelques naines blanches³ qui ont été très précisément calibrées par le HST STIS⁴ (Bohlin et al. 2004 [83]), et des mesures similaires doivent pouvoir être obtenues dans l'hémisphère sud. Un catalogue des

³Objets compact issus de l'évolution d'une étoile de masse modérée. L'atmosphère de ces objets contient peu d'éléments et leurs spectres sont considérés comme très bien modélisé.

⁴Hubble Space Telescop Space Telescope Imaging Spectrograph.

naines blanches observables depuis le Cerro Panchon a été développé, de même qu'une méthode d'étalonnage à partir de ces objets (J. B. Holberg et Pierre Bergeron, 2006 [84]).

- Étalonnage absolu des flux : définition de la normalisation des flux (point zéro des filtres Δ_X). La valeur de Δ_X est obtenue à partir de l'observation d'objets considérés comme stables. Bien que l'observation d'un seul objet standard est en théorie suffisante pour déterminer Δ_X , le choix d'un grand nombre de sources permet d'obtenir une mesure des points zéro plus fiable. Il existe de nombreux catalogues contenant de tels objets, cependant, le choix des sources pour LSST n'est pas encore établi.

La nécessité de ces mesures se comprend mieux lorsque l'on écrit la magnitude apparente mesurée en fonction de la magnitude apparente réelle :

$$m_X^{mes} = m_X^{true} + \sigma + \Delta_X + \delta_X(x, y, \alpha, \beta, t, \lambda, SED), \quad (3.4)$$

où σ est l'erreur photométrique et Δ_X correspond à la composante additionnelle due au point zéro du filtre. Enfin $\delta_X(x, y, t, \lambda, SED)$ est l'erreur sur Δ_X . Elle dépend de la position de l'image sur le plan focal (x, y), de la position de l'objet dans le ciel (α, β), de la bande passante et du spectre de l'objet, soit, de manière générale, de la réponse instrumentale, en position et en longueur d'onde. En moyenne, ce terme doit être nul, mais sa valeur exacte doit être déterminée pour chaque source observée. Les contraintes sur l'étalonnage photométrique et instrumentale dans la bande r sont résumées dans la table 3.1. Les deux premières lignes donnent les spécifications concernant la stabilité de l'étalonnage lors de la répétition des mesures d'une même source et l'uniformité des flux mesurés pour différentes coordonnées célestes. Les deux lignes suivantes donnent les spécifications sur l'étalonnage absolu. Les trois dernières lignes donnent les contraintes sur l'étalonnage instrumental.

	spécification	minimum	objectif
répétabilité	5	8	3
uniformité spatiale	10	15	5
précision sur les termes de couleur	5	10	3
précision sur la magnitude	10	20	5

	répétabilité	uniformité	couleur
Générale	5	10	5
Calibration instrumentale S_X^{sys}	3	5	3
Caractérisation atmosphérique S^{atm}	3	7	3

Table 3.1: *Contraintes sur la calibration photométrique et instrumentale dans la bande r. Toutes les valeurs sont données en mmag (10 mmag correspondent à une précision photométrique de 1%). Table extraite de D. Burke et al. [81].*

3.1.2 Mesure de la réponse instrumentale S_X^{sys}

Un certain nombre de sous-systèmes vont permettre la mesure de la réponse instrumentale. Parmi eux, un dôme monochromatique va fournir une source de lumière parfaitement contrôlée, dont l'objectif sera de mesurer la réponse relative de l'ensemble du système instrumental. Cela inclut la réflectivité des miroirs, la transmission des optiques et des filtres, ainsi que l'efficacité

quantique des CCDs, du gain et de la réponse de lecture des CCDs. La source est telle qu'elle va produire un "champ plat" (*flat field* en anglais) illuminant l'ensemble du plan focal de LSST de manière uniforme. Les images alors obtenues vont fournir une correction à appliquer aux images de science afin de prendre en compte les variations de la transmission optique au cours du temps, ainsi que l'absorption du flux lumineux par les poussières qui se déposent sur l'optique et dont les dimensions sont grandes devant la longueur d'onde des photons de la bande passante de LSST. Une telle mesure devra être effectuée après chaque nettoyage des miroirs, ou tout autre changement connu dans la transmission du systèmes et au moins une fois par mois (on suppose que la variation de la transmission est faible avec le temps). Cependant, cette méthode d'étalonnage génère des images fantômes (issues des réflexions sur les éléments optiques) qui ne seront pas présentes dans les images de science et qui risquent d'introduire un biais lors de la correction des flux.

Le *Bench for Optical Test* (BOT) aura pour objectif la caractérisation des CCDs intégrés au cryostat, mais sans la présence des lentilles, y compris la lentille L3. En effet, cette dernière ne sera pas encore disponible au moment des premiers tests. Elle sera donc remplacée par un simple verre, de géométrie plane, ce qui va de plus réduire les réflexions susceptibles d'avoir lieu à sa surface. Il va permettre la caractérisation du bruit de lecture et la mesure de la planéité du plan focal, ainsi que la réponse relative des pixels avec une précision de l'ordre du pourcent. Un prototype devrait être disponible au cours de l'été 2015. Les premiers tests vont être menés avec un raft, puis reproduits sur l'ensemble du plan focal.

Enfin, un banc de calibration, le *Camera Calibration Optical Bench* (CCOB), va également fournir une source de lumière stable et parfaitement contrôlée. Son objectif principal sera de caractériser la réponse relative du plan focal avec une précision de l'ordre du pour-mille, dans différentes conditions et en fonction de la longueur d'onde. Par exemple, les premières mesures seront réalisées avant l'intégration de la caméra à l'ensemble du télescope, c'est-à-dire, en l'absence des différentes optiques (lentilles et filtres). Le CCOB va également permettre le contrôle de la trajectoire de rayons incidents, en mesurant précisément la réponse des pixels en fonction de l'angle d'incidence. Il sera présenté sous la forme de deux bancs indépendants, dont l'un d'eux sera intégré au BOT. Les détails concernant ce sous-système sont donnés dans la suite de ce chapitre.

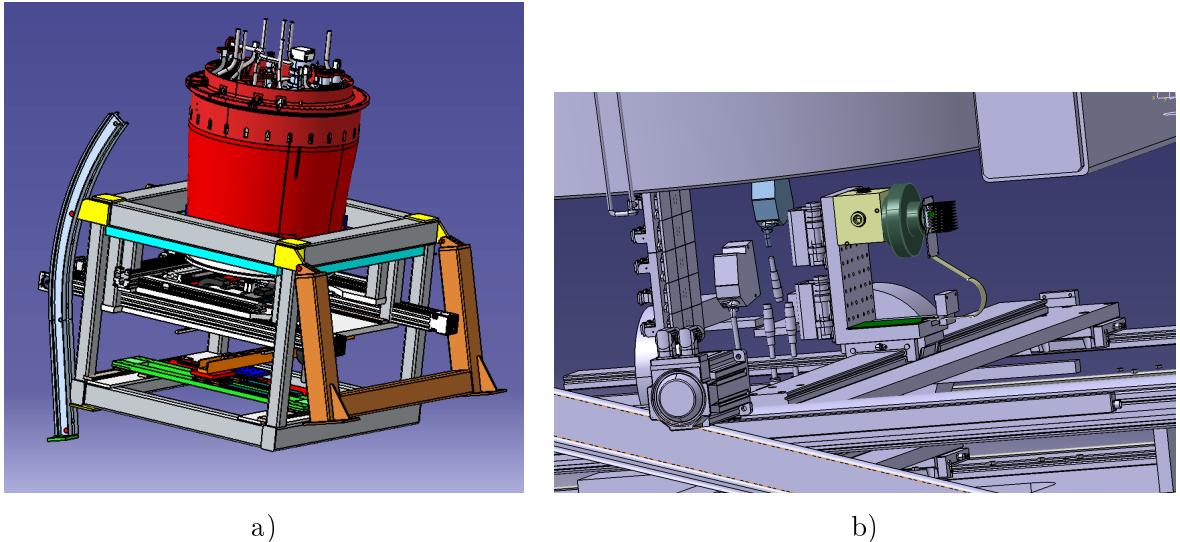
3.2 Le Banc de Calibration Optique

Le CCOB va fournir une mesure précise de la réponse du plan focal en deux étapes. Dans un premier temps, l'ensemble des CCDs sera scanné avec un faisceau de diamètre comparable à la dimension d'un CCD, en l'absence des éléments optiques. Le faible pas de balayage va permettre l'obtention d'une carte de la réponse relative des pixels. Dans un second temps, le plan focal sera balayé avec un faisceau fin, de longueur d'onde et d'angle d'incidence variables. Cette dernière étape sera effectuée en présence des optiques de la caméra (filtres et lentilles). Elle devrait permettre l'identification des images fantômes dues aux réflexions ayant lieu à l'intérieur du système et le contrôle de l'alignement de l'optique.

3.2.1 Banc "Faisceau Large"

Le banc de calibration *faisceau large* (noté CCOB-LB, pour "Large Beam") va fournir la première lumière de la caméra et ainsi, permettre l'identification des pixels morts et des pixels chauds⁵ du plan focal. Il devra également mesurer la réponse relative des 3.2 milliards de pixels du plan focal de la caméra avec une précision de 0.5% sur l'ensemble du plan focal et de

⁵Un pixel mort (ou chaud) est un pixel éteint (ou allumé) en permanence.



a)

b)

Figure 3.1: a) Schéma montrant la configuration dans laquelle se trouvera la caméra lors des la phase de calibration avec le CCOB-LB. Ce dernier va se positionner sur la table de micro-positionnement, ce qui va permettre un déplacement de la source de lumière suivant les axes x et y . b) Schéma représentant l'intégration du CCOB-LB (en couleur au centre de l'image) au BOT.

0.2% à l'échelle d'un raft (3×3 CCDs). Afin de s'affranchir au maximum des réflexions ayant lieu sur les différents éléments optiques, le plan focal sera uniquement protégé par une vitre (remplaçant temporairement la lentille L3) permettant la fermeture du cryostat. Lors de cette phase de calibration, qui aura lieu à SLAC (Stanford Linear Accelerator Center, en Arizona), la caméra sera orientée vers le bas. Le CCOB, uniquement composé d'une source de lumière (et de son alimentation), devra venir s'intégrer au BOT, lequel dispose de deux rails permettant un déplacement micrométrique de la source lumineuse devant le plan focal (voir le schéma sur la figure 3.1). Ceci va imposer une forte contrainte spatiale sur le design du CCOB-LB, qui devra tenir dans moins de 20 centimètres (suivant l'axe vertical). Un faisceau d'environ 30-40 mm de diamètre va être déplacé devant la caméra, de telle sorte que lors de chaque déplacement, un léger recouvrement ait lieu avec la mesure précédente, et ce jusqu'à ce que l'ensemble du plan focal ait été éclairé. Un balayage complet devrait nécessiter quelques heures (en fonction du diamètre du faisceau et du pas de balayage choisi). La réponse des CCDs est dépendante de la longueur d'onde des photons incidents, ce qui implique que la source de lumière puisse émettre dans plusieurs longueurs d'onde. Comme nous le verrons dans la section suivante, un ensemble de LEDs, dont la bande-passante est large (ce ne sont pas des sources monochromatiques) mais faible devant celle des filtres, va être utilisé. Ainsi, l'ensemble de la bande-passante de LSST sera couverte, mais de façon non continue.

Dans le but d'atteindre les objectifs du CCOB-LB, le flux émis par la source de lumière devra être parfaitement stable et maîtrisée. En ajoutant à cela la contrainte spatiale, nous aurons tout intérêt à ce que le CCOB-LB soit le plus simple possible. Son design final sera discuté dans la section 3.3, dans laquelle nous présenterons et justifierons le choix des éléments qui le composeront.

Le banc de test CCOB-LB doit être livré à SLAC début 2016 (mars). À ce moment, la caméra ne sera pas encore disponible. Les premiers tests auront donc lieu sur un raft uniquement.

3.2.2 Banc “Faisceau Fin”

Le CCOB *faisceau fin* (CCOB-TB, pour “Thin Beam”) va générer des réflexions entre les différents éléments optiques de la caméra, ce qui va permettre de vérifier l’alignement de l’optique et de mesurer les coefficients de réflexion. Cela signifie que, lors de ces tests, la caméra sera complète, c’est-à-dire que les trois lentilles seront montées et les filtres présents. Dans cet objectif, un faisceau fin, ajustable en longueur d’onde va être utilisé. Le diamètre de ce dernier doit être grand devant un pixel mais faible par rapport aux CCDs. Il sera de l’ordre de ~ 1 mm. Une lampe QTH, couplée à un monochromateur commercial constituera la source du faisceau dont la longueur d’onde pourra être ajustée. Comme pour les tests avec le CCOB-LB, la caméra sera verticale et orientée vers le sol. Les multiples réflexions ayant lieu sur les optiques dépendent à la fois du point d’émission du rayon lumineux mais également de son angle d’incidence. C’est pourquoi le CCOB-TB sera installé sur quatre rails permettant un déplacement suivant les axes x et y ainsi qu’une variation de l’angle d’incidence (entre 14 et 26 degrés). Étant donnée la petite taille du faisceau, l’ensemble du plan focal ne sera pas scanné mais seuls quelques points seront mesurés. Les réflexions sur les lentilles, les filtres et les CCDs vont générer ce que l’on appelle des images fantômes (“*Ghost*”) sur le plan focal. La faible dimension du faisceau devrait permettre une bonne identification des images fantômes et les coefficients de réflexion devraient être mesurés avec une précision de 1%. La comparaison entre les images et un modèle optique de la caméra (c’est-à-dire une simulation de la trajectoire des rayons lumineux au travers de l’ensemble de l’optique) devrait permettre la mesure de l’alignement des optiques (L1, L2, L3 et des filtres) par rapport au plan focal avec une précision relative de $20 \mu\text{m}$. Cette mesure va permettre la vérification des performances de l’instrument en comparant les données obtenues grâce au CCOB-TB aux prédictions données par les modèles optiques. Le banc de test CCOB-TB devra être livré à SLAC pour septembre 2019.

3.3 Les éléments du banc faisceau large

L’objectif du CCOB faisceau large (qui sera simplement noté CCOB dans la suite de ce manuscrit, puisque le banc faisceau fin ne sera plus discuté) est de calibrer la caméra de LSST et de mesurer la réponse relative du plan focal pixel par pixel. Dans ce but, l’ensemble du plan focal sera éclairé par un faisceau de quelques centimètres de diamètre. Il est évident que nous ne pourrons évaluer la réponse relative des pixels si nous ne maîtrisons pas parfaitement le flux émis par la source de lumière. Ainsi, le choix de cette dernière est d’une grande importance. Le choix s’est porté sur un réseau de LEDs (“Light-Emitting Diode” ou diodes électroluminescentes en français), ces dernières étant connues pour leur stabilité. Dans le but d’homogénéiser complètement le faisceau produit par la source, nous avons choisi d’ajouter une sphère intégrante au montage. Comme les CCDs ne doivent recevoir aucun photon pendant la lecture, le temps d’illumination du plan focal doit être parfaitement maîtrisé. Pour cela deux solutions sont envisagées. La première suppose que les LEDs puissent être complètement éteintes puis allumées de manière quasi instantanée, ce qui est possible uniquement si elles sont alimentées avec une source de courant extrêmement précise. Lors des tests de caractérisation de la source de lumière, la source de courant ne permettait pas un contrôle parfait de l’allumage de la LED. Ainsi, une deuxième solution a été envisagée, elle implique l’utilisation d’un obturateur. Son effet sur la forme et la stabilité du faisceau risque d’être non négligeable et devra être testé prochainement. Le flux émis par la LED sera contrôlé en temps réel grâce à une photodiode placée sur l’un des deux ports de sortie de la sphère intégrante. Afin que la mesure faite par la photodiode de contrôle ne soit pas dominée par le bruit de lecture, le flux émis par la LED doit être relativement important (au minimum, le courant mesuré devra être de l’ordre de $0.7 \cdot 10^{-9}\text{A}$). En revanche, les CCDs de

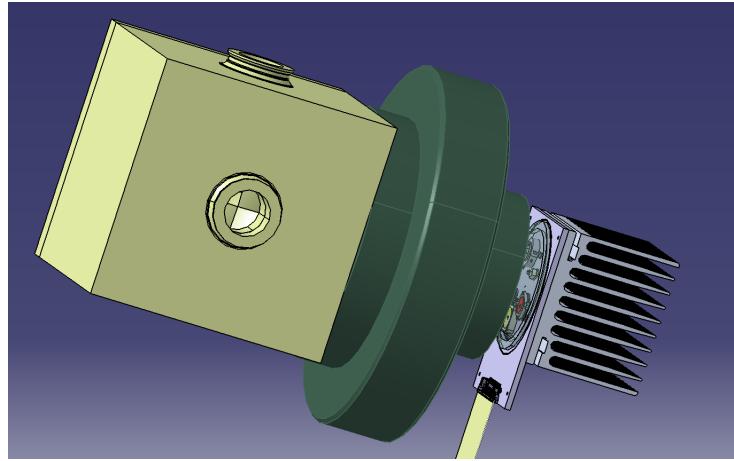


Figure 3.2: *Simulation réalisée par Ludovic Eraud, illustrant le CCOB tel qu'il devrait être livré. On y voit apparaître, de gauche à droite, la sphère intégrante, l'obturateur et le support de LEDs (incluant un radiateur pour la régulation thermique).*

LSST sont beaucoup plus sensibles et ne doivent pas être saturés. Dans cet objectif, un filtre neutre sera placé à la sortie de la sphère intégrante afin de réduire le flux de photons envoyé vers la caméra. L'ensemble des éléments qui vont composer le CCOB (à l'exception du filtre neutre) sont schématisés sur la figure 3.2.

La mesure et la caractérisation du faisceau sont, à l'heure actuelle, réalisées grâce à une photodiode (cette dernière ne permet pas l'utilisation de l'obturateur et donc une caméra CCD devra par la suite être utilisée). Elle sera délivrée avec le CCOB et lors du balayage de la caméra, elle sera alors placée sur la deuxième sortie de la sphère intégrante (visible sur le schéma 3.2). Comme la photodiode fournit une mesure de courant en intégrant le flux reçu sur sa surface active, l'obturateur n'est pas encore intégré au montage et les mesures présentées dans la suite ne le prennent pas en compte. Les caractéristiques de l'obturateur (répétabilité, temps d'ouverture et de fermeture ...) et ses effets sur le faisceau seront testés dans un futur proche.

3.3.1 La source de lumière

La source de lumière sera constituée d'un ensemble de LEDs émettant dans différentes longueurs d'onde, chacune étant utilisée individuellement. Le choix d'utiliser une LED comme source de lumière a été en grande partie inspiré par les travaux menés par la collaboration SNDice [85], qui ont pu confirmer les propriétés et les avantages des LEDs. Les diodes électroluminescentes (LEDs) sont des émetteurs à spectre étroit (la largeur de l'émission à mi hauteur est le plus souvent comprise entre 20 et 50 nm) permettant de couvrir l'ensemble du spectre optique (de l'ultra-violet au proche infra-rouge). Le principal avantage des LEDs est qu'il s'agit d'émetteurs extrêmement stables dès lors qu'elles sont alimentées par une source de courant stable. Leur émission est linéaire en fonction du courant, et ce sur une plage relativement importante, allant de quelques dizaines à quelques centaines de milliampères. Enfin, leur durée de vie est importante et la dégradation de la qualité de leur émission plutôt lente. En revanche, leur longueur d'onde d'émission dépend de la température, ce qui est leur principal inconvénient. Comme nous le verrons dans la suite, ceci sera un réel problème lors des tests CCOB, puisque les contraintes sur la température de la salle blanche à SLAC sont très faibles ($\Delta T = 5^{\circ}\text{C}$). Étant donné qu'il s'agit d'une salle blanche climatisée, nous ne nous attendons pas à de telles variations, cependant, toutes les précautions devront être prises.

En raison de la faible dimension de la surface émettrice (de l'ordre du millimètre), les LEDs

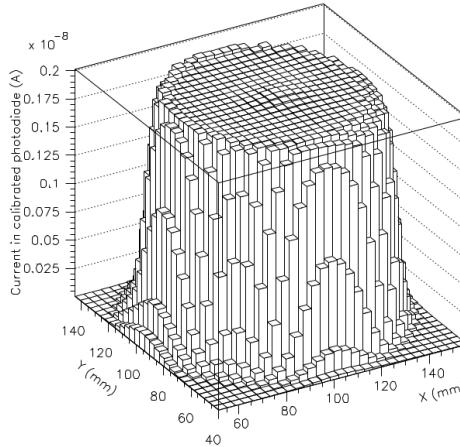


Figure 3.3: *Carte à deux dimensions du faisceau lumineux émis par une LED similaire à celles que nous utiliserons. Cette figure a été extraite de la thèse d'Augustin Guyonnet [86].*

peuvent être assimilées à des sources ponctuelles dont l'émission est quasiment Lambertienne. Alors, le flux lumineux émis par une LED atteignant un récepteur suivant un angle d'incidence θ suit la loi :

$$I(\theta) = I_0 \cos \theta, \quad (3.5)$$

où I_0 est l'intensité absolue du flux émis. Pour nos mesures, l'angle d'ouverture du faisceau sera de l'ordre de quelques degrés (à la sortie de la sphère intégrante). Les mesures de la collaboration SNDice ont permis la réalisation d'une carte à deux dimensions du flux émis par la LED (figure 3.3). On remarque que le centre du faisceau semble relativement stable (le flux émis est relativement constant dans un rayon de quelques dizaines de millimètres) ; nous nous intéresserons alors uniquement cette zone. Pour plus de détails concernant le fonctionnement des LEDs et leurs propriétés (y compris leur dépendance en température) le lecteur est renvoyé à la thèse d'Augustin Guyonnet [86]. Les caractéristiques des deux LEDs qui ont été utilisées afin d'obtenir les mesures présentées dans ce manuscrit sont données dans la table 3.2. Le choix des LEDs qui seront utilisées dans le montage final est discuté dans la section 3.6.1.

modèle de LED	$\langle \lambda \rangle$ (nm)	$d\lambda/dT$ (nm/°C)	I(F) nominal (mA)
GD LBW5SM	474.28 ± 0.005	$+0.018 \pm 0.0002$	350
GD LRW5SM	630.632 ± 0.027	$+0.117 \pm 0.001$	400

Table 3.2: *Caractéristiques des LEDs utilisées au cours de cette thèse. Ces valeurs sont données par le constructeur (<http://www.osram-os.com>).*

La source de courant :

Le schéma de fonctionnement de la source de courant utilisée au cours de cette thèse est illustré sur la figure 3.4. Il s'agit d'une source pilotée par une source de tension (V1) qui permet d'alimenter la LED (D1) par un courant stable. On peut montrer que la relation entre le courant reçu par la LED et la tension fournie par le générateur V1 s'écrit :

$$I_{LED} = V \frac{1}{R5} = 19.6 \text{ mA/V} (R5 = 51\Omega). \quad (3.6)$$

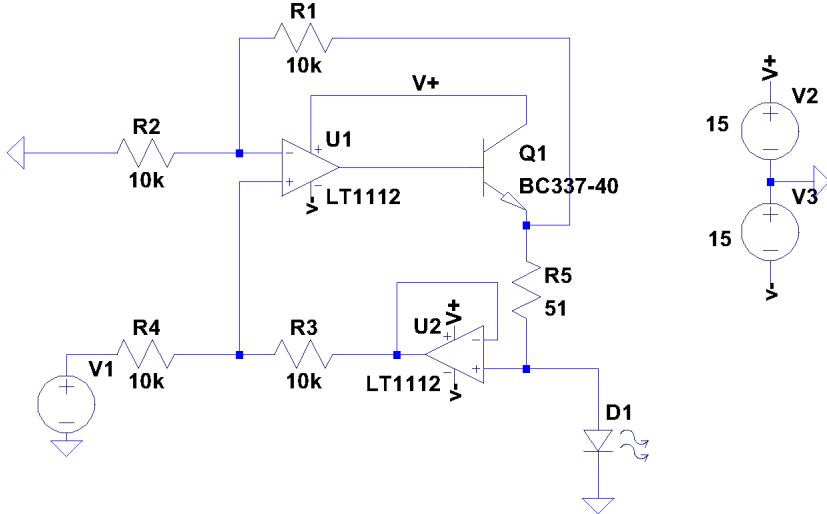


Figure 3.4: Schéma de la source de courant alimentant la LED.

La source de courant présentée ici n'est pas la source finale. Une nouvelle source d'alimentation est actuellement en cours de développement, elle devrait être beaucoup plus stable.

3.3.2 Uniformisation du faisceau

Une sphère intégrante sera placée entre la source de lumière et le détecteur (photodiode). Il s'agit d'un composant optique constitué d'une cavité sphérique entièrement revêtue d'un matériau (généralement du téflon) de fort coefficient de réflexion dans le domaine du visible et du proche infra-rouge (domaine de longueurs d'onde couvertes par LSST). Le principe de fonctionnement d'une sphère intégrante est schématisé sur la figure 3.5.a. La lumière collectée est uniformément réfléchie et diffusée à l'intérieur de la sphère intégrante, un déflecteur empêchant qu'un rayon lumineux entrant ne soit directement réfléchi vers la sortie. Le flux lumineux en sortie de sphère est un champ Lambertien, théoriquement insensible aux variations spatiale, angulaire et de polarisation du champ fourni en entrée. Ainsi, une sphère intégrante illuminée peut être assimilée à une source de lumière Lambertiennne. Le principal inconvénient lié à l'utilisation d'une sphère intégrante vient de la perte de flux. Nous avons remarqué une diminution du flux d'un facteur 10 entre l'entrée et la sortie de la sphère.

constructeur	Newport ([87])
dimension	67 × 67 × 67 mm
diamètre du port d'entrée	25 mm
diamètre des ports de sortie	10 mm

Table 3.3: Caractéristiques de la sphère intégrante utilisée.

Un exemple de carte du faisceau, obtenue après avoir retirée la sphère intégrante du montage est montré sur la figure 3.5 (les détails concernant la création des cartes seront présentés par la suite). Elle peut être comparée à la carte montrée sur la figure 3.11.b, de même dimension, réalisée en présence de la sphère. On constate que l'image du faisceau est fortement déformée.

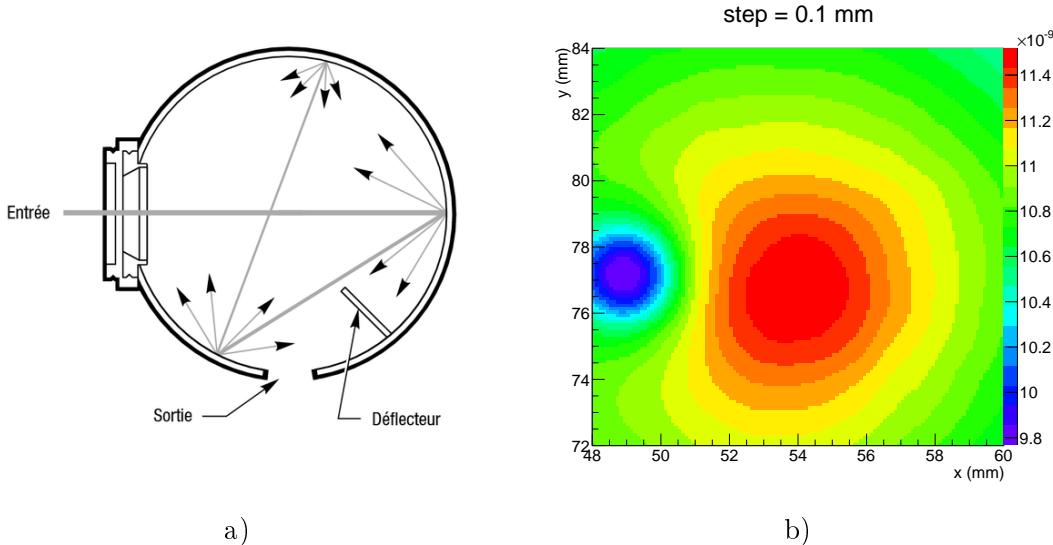


Figure 3.5: a) Schéma de fonctionnement d'une sphère intégrante (figure extraite de [87]). b) Image du faisceau obtenue lorsque la sphère intégrante est retirée du montage.

Bien que nous n'en ayons pas clairement identifié la cause, il est probable que cette déformation vienne de réflexions (ou d'absorptions) entre les différents composants du support de LED, ce qui justifie l'utilisation de la sphère. On notera que cette déformation n'est probablement pas due à la LED elle-même, elle n'a pas été observée lorsque la LED est intégrée dans des montages différents (lors de son utilisation pour d'autres projets).

3.3.3 Mesure du flux : photodiode

Une photodiode est un semi-conducteur formé par une jonction p-n⁶ photo-réceptrice. Elle est constituée de trois zones distinctes : deux régions neutres de type *n* et *p* et une zone dite de charge d'espace⁷, appelées plus couramment zone de déplétion et de diffusion. Soumise à un rayonnement optique, elle peut générer un photo-courant, produit par l'absorption de photons dans la zone active. Les photons ne peuvent être absorbés que si leur énergie $E = h\nu$ est supérieure (ou égale) à l'énergie du gap E_g , énergie minimale que doit absorber un électron pour quitter la bande de valence vers la bande de conduction. Il devient alors mobile et capable de générer un courant électrique. Le photo-courant est issu de la création de paires électron-trou causées par l'absorption des photons. Deux mécanismes de transport interviennent ensuite simultanément :

- dans la zone déplétée, les paires électron-trou sont séparées sous l'effet du champ électrique intrinsèque : l'électron rejoint la zone *n*, le trou rejoint la zone *p*. Ils génèrent ainsi le courant d'entrainement J_E .
- dans les zones neutres, les paires électron-trou peuvent diffuser, et pour certaines rejoindre la zone de déplétion où elles sont séparées. Cela génère le courant de diffusion J_{diff} .

⁶Une jonction p-n est un semi-conducteur dont un côté est dopé *n* (*n* pour négatif) par l'ajout d'électrons dans la bande de valence et l'autre est dopé *p* (*p* pour positif) par la diminution du nombre d'électrons dans la bande de valence (ajout de trous).

⁷Zone dépourvue de porteurs (électrons ou trous) libres. Contrairement au reste d'un semi-conducteur, globalement neutre, cette zone est constituée de deux zones chargées électriquement.

Le photo-courant généré par un flux de photons Φ va donc être la somme de ces deux contributions. La densité de courant s'écrit :

$$J_{ph} = J_E + J_{diff} \propto -q\Phi, \quad (3.7)$$

où q est la charge élémentaire (charge du proton). Ainsi, le photo-courant généré est négatif et inversement proportionnel au flux reçu. Le courant mesuré sera intégré sur la surface de la photodiode :

$$I_{ph} = \int \int J_{ph} dS. \quad (3.8)$$

La photodiode qui sera fournie avec le CCOB est une photodiode standard, calibrée par l'institut NIST⁸.

3.4 Cartographie du faisceau

Étant données les contraintes sur la réponse du plan focal et afin de pouvoir calibrer la caméra et mesurer la réponse relative des pixels, le flux émis par la LED devra être connu et contrôlé avec une précision de l'ordre de 0.1%. Les variations du flux sont mesurées grâce à une photodiode montée sur deux axes XY permettant des déplacements de l'ordre du micromètre. Une mesure du flux est faite pour chaque position de la photodiode, ce qui nous permet de reconstruire une image du faisceau. Comme nous venons de le voir, la photodiode intègre le flux reçu sur l'ensemble de la surface collectrice, soit environ 1 cm^2 . Afin de mesurer les fluctuations du faisceau à l'échelle d'un pixel de LSST ($10 \mu\text{m}$), il est nécessaire de réduire cette surface. Pour cela, nous allons placer une petite ouverture (*pinhole*) devant la photodiode. Dans l'idéal, il faudrait utiliser un *pinhole* de $10 \mu\text{m}$ de diamètre, ce qui correspond à la taille des pixels de la caméra de LSST, cependant, les premiers tests sont faits avec un *pinhole* de $20 \mu\text{m}$ (ce qui correspond au plus petit diamètre à notre disposition). Nous montrerons par la suite qu'une aussi grande précision n'est pas nécessaire.

La figure 3.6 montre le montage, placé dans une boîte noire, grâce auquel la calibration du faisceau émis par la LED est effectuée. La plupart des éléments évoqués dans la section précédente (à l'exception de l'obturateur) y sont représentés. On peut voir sur la photo de gauche les deux axes X et Y (a) qui permettent le déplacement de la photodiode devant la sphère intégrante. Sur la photo de droite, on peut voir l'adaptateur contenant la LED (e) alimentée par un câble BNC. Le câble plus fin visible sur cette photo est l'un des thermocouples permettant la mesure de la température de la LED. Dans toutes les mesures qui suivent, la sortie de la sphère et la photodiode seront séparées de 75 mm.

En balayant le faisceau avec un pas de $20 \mu\text{m}$, on va pourvoir reconstruire une image très précise de notre faisceau. Un exemple de carte ainsi obtenue est montré sur la figure 3.7. Elle représente une portion du faisceau de $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ de côté, chaque pixel correspondant au flux intégré sur $20 \mu\text{m}$. Remarquons que l'irrégularité visible sur la carte a été corrigée par la suite (le montage ayant légèrement changé depuis).

Du fait de l'utilisation du *pinhole* de $20 \mu\text{m}$ de diamètre, le nombre de photons collectés par la photodiode est très faible, y compris lorsque le courant alimentant la LED est au maximum (10 V). Le courant mesuré étant inversement proportionnel au flux intégré sur la surface active de la photodiode, il est à peine plus important, voire du même ordre de grandeur, que le bruit de lecture. Afin d'obtenir la carte représentée sur la figure 3.7, 10 mesures ont été réalisées pour chaque position (x,y). La figure 3.8 montre les variations du flux sur ces 10 mesures, pour

⁸National Institute of Standards and Technology (NIST).

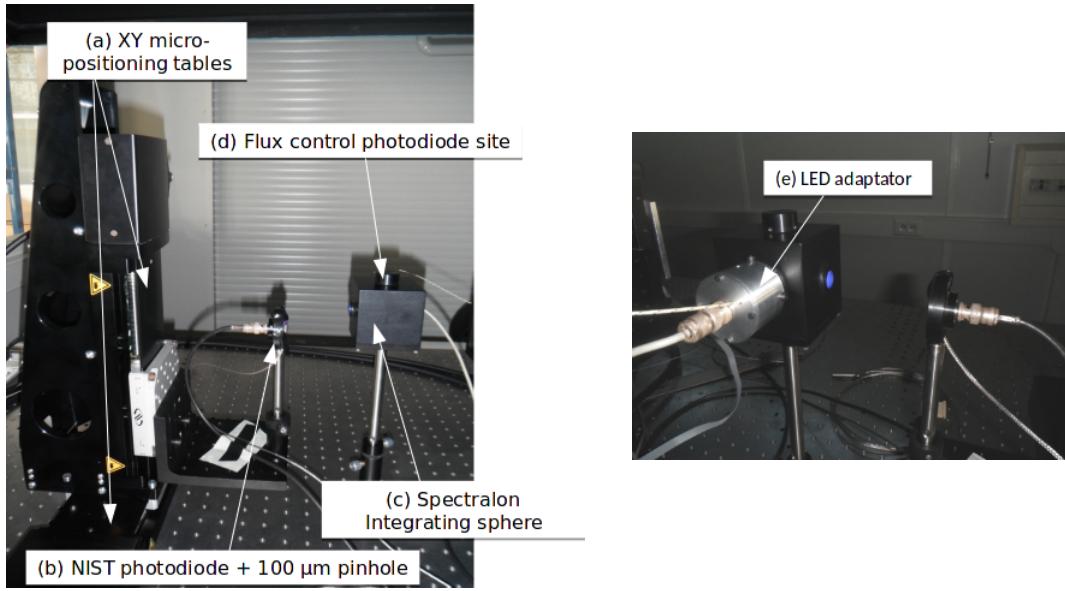


Figure 3.6: Photos montrant le banc de calibration au LPSC. Les différents éléments sont visibles sur la photo de gauche, soit les rails de micro-positionnement (a), la photodiode sur laquelle est fixé le pinhole (b) et la sphère intégrante (c). La sphère utilisée dispose d'un deuxième port de sortie (d) permettant le contrôle en temps réel du flux. Enfin, l'adaptateur contenant la LED est visible sur la figure de droite (e).

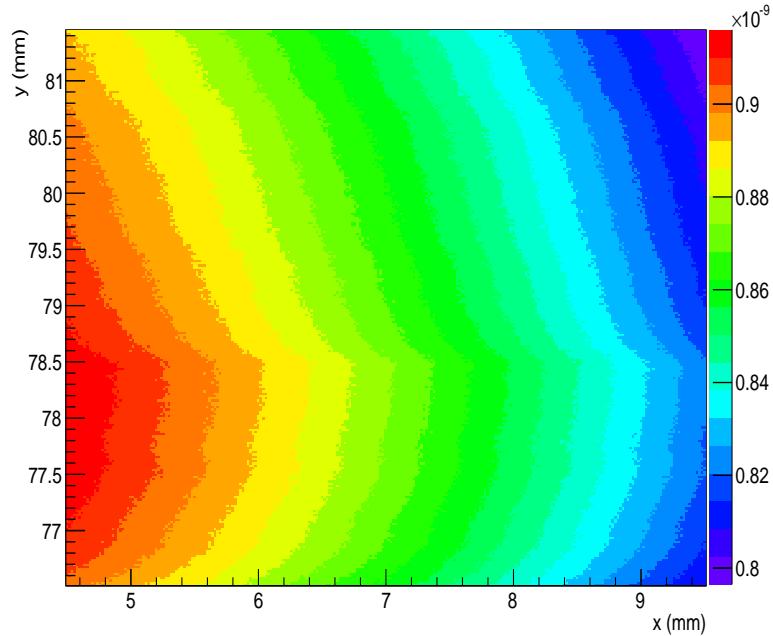


Figure 3.7: Exemple de carte représentant une portion du faisceau, d'une dimension de $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$. Chaque pixel de l'image mesure $20 \mu\text{m}$ de côté. 34 heures d'acquisition ont été nécessaires pour réaliser cette image. L'échelle de couleur correspond à l'intensité du courant mesuré par la photodiode.

chaque pixel de la carte précédente, l'axe X correspondant au RMS du signal dans chaque pixel. En moyenne, les fluctuations d'une mesure à l'autre sont de l'ordre de 0.15% et on observe des variations allant jusqu'à 0.5%, ce qui est plus grand la précision requise sur l'étalonnage du faisceau (de 0.1%). En moyennant chaque pixel sur 10 mesures, nous augmentons le rapport signal/bruit d'un facteur ~ 3 , ce qui résout le problème.

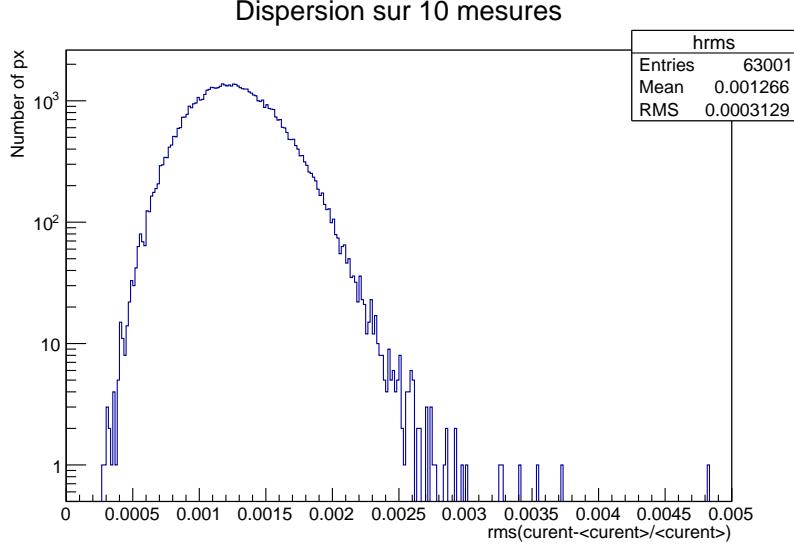


Figure 3.8: Dispersion du flux par pixel sur 10 mesures.

Le second problème que nous avons rencontré avec le *pinhole* de $20\mu\text{m}$ vient du temps nécessaire à la réalisation de la carte. Celle présentée plus haut représente une très petite portion du faisceau et un simple calcul nous donne le temps nécessaire à sa réalisation. Elle mesure 5 mm de côté, contenant des pixels de 0.02 mm de côté, ce qui nous fait une carte de 62 500 pixels. Il faut environ 2 secondes par mesure (en incluant le temps de déplacement de la photodiode), ce qui signifie qu'il faut 34 h pour balayer la zone. Outre le fait que le temps d'acquisition nécessaire est beaucoup trop long, les LEDs utilisées pour former le faisceau sont connues pour avoir une émission dépendante de la température. Sur de telles échelles de temps, il est très probable que la température ne soit pas constante. Il est donc indispensable de réduire le temps nécessaire à l'étalonnage du faisceau. Pour cela, nous allons montrer qu'il est possible d'augmenter la taille du *pinhole*, puis d'augmenter la taille du pas lors de la réalisation de la carte.

3.4.1 Choix du *pinhole*

Le choix du *pinhole* revient à déterminer l'échelle maximale au-delà de laquelle les fluctuations deviennent trop importantes pour être négligées (supérieures à 0.1%). Cette mesure est réalisée en regardant les variations du flux autour de certains points du faisceau. La carte représentée à gauche sur la figure 3.9 donne un aperçu du faisceau. Elle a servi de base afin de définir arbitrairement quatre points, à partir desquels un balayage plus fin a été fait ($\delta_{step} = 20\mu\text{m}$) sur une portion de faisceau plus petite. Un exemple de carte alors obtenue est représenté sur la partie droite de la figure 3.9, laquelle correspond au point noté *p1*. Ces cartes très détaillées sont alors divisées en quatre zones de dimensions dz comprises entre 0.1 et 2 mm. Un exemple de zones ainsi définies est montré sur la figure 3.9 (à droite), sur laquelle seules les deux premières zones sont représentées.

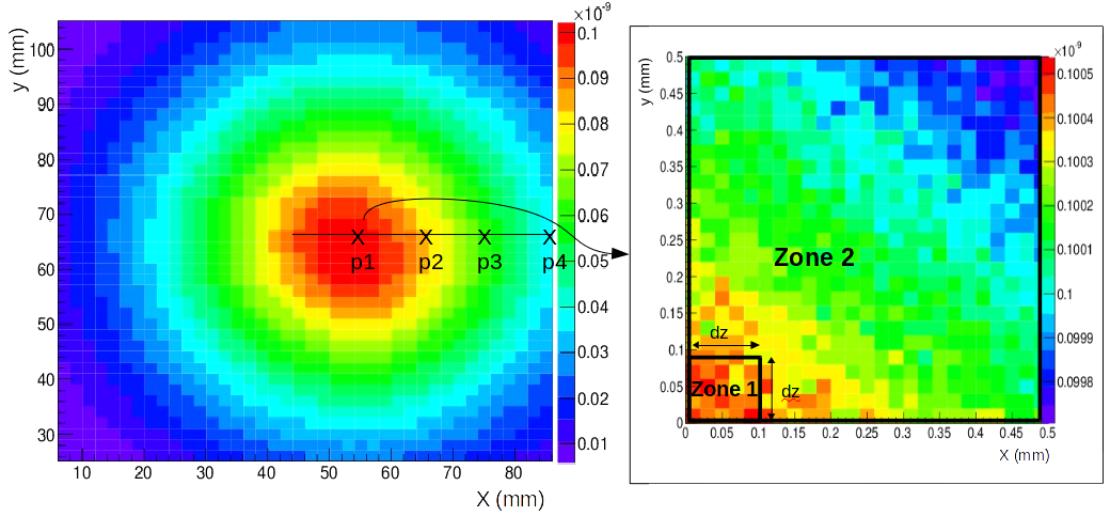


Figure 3.9: Définition des différents points considérés (p_1 à p_4) et zones étudiées (seules les deux zones les plus petites, ayant 0.1 et 0.5 mm de côté sont représentées).

Pour chacune des quatre zones, le courant moyen mesuré par la photodiode, noté $\langle C_{zone} \rangle$ est calculé et comparé au courant mesuré dans les pixels C_{px} de la zone. La figure 3.10 montre la dispersion du courant observée dans les quatre zones, via les distributions normalisées :

$$\Delta C = \frac{C_{px} - \langle C_{zone} \rangle}{\langle C_{zone} \rangle},$$

pour les quatre points choisis le long de l'axe x (on suppose que le faisceau est symétrique), allant du centre vers le bord du faisceau (de haut en bas et de gauche à droite). Remarquons que, par définition, les différentes zones ne contiennent pas le même nombre de pixels. La zone de 0.1 mm de diamètre n'en contient que 36 contre 10 201 dans la zone de 2 mm de diamètre. Un résultat basé sur la distribution de seulement 36 pixels peut paraître peu fiable. Ce problème est résolu en répétant l'expérience sur un grand nombre de points. Comme on peut s'y attendre, plus nous nous éloignons du centre plus les fluctuations augmentent ; par exemple, sur une zone de 0.5 mm de côté, le RMS de la distribution ΔC au point (54; 65) est de $2.9 \cdot 10^{-3}$ tandis qu'il est de $4.3 \cdot 10^{-3}$ trente millimètres plus loin. Pour les zones de 1 et 2 mm (en vert et en bleu sur les figures), les variations du flux sont de l'ordre de 0.5% et 1% au centre, ce qui est non négligeable. Dans une zone de 0.5 mm de diamètre, les fluctuations sont inférieures à 0.1% au centre et s'en approchent lorsque l'on se trouve à 4 mm du centre. En revanche, les variations du flux sont complètement négligeables dans une zone de 0.1 mm de diamètre. Cela signifie, qu'en intégrant le flux sur un rayon de 0.1 mm de diamètre, nous perdrons très peu d'informations concernant les variations du flux. Nous avons donc décidé de travailler avec un *pinhole* de 100 μm de diamètre, ce qui nous permet de balayer le faisceau avec un pas de la même taille (soit un pas 5 fois plus grand que dans le cas précédent) et ainsi, d'augmenter le flux reçu par la photodiode. Il n'est désormais plus nécessaire de moyennner 10 mesures pour chaque pixel et le temps de balayage est donc réduit. La carte représentée sur la figure 3.11 montre une portion de 12 mm de côté du faisceau et a nécessité 8 heures d'acquisition. La forme légèrement elliptique de l'image provient d'un mauvais alignement entre la LED et la photodiode.

En augmentant la dimension du *pinhole*, nous avons augmenté la surface active de la photodiode. Il est désormais possible de réduire le nombre de mesures par pixel, ce qui, réduit considérablement (d'un facteur 17) le temps nécessaire au balayage, sans pour autant perdre d'information concernant le flux émis. Cependant, ce temps reste important compte-tenu de la

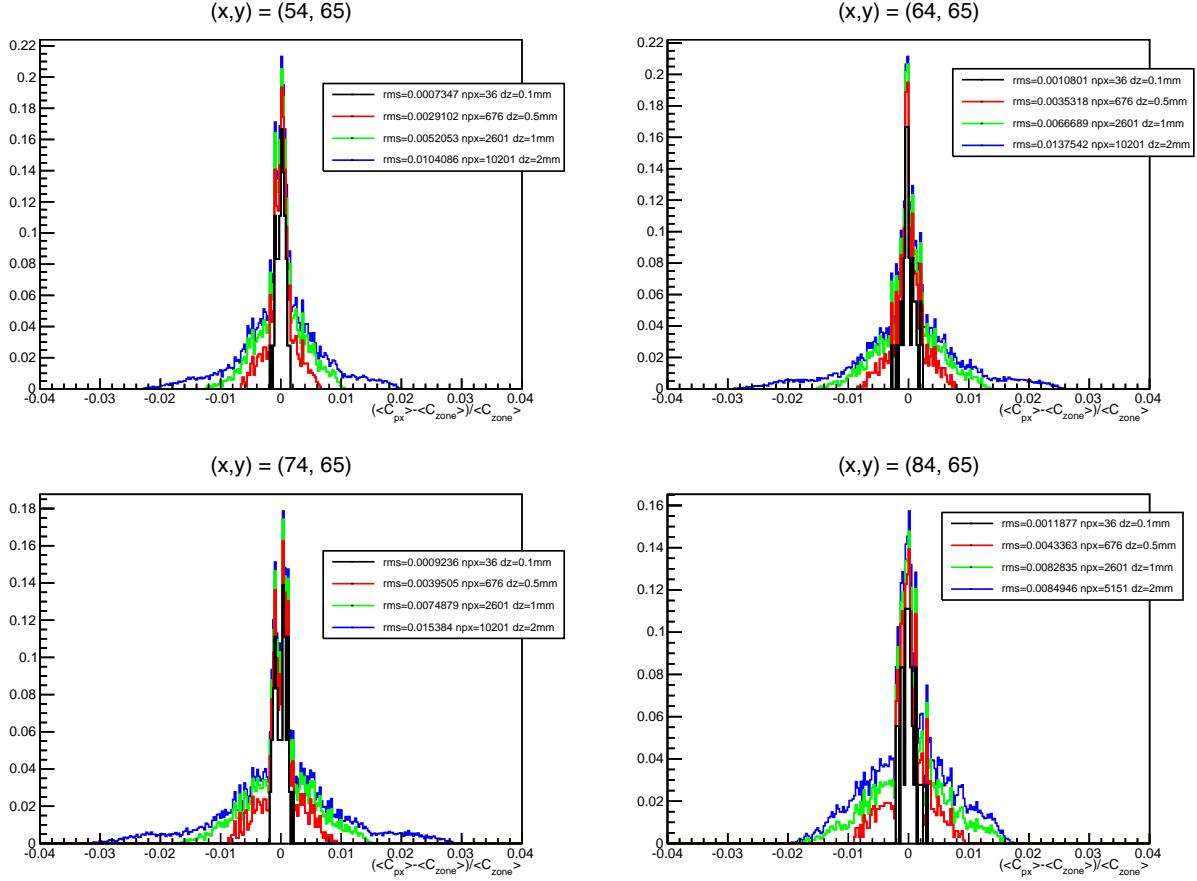


Figure 3.10: Dispersion du flux mesuré dans des zones ayant 0.1 mm à 2 mm de côté. Chaque panneau représente les mesures faites en différents points dont les coordonnées sont données en mm, du centre du faisceau (en haut à gauche) vers le bord (en bas à droite). Notons que le centre du faisceau se trouve vers (52; 64) mm

dimension de la portion de faisceau à étalonner (environ 3 ou 4 cm). Afin de le réduire encore plus, nous allons chercher à augmenter le pas de balayage, en reconstruisant la carte avec une méthode d'interpolation.

3.4.2 Reconstruction par interpolation

La carte obtenue en figure 3.11 nous montre que le faisceau émis par la LED est relativement homogène et symétrique. Nous allons donc chercher à reconstruire l'image du faisceau à partir d'une méthode simple d'interpolation bilinéaire. D'autres méthodes existent mais leur utilisation plus complexe ne devrait pas être nécessaire dans notre cas.

Soit $f(x_i, y_i)$ le flux mesuré dans le pixel i , de coordonnée (x_i, y_i) . Sa valeur est donnée par la relation :

$$f(x_i, y_i) = a \times x_i + b \times y_i + c \times x_i \times y_i + d. \quad (3.9)$$

La calibration de la méthode impose la mesure du flux dans au moins quatre pixels dont les coordonnées seront notées (x_0, y_0) , (x_1, y_0) , (x_0, y_1) et (x_1, y_1) . La résolution de l'équation 3.9 pour les quatre pixels connus nous donne la valeur des paramètres libres a , b , c et d en fonction de x_0 , y_0 , x_1 et y_1 . Nous allons chercher quelle peut être la distance maximale entre deux mesures

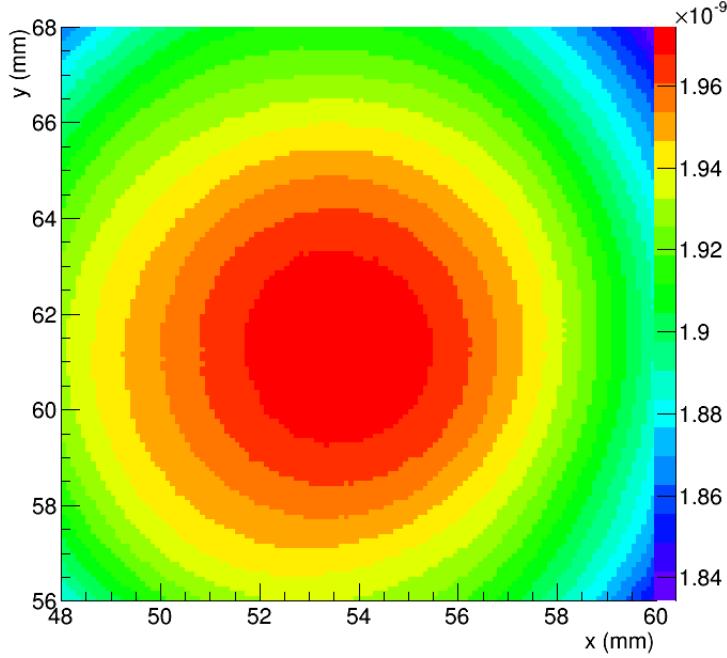


Figure 3.11: *Carte du faisceau de 12 mm de côté obtenue avec le pinhole de 100 μm de diamètre et un pas de 100 μm . La réalisation de cette image a nécessité 8 heures d'acquisition.*

de telle sorte que l'image soit reconstruite avec une erreur inférieure à 0.1%. Un premier balayage est réalisé avec un pas de 0.1 mm sur une portion de faisceau de 12 mm de côté (figure 3.11).

À partir de cette carte, nous allons considérer comme connu un pixel tous les δ_{interp} mm, ce qui définit le pas d'interpolation (à ne pas confondre avec le pas de balayage δ_{scan} , qui, ici est de 0.1 mm). L'image du faisceau est ensuite reconstruite à partir de l'équation 3.9. Le rapport entre l'image réelle et celle reconstruite est montré sur la figure 3.12 pour deux pas d'interpolation différents. Sur la carte de gauche (a), l'interpolation est faite sur une distance de 1 mm soit dix fois la taille d'un pixel, autrement dit, 10×10 pixels sont interpolés. Sur cette image l'erreur faite sur la reconstruction est de l'ordre de 0.1%. Bien qu'elle soit faible cette erreur n'est pas négligeable (elle atteint notre budget d'erreur). De plus, des structures liées à la méthode de reconstruction sont visibles. Remarquons que chaque carré visible est limité par les quatre points de mesures considérés pour l'étalonnage de la méthode. On en déduit qu'un pas d'interpolation de $\delta_{interp} = 1$ mm est trop important. En revanche, pour $\delta_{interp} = 0.5$ mm, l'erreur faite sur la reconstruction de l'image est de $\pm 0.04\%$. De plus, on remarque la disparition de la structure vue précédemment. Les fluctuations sont désormais distribuées de manière plus aléatoire et peuvent être négligées. On en déduit qu'un balayage du faisceau, avec une mesure du flux tous les 0.5 mm, nous permettra de reconstruire une image de très bonne qualité, sur laquelle toutes les fluctuations supérieures à 0.04% seront visibles. La figure 3.13 montre une image du faisceau ainsi réalisée, avant (a) et après (b) interpolation. Sur la carte de droite, un pixel contient le flux intégré sur 0.1 mm, ce qui correspond au diamètre du *pinhole* placé devant la photodiode. Cette carte a été obtenue avec un pas de balayage de 0.5 mm, et on peut constater que notre faisceau est bien homogène et circulaire. L'utilisation de la méthode d'interpolation pour reconstruire la carte nous a permis de balayer une portion de faisceau plus large que précédemment, en un temps raisonnable. Rappelons que l'objectif du CCOB est de balayer l'ensemble du plan focal de LSST avec un faisceau dont le diamètre est équivalent à la dimension d'un CCD de la caméra. Pour comparaison, un CCD est donc schématisé sur la

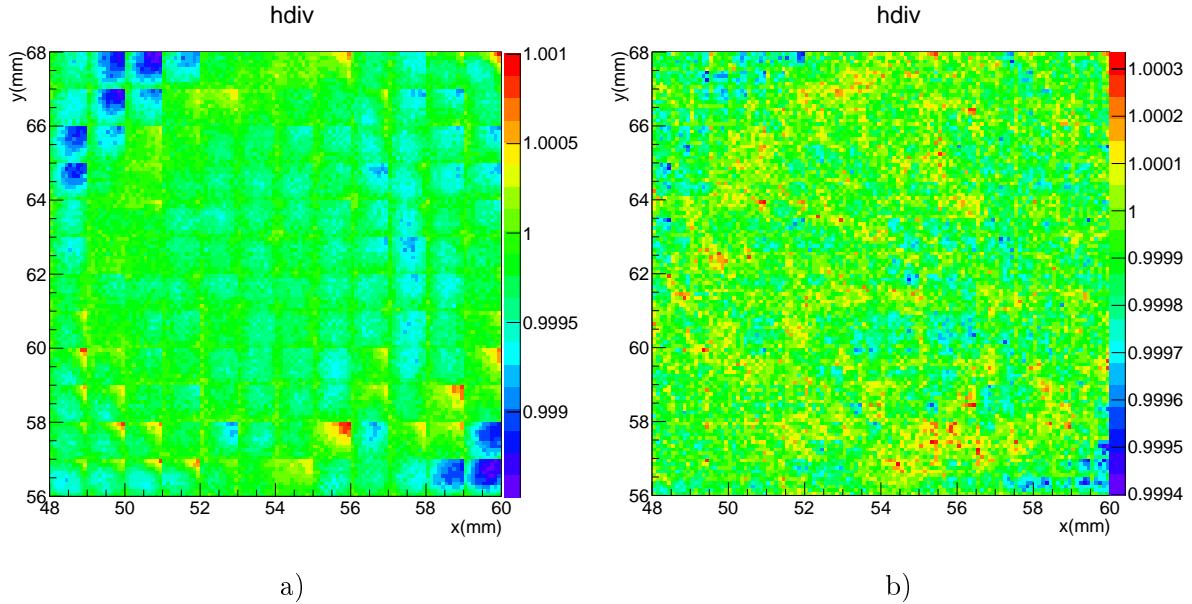


Figure 3.12: Rapport entre la carte du faisceau réelle et la carte interpolée, pour des pas d'interpolation de 1 mm(a) et 0.5 mm (b).

partie droite de la figure 3.13. Nous attirons l'attention du lecteur sur le fait que les cartes (sans interpolation) présentées montrent une image du faisceau continue, ce qui n'est qu'un effet visuel dû à la méthode de construction des cartes, les pixels étant espacés de δ_{step} mm. Ce n'est évidemment pas le cas lorsque nous avons interpolé.

Pour comparaison, la table 3.4 résume les différentes mesures réalisées jusqu'à présent et le temps d'acquisition qui a été nécessaire pour chacune d'elle. On pourra apprécier le gain de temps lié à l'utilisation de la méthode d'interpolation, puisque la même durée aura été nécessaire pour balayer une portion du faisceau de 12 mm de côté avec un pas de 0.1 mm et pour balayer une zone de 60 mm de côté avec un pas de 0.5 mm, avec une qualité d'image similaire. La troisième ligne du tableau 3.4 ne correspond pas à une mesure réalisée (c'est pourquoi aucune indication n'est donnée sur l'interpolation). Elle a été ajoutée afin d'apprécier l'impact du pas de balayage sur le temps nécessaire à la réalisation de deux cartes de dimension similaire. La durée d'acquisition a été estimée en supposant que 2 secondes sont nécessaires pour la mesure du courant (en incluant le déplacement vers une nouvelle position).

zone balayée	diamètre du <i>pinhole</i> (μm)	pas du balayage (mm)	interpolation (oui\ non)	durée de l'acquisition	
5 × 5 mm	20 μm	0.02 mm	non	34 heures	figure 3.7
12 × 12 mm	100 μm	0.1 mm	non	8 heures	figure 3.11
12 × 12 mm	100 μm	0.5 mm	-	0.3 heures	-
60 × 60 mm	100 μm	0.5 mm	oui	8 heures	figure 3.13

Table 3.4: *Caractéristiques des cartes réalisées et valeur du temps d'acquisition qu'elles ont demandé.*

En résumé, une méthode pour mesurer le flux émis par la source de lumière a été mise en

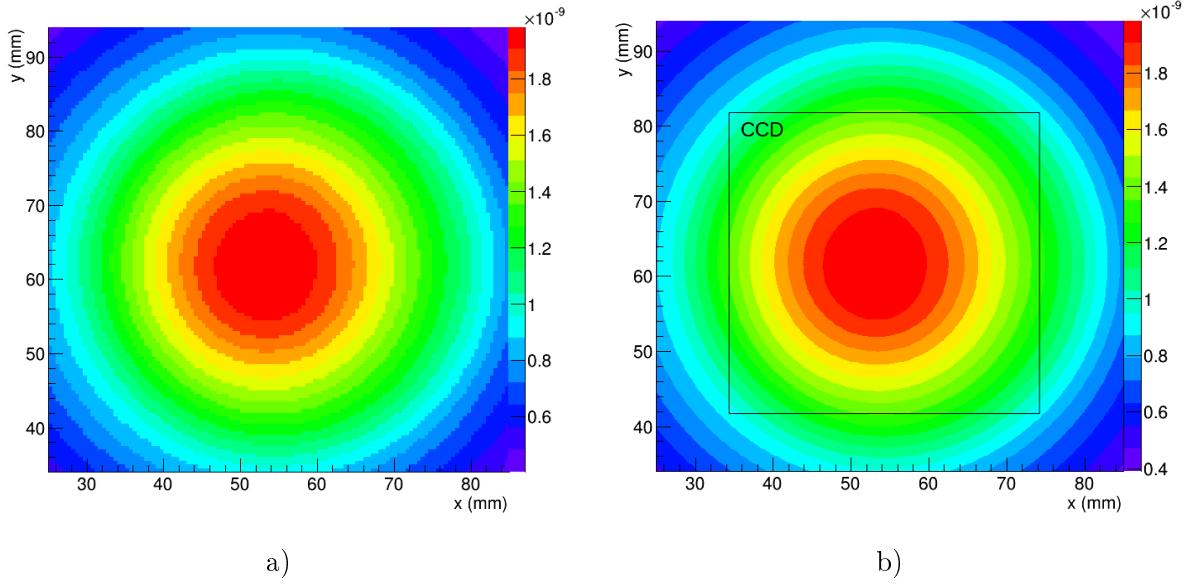


Figure 3.13: Cartes de 60×60 mm avant (à gauche) et après (à droite) interpolation. Pour comparaison, un CCD de LSST est schématisé sur la figure de droite.

place. Elle permet de balayer une portion finie du faisceau et de mettre en évidence les variations du flux avec une précision de l'ordre du pour-mille. Nous avons vu dans la section précédente que le faisceau utilisé pour la calibration de la caméra avec le CCOB-LB doit avoir quelques centimètres de diamètre. Or le balayage d'une telle surface avec un pas de dimension comparable à celle des pixels de LSST est extrêmement long. Nous avons montré qu'il est possible de réduire le temps d'acquisition, en augmentant le diamètre du *pinhole* placé devant la photodiode. Cela revient à réduire la résolution de l'image obtenue, mais nous avons également montré qu'aucune information importante concernant le profil du faisceau n'est perdue. D'autre part, nous avons vu qu'il est possible d'augmenter le pas du balayage, puis de reconstruire l'image du faisceau en utilisant une méthode simple d'interpolation bilinéaire. De cette façon, nous sommes capables de mesurer le flux émis par la LED avec une excellente résolution, en un temps significativement réduit.

3.5 Calibration du faisceau

Le spectre d'émission des LEDs est connu pour être dépendant de la température. Nous avons donc étudié la forme et la stabilité du faisceau au cours du temps et nous devons nous assurer que d'autres paramètres telle que la tension ne modifient pas le profil du faisceau. Nous nous sommes intéressés à l'effet de l'intensité appliquée à la LED ainsi que celui de la température.

3.5.1 Stabilité de la LED au cours du temps

Lorsqu'une LED est mise sous tension, sa température augmente jusqu'à atteindre son mode de fonctionnement stable. L'évolution de la température de la LED au cours du temps est représentée sur la figure 3.14, la température étant mesurée à l'aide d'un thermocouple placé au plus près de la LED (au niveau du radiateur). Les premiers points ont été obtenus avant la mise sous tension de la LED, et une mesure est faite toutes les 6 minutes. Après l'allumage, la température augmente brutalement ($\Delta t \sim 10$ min $\leftrightarrow \Delta T \sim 1.5^\circ\text{C}$) jusqu'à stabilisation. Il faut environ 2 heures avant que la température de la LED, et par conséquent le flux émis, ne se

stabilise. De plus, nous avons observé des variations de température allant jusqu'à 3°C . L'impact de tels écarts sur le flux émis doit être mesuré et connu pour chacune des LEDs utilisées. Dans la suite, nous travaillerons toujours avec une LED stabilisée en température.

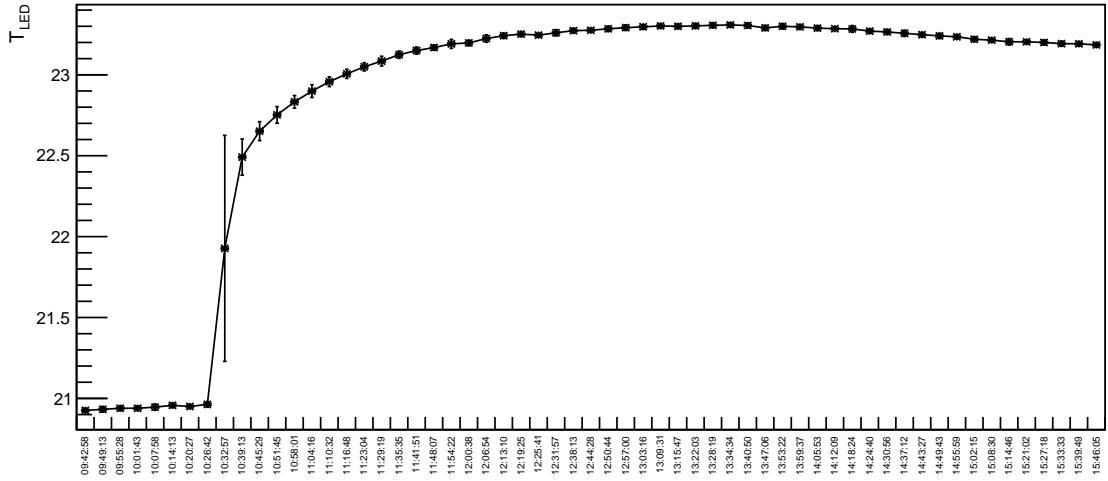


Figure 3.14: Évolution de la température de la LED au cours du temps. L'axe des X donne l'heure à laquelle la mesure est faite, avec un pas de 6 minutes.

Six LEDs différentes doivent être utilisées afin d'étalonner la caméra de LSST. L'ensemble du plan focal sera balayé avec chacune d'elles et nous avons vu dans la section précédente qu'un tel balayage nécessite une durée d'acquisition importante. De plus, la mesure précédente nous indique que lors de chaque changement de LED, il faut attendre que celle-ci se stabilise avant de commencer la mesure. Or la durée de stabilisation de la LED dépend de la source de courant utilisée pour alimenter la LED. Pour régler ce problème, une nouvelle source est en développement, qui sera beaucoup plus stable et précise et qui devrait permettre un allumage instantané de la LED (de l'ordre de quelques secondes ou moins).

3.5.2 Profile du faisceau en fonction de l'intensité

Du fait de la présence du *pinhole*, le courant mesuré par la photodiode est très faible. Afin de maximiser le rapport signal/bruit, les LEDs sont alimentées avec une forte tension (quelques volts). Nous rappelons que les LEDs sont alimentées par une source de courant pilotée par une source de tension, la relation entre les deux étant donnée par : $I = 19.6\text{mA/V}$. Lors de l'étalonnage de la caméra de LSST avec le CCOB, la photodiode sera placée directement sur l'un des ports de sortie de la sphère intégrante (pour contrôler le flux émis par la LED). Le flux sera dans ce cas intégré sur l'ensemble de sa surface active. La quantité de lumière reçue par la photodiode sera donc plus importante et la tension de la source pourra être réduite. Nous devons donc nous assurer que le profil du faisceau est indépendant de la valeur du courant appliquée à la LED.

Pour cette étude, nous allons travailler sur une zone de 40×40 mm autour du centre du faisceau. Jusqu'à présent, la LED était alimentée avec une tension de 7.5 V ($I = 147$ mA), c'est donc cette valeur qui nous servira de référence. La tension sera comprise entre 1.5 V à 9.5 V (soit $I \in [19.6, 196]$ mA) et pour chaque valeur, un balayage complet du faisceau est réalisé avec un pas δ_{scan} de 0.5 mm. Notons qu'il faut environ 3h40 pour réaliser chaque carte. Comme

nous le verrons dans la section suivante, nous ne sommes pas à l'abri d'éventuelles variations de température. La figure 3.15 représente le flux moyen émis par la LED (dans un rayon de 40 mm de diamètre) en fonction de la tension. On peut vérifier par cette mesure que la relation entre le flux moyen et la tension est quasi linéaire. Ainsi, l'utilisation de la LED avec une

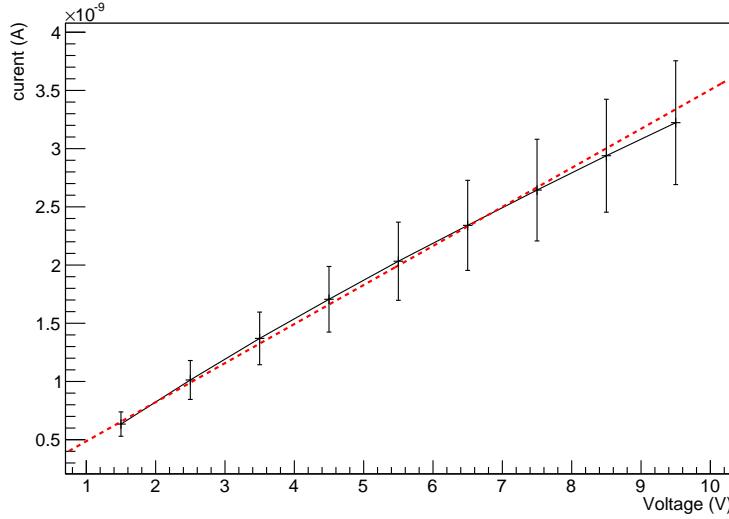


Figure 3.15: *Flux moyen émis par la LED en fonction de la tension (en volts). Les mesures ont été faites à partir d'une carte de 40×40mm.*

tension différente de celle choisie pour l'étalonnage devrait pouvoir être corrigée par une simple renormalisation du flux mesuré, à condition que la variation soit spatialement homogène. La figure 3.16 représente le rapport entre les cartes obtenues pour différentes valeurs de la tension sur celle de référence ($U=7.5V$). Afin de nous affranchir de la variation moyenne du flux, chaque carte a été normalisée par rapport à sa valeur moyenne. La quantité représentée sur la figure 3.16 (suivant l'axe z) est donc la suivante :

$$\Delta F(x, y) = \frac{F_U(x, y)}{\langle F_U \rangle} \frac{\langle F_{ref} \rangle}{F_{ref}(x, y)}, \quad (3.10)$$

où $F_U(x, y)$ est le flux mesuré par la photodiode dans le pixel de coordonnée (x, y) , lorsque la LED est alimentée par une tension U . Les crochets $\langle \rangle$ font référence à la valeur moyenne sur la carte. La figure 3.16 nous montre des variations du flux non homogènes sur la zone balayée (nous rappelons que le centre des cartes correspond approximativement au centre du faisceau), en fonction de la tension appliquée à la LED. Chacune des cartes a été réalisée à des moments différents de la journée, voire des jours différents. Il est donc plus que probable que l'inhomogénéité spatiale du rapport ΔF soit due à une variation de la température moyenne entre deux cartes, ou pendant la réalisation d'une carte, et non à la variation de la tension.

Les températures moyennes ainsi que la variation par rapport à la référence sont données dans la table 3.5. Les variations orientées suivant la diagonale $x = y$ (visible principalement sur les cartes à 4.5 et 6.5 V) sont probablement dues aux variations de température moyenne entre les cartes (ΔT). Celles qui sont orientées suivant l'axes y (par exemple, en bas de la carte à 8.5 V ou en haut de celle à 1.5 V) sont dues aux variations de température au cours du balayage (δT). Les détails concernant les effets de la température sur la forme du faisceau sont donnés dans la section suivante. Les fluctuations observées sont globalement inférieures à 0.1%, elles pourront donc être négligées. On remarque malgré tout quelques pixels pour lesquels les

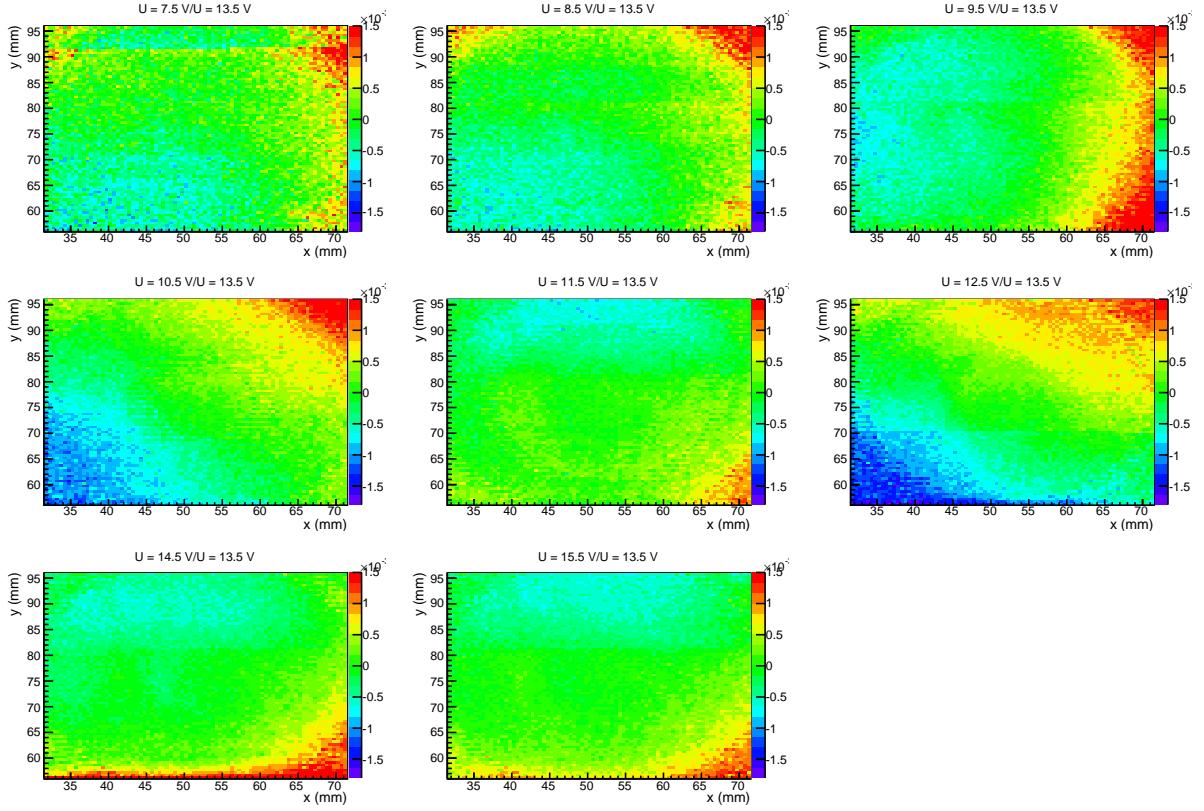


Figure 3.16: *Rapport entre les cartes (de 30×30 mm chacune) obtenues pour différentes valeurs de la tension sur la carte de référence ($U=7.5\text{ V}$). Chacune des cartes a auparavant été normalisée par rapport à sa valeur moyenne. La coordonnée $(x, y) = (55, 80)$ mm correspond au centre du faisceau.*

Tension (V)	Courrent (mA)	$\langle T \rangle$ ($^{\circ}\text{C}$)	δT ($^{\circ}\text{C}$)	$\Delta T = \langle T \rangle - \langle T_{ref} \rangle$ ($^{\circ}\text{C}$)	ΔF_{max} (%)
1.5	29.4	21.97	0.198	0.35	0.34
2.5	49.0	21.71	0.373	0.08	0.27
3.5	68.6	21.67	0.387	0.04	0.30
4.5	88.2	21.32	0.474	0.29	0.32
5.5	107.8	21.69	0.489	0.07	0.21
6.5	127.4	21.55	0.574	0.07	0.33
7.5	147.0	21.62	0.389	0	0
8.5	166.6	21.68	0.378	0.06	0.30
9.5	186.2	21.70	0.391	0.08	0.23

Table 3.5: *Température moyenne de la LED $\langle T \rangle$ et variation de la température sur un balayage δT lors de la réalisation des cartes pour différentes valeurs de la tension. L'écart de température ΔT par rapport à la carte de référence (notée en gras) est également indiqué. ΔF_{max} correspond à la variation maximale sur les rapports de carte ΔF .*

variations sont plus importantes, de l'ordre de $\Delta F(x, y) \sim 2.10^{-3}$. Bien que ces valeurs restent suffisamment faibles pour pouvoir être incluses dans notre budget d'erreur, elles vont contribuer à la définition de la portion de faisceau utilisable pour la calibration de la caméra. On s'attend à ce que le centre du faisceau soit plus stable que la périphérie. C'est effectivement ce que l'on observe sur la figure 3.16 : les pixels pour lesquels la valeur de ΔF est la plus importante sont les plus éloignés du centre. La portion de faisceau utile pour la calibration de la caméra n'est pas complètement déterminée, la seule contrainte étant qu'elle doive être de l'ordre de quelques centimètres afin de pouvoir illuminer plusieurs CCDs simultanément. Ainsi, le diamètre utile va pouvoir être ajusté (au travers de ce que l'on appellera dans la suite une "zone de stabilité"), de telle sorte que le flux émis soit complètement indépendant de la tension appliquée à la LED dans la limite des valeurs testées (une tension trop faible va conduire à un rapport signal/bruit peu optimal).

La zone dite "zone de stabilité" est définie à partir des mesures précédentes, comme une zone centrée sur le faisceau, dans laquelle les variations du flux sont inférieures à 0.1%, quelle que soit la valeur de la tension appliquée à la LED. Nous avons donc cherché le diamètre du faisceau à l'intérieur duquel les variations dues à une modification de la tension sont négligeables. Le résultat de cette étude est représenté sur la figure 3.17. Cette dernière montre le diamètre de la zone de stabilité (donné en millimètre) en fonction de la tension, et pour différentes tensions de référence (courbes de différentes couleurs). Prenons l'exemple de la courbe cyan, qui correspond à un étalonnage du faisceau avec une LED alimentée par une tension de 7.5 V. Si lors de la calibration de la caméra de LSST la LED est alimentée par une tension de 1.5 V, alors le premier point de la courbe nous indique que sur une zone de 35 mm autour du centre du faisceau, les variations du flux seront négligeables.

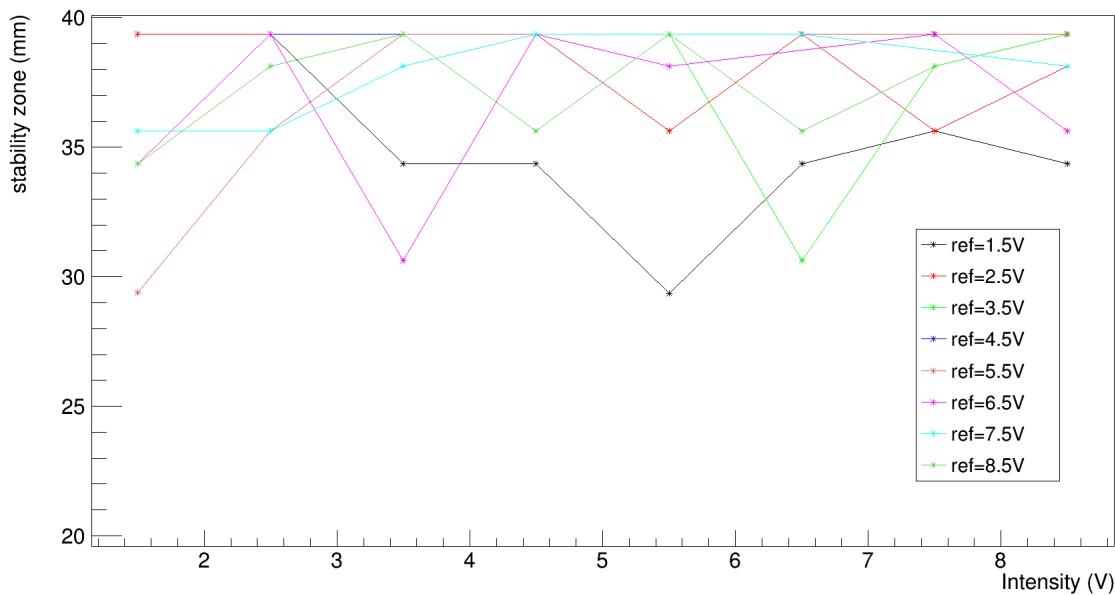


Figure 3.17: Zones de stabilité, en fonction de la tension appliquée à la LED et pour différentes références (différentes couleurs).

Cette étude pourra donc être utilisée comme critère lors de l'estimation de la portion de faisceau à utiliser pour calibrer la caméra de LSST. Cependant, pour pouvoir être réellement utile, elle devra être refaite dans de meilleures conditions, c'est-à-dire avec une température

stable, à la fois pendant toute la durée d'un balayage, mais également d'une mesure à l'autre. Elle devra également être réalisée pour l'ensemble des LEDs choisies (voir section 3.6.1).

3.5.3 Stabilité du faisceau avec la température

Les LEDs sont connues pour émettre un flux d'intensité variable avec la température. Les contraintes thermiques de la salle blanche à SLAC, dans laquelle le CCOB sera utilisé, sont de $\Delta T = 5^\circ C$. Nous devons donc nous assurer que le faisceau que nous envisageons d'utiliser pour calibrer la caméra soit stable avec la température, et le cas échéant, que les variations puissent être corrigées. Il est donc nécessaire de mesurer la variation du flux moyen émis par la LED en fonction de la température, puis, comme pour la tension, nous devons nous assurer que les variations du flux sont spatialement homogènes. La température est mesurée à l'aide de thermocouples, dont la précision est de l'ordre de $0.1^\circ C$, en différents points du montage, soit dans la boîte noire, sur la photodiode et au plus près de la LED (à l'intérieur du support de LED visible sur la photo 3.6). Nous nous sommes auparavant assurés que les mesures faites avec la photodiode sont bien indépendantes de la température.

Mesures sans balayage

La première mesure va nous permettre d'évaluer la variation du flux en intensité, en fonction de la température de la LED. Pour cela, nous utilisons un cordon chauffant enroulé autour du support de LED, dont la température de consigne peut être ajustée. Le flux émis par la LED est alors mesuré en un point du faisceau pendant un temps suffisamment long pour voir la température de la LED varier. La LED est chauffée, et une fois la température de consigne atteinte, nous laissons sa température redescendre naturellement jusqu'à sa température de fonctionnement optimal (ce qui correspond au mode de fonctionnement stabilisé à température ambiante). Le flux et la température sont simultanément mesurés, au centre du faisceau (noté (0;0)), puis en quatre points à 10 mm autour de ce dernier : (-10;-10), (-10;10), (10;-10), (10;10). Chaque mesure va durer environ 1 heure, les 10 premières minutes correspondant au temps de chauffage. Les résultats sont montrés sur la figure 3.18. La partie du haut représente la variation de température $T - T_{ref}$ en fonction du temps, T_{ref} étant la température de la LED avant chauffage (c'est-à-dire à température ambiante). La figure du bas représente quant à elle le courant mesuré par la photodiode, soit indirectement le flux émis par la LED, normalisé par la valeur de référence (flux émis par la LED à température ambiante).

Le courant mesuré est inversement proportionnel au flux émis par la LED, c'est pourquoi sa valeur décroît lorsque la température augmente. Notons que la mesure a été faite à des moments différents pour chacun des cinq points, ce qui explique les différences entre les courbes de température. Lors de la première mesure, au centre du faisceau (en noir sur la figure 3.18), la température de consigne a été modifiée, après environ 500 secondes, pour passer de $30^\circ C$ à $35^\circ C$ avant de laisser la LED se refroidir. Cette modification explique la forme des courbes de température et de flux pour ce point. La température de consigne a également été modifiée lors de la mesure au point (-10;-10). Après environ 4000 secondes, un saut est visible sur la courbe rouge (point (-10;-10)) ainsi qu'à 960 secondes sur la courbe bleue (point (-10;10)). Ces sauts sont dus à un défaut de la source de courant qui, par la suite, a été corrigé. Une source de courant bien plus stable va être développée et sera intégrée au design final.

La table 3.6 résume les caractéristiques des cinq mesures précédentes, où $\Delta T_{LED} = T_{max} - T(t_0)$, avec $T(t_0)$ la température de la LED à température ambiante et T_{max} la température maximale atteinte par la LED (soit approximativement la température de consigne, la différence venant du fait que la LED se trouve à l'intérieur du support en inox). Comme la LED est elle-même une source de chaleur, $T(t_0)$ est légèrement plus importante que la température ambiante

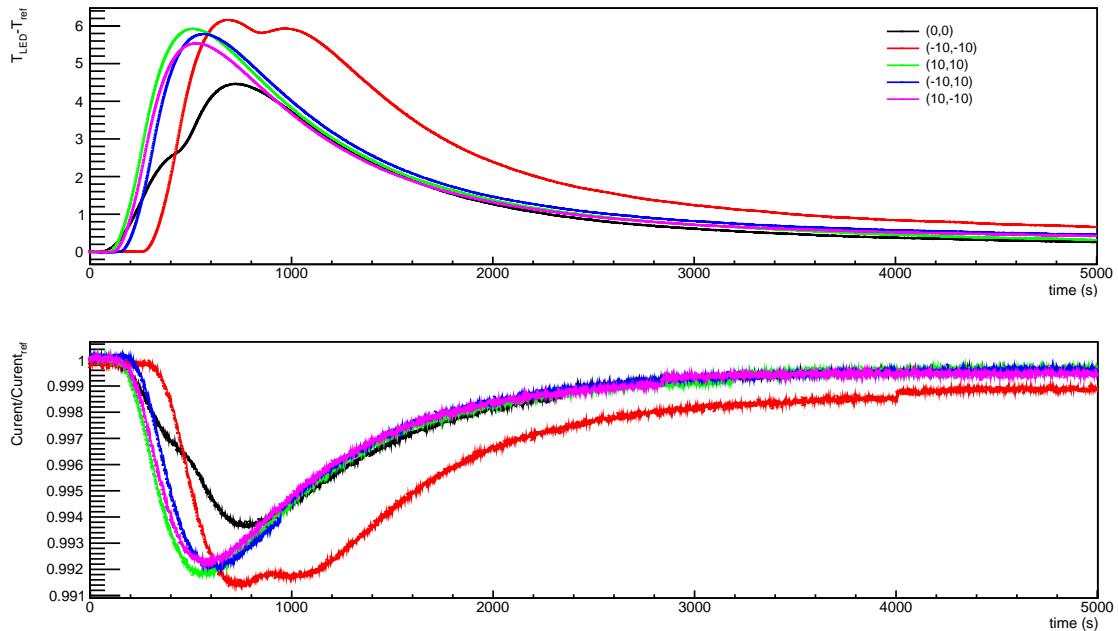


Figure 3.18: *Évolution de la température de la LED (en haut) et du courant mesuré (en bas) au cours du temps. Les différentes couleurs symbolisent différents points du faisceau, la courbe noire correspondant approximativement au centre. Les coordonnées des points sont données en mm.*

de la salle. $\Delta Flux = Flux_{min}/Flux(t_0)$ correspond à la variation maximale du flux observée sur toute la durée de la mesure.

À première vue, il semblerait que les différents points du faisceau mesurés aient un comportement très similaire avec la température. Ces résultats sont très encourageants et nous laissent supposer qu'il sera possible de corriger les variations du flux issues des variations thermiques.

Dépendance spatiale

Nous devons aussi nous assurer que la variation de l'intensité du faisceau émis par la LED, telle que mesurée précédemment, est homogène sur la portion de faisceau susceptible de nous intéresser (de l'ordre de quelques cm de diamètre). Pour cela, les cinq points de mesures précé-

	$\Delta T_{LED}({}^{\circ}C)$	$\Delta Flux (\%)$	$\delta Flux(\%/{}^{\circ}C)$
(0;0)	4.46	0.64	0.144
(-10;-10)	6.16	0.85	0.139
(10;10)	5.93	0.83	0.139
(10;-10)	5.79	0.82	0.141
(-10;10)	5.56	0.79	0.142

Table 3.6: *Caractéristiques des cinq points de mesures : variation maximale ΔT_{LED} de la température de la LED, variation maximale du flux ΔF sur la totalité de la mesure et variation du flux par degré δF .*

dents ne sont pas suffisants. De plus, ils ont été choisis assez près du centre, et comme nous l'avons déjà mentionné, nous nous attendons à ce que les fluctuations du flux soient plus faibles au centre. C'est pourquoi nous devons mesurer de manière la plus précise possible, et sur un plus grand nombre de pixels, la dépendance entre la température de la LED et l'intensité du flux émis.

Pour avoir un aperçu de la forme du faisceau, il nous faut balayer une zone suffisamment grande. Pour pouvoir étudier les effets thermiques, il faut que le balayage soit suffisamment rapide de telle sorte que la température puisse être maintenue constante tout au long de la mesure. Augmenter la température de la LED, tout en la maintenant stable au cours d'une mesure, est le point qui nous aura donné le plus de difficultés. L'étude thermique est réalisée sur une portion du faisceau de 30×30 mm, le faisceau étant balayé avec un pas $\delta_{scan} = 3$ mm. Nous aurons ainsi un échantillon de 100 pixels, régulièrement répartis dans une zone de 30 mm de côté, et centré sur le faisceau. De cette manière, chaque balayage dure environ 4 minutes et nous avons pu vérifier que la température de la LED, sans chauffage extérieur, reste stable pendant ce laps de temps. Afin d'évaluer l'impact de la température sur la forme du faisceau, une série de balayages a été réalisée, chacun correspondant à une température différente de la LED.

Les premières mesures ont été effectuées en augmentant la température de la LED à l'aide du cordon chauffant utilisé précédemment. Cependant, ce dernier n'est pas optimisé pour des mesures précises et ne permet pas de stabiliser suffisamment la température de la LED. La figure 3.19 montre les variations de température de la LED lorsque le cordon est enroulé autour du support contenant la LED. On remarque alors un comportement sinusoïdale, lié au fonctionnement du cordon, avec une variation de 0.32°C sur une durée de 5 minutes. Bien que la variation globale semble faible ($< 1^\circ\text{C}$), elle reste trop importante pour nos mesures. De plus, la température maximale mesurée ($\sim 28^\circ\text{C}$ sur la figure 3.19) ne correspond pas à la température de consigne (la LED n'est pas en contact direct avec le cordon), et est variable d'une mesure à l'autre (dépendant, par exemple, de la température ambiante de la pièce). De ce fait, la température de la LED est difficile à contrôler.

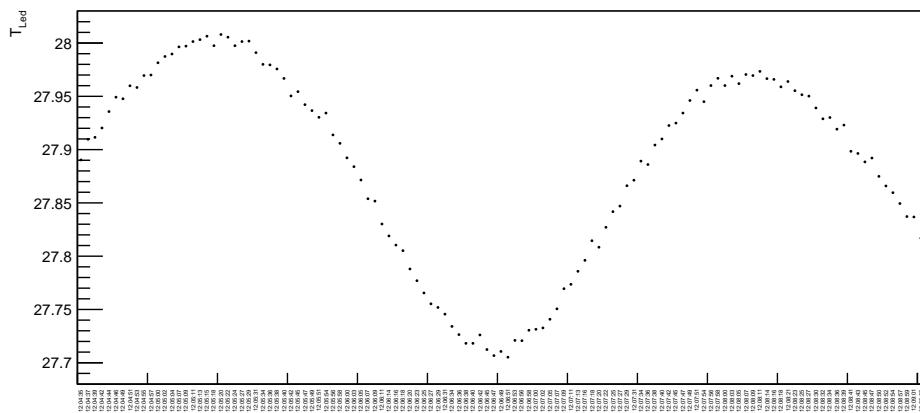


Figure 3.19: Température de la LED au cours du temps lorsque celle-ci est chauffée à l'aide du cordon chauffant. L'axe des x couvre un intervalle de temps de 5 minutes.

Pour palier à cette difficulté, nous avons décidé de chauffer l'ensemble de la boîte noire dans laquelle se trouve le montage. Une série de mesures est alors réalisée pendant que la température de la boîte, et par conséquent la température de la LED, augmente. Cette dernière tend à se stabiliser une fois la température d'équilibre atteinte (figure 3.20). L'ensemble de la mesure

dure environ 2 heures, et pendant ce temps 30 balayages de 4 minutes sont réalisés. Le dernier étant celui pour lequel la température est la plus stable, il est utilisé comme référence. Afin

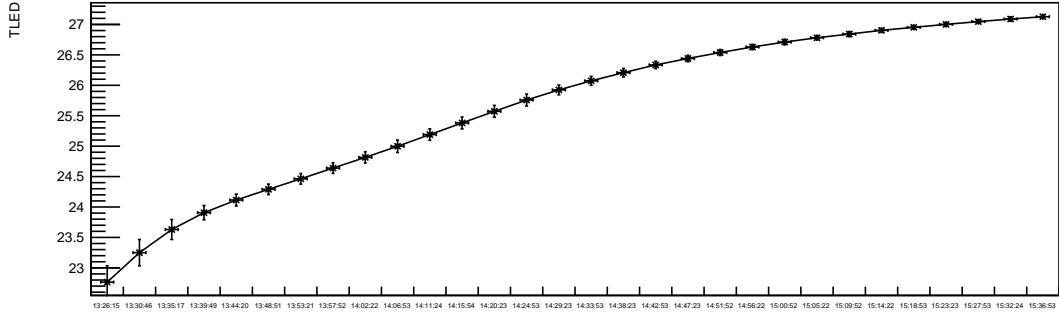


Figure 3.20: Température de la LED au cours du temps, lorsque la température de la boîte augmente. Cette mesure correspond à un intervalle en temps de 2 heures.

de s'affranchir de la variation en intensité, chaque carte est normalisée par rapport à sa valeur moyenne. Nous faisons ensuite le rapport entre les cartes obtenues pour différentes valeurs de température et la carte de référence. Certaines des cartes résultantes sont montrées sur la figure 3.21, pour lesquelles chaque pixel, de coordonnée (x,y) , contient la quantité suivante :

$$\delta F(x,y) = \frac{F_T(x,y)}{F_{T_{ref}}(x,y)} \times \frac{\langle F_{T_{ref}} \rangle}{\langle F_T \rangle}.$$

$\langle F_{T_{ref}} \rangle$ représente le flux moyen de la carte de référence et $\langle F_T \rangle$ le flux moyen de chacune des cartes obtenues pour une température T de la LED. Pour chaque rapport de carte, $\Delta T = |\langle T \rangle - \langle T_{ref} \rangle|$ donne l'écart de température moyen, en valeur absolue, entre une carte et celle de référence. La table 3.7 résume les caractéristiques de chacune des mesures illustrées sur la figure 3.21, soit la variation de la température lors de la réalisation d'une carte δT , l'écart de température moyen par rapport à la référence ΔT et la variation total du rapport des flux ΔF_{tot} . Pour pouvoir négliger les fluctuations dues à la température, il faut que $\delta F(x,y) < 0.1\%$ quelles que soient les coordonnées x et y . On voudrait également avoir, sur l'ensemble du rapport des cartes, une variation du flux inférieure à 0.2% :

$$\Delta F_{tot} = \delta F_+ - \delta F_- < 0.1\%,$$

où δF_- correspond au maximum de variation négatif entre deux cartes et δF_+ au maximum de variation positif.

La figure 3.21 nous montre que, contrairement à ce que l'on attendait, une variation de la température de la LED semble induire une déformation du profile du faisceau, déformation d'autant plus importante que l'écart en température est grand, avec des variations totales du flux ΔF_{tot} largement supérieures à 0.1% (voir table 3.7). Bien que moins visible pour les plus faibles variations de température, l'effet demeure. Ce dernier peut être mis en évidence en divisant les cartes en quatre zones (figure 3.22 b) et en calculant la variation moyenne du flux $\langle \delta F \rangle$ sur chacune d'elle. Le résultat est montré sur la figure 3.22.a, où $\langle \delta F \rangle$ a été tracé pour les quatre zones en fonction de la variation de température moyenne (ΔT). Pour comparaison, on a également représenté la variation du flux moyennée sur la totalité de la carte (courbe noire).

On remarque alors une forte symétrie entre les zones (1) et (4) (courbes rouge et rose), ainsi que, bien que moins importante, entre les zones (2) et (3). Ceci peut être dû soit à une déformation du profil du faisceau soit à un déplacement du faisceau suivant l'axe XY (sous l'effet

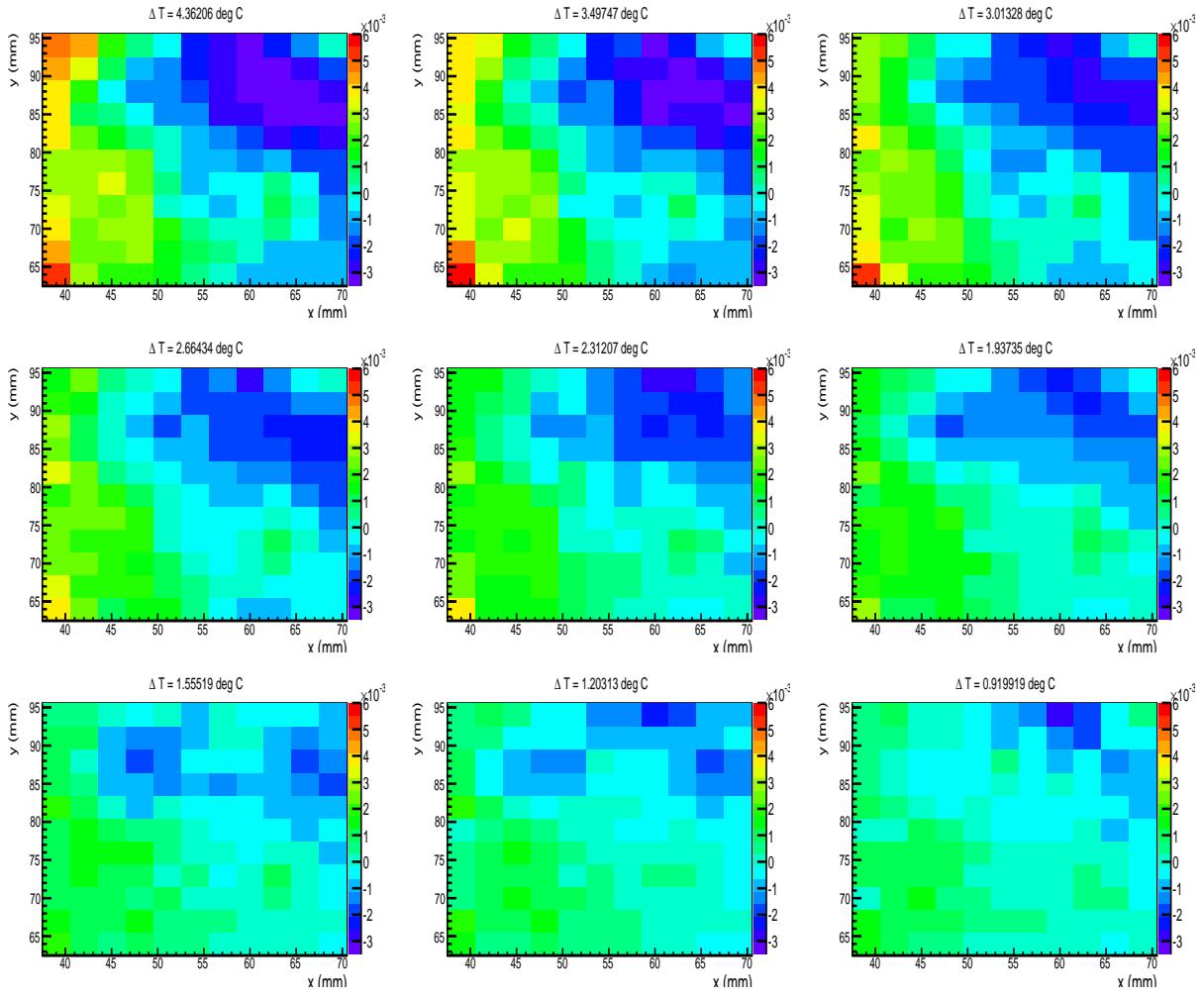


Figure 3.21: *Rapport entre les cartes à différentes températures sur la carte de référence. Chaque carte a, au préalable, été normalisée par rapport à sa valeur moyenne.*

du déplacement de l'un des éléments du montage) lorsque la température varie. Cependant, le rapport des cartes tel que montré sur la figure 3.21 ne nous permet pas de déterminer l'origine du phénomène observé. Le calcul du barycentre de chacune des cartes (figure 3.23) tendrait à montrer que nos observations seraient dues à la déformation du profil du faisceau plutôt qu'à un déplacement. On observe en effet une variation du barycentre d'environ $16 \mu\text{m}$ suivant l'axe X et d'environ $8 \mu\text{m}$ suivant l'axe Y. Le pinhole utilisé étant de $100 \mu\text{m}$, ces valeurs semblent trop faibles pour expliquer nos observations.

Origine des variations

Bien que la durée d'un balayage soit relativement courte (environ 5 minutes), la température n'a pu être complètement stabilisée : $0.1 < \delta T < 0.5^\circ\text{C}$ (voir table 3.7). Ces variations étaient particulièrement visibles lorsque l'on a utilisé le cordon chauffant. La figure 3.24.a représente l'écart entre la température de la LED lors de la mesure du flux en un point et la température moyenne du balayage. La carte de température montre une structure linéaire, qui suit le déplacement des axes X et Y : le balayage du faisceau est effectué de droite à gauche et du haut vers le bas. Or les variations du flux observées précédemment (voir figure 3.21) sont orientées suivant la diagonale $x = y$ et donc ne suivent pas le déplacement des axes comme le fond les variations

$\langle T \rangle$	δT	ΔT	$\Delta F_{tot} (\%)$
27.12	0.04	0	-
22.7	0.53	4.36	0.89
23.6	0.32	3.49	0.96
24.1	0.19	3.01	0.80
24.4	0.17	2.66	0.66
24.8	0.18	2.31	0.65
25.2	0.18	1.93	0.52
25.5	0.19	1.55	0.39
25.9	0.16	1.20	0.43
26.2	0.13	0.91	0.46
26.4	0.10	0.68	0.31

Table 3.7: *Caractéristiques des balayages réalisés pour différentes températures de la LED. La première ligne correspond à la carte de référence.*

de la température de la LED. Ainsi, aucune corrélation entre les observations précédentes et l'évolution de la température de la LED au cours d'un balayage n'a pu être mise en évidence.

En parallèle, afin de vérifier que la modification du profil du faisceau observée est bien due à un effet thermique et non pas à un problème mécanique, nous avons réalisé une série de balayages à température ambiante (de telle sorte que la variation de température moyenne d'une mesure à l'autre, et la variation de température au cours d'un balayage soient négligeables). Aucune déformation du faisceau n'a été observée : les variations mesurées sont très faibles (inférieures à 0.05%) et aléatoirement distribuées (voir figure 3.24.b). Cette mesure confirme donc le lien entre les variations de température et la déformation du profil du faisceau.

Malgré toutes les mesures effectuées, nous n'avons pu identifier la cause de l'effet observé. Il semble que ce dernier soit dû à une variation de la température, mais nous n'avons pu le corrélérer avec la variation de la température de la LED ou d'un autre élément du montage (la sphère intégrante par exemple). En revanche, il est possible qu'en voulant augmenter la température de la LED, nous ayons introduit un gradient de température et des déplacements entre les différents composants du montage (LED, sphère intégrante, photodiode ...). Nous avons par exemple constaté qu'une rotation de la LED induit une déformation du profil du faisceau malgré l'utilisation de la sphère intégrante, ce qui peut s'expliquer en considérant le nombre de réflexions des photons à l'intérieur de la sphère : une variation de l'angle d'incidence à l'entrée de la sphère va modifier ce nombre, ce qui induit une déformation du faisceau. Une rotation de la sphère se traduit par un déplacement du faisceau, ce qui ne semble pas correspondre aux observations. Cependant, étant donnée la mauvaise qualité de l'image obtenue sans la sphère (figure 3.5 b), ce fait n'a pu être vérifié. Afin d'identifier la cause de la déformation observée, il faudrait pouvoir isoler chacun des éléments du montage et faire varier leur température respective. De même, si nos observations proviennent du gradient de température induit lors du chauffage de la LED, alors, il faudrait varier la température de l'ensemble du montage simultanément, et uniformément. Du fait de la très mauvaise isolation thermique de la boîte noire dans laquelle se trouve le CCOB, aucune de ces deux mesures n'a pu être effectuée pour le moment (même en chauffant la totalité de la boîte noire, un gradient de température important persiste).

Ne pouvant trouver et comprendre l'origine des variations observées, ces dernières ne pourront

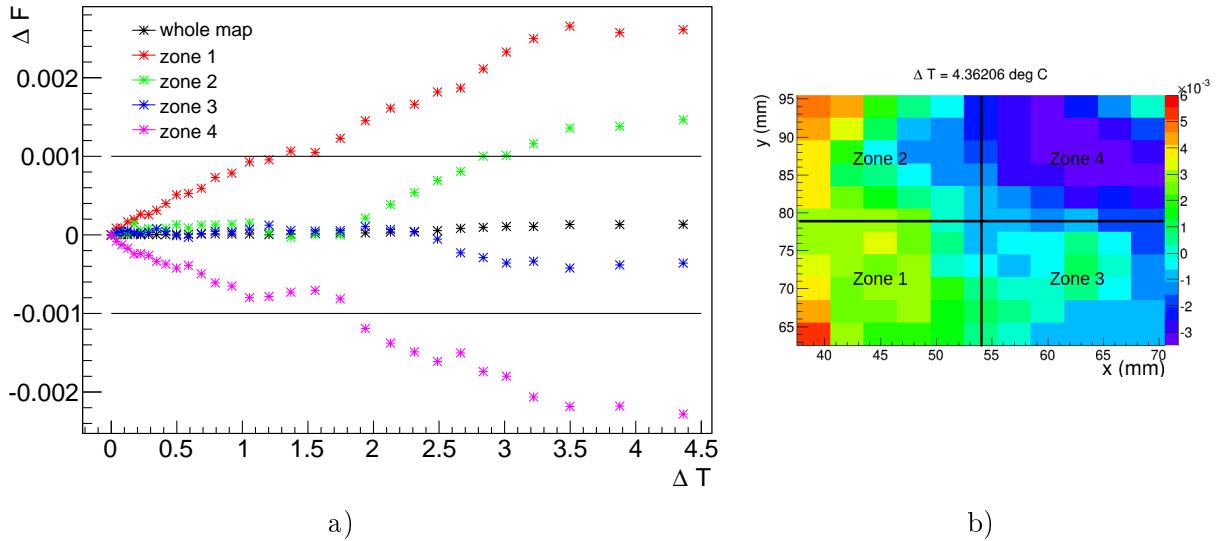


Figure 3.22: a) Variation du rapport des flux $\langle \Delta F \rangle_{\text{zone}}$ moyen dans les quatre zones définies en b) en fonction de la variation de température. b) Définition des quatre zones utilisées pour calculer la variation moyenne du flux.

pas être corrigées. Actuellement, la solution retenue, pour nous affranchir de ces variations, consiste à réguler la température de la LED. La régulation thermique sera faite à l'aide d'un PID (régulation Proportionnelle - Intégrale - Dérivée). Il s'agit d'un système fonctionnant en boucle fermée, et qui permet d'ajuster la température de chauffe en tenant compte de l'erreur en température (la différence entre la température mesurée et la température de consigne), de l'erreur intégrée (par rapport à une constante de temps propre au système) et de la dérivée de l'erreur. Ce système permet ainsi de contrôler la température en jouant à la fois sur l'intensité du chauffage et sur sa vitesse. On obtient alors une courbe de température dépourvue d'oscillation (contrairement à ce que l'on avait obtenu avec le cordon chauffant, figure 3.19), avec un contrôle des fluctuations à 0.2° près.

Afin de tester le système de régulation et vérifier que cette solution pourra résoudre le problème, de nouvelles mesures ont été réalisées. On a ainsi vérifié que la température de la LED peut être maintenue constante en dépit de fortes variations thermiques dans la pièce. On a alors pu constater que la régulation thermique permet de fortement réduire les variations du flux. Cependant, le problème n'est pas encore complètement résolu, puisqu'une déformation du profil du faisceau avec le temps, bien que beaucoup plus faible, est toujours observée. La réalisation d'une nouvelle carte contrôlant de manière plus précise l'alimentation de la LED devrait permettre une meilleure régulation thermique.

3.6 Design final

Le CCOB doit permettre la calibration de la caméra de LSST à différentes longueurs d'onde. Bien qu'il soit possible de couvrir l'ensemble de la bande passante de LSST avec des LEDs, nous avons choisi d'utiliser seulement six LEDs, soit une LED par filtre. Ces dernières devront être judicieusement choisies, en fonction de la longueur d'onde d'émission mais surtout en fonction de leur stabilité avec la température. Nous devons également finaliser le design du banc, en l'intégrant les différentes LEDs au montage final.

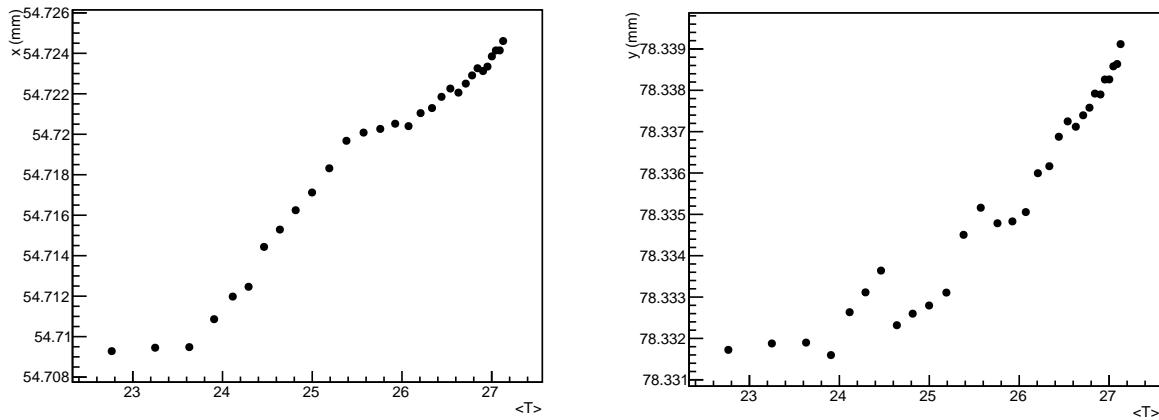


Figure 3.23: *Barycentre des rapports de carte, en x et en y, en fonction de la variation de température.*

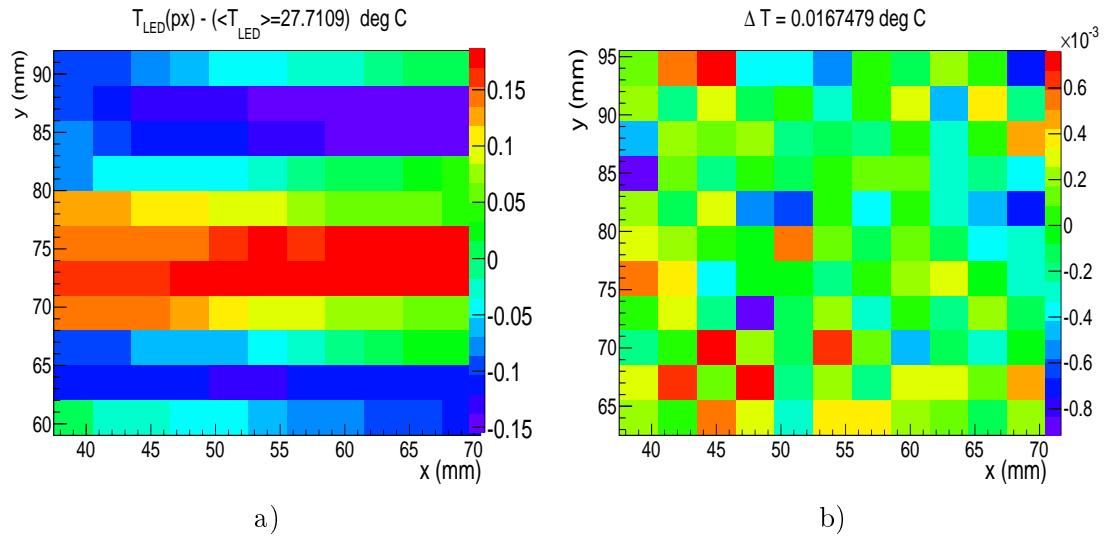


Figure 3.24: a) *Carte des variations de la température au cours d'un balayage réalisé avec le cordon chauffant. L'axe z donne la variation de la température $\delta T = T_{px} - \langle T \rangle$ en °C. Du fait de la méthode de balayage, les variations ont lieu suivant l'axe x.* b) *Rapport entre deux cartes réalisées à la même température ($\Delta T \sim 0.01^\circ$). Les variations du flux sont distribuées de manière homogène, avec une variation maximale de 0.05%.*

3.6.1 Choix des LEDs

Nous avons vu dans la section 3.5.3 que l'intensité du flux émis par la LED dépend de la température, ce qui est également le cas de la longueur d'onde moyenne à laquelle émet une LED. Les LEDs sont donc choisies de telle sorte qu'en tenant compte de l'efficacité quantique de la caméra (lors de l'utilisation du CCOB-LB, les différentes optiques ne seront pas présentes) les variations du flux intégré en longueur d'onde soient inférieures à 0.1%.

Un banc de test similaire au CCOB a été développé par la collaboration SNDice afin d'étudier la caméra MegaCam au Canada France Hawaii Telescop (CFHT). Un certain nombre de LEDs a alors été utilisé et calibré via la mesure des spectres à différentes températures. Les détails

des résultats de la collaboration se trouvent dans l'article de N. Regnault et al. [88]), et ceux concernant les LEDs susceptibles de nous intéresser sont résumés dans la table 3.8. Elle donne, pour les 24 des LEDs testées, la longueur moyenne $\langle \lambda \rangle$ et sa variation avec la température $\delta\lambda/dT$, ainsi que la variation du flux moyen par degré ($\delta\Phi/(\Phi dT)$). Globalement la variation de la longueur d'onde moyenne est faible ($< 0.05 \text{ nm}/^\circ\text{C}$), avec une variation moyenne du flux inférieure à quelques pour-mille.

modèle de LED	$\langle \lambda \rangle$ (nm)	filtre	$\delta\lambda/dT$ (nm/ $^\circ\text{C}$)	$\delta\Phi/(\Phi dT)$ (%/ $^\circ\text{C}$)
UVTOP335-FW-TO39	340.4	u	+0.044	-0.330
APG2C1-365-S	368.3	u	+0.027	0.6625
APG2C1-395	396.7	u-g	+0.020	-1.003
APG2C1-420	417.0	g	+0.015	-0.535
LD W5AMz	452.6	g	+0.013	-0.117
LB W5SMz	466.6	g	+0.016	-0.080
LV W5AMz	515.9	g	-0.004	+0.256
LT W5AMz	528.8	g	-0.025	-0.372
LT W5SMz	546.8	g-r	+0.010	+0.016
LY W5SMz	590.8	r	+0.102	-0.268
LA W5SMz	622.6	r	+0.104	-0.515
APG2C1-660	656.8	r	+0.144	-0.418
APG2C1-690	687.6	r-i	+0.155	-0.433
APG2C1-720	716.5	i	+0.153	-0.434
SFH421z	730.8	i	+0.153	-0.566
APG2C1-760	759.9	i	+0.176	0.166
APG2C1-810	806.4	i-z	+0.177	-0.197
APG2C1-830	828.2	i-z	+0.203	-0.352
APG2C1-850	845.7	z	+0.189	-0.297
APG2C1-905	913.6	z-y	+0.133	-0.437
APG2C1-940	950.5	y	+0.142	-0.485
APG2C1-970	951.4	y	+0.272	-0.343

Table 3.8: *Caractéristiques des LEDs testées pour SNDice. La longueur d'onde moyenne a été mesurée à 25°C . Table extraite de Regnault et al. [88]. Les LEDs sélectionnées pour le CCOB sont notées en gras.*

On va supposer que le spectre d'émission des LEDs est gaussien, centré sur la longueur d'onde moyenne, et d'écart-type $\sigma = 4 \text{ nm}$. Le choix de cette valeur est arbitraire et inspiré par les mesures faites au LPNHE. Nous avons cependant vérifié qu'une légère modification de l'écart-type ne change pas les conclusions. Les 22 spectres d'émission des LEDs testées sont représentés par les courbes colorées sur la figure 3.26. Les courbes en pointillés noirs représentent les six filtres de LSST et la courbe en trait plein correspond à l'efficacité quantique simulée pour la caméra. Les LEDs que nous avons sélectionnées sont représentées en gras. Celles dont la

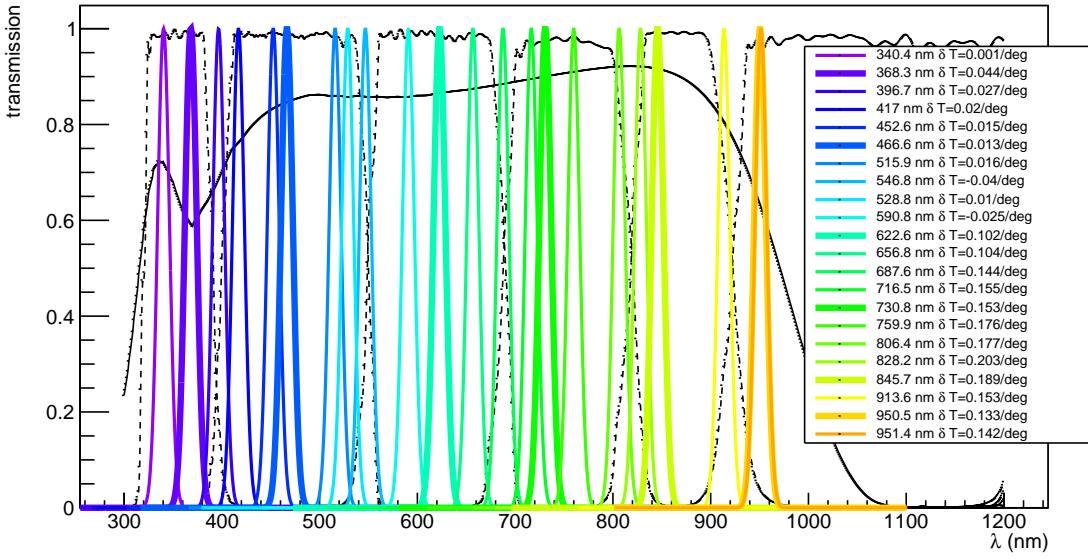


Figure 3.25: Spectres des LEDs simulés, par rapport aux filtres de LSST (tiret noirs). La courbe noire en trait plein représente l’efficacité quantique des CCDs. Les LEDs sélectionnées pour le CCOB sont représentées par les courbes en gras.

longueur d’onde moyenne est centrée sur les filtres ont été privilégiées. Il faut également que la variation en fonction de la température soit faible, ce qui semble être le cas pour la plupart des LEDs. Nous devons également tenir compte de l’efficacité quantique des CCDs, inclue dans le flux mesuré. Nous allons calculer, pour chaque LED, la valeur de l’intégrale suivante :

$$I_{LED}(T) = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} Flux_{LED}(T, \lambda) * QE_{LSST}(\lambda) d\lambda, \quad (3.11)$$

pour différentes températures T , comprises dans l’intervalle $T_{ref} \pm 5^\circ C$, où T_{ref} est la température de référence. Le rapport $\Delta I = I_{LED}(T)/I_{LED}(T_0)$ est représenté sur la figure 3.26, en fonction de la variation de température δT , pour l’ensemble des LEDs testées. Une LED pourra être utilisée si la quantité $|1 - I_{LED}(T)/I_{LED}(T_0)|$ est inférieure à 0.1%, limite symbolisée par les lignes en pointillés sur la figure 3.26. Nous pouvons ainsi voir que la plupart des LEDs pourrait être utilisée pour le CCOB jusqu’à $\delta T = \pm 10^\circ C$. Nous ne savons pas exactement comment sera régulée la salle dans laquelle sera installée la caméra de LSST, mais il est improbable que les variations de température atteignent de tels extrêmes en quelques heures (durée d’un balayage complet de la caméra). Quelques LEDs vont cependant nous poser problème, en particulier celles situées aux limites de la bande passante de LSST (notamment dans la bande y), puisqu’il s’agit des zones dans lesquelles l’efficacité quantique varie le plus rapidement. On aurait pu s’attendre à avoir des difficultés pour trouver une LED stable dans le filtre u du fait de la forme de la courbe de transmission des CCDs dans ce filtre. Cependant, les deux LEDs que nous avons regardées sont centrées sur des longueurs d’onde où l’efficacité quantique des CCDs varie faiblement (minima locaux) ce qui, couplé à une très faible dépendance de la longueur d’onde à la température, ne conduit pas à de fortes contraintes. Nous privilégierons cependant la LED *APG2C1-365-S* (de longueur d’onde moyenne $\langle \lambda \rangle = 368.3$ nm) pour laquelle la variation $\delta \lambda/dT$ est la plus faible. Nous n’avons pas observé de forte variation du flux intégré des LEDs pour les filtres g , r , et i , c’est pourquoi nous avons choisi les LEDs dont l’émission moyenne est centrée sur les filtres. En ce qui concerne le filtre z , seule une LED a été testée. Avec 845.7 nm de longueur

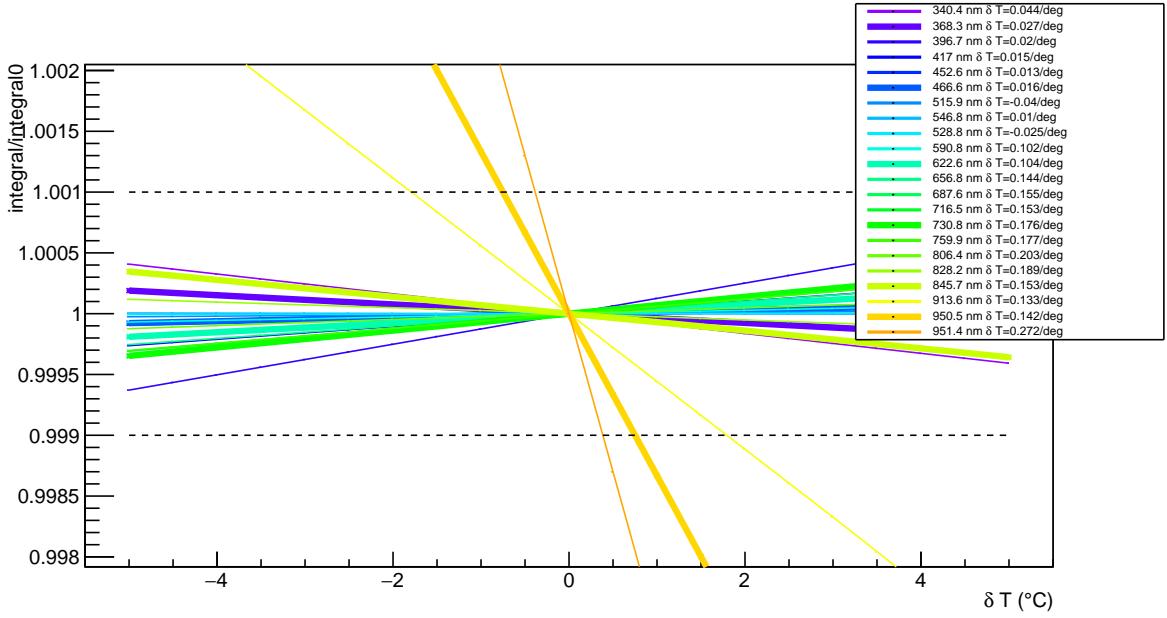


Figure 3.26: Évolution du rapport ΔI en fonction de la variation de température δT pour les différentes LEDs. Les courbes en gras correspondent aux LEDs retenues. Les lignes en pointillés symbolisent la condition $\Delta I < 1 \pm 0.1\%$. Seule la LED correspondant au filtre y est fortement dépendante de la température.

d'onde moyenne, elle s'avère globalement stable avec la température. Finalement le seul filtre qui nous pose problème est le filtre y . Toutes les LEDs testées (y compris celles qui n'ont pas été reportées dans la table 3.8, mais qui peuvent être trouvées dans Regnault et al. [88]) sont plus dépendantes de la température que les autres LEDs. La difficulté est liée à la fabrication de ces LEDs, et vient du fait que leur maximum d'émission n'est pas dans le domaine du visible mais correspond au proche infra-rouge. De plus, cela coïncide avec la chute de la transmission des CCDs, ce qui augmente la variation du rapport ΔI . Malgré cela, nous avons décidé d'intégrer une LED dont l'émission correspond au filtre y . La LED APG2C1-940 ($\langle \lambda \rangle = 950.5$ nm) étant la plus stable des deux a retenu notre attention, avec $\Delta I < 1 \pm 0.1\%$ si $|\delta T| < 0.5^{\circ}\text{C}$ (contre $|\delta T| < 0.2^{\circ}\text{C}$ pour la LED APG2C1-970). Elle devra cependant être utilisée avec précaution et sa calibration demandera une plus grande attention.

3.6.2 Disposition des LEDs

Maintenant que nous avons déterminé nos six LEDs, il nous reste à décider de quelle manière elles vont s'intégrer au montage. Plusieurs solutions ont été envisagées. Par exemple, comme chaque LED sera utilisée individuellement, un support similaire à celui utilisé actuellement (voir figure 3.6) peut être fabriqué pour chacune d'elle, avec la possibilité de la changer manuellement. Cependant, du fait de la durée nécessaire à la réalisation un balayage complet de la caméra, il est préférable que le changement de LED puisse être automatisé. Ainsi, les balayages pourront être effectués les uns à la suite des autres, et le temps d'acquisition total (dans les six longueurs d'onde choisies) minimisé. Un montage motorisé va cependant ajouter à l'encombrement (le CCOB doit s'inclure dans un espace de 30 cm) et au poids du CCOB (la source de lumière va être déplacée devant la caméra et l'alignement entre tous les éléments doit rester stable). Comme les LEDs ne seront jamais allumées simultanément, la solution la plus simple consiste à les placer toutes devant l'entrée de la sphère intégrante, sur le même support. Nous avons

constaté, lors de mesures précédentes, qu'un déplacement de la LED devant la sphère conduit à une déformation du faisceau. Puisque, les analyses des données issues des différentes LEDs seront traitées séparément, une légère variation dans la forme du faisceau d'une LED à l'autre n'est pas un problème tant que le profile du faisceau reste stable au cours du temps pour chaque LED : le point le plus important étant que le flux émis soit stable au cours du temps, peu importe si le faisceau n'est pas parfaitement symétrique.

D'autre part, une partie du flux émis par une LED décentrée par rapport à l'axe LED-sphère va être perdue. Celle-ci sera d'autant plus grande que le décentrage sera grand. On va noter d_{para} la distance entre la LED et la sphère suivant l'axe passant par la LED et la sphère lorsque les deux éléments sont parfaitement alignés et d_{perp} la distance entre la LED et l'axe LED-sphère (la LED est déplacée perpendiculairement à l'axe) ; cette dernière pourra être négative (la LED est déplacée vers la photodiode) ou positive (voir figure 3.27.a).

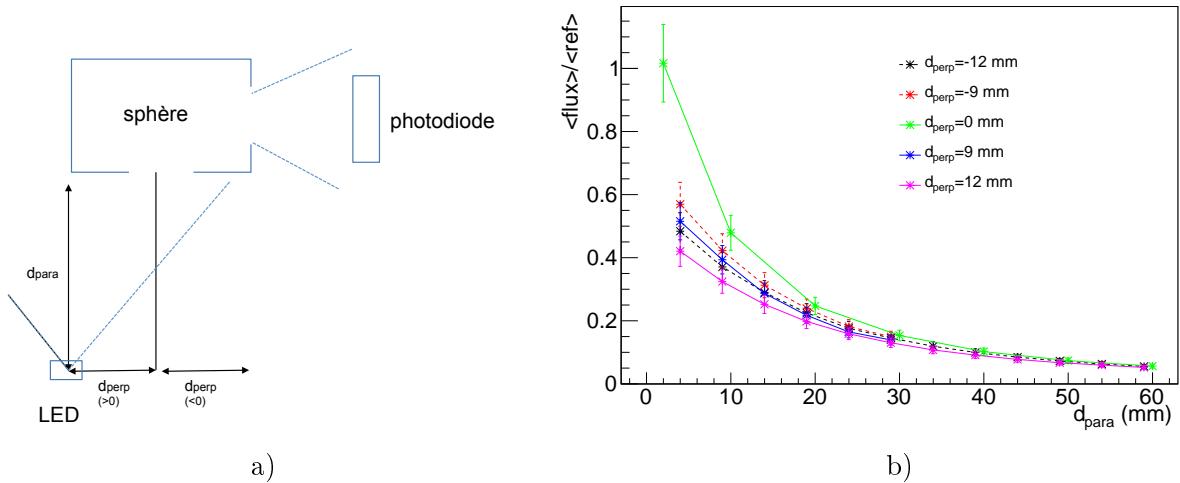


Figure 3.27: a) Schéma du montage. b) Flux moyen mesuré sur une portion du faisceau de 30 mm de diamètre, en fonction de la distance entre la LED et l'entrée de la sphère d_{para} et pour différentes valeurs du décentrage d_{perp} . La courbe verte correspond à $d_{perp} = 0$, lorsque les deux éléments (sphère et LED) sont parfaitement alignés. Le flux de référence est celui pour lequel : $d_{para} = d_{perp} \sim 2 \text{ mm}$.

La figure 3.27.b montre la variation du flux moyen par rapport au flux de référence en fonction de la distance d_{para} et pour différentes valeurs du décentrage d_{perp} . Les barres d'erreur correspondent au RMS de chaque carte (de $30 \times 30 \text{ mm}$ de côté). Le flux de référence correspond à $d_{para} = d_{perp} \sim 2 \text{ mm}$ (épaisseur du support de LED), soit lorsque la LED et la sphère sont au plus proche. Il s'agit de la configuration qui a été étudiée jusqu'à présent. En éloignant la LED parallèlement à l'axe LED-sphère (courbe verte sur la figure 3.27), on constate une rapide décroissance du flux moyen : lorsque la distance d_{para} est de 40 mm, seul 10% du flux est conservé. L'effet d'un décentrage de la LED est moins important que l'éloignement entre la LED et la sphère. Par exemple, lorsque $d_{perp} = 9 \text{ mm}$ (courbe bleue de la figure 3.27), seul 3% du flux est perdu (par rapport à $d_{perp} = 0$, et pour une même valeur de d_{para}). On remarquera une légère dissymétrie entre les mesures du flux associées à un décentrage positif ($d_{perp} > 0$) ou négatif. Cet effet vient probablement d'un mauvais alignement entre les différents éléments du montage. Afin de compenser la perte de flux due à l'éloignement entre la LED et la sphère, nous avions envisagé d'incliner les LEDs sur leur support, de telle sorte qu'elles soient dirigées vers le centre de la sphère. Sur la figure 3.28.a, nous avons tracé la variation du flux en fonction

de l'angle d'inclinaison de la LED (0 équivaut à une LED parallèle au plan de la sphère). On s'aperçoit alors que celui-ci n'a quasiment aucun effet sur le flux moyen. Étant donné que cela ne fait qu'ajouter de la complexité à la réalisation du support de LEDs, nous avons opté pour un design plat.

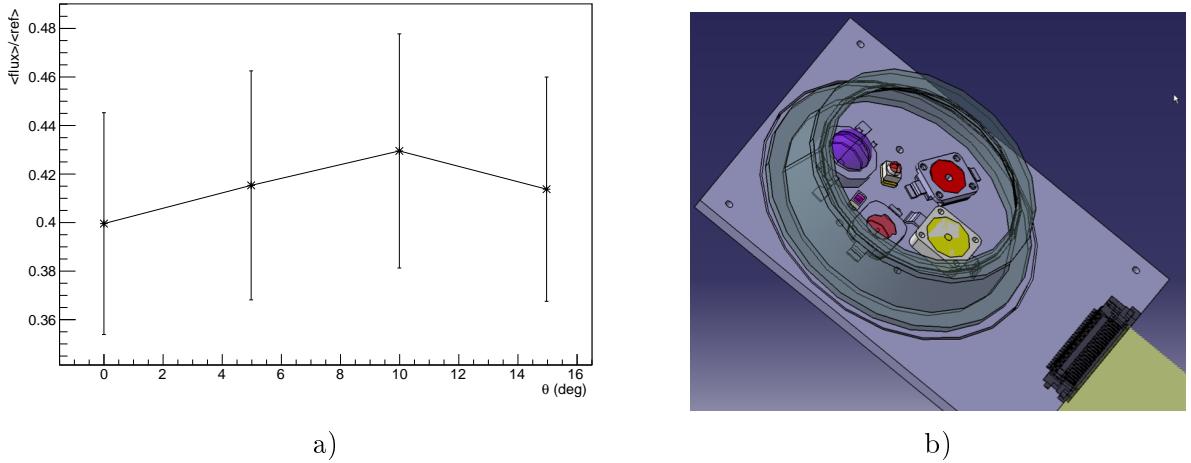


Figure 3.28: a) Variation du flux moyen en fonction de l'inclinaison des LED, pour une distance entre la LED et la sphère telle que : $d_{\text{para}} = d_{\text{perp}} = 9 \text{ mm}$. La référence est la même que pour la figure 3.27, soit $d_{\text{para}} = d_{\text{perp}} \sim 2 \text{ mm}$. b) Disposition finale des LEDs (schéma réalisé par Ludovic Eraud).

Finalement, les six LEDs seront installées sur le même support, disposées en cercle autour de l'axe passant par le centre de la sphère. Elles seront reliées à la sphère par un matériau en forme d'“entonnoir” non réfléchissant. Le tout sera fixé à un radiateur permettant d'évacuer la chaleur issue des LEDs. Un schéma du support de LEDs est montré sur la figure 3.28.b.

Conclusion

La réalisation de la caméra de LSST représente un enjeu technologique majeur. Afin de s'assurer de son bon fonctionnement, il est nécessaire de développer un outil de calibration spécifique. Cet outil, dont le LSPC a la charge, sera délivré sous la forme de deux bancs optiques, ayant chacun un mode de fonctionnement particulier. Seul le banc d'étalonnage dit “faisceau large” a été étudié au cours de cette thèse. Ce dernier va permettre l'identification des pixels chauds et des pixels morts. Il va également mesurer la réponse relative du plan focal avec une précision de l'ordre du pour-mille, ce qui nécessite l'étalonnage de la source de lumière utilisée avec une précision au moins aussi bonne. Au cours de cette thèse, une série d'études et de mesures ont donc été réalisées et présenté dans ce chapitre. Elles nous auront permis de déterminer le montage final du CCOB, comme par exemple le choix de six LEDs comme source de lumière et la nécessité d'utiliser une sphère intégrante. La disposition optimale des six LEDs devant la sphère a également été fixée.

Le flux émis par la source de lumière a pu être étudié en fonction de divers paramètres tels que la tension utilisée pour alimenter la LED ou la température de l'environnement du montage. Nous avons ainsi montré que le profil du faisceau est relativement peu dépendant de la valeur de la tension. Nous avons défini une “zone de stabilité”, qui détermine, pour une tension de référence donnée, la portion du faisceau stable avec la tension. Cette zone pourra nous aider à choisir la portion de faisceau à utiliser (entre 2 et 4 cm de diamètre) lors de la calibration de la

caméra de LSST.

En étudiant l'impact de la température ambiante sur le profil du faisceau émis par la LED, nous avons pu vérifier la relation entre l'intensité d'émission de la LED et la température de cette dernière. Cependant, au cours des différentes mesures, nous nous sommes également aperçus que des variations de température supérieures à 1 degré conduisent à une déformation non négligeable du profil du faisceau. À ce jour, nous ne sommes pas parvenus à déterminer l'origine de cet effet : aucune corrélation entre la température de la LED ou d'un autre élément du montage n'a pu être observée. Il est probable que les variations de flux observées soit dues à la déformation de l'un des éléments sous l'effet d'un gradient thermique. Étant donnée qu'une correction du flux mesuré ne peut être envisagée, la solution qui est retenue consiste à isoler et réguler thermiquement l'ensemble du montage. Les premiers tests effectués sont encourageant : ils ont montré qu'une régulation de la température tend à réduire les variations dans le flux.

Enfin, un intérêt a été porté aux différentes LEDs qu'il est possible d'utiliser afin d'étalonner la caméra dans différentes longueurs d'onde. Il a été décidé que six LEDs seront suffisantes pour le banc "faisceau large". La dépendance de leur longueur d'onde d'émission en fonction des variations de température, en tenant compte de l'efficacité quantique des CCDs, a été étudiée. Nous avons également regardé le profil du faisceau en fonction de la position de la LED par rapport à la sphère. Ces mesures nous ont permis de définir la meilleure façon d'intégrer les six LEDs au montage. Cela nous aura permis de sélectionner les six LEDs, chacune correspondant à un filtre de LSST.

L'ensemble des travaux effectués au cours de cette thèse a donc permis de converger vers le design définitif du CCOB faisceau large.

4

Reconstruction des redshifts photométriques pour LSST

Afin d'étudier l'Univers, la connaissance de la distance à laquelle se trouve l'objet observé est cruciale, notamment pour l'étudier au cours du temps. Pour les objets lointains, la distance n'est accessible que via la mesure du redshift, qui est une mesure du décalage vers les grandes longueurs d'ondes du spectre de l'objet observé. La mesure précise de ce décalage (à l'aide d'un spectromètre), pour un nombre de galaxies et une profondeur de champ aussi importantes que ceux accessibles à LSST, est très couteux en temps d'observation. Cependant, LSST va observer le ciel dans six bandes photométriques, ce qui va nous permettre d'estimer les redshifts des galaxies à partir du flux mesuré dans chaque bande. Les redshifts obtenus sont alors appelés redshifts photométriques. Une bonne précision sur la reconstruction de ces redshifts, pour de grands ensembles de galaxies, est indispensable pour la cosmologie, et en particulier pour l'étude des oscillations acoustiques de baryons (qui sera abordé dans le chapitre 6).

Ce chapitre ainsi que le suivant seront consacrés à l'étude et à la reconstruction des redshifts photométriques avec LSST. Afin d'estimer la précision avec laquelle le télescope LSST va mesurer les paramètres d'énergie noire, une simulation complète, incluant la reconstruction des redshifts photométriques, a été développée. Elle permet la génération d'un catalogue de galaxies telles qu'observées par LSST, auxquelles sont associés un redshift, un type spectral et un terme de rougissement tenant compte de la poussière contenue dans la galaxie observée. Pour générer ce catalogue, le champ de sur-densités primordiales ainsi que le spectre de puissance de la matière sont calculés à partir d'un ensemble de paramètres cosmologiques. La simulation de son évolution temporelle (voir équation 1.91) permet de déduire le champ de sur-densités de la matière, à partir duquel une portion de l'Univers simulé est peuplée de galaxies. Le catalogue photométrique est ensuite généré en calculant les magnitudes apparentes dans les six bandes de LSST.

De manière générale, deux méthodes permettent de reconstruire les redshifts photométriques (photo-z) : les méthodes d'apprentissage automatique (*machine learning*) tels que les réseaux de neurones ou les méthodes de *template fitting*. La première nécessite un échantillon de galaxies représentant parfaitement l'ensemble des données et pour lequel le redshift "vrai" (ou spectroscopique) des objets est connu. Cette méthode ne sera pas abordée dans ce manuscrit, le lecteur intéressé pourra se reporté à l'article de A. Collister et O. Lahav [89] (qui présente une méthode pour reconstruire les redshifts photométrique à l'aide d'un réseau de neurones) ainsi

qu'à celui de Hoyle et al. [90] dans lequel la méthode est appliquée aux données de SDSS. Il pourra également se référer à l'article de Gorecki et al [91], dans lequel les deux méthodes ont été appliquées à nos données simulées et peuvent être utilisées dans une analyse combinée. La deuxième méthode requiert l'utilisation d'une librairie de spectres de galaxies représentative de notre échantillon. Bien qu'elle ne nécessite pas d'entraînement, nous verrons que l'utilisation d'un échantillon d'entraînement spectroscopique permet d'améliorer considérablement les résultats. Cette méthode étant celle que nous utilisons pour reconstruire les redshifts photométriques, elle sera décrite dans ce chapitre, de même que l'outil développé pour rejeter les galaxies dont la reconstruction est catastrophique, ce qui permet d'améliorer les performances photo-z. Le lecteur pourra trouver plus de détails concernant la simulation du catalogue de galaxies, ainsi que la reconstruction des redshifts, dans la thèse d'Alexia Gorecki [92]. En dehors de la méthode choisie, nous verrons que la qualité de la reconstruction dépend de plusieurs paramètres et, entre autres, des filtres de l'instrument. Ce point sera développé dans le chapitre suivant.

4.1 Simulation d'un catalogue de galaxies

Les données issues d'observations astrophysiques fournissent en général une liste d'objets accompagnés de leur caractéristiques observables, soit la position sur le ciel, les magnitudes apparentes, les erreurs sur les magnitudes apparentes ... Afin d'étudier la qualité de la reconstruction de redshifts photométriques avec LSST, un tel catalogue doit être simulé. La simulation est faite dans le cadre du modèle Λ CDM et les valeurs des paramètres cosmologiques utilisés sont celles données récemment par la collaboration Planck (voir table 1.1). Ce cadre théorique va nous permettre de calculer le champ de sur-densités de la matière en fonction du redshift. À partir de ce champ, et en utilisant les fonctions de luminosité mesurées par l'expérience GOODS, notre univers simulé est peuplé de galaxies, caractérisées par un redshift, une magnitude absolue et un type spectral.

4.1.1 Simulation des galaxies

Les outils permettant la simulation des galaxies ont été développés au LAL, par Alexandra Abate¹, Réza Ansari et Marc Moniez et par Christophe Magneville du CEA Saclay. Le catalogue est simulé pour une portion d'Univers assimilée à une boîte cubique contenant $N_x \times N_y \times N_z$ cellules de dimension R et centrée sur le redshift z_{ref} . À partir du modèle cosmologique, le spectre de puissance initial $P_0(k)$ est calculé (suivant l'équation 1.74). Comme expliqué dans la section 1.4.3, le spectre de puissance de la matière au redshift z_{ref} peut être obtenu à partir du spectre primordial, de la fonction de transfert $T(k)$ (qui tient compte de l'évolution des perturbations) et du facteur de croissance des structures $D(z_{ref})$ (voir l'équation 1.91). Les détails concernant le calcul du champ de sur-densité ainsi que les corrections apportées au spectre de puissance $P(k)$ afin de tenir compte de différents effets tels que la fenêtre d'observation seront discutés dans le chapitre 6. À partir du spectre de puissance, on déduit les fluctuations du champ de sur-densités de la matière dans l'espace réel :

$$\delta(\vec{r}) = \frac{\rho(\vec{r}) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}}, \quad (4.1)$$

où $\bar{\rho}$ est la densité moyenne sur l'ensemble du volume simulé. Ce champ nous donne la distribution de la masse, en fonction du redshift, pour un volume donné.

¹Désormais à l'université d'Arizona.

Peupler l’Univers

Afin de peupler le volume d’Univers simulé, le nombre total de galaxies N_{tot} dans ce volume de même que le nombre de galaxies par cellule N_i doivent être calculés. Le volume simulé est défini en fonction d’un angle solide $\Omega = \pi$ et pour un intervalle de redshift $z \in [0, 6]$, bien que les galaxies au-delà de $z = 3$ ne seront pas considérées lors de la reconstruction du redshift photométrique. La densité totale de galaxies pour un intervalle de redshift dépend de leur type spectral et de leur magnitude absolue. Elle peut être obtenue à l’aide des fonctions de luminosité, qui donnent la distribution de galaxies par intervalle de redshift et de magnitude absolue, pour un type spectral donné. Pour notre simulation nous utilisons les fonctions de luminosités obtenues à partir des observations de l’expérience GOOD² mesurées par Dahlen et al. (2005 [93]), bien que nous sommes conscients qu’il existe depuis quelques années des relevés plus précis et plus importants (voir par exemple le papier de Jouvel et al. 2009 [94]). Ces fonctions sont modélisées, pour chaque type, par une fonction de Schechter paramétrique, prenant la forme :

$$\Phi_T(M) = 0.4 \ln(10) \Phi^* y^{\alpha+1} e^{-y}, \text{ avec } y = 10^{-0.4(M-M^*)}, \quad (4.2)$$

où M est la magnitude absolue et M^* , Φ^* et α sont les paramètres définissant la fonction, dont les valeurs peuvent être trouvées dans le papier de Dahlen et al. (2005 [93]) ou dans le tableau 4.1 de la thèse d’Alexia Gorecki [92]. Les fonctions de luminosité sont données pour trois types principaux de galaxies (en fonction des excès de couleurs E(B-V) observés par GOODS) :

- Les galaxies de type elliptique :

Ces galaxies, de forme ellipsoïdale, ne présentent pas de structure interne particulière. Elles sont généralement composées de vieilles étoiles et de ce fait leur spectre est donc plutôt rouge. Il ne présente pas de raie d’émission particulière, mais le spectre est caractérisé par une coupure à 4000 Å (coupure de Balmer). Elles sont souvent dénommées par le terme anglais *Early-type galaxies* (galaxies de type précoce), car par le passé on pensait qu’elles s’étaient formées tôt dans l’histoire de l’Univers et évoluaient pour devenir des galaxies spirales. On pense aujourd’hui qu’elles sont issues de la fusion de deux galaxies.

- Les galaxies de type spirale :

Ces galaxies, également appelées galaxies tardives (*Late-type galaxies*) sont généralement nommées par la lettre *S*. Elles ont généralement la forme d’un disque, avec un bulbe centrale orné de bras spiraux. Elles sont classées en différentes catégories, suivant l’ouverture de leurs bras déterminée par un indice allant de *a* à *d*. Elles contiennent des quantités relativement importantes de gaz et de poussière. La dénomination *late* vient du fait qu’elles se positionnent à la fin de la séquence de Hubble (diagramme de classification des galaxies en fonction de leur morphologie).

- Les galaxies à flambée d’étoiles (*Starburst*) :

Ces galaxies présentent un taux de formation d’étoiles plus élevé que la moyenne, ce qui limite leur durée de vie. De ce fait, elles sont constituées d’étoiles jeunes et leur spectre est plus important dans le bleu que dans le rouge. La coupure de Balmer à 4000 Å n’est plus visible, mais le spectre présente des raies d’émission telles que les raies de Balmer de l’Hydrogène à 121 nm ou celles du Dioxygène vers 372 nm. Les galaxies irrégulières, qui sont des galaxies ne présentant aucune structure particulière, sont également incluses dans cette catégorie. Elles sont généralement riches en gaz, en poussière et contiennent un grand nombre d’étoiles jeunes.

²Le *Great Observatories Origins Deep Survey* (GOODS) est un sondage qui regroupe plusieurs observations de champs profonds dans les domaines optiques et du proche infra-rouge : les télescopes spatiaux Hubble, Spitzer, Chamdra, Hershel et XMM-Newton.

En notant Φ_{tot} la somme des fonctions de luminosité pour les types *Early*, *Late* et *Starburst*, on peut calculer le nombre total de galaxies dans un intervalle de magnitude absolue donné de la façon suivante :

$$N_{tot} = \int_0^6 \int_{M_1}^{M_2} \Phi_{tot}(M, z) \frac{H_0 d_A(z)^2}{E(z)} \Omega dz dM. \quad (4.3)$$

Dans l'équation précédente, d_A est la distance angulaire (équation 1.22) et H_0 le paramètre de Hubble mesuré aujourd'hui. Le terme $E(z)$ est donné par l'équation 1.46 et les bornes en magnitude absolue ont été choisies comme : $M_1 = -24$ et $M_2 = -13$. On peut montrer que ce choix n'est pas primordial et qu'une légère variation de ces valeurs affecte peu le nombre de galaxies total.

Les fonction de luminosité sont tracées sur la figure 4.1, pour les différents types de galaxies et pour $0.5 < z < 0.75$. On remarque que les galaxies de type *starburst* sont globalement les plus brillantes.

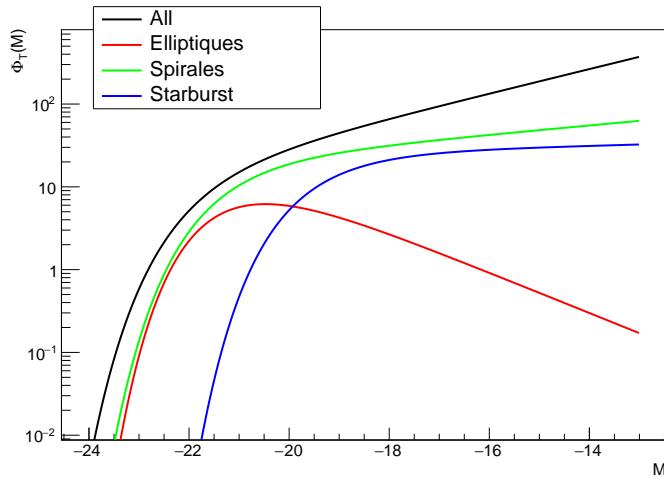


Figure 4.1: Fonction de luminosité calculées à partir de l'équation 4.2, pour $0.5 < z < 0.75$ et pour les trois types de galaxies.

On doit ensuite calculer le nombre de galaxies par cellule, ce qui nous permet d'attribuer un redshift, noté z_s (s pour simulé), à chaque galaxie. Le nombre de galaxies dans la cellule i est défini comme le produit $N_i = M_i \times n_i$, où M_i est la masse contenue dans la cellule et n_i le nombre moyen de galaxies par unité de masse. Le premier terme s'écrit en fonction du champ de sur-densités comme :

$$M_i = \frac{\rho(\vec{r})}{\bar{\rho}} \times \bar{\rho} V_i, \quad (4.4)$$

où V_i est le volume comobile de la cellule, et est égal à R^3 . Le nombre de galaxies par unité de masse est quant à lui donné par :

$$n_i = \frac{N_{tot}}{V_i \bar{\rho}} = \frac{\bar{n}_i}{\bar{\rho}}, \quad (4.5)$$

où \bar{n}_i est le nombre moyen de galaxies par unité de volume dans la cellule i , donné par les fonctions de luminosité : $\bar{n}_i = \int_{M_1}^{M_2} \Phi_{tot} dM$. Ainsi, le nombre de galaxies dans la cellule est donné par :

$$N_i = \frac{\rho}{\bar{\rho}} V_i n_i = (\delta(\vec{r}) + 1) V_i n_i. \quad (4.6)$$

Les cellules de la grille sont caractérisées par leur redshift central, et les galaxies sont aléatoirement et uniformément réparties à l'intérieur de la cellule. Une fois le redshift fixé, les coordonnées

angulaires sont calculées à partir des coordonnées comobiles de chaque galaxie. Remarquons que cette étape n'est pas importante pour la reconstruction des redshifts photométriques mais le sera lors de l'analyse des oscillations baryoniques effectuée dans le chapitre 6. Une fois les coordonnées des galaxies fixées (z_s, θ, ϕ), on choisit la magnitude absolue à partir de la fonction de densité cumulative suivante :

$$C_M(M, z_s) = \frac{\int_{M_1}^M \Phi_{tot}(M', z_s) dM'}{\int_{M_1}^{M_2} \Phi_{tot}(M', z_s) dM'}, \quad (4.7)$$

qui donne la distribution des magnitudes absolues en fonction du redshift. Enfin, à partir des fonctions de luminosité, du redshift z_s et de la magnitude absolue M , un type spectral principal (elliptique, spirale ou *starburst*) est attribué à chaque galaxie. La dernière étape consiste à assigner un spectre, choisi dans une librairie de SED (*Spectral Energy Distribution*), aux galaxies simulées.

La librairie de spectres

Une librairie de 51 SEDs a été construite par interpolation linéaire à partir de six spectres gabarits. Ces derniers, représentés sur la figure 4.2.a sont constitués d'un spectre de galaxie elliptique (El), de deux spectres de galaxie de type spirale (Sbd et Scd), d'un spectre de galaxie irrégulière (Irr) et de deux spectres de galaxie *Starburst* (SB3 et SB2). Les quatre premiers spectres sont issus de la librairie empirique CWW (Coleman et al, 1980 [95]), tandis que les deux derniers sont issus de celle de Kinney et al. (1996, [96]). Les six spectres initiaux ne sont pas définis dans l'UV, ce qui est un problème pour le calcul des magnitudes à grand redshift. C'est pourquoi ils ont été extrapolés à partir des spectres synthétiques de GISSEL³ les plus proches des spectres gabarits (voir la thèse d'Alexia Gorecki [92]).

Chaque galaxie va se voir attribuer une SED à partir de cette librairie. Elle est choisie aléatoirement en utilisant une distribution de probabilité plate basée sur son type spectral principal (El=[0,4], Sbc=[5,14], Scd=[15,24], Irr=[25,34], SB3=[35,44] et SB2=[45,50]). Remarquons que l'interpolation linéaire entre les six spectres principaux ne conduit pas à une librairie très réaliste et risque d'introduire un biais lors de la reconstruction des redshifts photométriques. Cependant, elle permet de reproduire assez précisément les paramètres de couleurs observés dans GOODS et CFHTLS. De nouvelles librairies, telle que celle de Brown et al. (2013 [98]), sont actuellement étudiées au sein du groupe mais ne sont pas discutés dans cette thèses.

L'atténuation par le milieu interstellaire et intergalactique

La présence de poussière dans une galaxie, en quantité plus ou moins importante selon son type spectral, ainsi que l'hydrogène neutre présent dans le milieu intergalactique (IGM, pour *Inter-Galactic Medium*), vont affecter le spectre des galaxies observées.

La poussière contenue dans la galaxie observée peut soit diffuser un photon (sa longueur d'onde n'est pas changée), soit absorber une partie de son énergie. Dans ce cas, un photon est réémis avec une énergie plus basse, ce qui tend à rougir les spectres d'émission des objets observés. Ces deux effets sont pris en compte dans notre simulation via un terme d'excès de couleur, noté E(B-V), où B et V désignent les magnitudes apparentes dans les bandes B et V⁴. L'excès de couleur s'exprime généralement en fonction de la différence de magnitude apparente

³Téléchargeable depuis le site : <http://www2.iap.fr/users/charlot/bc2003/>, G. Bruzual et S. Charlot, 2003 [97].

⁴Ces bandes sont issues du système UBVRIJKLMNQ appelé système photométrique de Johnson. La bande B (*Bleue*) est centrée sur $\lambda = 440$ nm et couvre un intervalle de longueur d'onde tel que $\Delta\lambda = 98$ nm. La bande V (*visible*) est centrée sur $\lambda = 550$ nm avec $\Delta\lambda = 89$ nm.

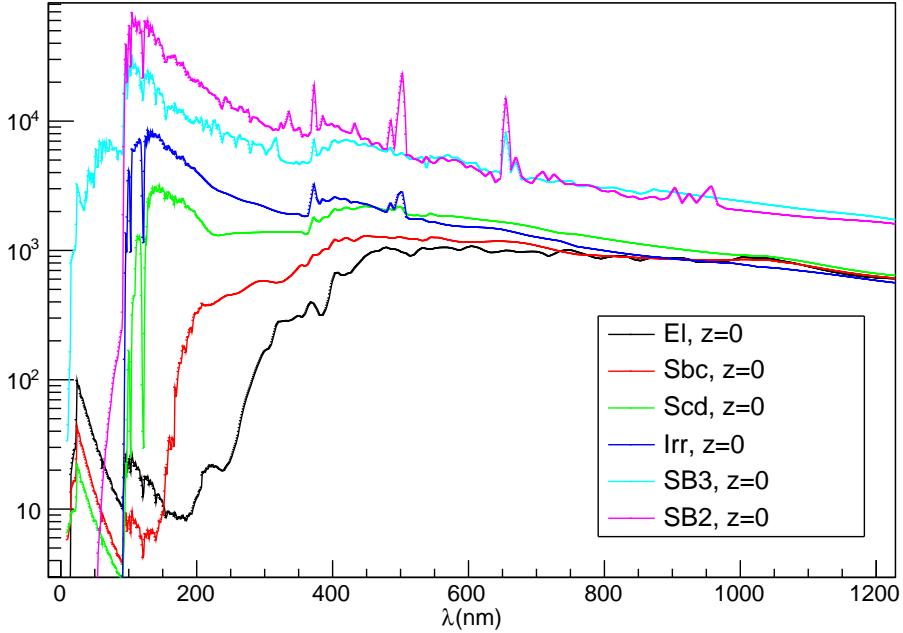


Figure 4.2: Représentation des six spectres principaux de notre librairie en fonction de la longueur d'onde.

(notée $A(X)$), dans une bande X , avec et sans extinction :

$$E(B - V) = A(B) - A(V), \text{ avec } A(X) = m_X - m_{X0}. \quad (4.8)$$

La valeur de ce dernier est comprise entre 0 et 0.3, excepté pour les galaxies elliptiques comptant très peu de poussière et pour lesquelles le paramètre $E(B-V)$ est compris entre 0 et 0.1. Dans notre simulation, la valeur de ce terme est aléatoire. Pour les galaxies dont le type spectral est proche des types elliptiques, Scd et Sbc, l'extinction sera traitée suivant la loi de Cardelli (Cardelli et al. [99]). Elle rend compte de l'atténuation de l'intensité lumineuse, et prend la forme :

$$F_{obs}(\lambda) = F_{emis}(\lambda) e^{-0.4E(B-V)R_v k(\lambda)}. \quad (4.9)$$

La valeur $R_v = 3.1$ est généralement adoptée pour cette loi. Le terme $k(\lambda)$ est le coefficient d'extinction linéaire, tenant compte du coefficient d'absorption et du coefficient de diffusion. Pour les galaxies de type *starburst* (irrégulières, SB3 et SB2), l'extinction suit la loi de Calzetti (Calzetti et al. 1994 [100]) :

$$F_{obs}(\lambda) = F_{emis}(\lambda) e^{-0.4E(B-V)k(\lambda)}. \quad (4.10)$$

Dans ce cas, le coefficient d'extinction $k(\lambda) = \frac{A(\lambda)}{E(B-V)}$ s'exprime en fonction de la différence de magnitude, notée $A(\lambda)$, entre la magnitude observée et la magnitude qu'on aurait en l'absence d'extinction. Les deux lois d'extinctions sont représentées sur la figure 4.3.a, pour trois valeurs du terme d' $E(B - V)$.

Le deuxième phénomène à prendre en compte est l'absorption due au milieu intergalactique. Le spectre d'une source distante émis dans l'ultra-violet est fortement atténué par la présence d'Hydrogène neutre le long de la ligne de visée. Cet effet se traduit par des raies d'absorption dans le spectre des galaxies, connues sous le nom de *forêt Lyman-α* et correspondant à l'ensemble

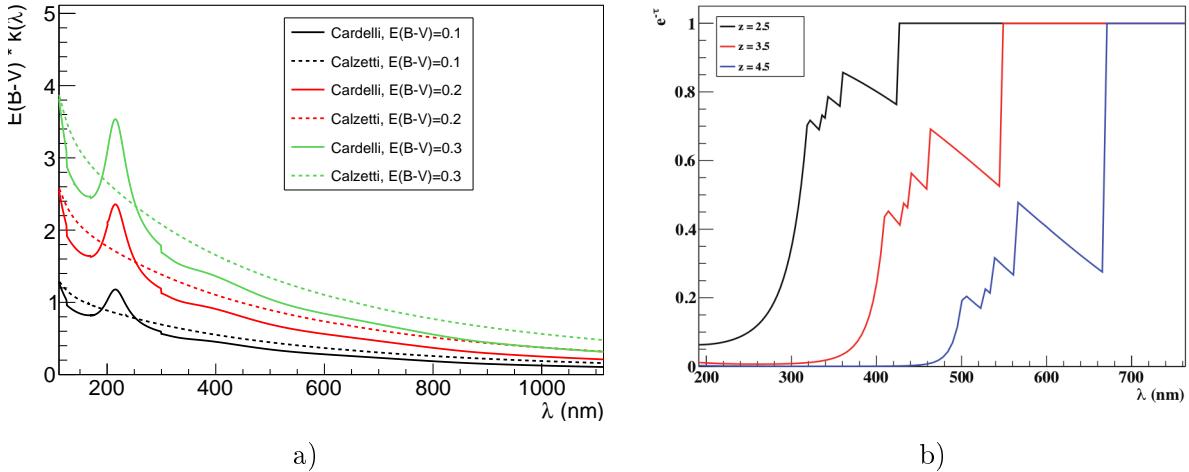


Figure 4.3: a) Lois d'extinction due au milieu intergalactique, pour les lois de Cardelli (type elliptique et spirale, lignes pleines) et pour les lois de Calzetti (type starburst et irrégulières, lignes en pointillés), en fonction de la longueur d'onde, et pour trois valeurs de l'excès de couleur : $E(B-V) = 0.1$ (noir), $E(B-V) = 0.2$ (rouge), et $E(B-V) = 0.3$ (vert). Le pic autour de $\lambda = 217$ peut s'expliquer par la présence de Polycyclic Aromatic Hydrocarbons. Figure extraite de Gorecki et al. [91]. b) Loi d'absorption du milieu intergalactique, pour différentes valeurs du redshift. Figure extraite de la thèse d'Alexia Gorecki [92].

des raies d'excitation de l'Hydrogène. Cette absorption est observée dans la bande u de LSST à partir du redshift $z = 2.5$. Dans son article Piero Madau (2000, [101]) donne une description précise et détaillée de l'extinction par le milieu intergalactique, et dans son article de 1995 [102] il montre que ce phénomène d'absorption peut être décrit par la loi suivante :

$$F_{obs}(\lambda, z) = e^{-\tau(\lambda, z)} F_{emis}. \quad (4.11)$$

On suppose dans ce cas que le taux d'absorption ne dépend que de la longueur d'onde du photon émis et du redshift de la source au moment de l'émission. Remarquons que plus la source est éloignée, plus la colonne d'Hydrogène traversée par les photons est importante, ce qui implique une plus grande atténuation du spectre. La loi de Madau (équation 4.11) est tracée sur la figure 4.3.b, pour différentes valeurs du redshift. La partie en dents de scie est due aux raies d'absorption de la forêt Lyman- α . On supposera pour notre simulation que l'absorption est constante le long de la ligne de visée.

4.1.2 Simulation photométrique

Les différentes étapes décrites ci-dessus conduisent à la simulation d'un catalogue contenant environ 8.10^9 galaxies. Cependant, afin de réduire au maximum les temps de calcul liés à la reconstruction des redshifts photométriques, le catalogue photométrique est généré pour seulement 5 millions de galaxies. Chaque objet est alors caractérisé par sa magnitude absolue M , la valeur du redshift vrai z_s , son type spectral T (associé à une SED de la librairie) et un terme d'excès de couleur $E(B - V)$. À partir de l'ensemble de ces paramètres, nous allons calculer la magnitude apparente ainsi que l'erreur qui lui est associée dans les six bandes de LSST, en supposant dix ans d'observations. La distribution des objets les plus brillants contenus dans ce catalogue ($m_i < 25.3$, nous verrons dans la suite l'intérêt de cette coupure) est représentée sur la figure 4.4 pour les six types spectraux principaux, en fonction du redshift.

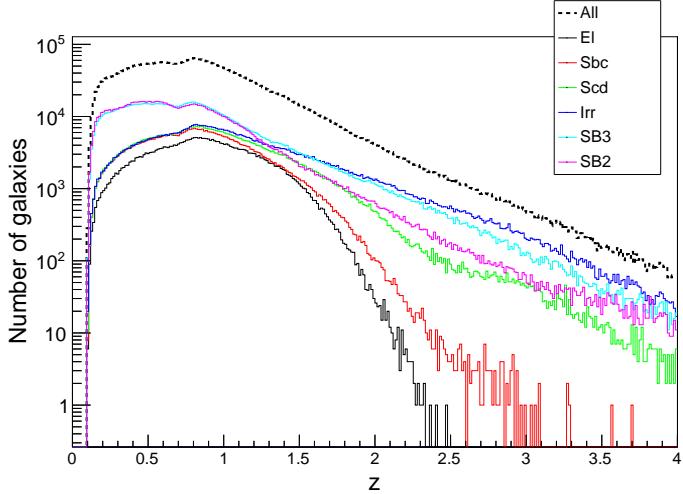


Figure 4.4: Distribution des galaxies contenues dans le catalogue photométrique (pour lesquelles $m_i < 25.3$) en fonction de leur type spectral principal et du redshift.

La magnitude apparente

La magnitude apparente à été définie dans le chapitre 1 (équation 1.24). Plus précisément, elle s'écrit en fonction du flux F_X , exprimé en $\text{erg}/\text{cm}^2/\text{s}/\text{Hz}$, mesuré dans un filtre X donné et normalisé par rapport à un flux de référence F_0 :

$$m_X = -2.5 \log \left[\frac{\int \frac{d\nu}{\nu} F(\nu) X(\nu)}{\int \frac{d\nu}{\nu} F_0(\nu) X(\nu)} \right]. \quad (4.12)$$

Le flux F_0 est le flux d'une étoile standard. Défini dans le système de magnitude AB , il vaut 3631 Jy (1 Jansky = $10^{-26} \text{W Hz}^{-1} \text{m}^{-2}$). En exprimant les flux en fonction de la longueur d'onde, on obtient après quelques étapes de calcul :

$$m_X = M + \mu(z_s) + K_{BX}(z, T, E(B - V)), \quad (4.13)$$

où $\mu(z_s)$ est le module de distance (équation 1.25), M la magnitude absolue dans la bande B de GOODS et K_{BX} est le terme de k-correction. Ce terme est défini dans l'article pédagogique de Hogg et al (2002 [103]), qui donne également une méthode pour le calculer. La k-correction permet de rendre compte de la variation du flux mesuré à cause des effets instrumentaux (bande passante, transmission, ...) ou des propriétés des objets observés (éloignement de l'objet, caractéristiques spectrales, ...) par rapport à un flux de référence, choisi comme étant le flux mesuré dans la bande B de GOODS. L'objectif étant de normaliser les magnitudes mesurées dans un instrument par rapport à un système standard, le système de magnitude AB. La valeur de la k-correction est alors donnée par :

$$K_{BX}(z, T, E(B - V)) = -2.5 \log \left[\frac{1}{(1 + z_s)} \frac{\int \lambda d\lambda F\left(\frac{\lambda}{(1+z_s)}, E(B-V)\right) X(\lambda) \int \frac{d\lambda}{\lambda} B(\lambda)}{\int \frac{d\lambda}{\lambda} X(\lambda) \int \lambda d\lambda F(\lambda, E(B-V)) B(\lambda)} \right]. \quad (4.14)$$

Dans l'équation 4.14, le terme $B(\lambda)$ fait référence à la bande B de GOODS tandis que X se rapporte à l'un des filtres de LSST. Le paramètre $F(\lambda, z, E(B - V))$ correspond au flux reçu. Il tient compte du spectre de l'objet observé ainsi que de l'atténuation due à la poussière de la

galaxie et de celle due au milieu intergalactique. Ces dernières sont traitées en fonction des lois présentées précédemment. À partir de la magnitude apparente, on en déduit le flux mesuré :

$$F_X = c10^{-0.4(m_X - 46.1)} \int X(\lambda) \frac{d\lambda}{\lambda}, \quad (4.15)$$

où c est la célérité de la lumière. La valeur de la constante -46.1 provient des unités des spectres utilisés.

L'erreur sur la magnitude

L'incertitude "théorique" sur la magnitude apparente est donnée par la collaboration LSST, dans le *LSST Science Book*, et son calcul a été discuté dans la section 2.4.1. Rappelons malgré tout que l'erreur totale s'écrit sous la forme $\sigma(m_X) = \sqrt{\sigma_{syst}^2 + \sigma_{rand}^2}$ (voir équation ??) et dépend à la fois du nombre de visites par filtre et des conditions d'observation simulées, notamment du *seeing* dû aux conditions atmosphériques. Rappelons également que l'erreur systématique est fixée à 0.005.

Pour notre simulation, on déduit une erreur sur le flux mesuré à partir de l'erreur sur la magnitude apparente. Cette dernière est donnée par :

$$\sigma(F_X) = 0.4\sigma(m_X)F_X \ln(10).$$

Enfin, la valeur du flux observé simulé F_X^{obs} est obtenue à partir d'une distribution gaussienne, centrée sur le flux théorique F_X et d'écart type $\sigma(F_X)$. On a fait l'hypothèse que les flux observés suivent une distribution gaussienne, ce qui est vrai tant que le rapport signal-sur-bruit est suffisamment important. Cette approximation devrait être vraie dans le cadre du *golden sample* ($m_i < 25.3$) sur lequel nous reviendrons dans la section suivante. À partir des flux observés, la magnitude apparente observée est calculée en inversant la relation 4.15. La figure 4.5.a montre la relation entre la magnitude apparente observée dans la bande i et la magnitude apparente théorique calculé à partir de l'équation 4.13. Sur la figure 4.5.b, nous avons représenté la distribution de la magnitude apparente pour trois valeurs de magnitude théorique. La coupure lorsque $mag \sim 28.5$ correspond à la limite des magnitudes visibles dans LSST.

4.2 Reconstruction des redshifts photométriques

Le catalogue photométrique décrit dans la section précédente est utilisé afin de reconstruire les redshifts photométriques des galaxies (photo-z) et d'étudier la qualité de la reconstruction. La méthode que nous utilisons pour reconstruire les redshifts photométriques est du type *template fitting*, elle consiste à déterminer le template (1 SED de la librairie, 1 redshift et 1 excès de couleur) qui ajuste le mieux les données (soit les flux observés dans les six bandes).

Le flux intégré dans les six filtres va dépendre du type de la galaxie, mais également de son redshift, comme on peut le voir sur la figure 4.6, où nous avons superposé aux filtres de LSST le spectre d'une galaxie elliptique à deux redshifts différents. Ainsi, la comparaison entre les flux mesurés dans les différents filtres et les flux attendus pour un ensemble de différents spectres va nous permettre de déterminer le redshift des galaxies. On pourra également remarquer, que contrairement aux redshifts spectroscopiques, l'estimation des redshifts photométriques n'est sensible qu'aux structures globales des spectres (pentes, cassure ...).

4.2.1 La méthode

La méthode de *template fitting* consiste à déterminer les paramètres qui maximisent la probabilité pour qu'une galaxie de redshift z , de type spectrale T et d'excès de couleur $E(B-V)$ soit observée

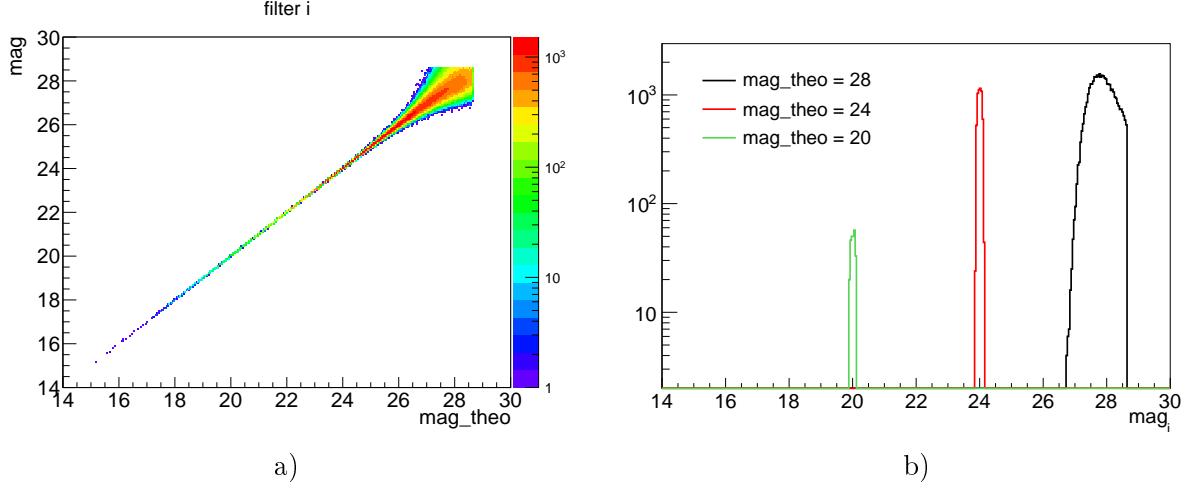


Figure 4.5: a) *Magnitude apparente en fonction de la magnitude apparente théorique, dans la bande i.* b) *Distribution de la magnitude apparente dans la bande i pour trois valeurs de la magnitude théorique : mag_theo = 20 (courbe verte), mag_theo = 24 (en rouge) et mag_theo = 28 (en noir).*

avec une magnitude apparente \vec{m} dans les six filtres de LSST. Il s'agit donc de maximiser la probabilité *a posteriori* :

$$P(\vec{\theta}|\vec{m}) = \frac{\mathcal{L}(\vec{\theta}) \times \Pi(\vec{\theta}|m_i)}{P(\vec{m})}, \text{ avec } \vec{\theta} = \{z, T, E(B-V)\}, \quad (4.16)$$

où la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(\vec{\theta}) = P(\vec{m}|\vec{\theta})$ donne la probabilité de mesurer les données \vec{m} connaissant les propriétés de l'objet. La probabilité *a priori* $\Pi(\vec{\theta}|m_i)$ définit la probabilité pour qu'une galaxie observée avec une magnitude m_i dans la bande i de LSST soit caractérisée par un redshift z , un type spectrale T , et un excès de couleur $E(B-V)$. La manière dont cette probabilité (également appelée *prior*) est calculée est décrite plus en détails dans la section suivante. Le filtre i est choisi comme référence puisque c'est celui (avec le filtre r) dans lequel le nombre d'observation est maximum et l'erreur sur la magnitude apparente est la plus petite. Enfin, le terme $P(\vec{m})$ agit comme une normalisation de la probabilité *a posteriori*, il ne dépend pas des paramètres recherchés et sera, par conséquent, ignoré dans la suite.

Les paramètres photométriques sont estimés à partir de la fonction de vraisemblance, calculée à partir d'une distribution de χ^2 par la relation : $\mathcal{L}(\vec{\theta}) = \exp[-1/2\chi^2(\vec{\theta})]$. Une fois le *prior* pris en compte, le terme de χ^2 prend la forme suivante :

$$\chi^2(z, T, E(B-V)) = \sum_{X=1}^{N_{filtre}} \left(\frac{F_X^{obs}(m_X) - NF_X^{exp}(z, T, E(B-V))}{\sigma(F_X^{obs})} \right)^2 - 2 \log[\Pi(z, T, E(B-V)|m_i)]. \quad (4.17)$$

Dans l'équation précédente, le terme F_X^{obs} est le flux observé dans la bande X . Il est obtenu à partir de la magnitude apparente et calculé en suivant l'équation 4.15. F_X^{exp} est le flux attendu dans le filtre X , pour une galaxie de paramètres z , T , et $E(B-V)$ donnés. Enfin, le paramètre N permet de normaliser le flux attendu par rapport au flux observé. Le terme de χ^2 est calculé pour chaque galaxie, dans une grille à trois dimensions couvrant l'ensemble des valeurs possibles du redshift $z \in [0, 4]$, du type spectral $T \in [0, 50]$ et de l'excès de couleur $E(B-V) \in [0, 0.3]$.

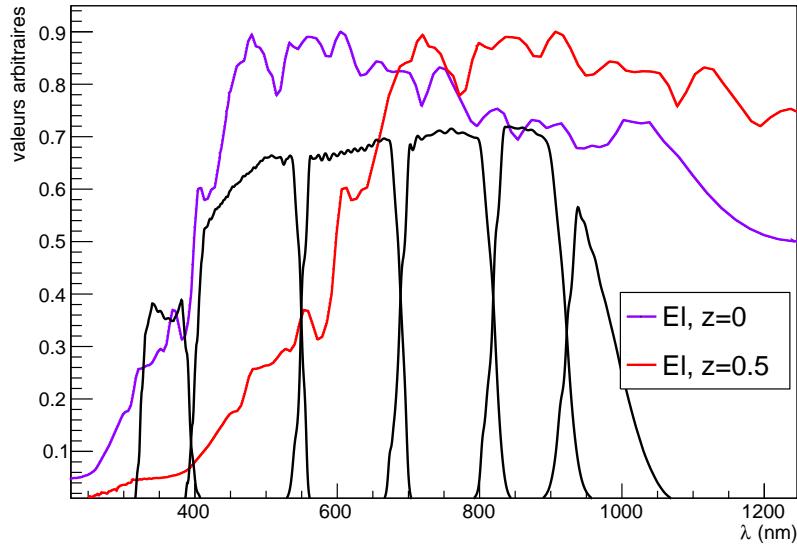


Figure 4.6: Spectre d'une galaxie de type elliptique représenté pour deux valeurs du redshift $z_s = 0$ et $z_s = 0.5$, et comparé aux courbes de transmission finales des filtres de LSST. La normalisation de chaque spectre est arbitraire.

L'échantillonnage en redshift, type et excès de couleur a été choisi afin d'optimiser la reconstruction et les temps de calcul ($\delta z = 0.01$, $\delta \text{type} = 1$ et $\delta E(B - V) = 0.06$) ainsi, un ensemble de $400 \times 50 \times 5$ valeurs de χ^2 sont calculées. Le flux attendu dépend des caractéristiques de l'objet observé, et il est calculé à partir de la relation suivante :

$$F_X^{exp}(z, T, E(B - V)) = \int \lambda d\lambda F\left(\frac{\lambda}{1+z}, T, E(B - V)\right) X(\lambda), \quad (4.18)$$

où le terme $F(\lambda/(1+z), T, E(B - V))$ est le flux d'émission de l'objet, corrigé de l'atténuation due au milieu interstellaire et de celle due au milieu intergalactique tel qu'expliqué précédemment.

La fonction de vraisemblance ainsi obtenue est une fonction à trois dimensions, dans l'espace des paramètres $(z, T, E(B - V))$. L'estimation des valeurs photométriques, $\vec{\theta}_p = \{z_p, T_p, E(B - V)_p\}$ peut alors être obtenue de différentes façons. La première solution consiste à maximiser la fonction de vraisemblance dans l'espace à trois dimensions, les paramètres reconstruits étant alors notés θ_p^{grid} . On peut également calculer les distributions de probabilités marginalisées obtenues en intégrant la densité de probabilité par rapport à un ou deux paramètres. On écrira par exemple :

$$P(z, T) = \int P(z, T, E(B - V)) dE(B - V) \text{ et } P(z) = \int \int P(z, T, E(B - V)) dT dE(B - V).$$

Les valeurs correspondant au maximum de ces distributions, alors notées θ_p^{marg} , sont également utilisées comme estimateur des paramètres à reconstruire. Un exemple des fonctions de densité marginalisées à une et deux dimensions est présenté sur la figure 4.7, pour une galaxie de redshift vrai $z_s = 0.16$, de type *starbusrt* ($T = 45$) et d'excès de couleur $E(B - V) = 0.24$ et dont les paramètres sont très mal déterminés. On constate, que les distributions de probabilité

marginalisées sont multimodales (ce qui est vrai pour de nombreuses reconstructions et non uniquement dans cet exemple). Cela vient du fait que les paramètres à reconstruire (z , T et $E(B-V)$) ne sont pas indépendants les uns des autres et que les erreurs sur les magnitudes apparentes sont pas négligeables, ce qui induit des erreurs sur la reconstruction des paramètres. Par exemple, la recherche d'un maximum de probabilité peut être interrompue par un maximum local et fausser la reconstruction. Ainsi certaines galaxies vont voir leur redshift photométrique très mal reconstruit. Ces objets, qui seront dans la suite nommés *outliers*, sont définis par :

$$\Delta z = \frac{|z_p - z_s|}{1 + z_s} > 0.15. \quad (4.19)$$

La fonction de distribution marginalisée du redshift (en haut à gauche de la figure 4.7) montre plusieurs maximums locaux, et la valeur de z_p^{marg} ne correspond pas à la valeur vraie. De plus, à cause des dégénérescences, la valeurs des paramètres issus des fonctions de distribution marginalisées sont différents de ceux obtenus lors de la maximisation de la fonctions de vraisemblance. Par exemple on a obtenu $z_p^{grid} = 0.47$ tandis que $z_p^{marg} = 0.2$.

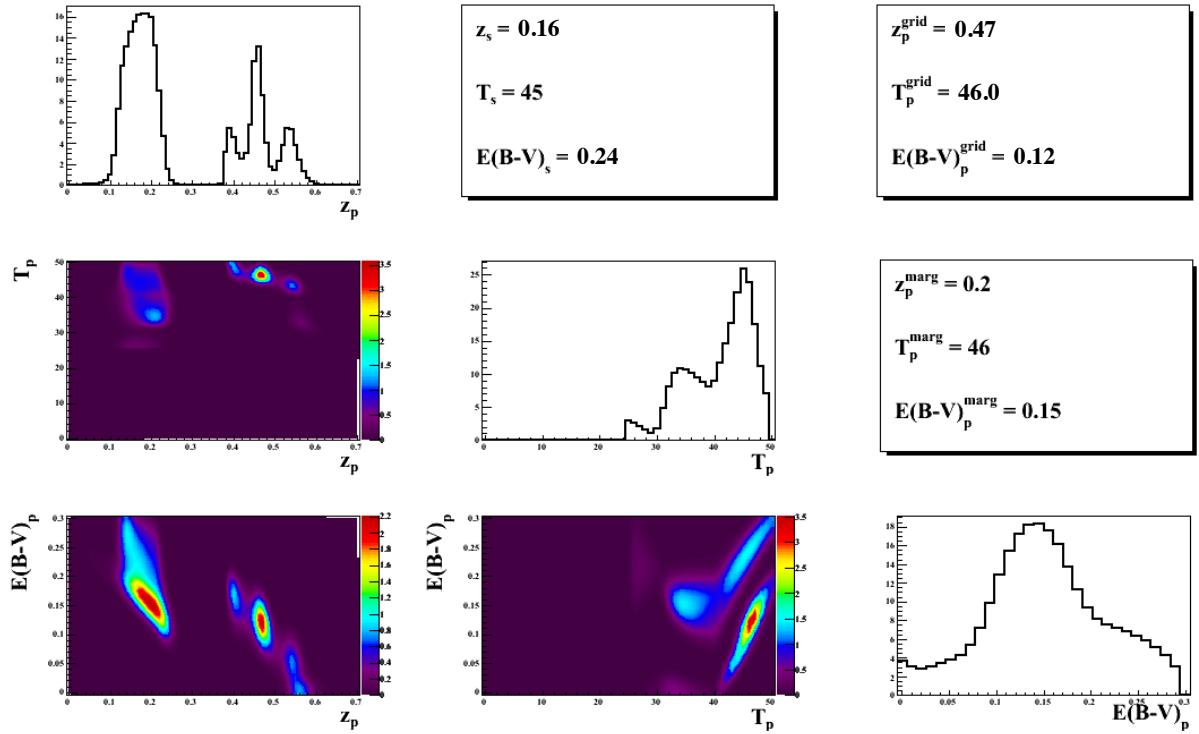


Figure 4.7: Exemple de fonctions de distribution marginalisées, à une et deux dimensions. Les valeurs données dans les encadrés correspondent aux valeurs vraies des paramètres et aux valeurs reconstruites, obtenues après marginalisation de la fonction de vraisemblance. Dans l'encadré en haut à droite, les paramètres notés “grid” sont ceux qui maximisent la fonction de vraisemblance. Figure extraite de Gorecki et al. [91].

La réjection des mauvaises galaxies est nécessaire afin d'améliorer la qualité de la reconstruction des redshifts photométriques. Ceci sera fait grâce à l'utilisation de coupures de qualité appliquées à l'échantillon de galaxies reconstruites. De manière générale, on peut montrer que les résultats photo-z sont similaires, que l'on utilise z_p^{marg} ou z_p^{grd} comme estimateur de z_p . Dans la suite, nous allons considérer que $z_p = z_p^{marg}$.

4.2.2 La densité *a priori*

La fonction de densité de probabilité *a priori* permet d'améliorer les performances de la reconstruction photo-z. Elle est obtenue en suivant une approche bayésienne, et correspond à la probabilité pour qu'une galaxie de magnitude apparente m_i dans la bande i de LSST soit au redshift z , de type spectral T et avec un excès de couleur $E(B - V)$. Son calcul est effectué en suivant la méthode de Benitez (1994, [104]). On va utiliser une fonction de densité *a priori* plate pour l'excès de couleur (bien que cela ne reflète pas la réalité), de telle sorte que, d'après le théorème de Bayes, le *prior* puisse s'écrire comme le produit :

$$\Pi(z, T|m_i) = P(T|m_i) \times P(z|T, m_i), \quad (4.20)$$

où le premier terme décrit la probabilité pour qu'une galaxie de magnitude apparente m_i soit de type spectral T , tandis que le second donne la probabilité pour cette galaxie de se trouver au redshift z , connaissant son type et sa magnitude apparente dans la bande i . Bien que les deux termes de l'équation 4.20 puissent être très bien décris par une fonction paramétrique ajustée sur les données (Benitez 1994, [104]), ils seront directement déterminés à partir des données. La figure 4.8.a montre les fonctions de distribution de la magnitude apparente en fonction des trois principaux types de galaxies (elliptique, spirale et *starburst*), pour toutes les valeurs de redshift et d'excès de couleur. On remarque que la probabilité d'observer une galaxie de type *starburst* augmente lorsque la magnitude apparente augmente. Cela vient du fait que ces galaxies sont les plus nombreuses dans notre simulation et notamment aux grands redshifts (voir figure 4.4). Ainsi, plus les objets observés sont lointains, plus la probabilité pour qu'ils soient de type *starburst* augmente et plus leurs magnitude apparente est importante. Les fonctions de distribution ainsi obtenues nous permettent d'estimer le terme $P(T|m_i)$. Sur la figure 4.8.b est représentée la distribution des magnitudes apparentes en fonction du redshift dans le cas particulier des galaxies de type *starburst*. Comme on peut s'y attendre, plus le redshift de la galaxie est important, moins cette dernière est lumineuse (on rappelle que plus la valeur de la magnitude apparente est grande, plus le flux reçu est faible). Une telle fonction de distribution nous permet d'obtenir la probabilité $P(z|T, m_i)$ pour notre simulation.

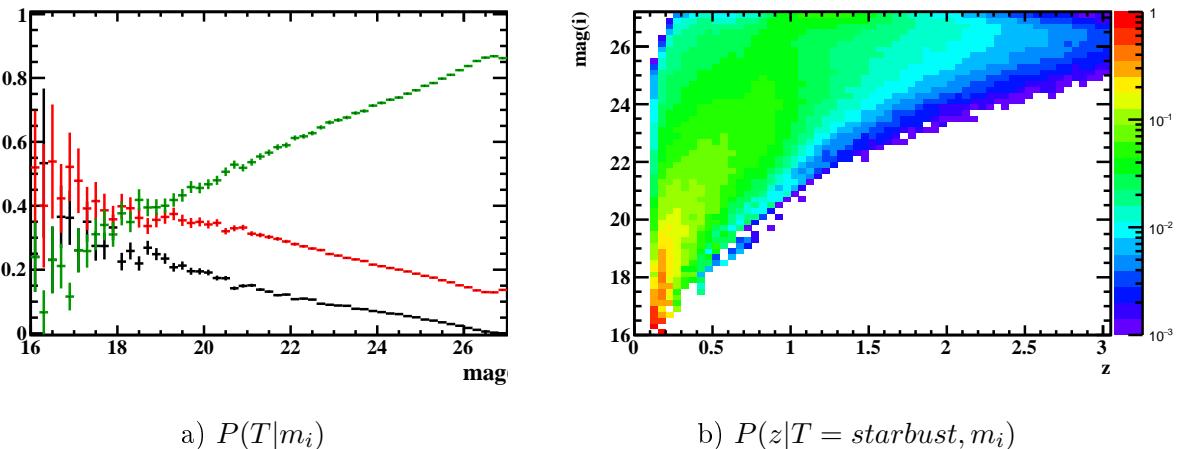


Figure 4.8: a) Fonctions de distribution de la magnitude apparente dans la bande i en fonction des trois principaux types de galaxies : elliptique (en noir), spirale (en rouge) et *starburst* (en vert). b) Magnitude apparente dans la bande i , en fonction du redshift, pour les galaxies de type *starburst*.

Le *prior* est calculé à partir d'un échantillon d'environ 100 000 galaxies pour lesquelles nous

supposons connues les vraies valeurs du redshift, du type et de l'excès de couleur. Lorsque nous travaillerons à partir des observations du LSST, un échantillon de données spectroscopiques sera nécessaire. Ce dernier sera obtenu grâce à des collaborations avec d'autre projets, tels qu'Euclid ou Gaia (voir la section 2.4.4).

4.2.3 Contraintes sur la qualité de la reconstruction photo-z

La méthode de reconstruction des redshifts photométriques pour LSST sera appliquée sur un intervalle de redshift compris entre 0 et 4, pour des galaxies de magnitude apparente dans la bande r inférieure à 27.5. Pour l'étude des lentilles gravitationnelles ou des BAOs, un échantillon de galaxies pour lesquelles $m_i < 25.3$ sera utilisé. Cet échantillon définit le *golden sample* (voir la section 3.8 du *LSST Science Book* [50]) et assure un très bon rapport signal sur bruit dans un intervalle de redshift $0 < z < 3$. La reconstruction des redshifts photométriques pour cet échantillon doit être d'excellente qualité. Cette dernière est déterminée par les caractéristiques de la distribution :

$$\Delta z = \frac{|z_p - z_s|}{1 + z_s}. \quad (4.21)$$

Les exigences de la collaboration sont les suivantes :

- l'erreur faite sur la reconstruction (donnée par le RMS de la distribution Δz) doit être inférieure à 0.05, avec un objectif fixé à 0.02,
- le biais induit doit être inférieur à 0.003,
- le pourcentage d'*outliers* à 3σ doit être inférieur à 10%.

On remarquera que la définition des *outliers* donnée dans le *LSST science Book* diffère de la notre (voir équation 4.19). Notre définition étant plus contraignante, le nombre d'*outliers* présent dans nos analyses sera sur-estimé par rapport aux résultats donnés dans le *LSST science Book*, pour un nombre total de galaxies similaire.

La figure 4.9 illustre l'impact du taux de galaxies dont le redshift est très mal reconstruit sur la valeur du biais de la distribution Δz . On s'aperçoit alors qu'un faible pourcentage d'*outliers* biaise la reconstruction des redshifts photométriques de manière non négligeable. Par exemple, la présence de 10% d'*outliers* introduit un biais sur la médiane de 0.0022.

L'utilisation de coupure de qualité supplémentaire va permettre de réduire la fraction d'*outliers*. En supposant une librairie de SEDs représentative des données, une très grande précision sur la reconstruction des redshifts photométriques doit pouvoir être atteinte avec LSST. On devrait ainsi être capable d'atteindre une précision de l'ordre de $\sigma z = 0.01(1 + z)$, voire meilleur, pour certains sous-échantillons d'objets. Tous les résultats qui seront présentés dans la suite ont été obtenus après avoir appliqué la coupure en magnitude correspondant au *golden sample*.

4.3 Tests statistiques et coupures de qualité

En complément de la coupure de sélection sur la magnitude apparente des galaxies, nous utilisons un test statistique afin de rejeter les mauvaises galaxies (définies par l'équation 4.19). Ce test est basé sur un ensemble de variables discriminantes, notamment, certaines variables permettant de décrire la forme des fonctions de densité *a priori* pour chaque galaxie simulée. L'ensemble de variables discriminantes utilisé est le suivant :

- les caractéristiques de la forme des fonctions de densité *a priori* $P(z_p)$, $P(T_p)$ et $P(E(B - V)_p)$: le nombre de maximums N_{peak} , et dans le cas où ce nombre est supérieur à un, la

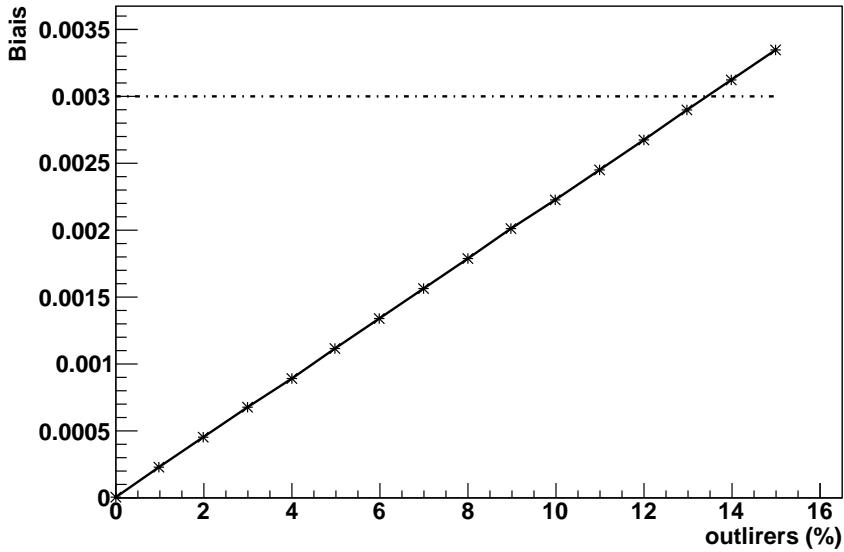


Figure 4.9: Variation de la valeur de la médiane en fonction du pourcentage d’outliers.

différence entre l’amplitude des deux premiers maximums et le rapport entre les intégrales qui leurs sont associées (intégrale du pic entre deux minimums locaux),

- la différence, en valeur absolue, entre l’estimateur de redshift qui maximise la probabilité *a posteriori* et celui pour lequel la valeur de la densité de probabilité marginalisée est maximale. Ce paramètre est noté $|z_p^{grid} - z_p^{marg}|$,
- la valeur maximale du logarithme de la fonction de vraisemblance $\log(\mathcal{L}) \equiv \chi^2_{min}$,
- les termes de couleurs (différence de magnitude mesurée dans deux filtres adjacents) $m_u - m_g$, $m_g - m_r$...

Au total, un ensemble de 16 variables, noté $\vec{\mu}$, est utilisé. Afin de différencier les galaxies pour lesquelles les paramètres sont bien reconstruits (notées G , pour *Goods*), et les *outliers* (notés O), deux tests statistiques ont été étudiés. Le premier, développé au LPSC lors de la thèse d’Alexia Gorecki [91], repose sur le calcul du rapport de vraisemblance LR (*Likelihood Ratio*). Le second est basé sur l’utilisation des arbres de décision boostés (BDT) de la librairie Root développée par le CERN [105]. Dans les deux cas, un échantillon d’entraînement est nécessaire. Notre catalogue de galaxies est donc divisé en deux ensembles : le premier contient environ 10% des galaxies et est utilisé pour entraîner la méthode ; le second, contenant le reste des galaxies, est utilisé afin de tester les performances de la méthode.

4.3.1 Rapport de vraisemblance

Pour chaque paramètre discriminant μ_i et pour chaque galaxie, nous allons calculer les densités de probabilités $P(\mu_i|G)$ et $P(\mu_i|O)$. Ces dernières sont obtenues à partir d’un échantillon d’entraînement, représentatif de l’ensemble du catalogue, pour lequel nous connaissons à la fois la valeur du redshift photométrique et du redshift vrai. Elles nous donnent la probabilité pour que les caractéristiques d’une galaxie (redshift, type et excès de couleur) soient bien ou mal reconstruites, connaissant la valeur du $i^{\text{ème}}$ paramètre μ_i . La figure 4.10.a montre la distribution de probabilité du nombre de maximums locaux N_{peakZ} dans la fonction de probabilité

marginalisée $P(z)$ pour les bonnes et les mauvaises galaxies. Pour des raisons pratiques, les distributions ont été normalisées afin que la valeur des paramètres soit comprise entre 0 et 1. On remarquera, par exemple, que le nombre de maximums de la densité de probabilité $P(z)$ est plus élevé dans le cas des mauvaises reconstructions. Ainsi, les différences entre les densités de probabilité $P(\mu_i|G)$ et $P(\mu_i|O)$ vont permettre la discrimination entre les deux populations de galaxies.

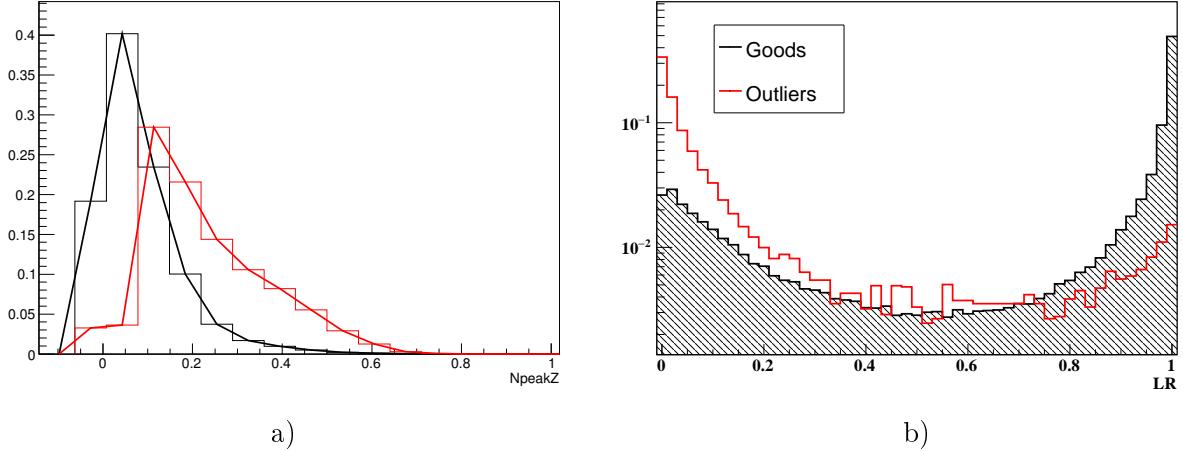


Figure 4.10: a) Distributions des $P(\mu_i|B)$ en noir et $P(\mu_i|O)$ en rouge dans le cas où μ_i correspond au nombre de maximums N_{peakZ} (normalisé) de la densité de probabilité a priori $P(z)$. b) Distribution du rapport de vraisemblance : en noir la densité de probabilité pour les galaxies bien reconstruites $P(LR|G)$ et en rouge la densité de probabilité pour les galaxies très mal reconstruites $P(LR|O)$.

La définition du rapport de vraisemblance LR permet de combiner les informations issues des densités de probabilité $P(\mu_i|G)$ et $P(\mu_i|O)$. Sa valeur est donnée par :

$$LR(\vec{\mu}) = \frac{P_{\text{tot}}(\vec{\mu}|G)}{P_{\text{tot}}(\vec{\mu}|G) + P_{\text{tot}}(\vec{\mu}|O)} = \frac{\Pi_i P(\mu_i|G)}{\Pi_i P(\mu_i|G) + \Pi_i P(\mu_i|O)}.$$

Les distributions donnant les probabilités d'obtenir une certaine valeur de LR , sachant que la galaxie est une bonne galaxies $P(LR|G)$ et sachant qu'il s'agit d'une *outlier* $P(LR|O)$, sont calculées à partir de l'échantillon d'entraînement et représentées sur la figure 4.10.b. Comme on peut le voir, la valeur de LR nous permet de différencier les deux populations d'objets. Ainsi, une coupure sur la valeur du paramètre LR va permettre de rejeter un maximum de mauvaises galaxies. Les figures 4.11 (a) et (b) montrent les performances photo-z obtenues sur un échantillon de galaxies contenant environ $7.6 \cdot 10^5$ galaxies et pour un sous échantillon composé des galaxies pour lesquelles $LR \geq 0.98$ (soit environ 50% de l'échantillon de galaxies). Les redshifts photométriques ont été obtenus suivant la méthode présentée ci-dessus, et comme on peut le voir, l'application d'une coupure sur le rapport de vraisemblance améliore considérablement la qualité de la reconstruction photo-z.

Cependant, une partie des *outliers* ne pourra pas être rejetée malgré une valeur de la coupure importante. En effet, on peut constater sur la figure 4.10.b qu'une petite portion des mauvaises galaxies est associée à un rapport de vraisemblance égal à un. Ce problème est probablement dû à un manque de statistique, car relativement peu de galaxies sont considérées comme *outliers* (moins de 10%), notamment pour les grandes valeurs de z . Ainsi, les densités de probabilité $P(\mu|O)$ ne sont pas suffisamment représentatives de la réalité (simulée). Pour donner un exemple, si pour une galaxie donnée et pour au moins un des paramètres discriminants, on trouve

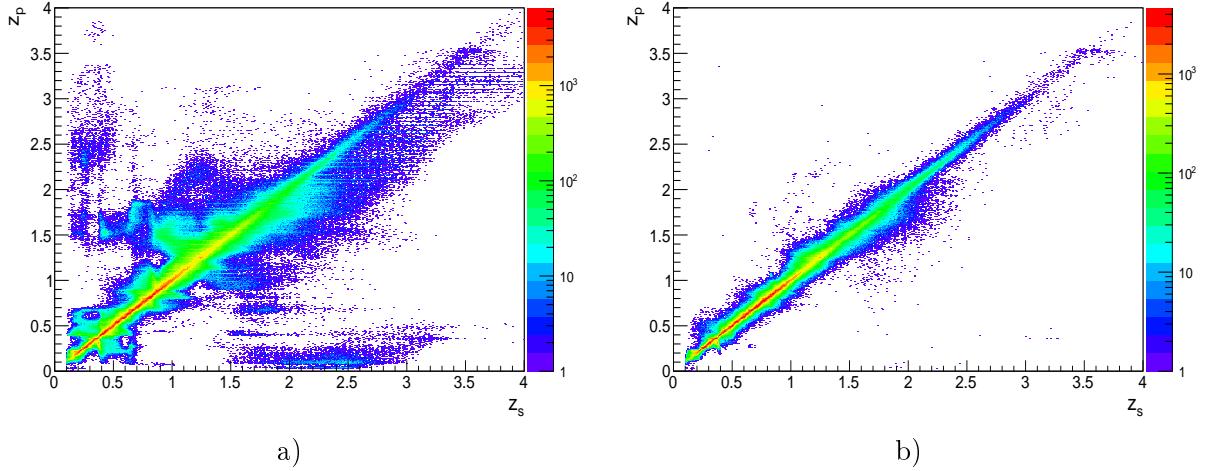


Figure 4.11: Redshift reconstruit z_p en fonction du redshift vrai z_s avant (a) et après (b) l’application de la coupure sur le rapport de vraisemblance. L’échelle de couleur correspond au nombre d’objets passant la coupure

$P(\mu|O) = 0$, alors la valeur du rapport de vraisemblance sera égale à un quelles que soient les valeurs des probabilités $P(\mu|G)$ (aussi petites soient elles). Ce point représente la principale limitation de la méthode.

Calcul du rapport de vraisemblance par intervalle de redshifts :

Les densités de probabilité $P(\mu|B)$ et $P(\mu|O)$ définies précédemment sont calculées pour l’ensemble des galaxies de l’échantillon d’entraînement, sans tenir compte des différentes caractéristiques des galaxies. Or la probabilité pour qu’une galaxie donnée voit ses paramètres (z , T , $E(B-V)$) bien reconstruits sera certainement différente suivant son éloignement (et sa luminosité). Afin d’être plus réaliste dans notre simulation et dans l’objectif d’améliorer les performances de la méthode, nous avons cherché à estimer les densités de probabilité $P(\mu|B)$ et $P(\mu|O)$ en fonction du redshift. Nous avons ainsi défini 41 intervalles de redshift z_p , de largeur 0.1, sur lesquels les fonctions $P(\mu|B)$ et $P(\mu|O)$ sont calculées. Contrairement à ce que l’on attendait, les résultats sur la reconstruction photo-z sont fortement dégradés, avec un rejet des mauvaises galaxies beaucoup moins performant. Cette dégradation est due à un mauvais classement des galaxies, sous l’effet des différences entre les densités de probabilités correspondant au redshift vrai et celles associées au redshift reconstruit. Ainsi, une grande partie des *outliers* ne sera pas classée comme telle alors qu’elle l’était avant l’échantillonnage en redshift. Un exemple est représenté sur la figure 4.12 où les probabilités $P(\mu_i|B)$ et $P(\mu_i|O)$ sont tracées dans le cas où μ_i correspond à l’un des termes de couleur. Pour cette galaxie particulière, nous avons obtenu $\mu_i = 0.7$. Sur la figure de gauche (a), les distributions représentées ont été calculées en considérant toutes les galaxies de l’échantillon d’entraînement. On constate que la probabilité pour que la galaxie soit mal reconstruite, lorsque $\mu_i = 0.7$, est plus importante que la probabilité pour que ses paramètres soient bien reconstruits : la galaxie est bien considérée comme une *outlier*. En revanche, en divisant l’échantillon d’entraînement en intervalles de redshift, les distributions correspondant au redshift reconstruit ($z_p = 1.37$ dans ce cas) sont différentes de celles associées au redshift vrai ($z_s = 1.04$). Puisque seul le redshift reconstruit est connu, la classification des galaxies est faite en fonction des fonctions de distribution associées à z_p et la galaxie est considérée comme une bonne galaxie. Ceci est vrai pour de nombreux paramètres et de nombreuses galaxies, d’où l’importance de la dégradation des performances photo-z observées.

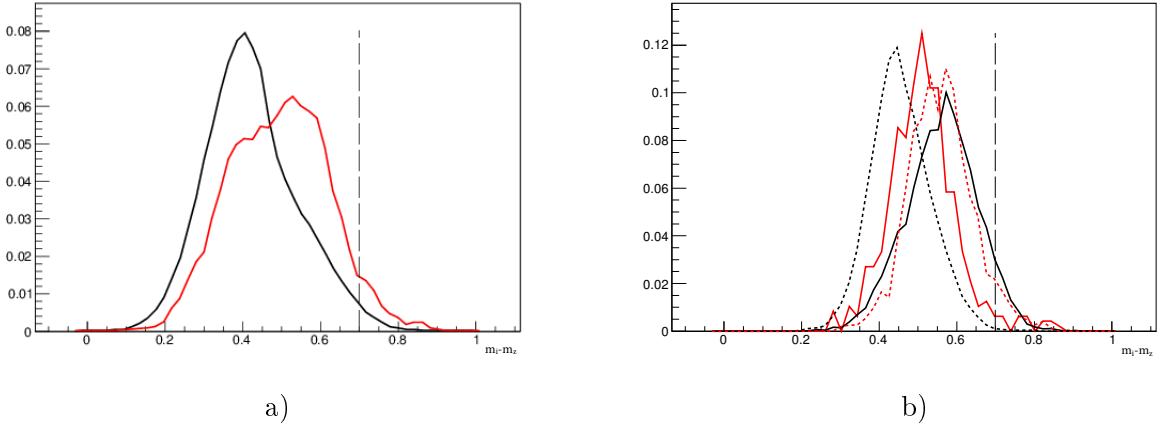


Figure 4.12: *Distributions de probabilité $P(\mu|B)$ (en noir) et $P(\mu|O)$ (en rouge) pour la variable $m_y - m_z$. En (a) les distributions ont été obtenues en considérant l'ensemble des galaxies de l'échantillon d'entraînement tandis qu'en (b) elles sont obtenues pour un intervalle de redshift. Les courbes en trait plein correspondent aux distributions de probabilité associées au redshift reconstruit. Celles en pointillés correspondent au redshift vrai. Les deux lignes verticales représentent la valeur du paramètre pour une galaxie donnée.*

Afin d'éviter le problème lié aux différences entre les densités de probabilité correspondant au redshift z_s et celles associées au redshift z_p , nous avons ajouté une coupure supplémentaire. Celle-ci impose qu'une galaxie ne peut être considérée comme ayant un redshift photométrique bien reconstruit que si le rapport entre les probabilités $P(\mu_i|B)/P(\mu_i|O)$ est supérieur à 1 pour au moins N variables μ_i , N étant un paramètre ajustable. Une augmentation de la taille de l'échantillon d'entraînement a également conduit à de meilleurs résultats. Enfin, en augmentant la largeur des intervalles, nous avons pu vérifier que les résultats photo-z convergent vers les résultats précédents lorsque le nombre d'intervalle en redshift tend vers 1. Dans tous les cas, nous ne sommes pas parvenus à améliorer les résultats photo-z en calculant le rapport de vraisemblance en fonction du redshift. Au mieux, nous sommes seulement parvenus à reproduire les résultats obtenus lorsque les probabilités $P(\mu|B)$ et $P(\mu|O)$ sont calculées sur l'ensemble de l'échantillon d'entraînement. Le principal problème lié à l'échantillonnage en redshift vient du fait que le pourcentage d'*outliers* est très faible devant le nombre total de galaxies dans le catalogue. Ainsi, les distributions $P_{z_p}(\vec{\mu}|O)$ sont très dépendantes de l'échantillon d'entraînement et peu représentatives de l'ensemble du catalogue.

Le calcul du rapport de vraisemblance LR à partir des densités de probabilité $P(\mu|B)$ et $P(\mu|O)$ définies pour un ensemble de variable μ nous a permis de rejeter un maximum d'*outliers*, conduisant à une reconstruction photo-z de très bonne qualité. Cependant, nous avons pu voir que cette méthode est limitée par la statistique, et par le fait que le nombre de galaxies pour lesquelles les paramètres z_p , T_p et $E(B - V)_p$ sont très mal reconstruits n'est pas suffisant. Les résultats présentés ici ont été obtenus à partir d'un échantillon d'entraînement contenant environ 200 000 galaxies. Notons que la détermination de l'échantillon d'entraînement peut poser problème (en dehors du cadre de la simulation) car les catalogues de galaxies disposant de redshifts spectroscopiques sont peu nombreux aux grands redshifts. De plus, une augmentation de la taille de l'échantillon d'entraînement n'a pas permis d'augmenter les performances photo-z. C'est pourquoi, bien que cette méthode statistique ait conduit à de bons résultats photo-z, un autre test statistique a été étudié afin de rejeter les *outliers*.

Pour plus de précision concernant le développement et l'utilisation de cette méthode, le

lecteur est invité à consulter la thèse d'Alexia Gorecki [92], ainsi que l'article Gorecki et al. [91].

4.3.2 Les arbres de décision boostés

L'analyse par arbres de décision boostés (BDT pour *Boosted Decision Tree*) est une méthode d'auto-apprentissage (*machine learning method*) basée sur une analyse multivariée. Dans un premier temps, un échantillon d'entraînement est nécessaire afin de créer l'arbre de décision, puis dans un deuxième temps, un échantillon différent est utilisé pour tester le classificateur final. Cette méthode permet de cataloguer les événements dans deux populations (Roe et al. 2005 [106]), c'est à dire qu'il permet de différencier des événements de type "signal" (galaxies bien reconstruites) de ceux du bruit de fond, qui sont constitués des galaxies très mal reconstruites (définies par $\Delta z > 0.15$). Cette méthode repose sur l'optimisation des coupures dans l'espace des observables (notées $\vec{\mu}$).

Au début d'une analyse par arbres de décision boostés, la totalité de l'échantillon de galaxies à classifier est considéré. En fonction de la valeur des observables discriminantes μ_i , l'échantillon d'objets est alors divisé en deux ensembles, l'un étant supposé contenir un maximum de galaxies bien reconstruites, l'autre, un maximum d'*outliers*. Cette étape est répétée sur ces deux nouveaux ensembles et sur les suivants jusqu'à ce qu'un certain nombre d'itérations soit atteint, que chaque ensemble soit pur (contenant uniquement des événements de type "signal" ou bruit de fond) ou contienne trop peu d'objets. Les arbres de décision sont très efficaces pour différencier deux populations d'objets, mais instables : une modification de l'échantillon d'entraînement implique des changements dans l'arbre de décision. Ce problème est résolu par l'utilisation d'un boosting et par la construction d'un ensemble d'arbres de décision (appelé forêt), sous la forme d'une combinaison linéaire de N_{tree} arbres de décision. Cela permet d'obtenir une relation entre une variable unique X_{BDT} et les observables $\vec{\mu}$:

$$X_{BDT}(\vec{\mu}) = \sum_{k=1}^{N_{tree}} \alpha_k T_k(\vec{\mu}), \quad (4.22)$$

où les coefficients α_k correspondent au poids attribué à chaque arbre T_k , et N_{tree} est le nombre d'arbres dans la "forêt". Les variables discriminantes sont les mêmes que celles utilisées pour le calcul du rapport de vraisemblance, auquel nous avons ajouté le redshift photométrique z_p , ce qui nous donne un ensemble de 17 variables. L'un des avantages de l'utilisation d'une analyse basée sur des arbres de décision boostés, est qu'il est possible d'utiliser un grand nombre d'observables sans augmenter le temps de calcul. Ceci vient du fait que pendant l'optimisation des coupures, l'algorithme se concentre uniquement sur les observables ayant le meilleur pouvoir de discrimination, ignorant les autres. De plus la liste des variables discriminante sera donnée, à la fin de l'analyse, en associant chacune d'elles à un poids indiquant son importance lors de la discrimination entre les deux populations de galaxies. Bien que l'importance des variables soit spécifique à chaque analyse, nous avons pu constater que les variables les plus discriminantes sont, de manière générale, le redshift photométrique z_p , le nombre de maximums N_{peakZ} de la fonction $P(z)$ ainsi que le paramètre $|z_p^{grid} - z_p^{marg}|$. Le résultat de l'analyse BDT est donné de telle sorte que : $-1 \leq X_{BDT} \leq 1$.

La figure 4.13 représente le pouvoir de discrimination de l'analyse par arbres de décision boostés via les deux distributions $f(X_{BDT}|G)$ et $f(X_{BDT}|O)$ caractérisant la probabilité pour qu'une galaxie voit ses paramètres bien ou très mal reconstruits. Ces distributions ont été obtenues en utilisant un échantillon de test contenant environ $1.9 \cdot 10^5$ galaxies et le résultat de l'analyse, donné par la formule 4.22, a été appliqué à un ensemble d'environ $7.6 \cdot 10^5$ galaxies.

À partir d'une analyse par arbres de décision boostés, on a la possibilité de considérer l'ensemble des galaxies de notre catalogue, en les pondérant par leur probabilité d'avoir été bien

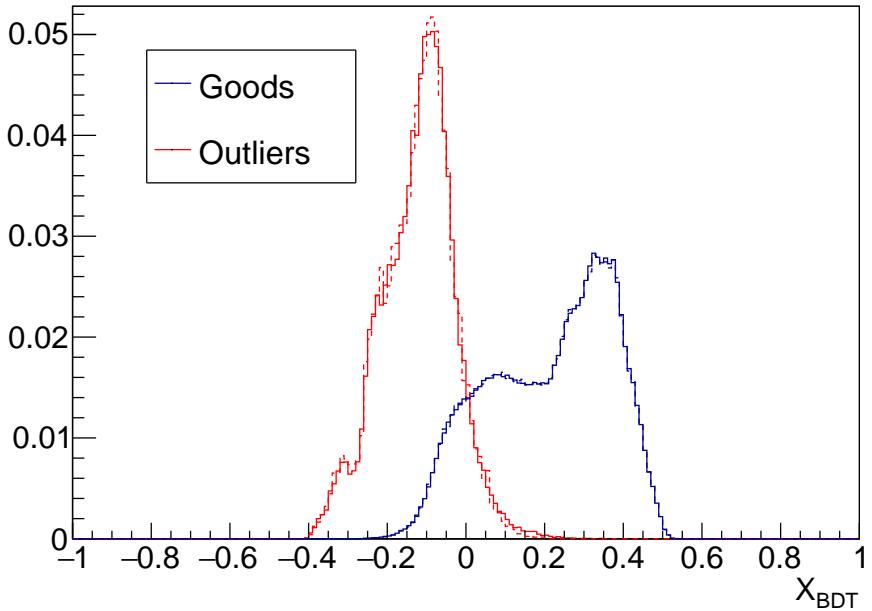


Figure 4.13: *Représentation des fonctions $f(X_{BDT}|G)$ (courbes bleues) et $f(X_{BDT}|O)$ (courbes rouges) obtenues à partir de l’analyse par arbres de décision boostés. Les courbes en tirets représentent les distributions associées à l’échantillon d’entraînement.*

reconstruite, ou bien on a la possibilité d’appliquer une coupure franche sur la variable X_{BDT} . Toutes les analyses présentées par la suite seront obtenues par l’application d’une coupure sur la variable X_{BDT} , qui sera désignée comme la variable “*BDT*”.

Boosting de type AdaBoost

Le principal avantage du boost est de considérablement réduire le taux d’erreur de mauvaise classification par l’utilisation d’un grand nombre d’arbres. Ce dernier peut même tendre vers zéro lorsque N_{tree} est très grand, cependant cela conduit à un surentrainement de l’analyse. AdaBoost signifie “Adaptative Boosting”, il s’agit d’un boosting par la modification du poids appliqué aux événements mal classés, ce afin de les mettre en avant lors de la prochaine itération (Roe et al, 2005 [107]).

Comme toute analyse multivariée cette méthode nécessite une phase d’apprentissage. Il est nécessaire de s’assurer que les arbres ne sont pas surentraînés. Ce phénomène apparaît lorsque les arbres possèdent un grand nombre d’ensembles contenant peu d’objets. Dans ces cas, les arbres deviennent sensibles aux fluctuations statistiques de l’échantillon d’entraînement. On peut facilement vérifier si une analyse est surentraînée en calculant et en comparant les distributions $f(X_{BDT}|G)$ et $f(X_{BDT}|O)$ associées à l’échantillon de test à celles obtenues sur l’échantillon d’entraînement. Si elles sont comparables alors l’analyse n’est pas surentraînée (comme c’est le cas sur la figure 4.13).

Analyse BDT appliquée au photo-z

Pour réaliser cette analyse, nous avons utilisé la classe TMVA de la librairie Root [105]. Cette dernière fournit une variable X_{BDT} , pour chaque galaxie, tel qu’expliqué précédemment. Lors de nos analyses, la coupure sur la variable X_{BDT} sera calculée de manière à conserver un pourcentage donné du nombre de galaxies du catalogue. La figure 4.14 montre les résultats photo-

z , en fonction du redshift photométrique et pour différentes valeurs de la coupure BDT, allant de 100% (pas de coupure, toutes les galaxies sont conservées) à 50%. Cette méthode s'avère très

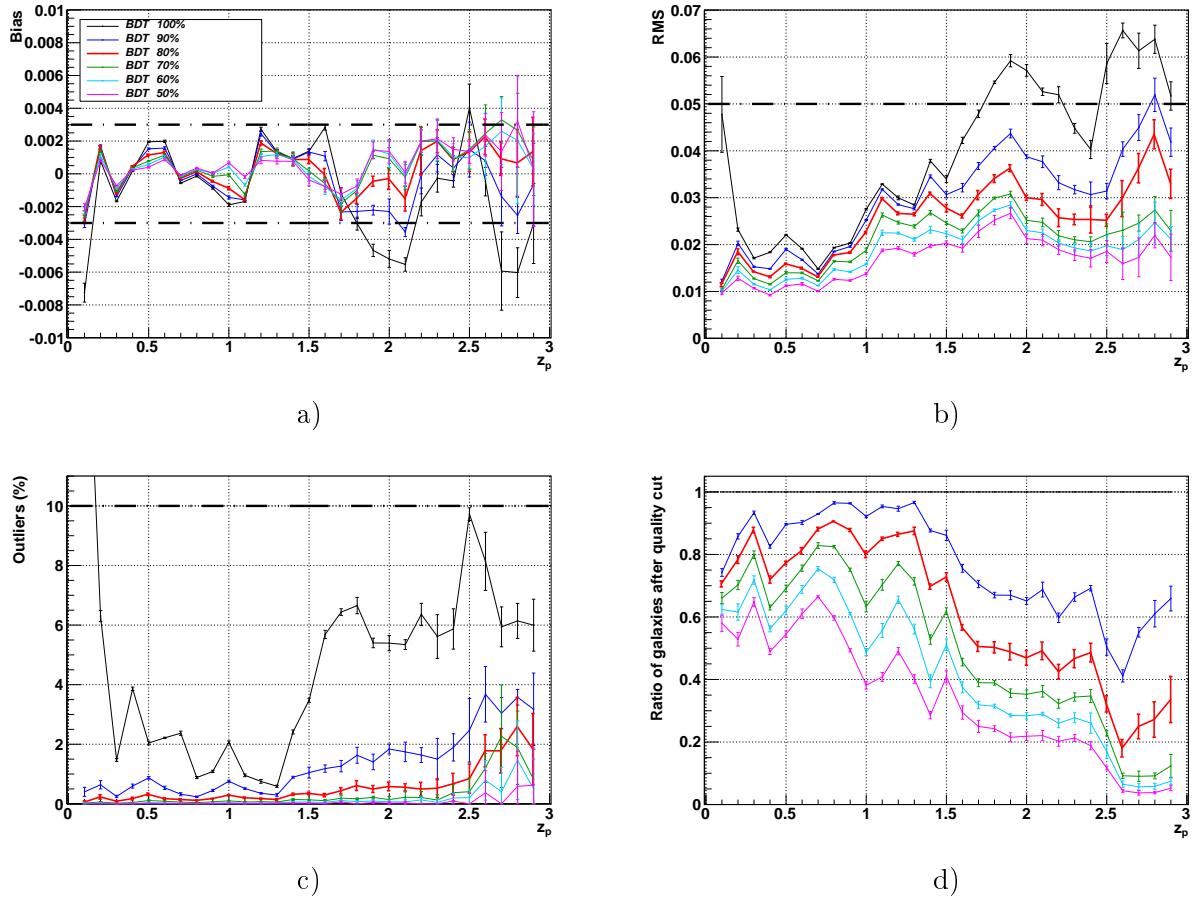


Figure 4.14: *Effets de la coupure de qualité BDT en fonction du pourcentage de galaxies conservées. Sont représentés le biais (a) et le RMS (b) de la distribution Δz , le pourcentage de galaxies très mal reconstruites (outliers, c) et la fraction de galaxies conservées après application de la coupure (d), en fonction du redshift photométrique (z_p). Les lignes en tirets symbolisent les exigences LSST.*

efficace pour rejeter les *outliers* (moins de 2% des galaxies très mal reconstruites sont conservées) et les performances photo-z (biais et RMS) sont significativement améliorées par l'application de la coupure. En revanche le nombre total de galaxies conservé après application de la coupure *BDT* diminue lorsque la valeur de cette dernière augmente, en particulier aux grands redshifts. Par exemple, une coupure conservant 60% du nombre total de galaxie (courbe cyan) rejette plus de 70% des galaxies reconstruites à $z_p = 2$.

Les barres d'erreur sont obtenues en moyennant cinq analyses photo-z, effectuées sur cinq sous-échantillons indépendants (5 fois 20 millions de galaxies) et en évaluant la dispersion des résultats. Les valeurs du biais ainsi que celles du RMS sont résumées dans le tableau 4.1, avec leurs erreurs respectives, pour une coupure $BDT_{cut} = 80\%$. Notons que pour les redshifts supérieurs à 2.5, les erreurs deviennent très importantes en raison d'un manque de statistique. Ainsi tous les résultats donnés aux grands redshifts doivent être considérés avec précaution. Afin de gagner du temps de calcul, nous supposons que ces erreurs ne sont pas significativement dépendantes des paramètres de l'analyse (en particulier des différents scénarios de filtres étudiés

dans le chapitre suivant). Elles ne seront pas systématiquement recalculées (le lecteur sera alors invité à se référer aux valeurs indiquées dans la table 4.1 pour le biais et le RMS).

Afin d'augmenter le nombre de galaxies conservées aux grands redshifts, il est possible d'adapter la valeur de la coupure BDT en fonction du redshift. Par exemple, la figure 4.15 montre les performances photo-z (biais et RMS) lorsque la coupure BDT est calculée de telle sorte que 80% de galaxies soient conservées sur des intervalles de redshift de 0.5, entre $z_p = 0$ et $z_p = 2$, soit 4 intervalles, auxquels on ajoute un intervalle plus large entre 2 et 3. Par définition, le nombre de galaxies est plus important, surtout au-delà de $z_p = 1.5$, ce qui implique que le nombre d'objets passant la coupure est plus important et donc le nombre d'*outliers* est augmenté, bien que toujours faible. Par exemple, à $z_p = 2.5$, 4% d'*outliers* sont conservés contre 1% auparavant. De ce fait, la qualité de la reconstruction se trouve légèrement dégradée, mais respecte toujours les spécifications LSST. La valeur optimale de la coupure à appliquer sera donnée par les analyses cosmologiques. Dans la suite, comme un compromis entre la statistique et la qualité de la reconstruction photo-z, nous avons choisi de travailler avec une coupure BDT qui conserve 80% du nombre total de galaxies (courbes rouges sur la figure 4.14).

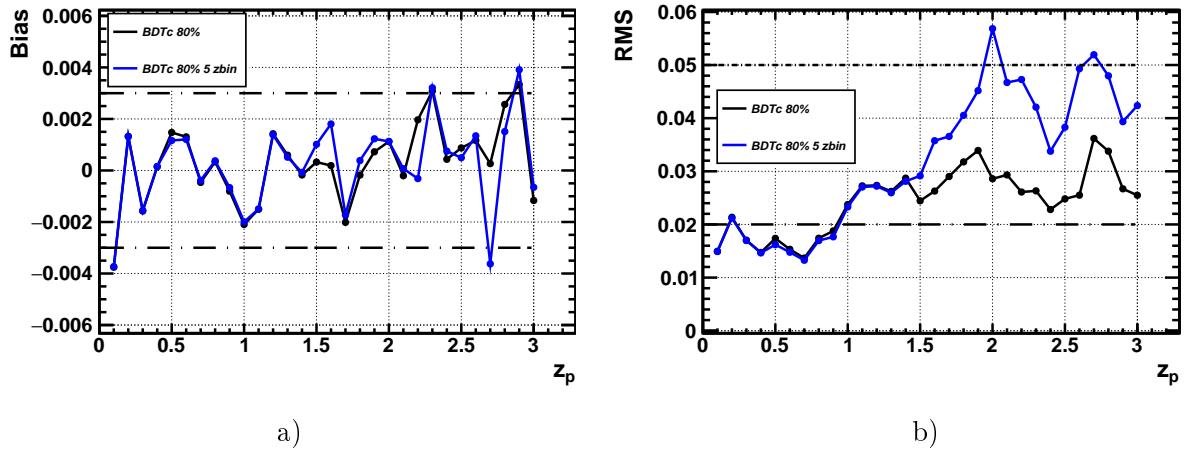


Figure 4.15: *Biais et RMS lorsque la coupure BDT est calculée afin de conserver 80% des galaxies sur les intervalles en redshift, définis par : $z = [0, 0.5]$, $[0.5, 1]$, $[1, 1.5]$, $[1.5, 2]$ et $[2, 3]$.*

Impact de l'échantillon d'entraînement

Afin de tester la robustesse de la méthode, nous avons réalisé l'analyse pour différents échantillons d'entraînement. Les résultats présentés ci-dessus ont été obtenus à partir d'un échantillon d'entraînement contenant environ 200 000 galaxies. Une augmentation du nombre de galaxies utilisées pour l'entraînement (d'un facteur 5) a très peu d'effet sur la qualité de la reconstruction photo-z. Au contraire l'utilisation d'un échantillon d'entraînement dont le nombre de galaxies est réduit de 50% dégrade fortement la reconstruction. L'ajout d'un biais, en construisant un échantillon contenant 100% des galaxies pour lesquelles $z < 1$ et seulement 70% des autres galaxies, affecte peu le résultat de l'analyse photo-z. Enfin nous avons considéré un échantillon d'entraînement contenant autant de "bonnes" galaxies que de "mauvaises". Dans ce cas, le nombre d'objets contenu dans l'échantillon d'entraînement est réduit : nous avons conservé la totalité des *outliers* et ajusté le nombre de bonne galaxies afin qu'il soit identique. Les résultats obtenus sur le biais et le RMS sont comparables aux précédents mais le nombre de galaxies catastrophiques a augmenté, probablement du fait du nombre réduit d'objets.

4.3.3 Comparaison entre les deux tests

Du fait de la corrélation entre les paramètres, certaines galaxies sont très mal reconstruites, et leur réjection nécessite l'utilisation d'un test statistique. Ainsi deux méthodes ont été testées, et nous avons pu voir que chacune d'elles conduit à de très bons résultats. La figure 4.16, compare les performances photo-z (biais et pourcentage d'*outliers*) dans les cas d'une analyse par rapport de vraisemblance et par arbres de décision boostés. Dans les deux analyses, le nombre de galaxies utilisées pour l'entraînement est le même (10% de l'échantillon total) et la valeur de la coupure est ajustée de telle sorte que le nombre de galaxies passant la coupure soit similaire (80% du nombre total de galaxies). On remarquera que dans les deux cas, les performances photo-z sont similaires, mais la coupure sur le rapport de vraisemblance est moins performant pour rejeter les mauvaises galaxies. En effet, bien que très faible (ce qui explique la qualité de la reconstruction photo-z obtenue), le pourcentage d'*outliers* est plus important lorsque l'on applique une coupure sur la variable LR.

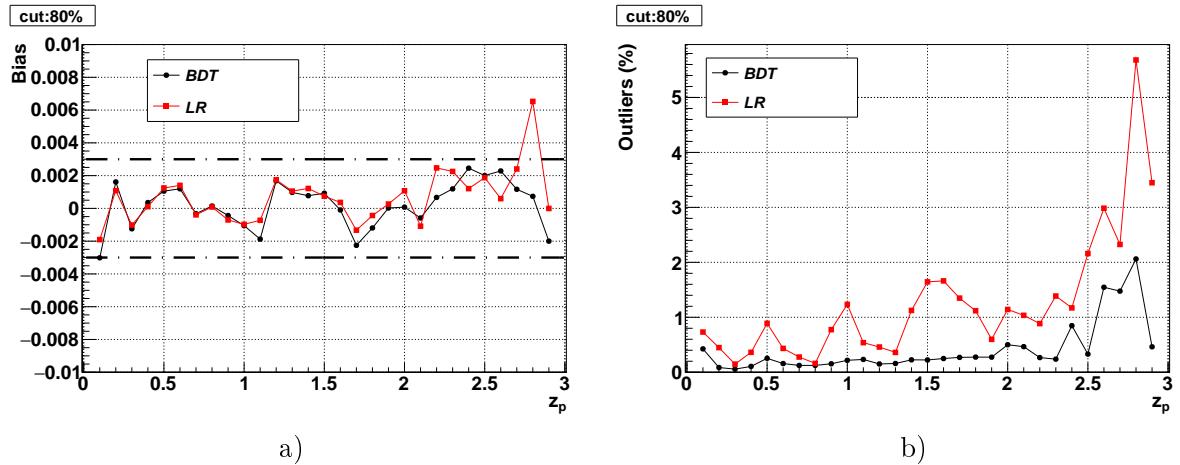


Figure 4.16: *Biais*(a) photo-z et pourcentage d'*outliers* (b) obtenus avec une analyse BDT (en noir) et comparés à ceux obtenus via l'analyse LR (en rouge).

Nous avons également voulu vérifier si les galaxies étaient classées de la même manière par les deux méthodes, c'est-à-dire si les galaxies ayant une petite valeur de LR étaient également considérées comme *outliers* lors de l'analyse BDT. Si tel n'est pas le cas, alors la combinaison des deux méthodes pourrait contribuer à l'amélioration des résultats. La figure 4.17 montre la variable BDT en fonction de LR, pour les différentes populations de galaxies. Cette figure montre que la combinaison entre les deux analyses n'apporte pas beaucoup d'informations supplémentaires, une coupure sur la variable BDT étant suffisante pour éliminer la plus grande partie des *outliers*. Rajouter une coupure supplémentaire permettrait sans aucun doute de rejeter un nombre plus important de mauvaises galaxies, cependant au prix d'une diminution de la statistique (avec un rejet non négligeable de bonnes galaxies).

L'analyse par arbre de décision boosté s'est avérée la méthode pour laquelle la qualité de la reconstruction des redshifts photométriques est la meilleure. Comme il s'agit d'un test statistique plus robuste, c'est cette méthode que nous privilégierons dans la suite de ce manuscrit.

Il est également possible d'appliquer une coupure sur la variable *podds*, définie comme le rapport entre l'intégrale du maximum ($\approx 3\sigma$) de la fonction de densité *a priori* $P(z_p)$ et l'intégrale totale. Comme on peut le voir sur la figure 4.18 les résultats photo-z obtenus après l'application d'une coupure sur la variable BDT ou sur la variable *podds* sont comparables (sachant que dans

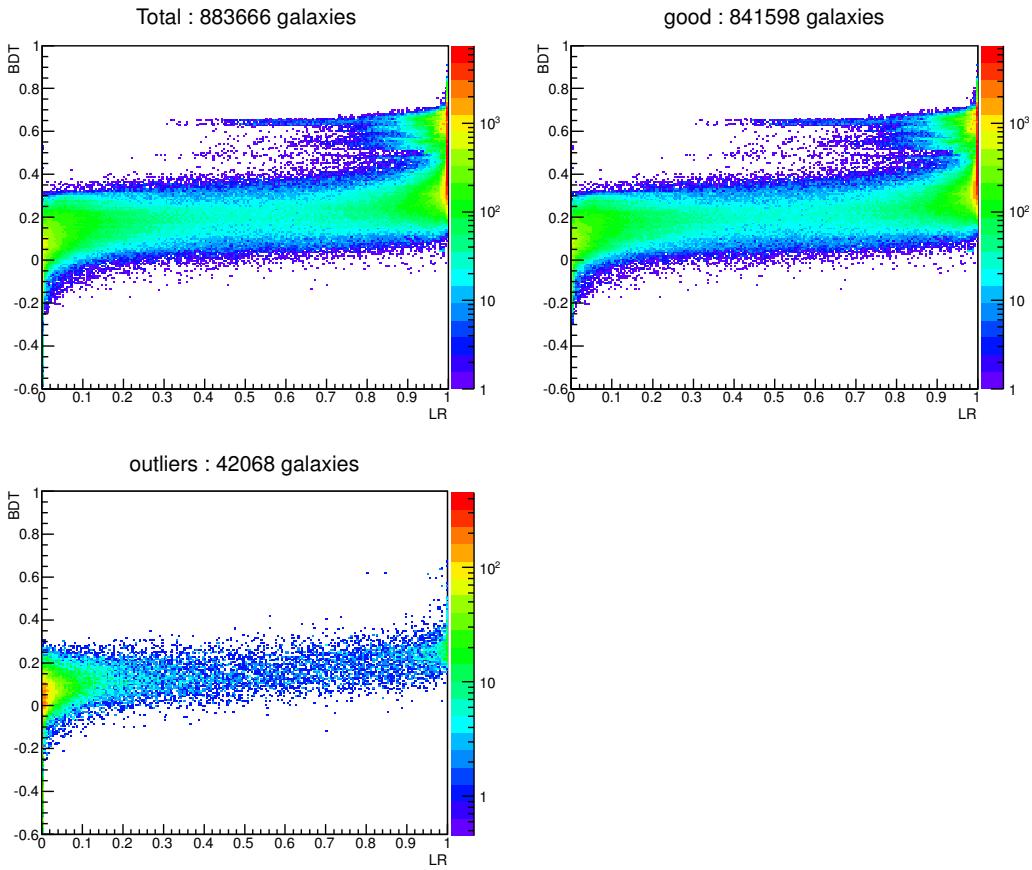


Figure 4.17: Variable *BDT* en fonction de *LR*, pour l’ensemble des galaxies (en haut à gauche), pour les “bonnes” galaxies (en haut à droite) et pour les outliers (en bas), qui représentent environ 4% du nombre total de galaxies. L’échelle de couleur symbolise le nombre de galaxies.

les deux cas, la valeur de la coupure est calculée afin de conserver 80% des galaxies). Dans le chapitre 6, il sera nécessaire d’appliquer la coupure de qualité sur un milliard d’objets. La coupure sur la variable *podds* étant la plus simple à calculer, c’est celle qui sera utilisée.

4.4 Conclusion

Une simulation complète a été développée afin de générer un catalogue de galaxies, calculer les redshifts photométriques et étudier la qualité de la reconstruction. Le catalogue est simulé sur une petite portion d’Univers et contient quelques milliards d’objets. À chaque galaxie est associée une position dans le ciel (θ, ϕ, z_s) et chaque objet du catalogue est caractérisé par sa magnitude absolue, son type spectral (obtenu à partir d’une librairie de 51 spectres interpolés entre six spectres empiriques) et un terme de couleur, qui rend compte du rougissement spectral des galaxies causé par la poussière qu’elles contiennent. À partir de ce catalogue théorique, nous avons généré un catalogue “photométrique” en calculant la magnitude apparente des galaxies, telle qu’attendue pour LSST et l’erreur qui lui est associée. Cette dernière tient compte de la magnitude limite attendue dans les six filtres de LSST, après dix ans d’observations. Une méthode de *template fitting* nous permet de reconstruire le redshift photométrique des galaxies. Cette méthode nous donne non seulement le redshift mais également le type spectral et l’excès de couleur. Cependant, ces trois paramètres ne sont pas indépendants les uns des autres, et

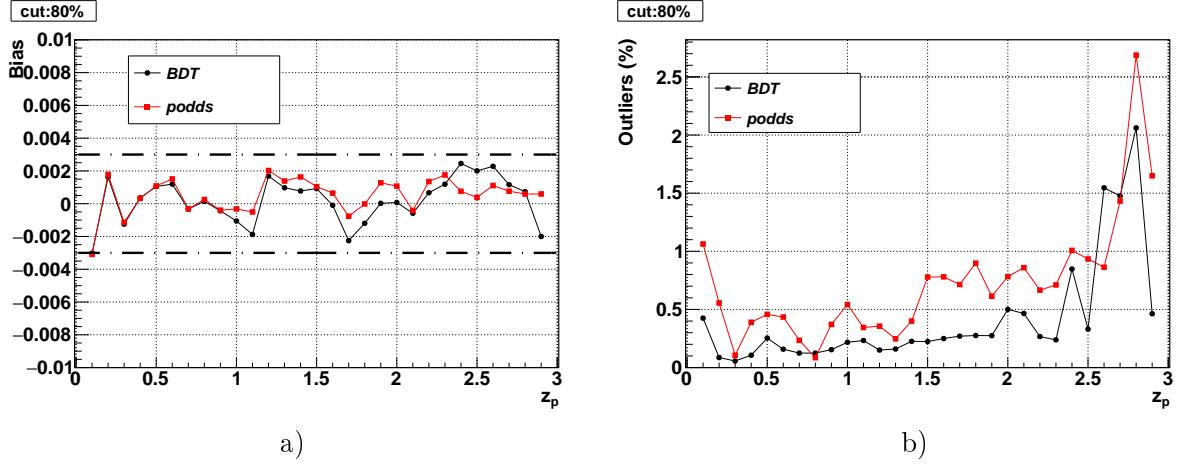


Figure 4.18: *Biais(a) photo-z et pourcentage d'outliers (b) obtenus avec une analyse BDT (en noir) et comparés à ceux obtenus après l'application d'une coupure sur la variable podds (en rouge).*

de ce fait certaines galaxies voient leur redshift très mal reconstruit. Dans l'objectif de rejeter ces galaxies, appelées *outliers*, deux tests statistiques ont été étudiés. Ces deux tests sont basés sur la détermination d'un ensemble de paramètres décrivant la forme de la fonction de densité de probabilité *a posteriori* et dans les deux cas un échantillon d'entraînement est nécessaire. Le premier test utilisé est une méthode développée au LPSC impliquant le calcul du rapport de vraisemblance. Nous avons pu voir que cette méthode donne de très bon résultats et permet d'améliorer, de façon non négligeable, la qualité de la reconstruction photo-z. Au cours de cette thèse, nous avons également appliqué l'analyse par arbre de décision boosté à la reconstruction des redshifts photométriques. Cette dernière est très simple d'utilisation et donne de très bons résultats. Comme il s'agit d'une méthode statistique basée sur un auto-entraînement, il est nécessaire d'avoir un échantillon de galaxies pour lesquelles le redshift vrai est connu, mais nous avons pu montrer que les résultats photo-z sont très peu dépendants de la distribution des galaxies dans l'échantillon d'entraînement. Nous n'avons cependant pas déterminé la taille minimale de ce dernier, mais, dans l'avenir, nous devrions avoir suffisamment d'objets, notamment grâce aux observations d'Euclid. La collaboration DESC demande dès à présent du temps d'observation auprès des projets spectroscopiques (actuels ou futures) afin d'obtenir un échantillon suffisant. La réjection des *outliers* est obtenue en appliquant une coupure sur la variable BDT et la valeur optimale de cette coupure sera choisie comme un compromis entre la qualité de la reconstruction photo-z et la statistique. Elle devra être déterminée par les analyses cosmologiques.

z_p	biais	RMS
0.1	$-0.002766 \pm 2.17 \cdot 10^{-4}$	$0.011286 \pm 4.20 \cdot 10^{-4}$
0.2	$0.001613 \pm 9.5 \cdot 10^{-5}$	$0.018478 \pm 6.40 \cdot 10^{-4}$
0.3	$-0.001245 \pm 4.5 \cdot 10^{-5}$	$0.014086 \pm 7.8 \cdot 10^{-5}$
0.4	$0.000427 \pm 4.3 \cdot 10^{-5}$	$0.013064 \pm 1.87 \cdot 10^{-4}$
0.5	$0.001101 \pm 6.4 \cdot 10^{-5}$	$0.01582 \pm 1.48 \cdot 10^{-4}$
0.6	$0.001247 \pm 8.7 \cdot 10^{-5}$	$0.014932 \pm 1.82 \cdot 10^{-4}$
0.7	$-0.000292 \pm 1.4 \cdot 10^{-5}$	$0.013026 \pm 6.1 \cdot 10^{-5}$
0.8	$0.000132 \pm 3.1 \cdot 10^{-5}$	$0.017576 \pm 1.01 \cdot 10^{-4}$
0.9	$-0.000479 \pm 5.7 \cdot 10^{-5}$	$0.018232 \pm 1.52 \cdot 10^{-4}$
1.0	$-0.000922 \pm 9.4 \cdot 10^{-5}$	$0.022498 \pm 1.88 \cdot 10^{-4}$
1.1	$-0.001582 \pm 5.7 \cdot 10^{-5}$	$0.029648 \pm 2.17 \cdot 10^{-4}$
1.2	$0.001859 \pm 1.25 \cdot 10^{-4}$	$0.02657 \pm 3.04 \cdot 10^{-4}$
1.3	$0.001202 \pm 2.06 \cdot 10^{-4}$	$0.026354 \pm 3.16 \cdot 10^{-4}$
1.4	$0.000856 \pm 3.94 \cdot 10^{-4}$	$0.03079 \pm 2.73 \cdot 10^{-4}$
1.5	$0.000875 \pm 2.40 \cdot 10^{-4}$	$0.027676 \pm 7.94 \cdot 10^{-4}$
1.6	$-4.8 \cdot 10^{-5} \pm 3.53 \cdot 10^{-4}$	$0.026012 \pm 4.24 \cdot 10^{-4}$
1.7	$-0.002404 \pm 4.24 \cdot 10^{-4}$	$0.030494 \pm 9.68 \cdot 10^{-4}$
1.8	$-0.001544 \pm 2.99 \cdot 10^{-4}$	$0.03405 \pm 8.20 \cdot 10^{-4}$
1.9	$-0.000482 \pm 3.07 \cdot 10^{-4}$	$0.036228 \pm 7.38 \cdot 10^{-4}$
2.0	$-0.000304 \pm 6.56 \cdot 10^{-4}$	$0.02986 \pm 5.58 \cdot 10^{-4}$
2.1	$-0.001523 \pm 7.57 \cdot 10^{-4}$	$0.029494 \pm 1.266 \cdot 10^{-3}$
2.2	$0.001371 \pm 1.474 \cdot 10^{-3}$	$0.025646 \pm 1.893 \cdot 10^{-3}$
2.3	$0.001944 \pm 7.01 \cdot 10^{-4}$	$0.02524 \pm 1.125 \cdot 10^{-3}$
2.4	$0.000857 \pm 7.47 \cdot 10^{-4}$	$0.025204 \pm 2.885 \cdot 10^{-3}$
2.5	$0.001349 \pm 1.216 \cdot 10^{-3}$	$0.025026 \pm 1.287 \cdot 10^{-3}$
2.6	$0.00225 \pm 1.086 \cdot 10^{-3}$	$0.029782 \pm 3.839 \cdot 10^{-3}$
2.7	$0.000886 \pm 1.029 \cdot 10^{-3}$	$0.03617 \pm 3.129 \cdot 10^{-3}$
2.8	$0.00065 \pm 2.045 \cdot 10^{-3}$	$0.043432 \pm 3.097 \cdot 10^{-3}$
2.9	$0.001336 \pm 2.091 \cdot 10^{-3}$	$0.032918 \pm 3.119 \cdot 10^{-3}$

Table 4.1: Valeur du biais et du RMS, ainsi que l'erreur sur les paramètres, pour différentes valeurs du redshift photométrique. Ces valeurs correspondent aux résultats obtenus après application d'une coupure sur la variable X_{BDT} concernant 80% des galaxies.

z_p	biais	RMS
0.1	$-0.00725 \pm 5.77 \cdot 10^{-4}$	$0.0477 \pm 8.08 \cdot 10^{-3}$
0.2	$0.00079 \pm 4.8 \cdot 10^{-5}$	$0.0232 \pm 3.4 \cdot 10^{-4}$
0.3	$-0.00167 \pm 2.5 \cdot 10^{-5}$	$0.0171 \pm 1.5 \cdot 10^{-4}$
0.4	$0.000191 \pm 4.2 \cdot 10^{-5}$	$0.0184 \pm 1.1 \cdot 10^{-4}$
0.5	$0.001955 \pm 4.6 \cdot 10^{-5}$	$0.0221 \pm 1.3 \cdot 10^{-4}$
0.6	$0.001987 \pm 6.4 \cdot 10^{-5}$	$0.0191 \pm 9.3 \cdot 10^{-5}$
0.7	$-0.00057 \pm 2.7 \cdot 10^{-5}$	$0.0148 \pm 8.4 \cdot 10^{-5}$
0.8	$-0.00014 \pm 4.8 \cdot 10^{-5}$	$0.0193 \pm 9.0 \cdot 10^{-5}$
0.9	$-0.00087 \pm 5.7 \cdot 10^{-5}$	$0.0203 \pm 1.0 \cdot 10^{-4}$
1.0	$-0.00189 \pm 9.2 \cdot 10^{-5}$	$0.0275 \pm 1.6 \cdot 10^{-4}$
1.1	$-0.00168 \pm 4.8 \cdot 10^{-5}$	$0.0329 \pm 5.5 \cdot 10^{-5}$
1.2	$0.00273 \pm 1.16 \cdot 10^{-4}$	$0.0299 \pm 4.1 \cdot 10^{-4}$
1.3	$0.00134 \pm 1.42 \cdot 10^{-4}$	$0.0284 \pm 2.2 \cdot 10^{-4}$
1.4	$0.00093 \pm 1.78 \cdot 10^{-4}$	$0.0378 \pm 3.5 \cdot 10^{-4}$
1.5	$0.00139 \pm 1.34 \cdot 10^{-4}$	$0.0339 \pm 7.2 \cdot 10^{-4}$
1.6	$0.00284 \pm 1.70 \cdot 10^{-4}$	$0.0422 \pm 6.7 \cdot 10^{-4}$
1.7	$-0.00122 \pm 3.70 \cdot 10^{-4}$	$0.0478 \pm 8.0 \cdot 10^{-4}$
1.8	$-0.00304 \pm 3.94 \cdot 10^{-4}$	$0.0546 \pm 2.7 \cdot 10^{-4}$
1.9	$-0.00467 \pm 3.77 \cdot 10^{-4}$	$0.0592 \pm 1.30 \cdot 10^{-3}$
2.0	$-0.00520 \pm 5.26 \cdot 10^{-4}$	$0.0571 \pm 1.24 \cdot 10^{-3}$
2.1	$-0.00553 \pm 4.11 \cdot 10^{-4}$	$0.0526 \pm 7.8 \cdot 10^{-4}$
2.2	$-0.00172 \pm 4.41 \cdot 10^{-4}$	$0.0519 \pm 1.71 \cdot 10^{-3}$
2.3	$-0.00026 \pm 8.48 \cdot 10^{-4}$	$0.0448 \pm 1.03 \cdot 10^{-3}$
2.4	$-0.00043 \pm 3.79 \cdot 10^{-4}$	$0.0403 \pm 1.92 \cdot 10^{-3}$
2.5	$0.00402 \pm 1.454 \cdot 10^{-3}$	$0.0586 \pm 4.27 \cdot 10^{-3}$
2.6	$-0.00047 \pm 8.71 \cdot 10^{-4}$	$0.0657 \pm 1.58 \cdot 10^{-3}$
2.7	$-0.00593 \pm 2.389 \cdot 10^{-3}$	$0.0613 \pm 3.76 \cdot 10^{-3}$
2.8	$-0.00603 \pm 1.517 \cdot 10^{-3}$	$0.0638 \pm 3.00 \cdot 10^{-3}$
2.9	$-0.00303 \pm 2.445 \cdot 10^{-3}$	$0.0517 \pm 3.02 \cdot 10^{-3}$

Table 4.2: Valeur du biais et du RMS, ainsi que l'erreur sur les paramètres, pour différentes valeurs du redshift photométrique. Ces valeurs correspondent aux résultats obtenus lorsque aucune coupure de qualité n'est utilisée.

5

Impact des courbes de transmission des filtres sur la reconstruction des redshifts photométriques

Disposer de redshifts photométriques d'excellente qualité est crucial pour un instrument tel que le LSST. La méthode utilisée pour reconstruire les redshifts photométriques a été vue dans le chapitre précédent. Cette dernière, couplée à l'application d'une coupure de qualité, a conduit à une reconstruction photo-z dont la qualité satisfait les exigences de la collaboration. Puisque la reconstruction des redshifts photométriques repose sur la mesure des flux dans les six bandes photométriques de LSST, elle est dépendante de la transmission des filtres. Le diamètre des filtres de LSST est relativement grand et comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, les contraintes imposées par la collaboration LSST sur la bande passante des filtres sont très importantes. Ainsi, leur réalisation est un réel défi (il faut compter environ un an pour fabriquer un filtre) et donne lieu à des filtres extrêmement coûteux. Au début de ce travail de thèse, le design des filtres n'était pas finalisé, c'est pourquoi nous avons cherché à optimiser la forme de la bande passante des filtres pour la reconstruction photo-z¹. D'autre part, en considérant la grande dimension des filtres, on peut s'attendre à des non-uniformités du revêtement (*coating*) sur leur surface, ce qui risque d'affecter la qualité de la reconstruction photo-z. Cette dernière va également dépendre de la précision avec laquelle la transmission des filtres en fonction de la longueur d'onde sera mesurée après leur fabrication puis lors de leur étalonnage au cours des 10 années de vie du télescope.

Ce chapitre est donc consacré à l'étude de la qualité de la reconstruction des redshifts photométriques en fonction de la bande passante des filtres. L'objectif de cette étude est d'estimer l'importance des contraintes mises sur les filtres (autrement dit les caractéristiques des filtres) sur le photo-z et éventuellement d'étudier la possibilité d'en relâcher certaines. Cette étude nous permettra également de déterminer la précision avec laquelle les filtres devront être étalonnés. Dans un premier temps, nous nous intéresserons à l'impact de la forme des courbes de transmission et plus particulièrement à celui des pentes, sur la reconstruction photo-z. Ensuite, nous regarderons l'importance de la valeur de la longueur d'onde moyenne des filtres, définie comme le point médian situé entre les longueurs d'onde ayant une transmission à 50% de la transmission maximale. Une modification de la longueur d'onde moyenne sera traduit, dans notre

¹Le design a été finalisé durant cette étude, ce qui implique que certains des résultats présentés dans ce chapitre n'auront pas d'impact sur le choix des filtres de LSST.

simulation, par une translation de la bande passante des filtres suivant différents scénarios, ce qui nous permettra également d'étudier l'impact du recouvrement entre les bandes passantes des filtres. Enfin, les deux dernières sections de ce chapitre seront consacrées à l'impact d'un mauvais étalonnage de la bande passante des filtres. Nous nous sommes tout d'abord intéressés à l'impact d'une erreur sur la mesure de la longueur d'onde moyenne ainsi que sur celle de la valeur de la transmission maximale (valeur de la transmission associée à la longueur d'onde moyenne). Une simulation des inhomogénéités du *coating* en fonction de la distance au centre du filtre a également été effectuée.

Dans tout ce qui suit, pour des raisons de simplicité, les six filtres sont modélisés comme des fonctions trapézoïdales, ajustées sur les filtres de LSST. Ainsi, on ne tient pas compte des oscillations du plateau ni de "queues" des filtres. Nous avons pu vérifier que ces approximations ont un effet négligeable sur la reconstruction photo-z. Tout au long de ce chapitre, les six filtres ainsi modélisés seront considérés comme les filtres de référence. De plus, la valeur de la transmission maximale sera supposée constante tout au long de ce chapitre. Il est également nécessaire de souligner le fait que les modifications seront appliquées aux filtres avant de prendre en compte la transmission des optiques du télescope et l'efficacité quantique des CCDs. Ainsi les transmissions finales (qui incluent l'optique et le détecteur) seront modifiées d'une façon légèrement différente par rapport aux valeurs données pour les modifications sur les filtres seuls. Enfin, nous rappelons que l'erreur sur la magnitude apparente (voir section 2.4.1) est calculée en suivant la formule donnée dans le *LSST science Book* ([50] section 3.5), qui a été obtenue à partir des filtres de référence. Bien que cela ne corresponde pas tout à fait à la réalité, cette erreur est calculée de la même manière quel que soit l'ensemble des filtres utilisés.

5.1 Impact de la pente des filtres sur la qualité photo-z

Les pentes des filtres sont définies par la plage de longueur d'onde nécessaire au passage de la transmission minimale (1% du maximum) à la transmission maximale. Afin de nous assurer que les effets potentiellement observés sont uniquement dus à la variation des pentes, nous allons modifier nos filtres en conservant la valeur de la transmission intégrée comme une constante.

5.1.1 Modifications des filtres

En considérant les filtres modélisés, représentés en noir sur la figure 5.3.a, et comme la transmission maximale T_{max} est constante, la pente des filtres est définie par les longueurs AB et CD , tandis que la longueur BC caractérise la largeur du plateau. Pour notre étude, la pente des filtres est modifiée en changeant la valeur des longueurs AB et CD . Puisque nous souhaitons garder constante la transmission intégrée sur la bande passante du filtre, on a : $BC + AD = B'C' + A'D'$, où les valeurs A' , B' , C' , et D' définissent les paramètres des filtres modifiés. Il existe de nombreuses transformations qui peuvent être appliquées aux filtres afin de modifier leur pente tout en conservant l'intégrale de la transmission des filtres. Nous avons arbitrairement décidé de fixer la valeur de la transmission maximale T_{max} , ainsi que la transmission à mi-hauteur $T_{max}/2$. Ceci impose : $A'A = BB'$ et $DD' = C'C$. La modification d'un filtre, par rapport au filtre de référence, est décrite par un facteur d'éirement, noté $\delta_{stretch}$. Il est appliqué aux deux bords des fonctions trapézoïdales de la façon suivante :

$$A'B' = AB \times (1 + \delta_{stretch}), \quad (5.1)$$

$$C'D' = CD \times (1 + \delta_{stretch}). \quad (5.2)$$

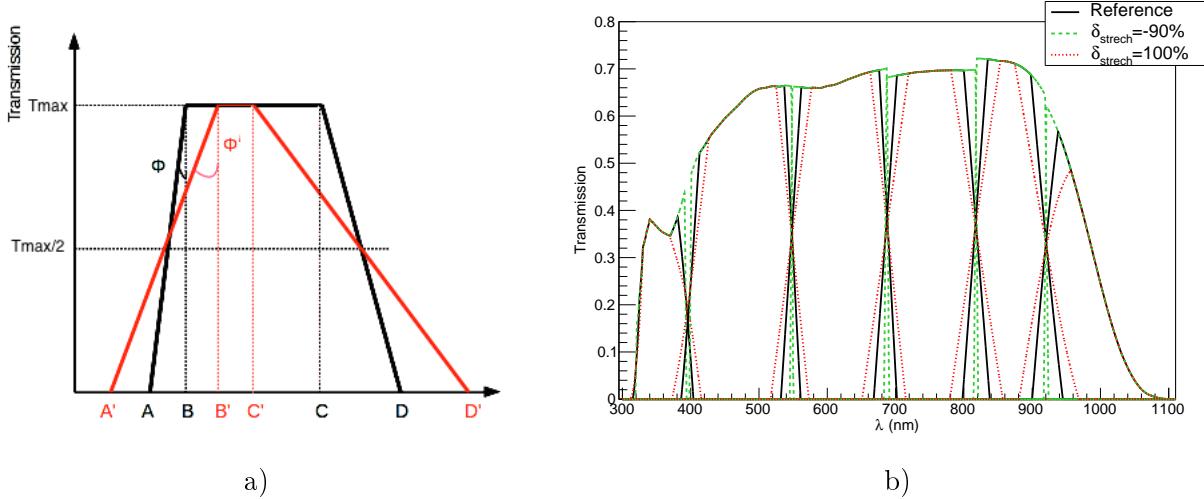


Figure 5.1: a) Schéma des filtres de référence (en noir) et des filtres modifiés (en rouge). b) Transmission totale des filtres (après avoir pris en compte la transmission des optiques et l'efficacité quantique des CCDs) pour $\delta_{stretch} = -90\%$ (tirets vert) et $\delta_{stretch} = +100\%$ (pointillés rouges). Les filtres de référence sont représentés par les courbes noires.

Le facteur $\delta_{stretch}$ représente la variation relative des longueurs AB et DC , il peut donc prendre des valeurs positives ou négatives et est exprimé en %. La variation de la pente des filtres est donnée par la relation :

$$\tan(\Phi') = (1 + \delta_{stretch}) \tan(\Phi). \quad (5.3)$$

Un filtre ainsi modifié est schématisé en rouge sur la figure 5.1.a. On remarquera qu'une valeur négative de $\delta_{stretch}$ implique une augmentation de la pente des filtres, avec des bords plus raides. Inversement lorsque $\delta_{stretch}$ est positif, la pente des filtres est diminuée. On pourra également remarquer que nous avons arbitrairement décidé de modifier les bords rouges et les bords bleus des filtres par le même facteur.

Sur la figure 5.1.b sont représentées les transmissions finales des filtres pour $\delta_{stretch} = -90\%$ et $\delta_{stretch} = +100\%$, ainsi que les filtres de référence. En zoomant sur la figure, on peut remarquer que lorsque $\delta_{stretch} = -90\%$, les bandes passantes des filtres u et g ne se recouvrent plus (un fossé est apparu entre les deux filtres). En ce qui concerne les autres bandes, le recouvrement entre les filtres est toujours existant, bien que presque nul.

Modification maximale possible

La conservation de la valeur de la transmission maximale des filtres ($T_{max} = constante$), implique une valeur maximale du facteur d'étirement $\delta_{stretch}$ (on doit toujours avoir $B'C' \geq 0$). Cette valeur est notée δ_{max} et donnée par :

$$\delta_{max} = 2 \left(\frac{BC}{AB + DC} \right). \quad (5.4)$$

Les valeurs numériques de δ_{max} sont données dans la table 5.1 pour les six filtres. Le bord rouge du filtre y est uniquement limité par la transmission du détecteur (il s'agit d'un filtre passe-haut), c'est pourquoi nous n'avons pas de valeur limite pour ce filtre. À partir de ces valeurs, on s'aperçoit que les modifications seront d'abord limitées par le filtre z puis le filtre i .

Nous avons simulé la reconstruction des redshifts photométriques pour différents jeux de filtres, correspondant à $\delta_{stretch} = \{-90\%, 0, +100\%, +300\%\}$. Dans chaque analyse, les six

Filtre	<i>u</i>	<i>g</i>	<i>r</i>	<i>i</i>	<i>z</i>	<i>y</i>
δ_{max}	339%	486%	407%	272%	150%	/

Table 5.1: Valeur maximale possible du facteur d'étirement, pour les 6 filtres.

filtres sont modifiés par le même facteur, excepté lorsque $\delta_{stretch}$ prend une valeur supérieure à la valeur limite dans l'un des filtres, on choisira alors $\delta_{stretch} = \delta_{max}$ pour le (ou les) filtre(s) concerné(s). Pour chaque analyse, les valeurs de $A'B'$ et $C'D'$ sont données en nanomètres dans la table 5.2.

$\delta_{stretch}$	longueur (nm)	<i>u</i>	<i>g</i>	<i>r</i>	<i>i</i>	<i>z</i>	<i>y</i>
$\delta_{stretch} = -90\%$	$A'B'$	1.0	1.7	3.0	3.4	3.7	3.8
	$B'C'$	38.5	2.3	2.6	3.8	4.7	-
	$C'D'$	2.3	2.3	2.6	3.8	4.7	-
$\delta_{stretch} = 0\%$ (référence)	$A'B'$	10	27	30	34	37	38
	$B'C'$	56	124	114	98	63	-
	$C'D'$	13	24	26	38	47	-
$\delta_{stretch} = 100\%$	$A'B'$	20	54	60	68	74	76
	$B'C'$	39.5	98.5	86	62	21	-
	$C'D'$	46	48	52	76	94	-
$\delta_{stretch} = 300\%$	$A'B'$	40	108	120	126.5	(δ_{max})	92.5
	$B'C'$	6.5	47.5	30	0	(δ_{max})	0
	$C'D'$	92	96	104	141.4	(δ_{max})	117.5

Table 5.2: Paramètres des fonctions trapézoïdales définissant les filtres utilisés pour la reconstruction photo-z.

5.1.2 Flux attendu

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre précédent, la reconstruction des redshifts photométriques est basée sur la magnitude apparente des objets observés et par conséquent sur le flux reçu dans les six filtres. La comparaison entre les flux attendus (définis à l'équation 4.18) dans les différents jeux de filtres va nous donner une première idée de l'impact de la pente des courbes de transmission des filtres sur les mesures. Nous avons étudié les variations du rapport entre le flux attendu dans un jeu de filtres modifiés ($\delta_{stretch} \neq 0$) et le flux attendu dans les filtres de référence, en fonction du redshift et pour les six principaux types de galaxies (El, Sbc, Scd, Irr, SB2 et SB3). Nous avons choisi l'exemple de $\delta_{stretch} = +100\%$ et ce rapport est noté :

$$\Delta F(\delta_{stretch}, Type, z) = \frac{F(\delta_{stretch} = +100\%, Type, z)}{F(\delta_{stretch} = 0, Type, z)}.$$

Globalement, les variations sont inférieures à quelques pourcents dans les six filtres et quel que soit le type spectral des galaxies. Cependant, pour certains types de galaxies et pour des valeurs du redshift particulières, les variations sont plus importantes. C'est notamment le cas

des galaxies de type Sbc, lorsque $\delta_{stretch} = +100\%$. L'évolution du rapport ΔF , pour les galaxies de ce type, est montrée sur la figure 5.2. On observe, pour ces objets, des variations de l'ordre de 30% à $z = 1.4$ dans le filtre u et de l'ordre de 10% dans le filtre g à un redshift plus important ($z = 2.25$). Ces fluctuations peuvent s'expliquer par les irrégularités présentes dans le spectre des galaxies et en particulier par la cassure de Balmer, qui sont vues dans le filtre modifié mais pas dans le filtre de référence, d'où la forte variation observée. La coupure étant déplacée vers les plus grandes longueurs d'ondes lorsque le redshift de la galaxie augmente, l'effet sur le flux est vu dans le filtre g lorsque $z \sim 2.25$.

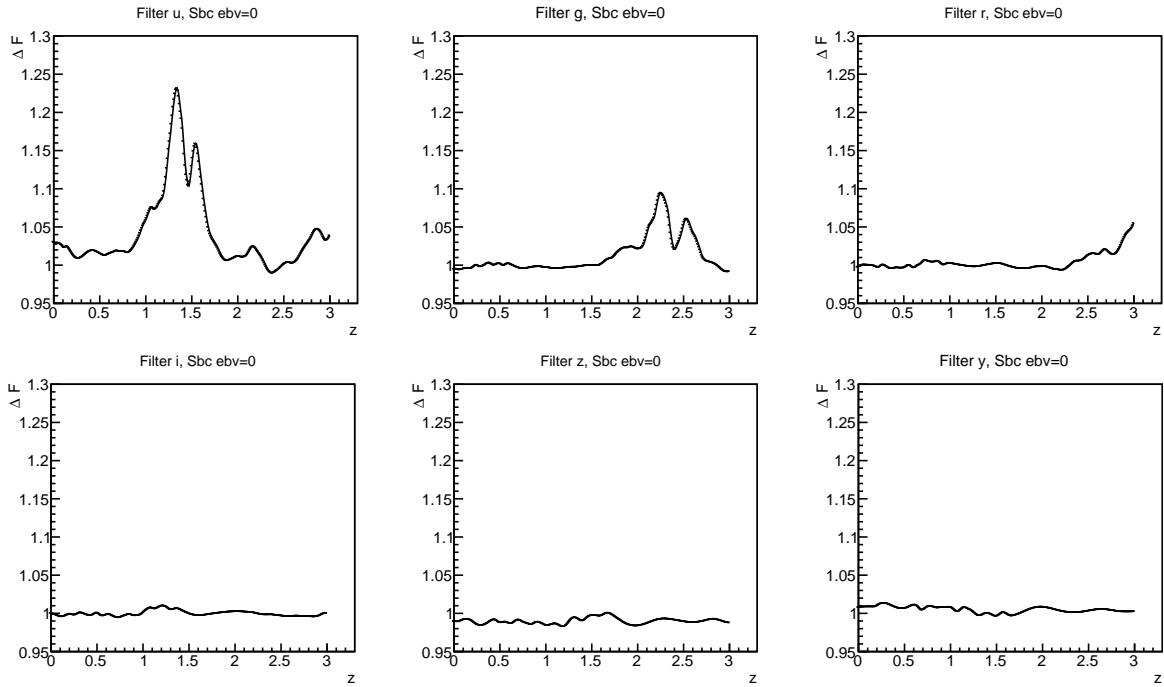


Figure 5.2: Évolution du rapport du flux attendu F_{exp} dans les filtres modifiés ($\delta_{stretch} = +100\%$) et dans les filtres modèles ($\delta_{stretch} = 0\%$) pour les six filtres, pour des galaxies de type Sbc ayant $E(B-V)=0$.

L'exemple montré ici est celui pour lequel nous observons les variations les plus importantes. Il concerne les galaxies de type Sbc, galaxies qui sont loin d'être dominantes dans notre catalogue de galaxies simulées (environ 10% du catalogue, voir figure 4.4). L'impact globale sur la reconstruction photo-z devrait donc être peu important.

5.1.3 Résultats sur le photo-z

Les performances photo-z obtenues pour les jeux de filtres correspondant à $\delta_{stretch} = \{-90\%, 0\%, +100\%, +300\%\}$, sont montrées sur la figure 5.3. Le biais (5.3.a) et le RMS (5.3.b) sont représentés en fonction du redshift photométrique, après avoir appliqué une coupure de qualité sur la variable BDT conservant 80% du nombre total de galaxies. Notons que tous les résultats photo-z présentés dans la suite seront donnés avec cette même coupure de qualité. Globalement, l'importance de la pente des filtres a assez peu d'effets sur le biais, en particulier lorsque $z_p < 1.6$. En revanche, l'effet sur le RMS est plus important et comme on pouvait s'y attendre, le cas où $\delta_{stretch} = +300\%$ (en bleu sur la figure 5.3) est celui pour lequel la qualité de la reconstruction photo-z est la moins bonne. En ce qui concerne l'analyse correspondant à $\delta_{stretch} = +100\%$ (courbes rouges), aucune tendance générale ne semble se dégager de la variation du biais et les

résultats sont très proches de ceux obtenus à partir des filtres de référence (courbes noir). Le RMS est légèrement moins bon au-delà de $z = 1.1$. En revanche, il semble que le jeu de filtres pour lequel $\delta_{\text{stretch}} = -90\%$ (courbes vertes) améliore le RMS pour $1.1 < z_p < 1.8$. Au-delà de $z > 2.5$, la statistique de notre simulation est trop faible pour que la dépendance entre la pente des filtres et la qualité de la reconstruction soit déterminée de manière significative.

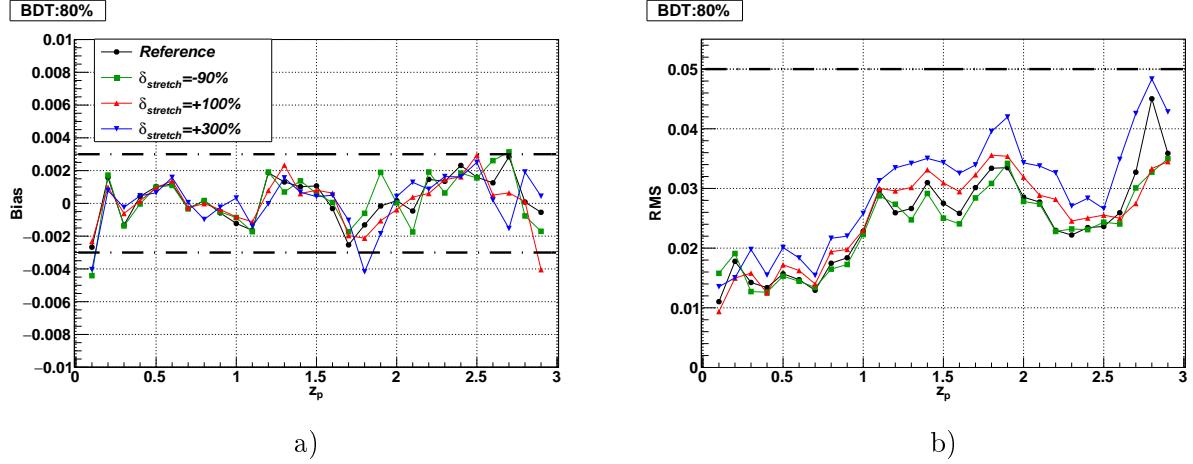


Figure 5.3: *Biais (a) et RMS (b) de la distribution Δz pour différents jeux de filtres.*

Nous avons également étudié l'effet de la pente des filtres sur la qualité de la reconstruction photo-z en fonction du type spectral principal des galaxies. Comme on peut le voir sur la figure 5.4 qui montre les performances photo-z pour $z_p = 0.9$, l'impact des filtres modifiés est similaire pour toutes les galaxies. Ces résultats restent vrais quelle que soit la valeur du redshift. On pourra également remarquer que les galaxies de type *starburst* (SB3 et SB2) sont celles pour lesquelles la reconstruction est la moins bonne, y compris lorsque nous utilisons les filtres de référence. Les galaxies de type SB2 sont susceptibles d'être reconstruites comme des galaxies de type SB3 ou de type irrégulière et inversement.

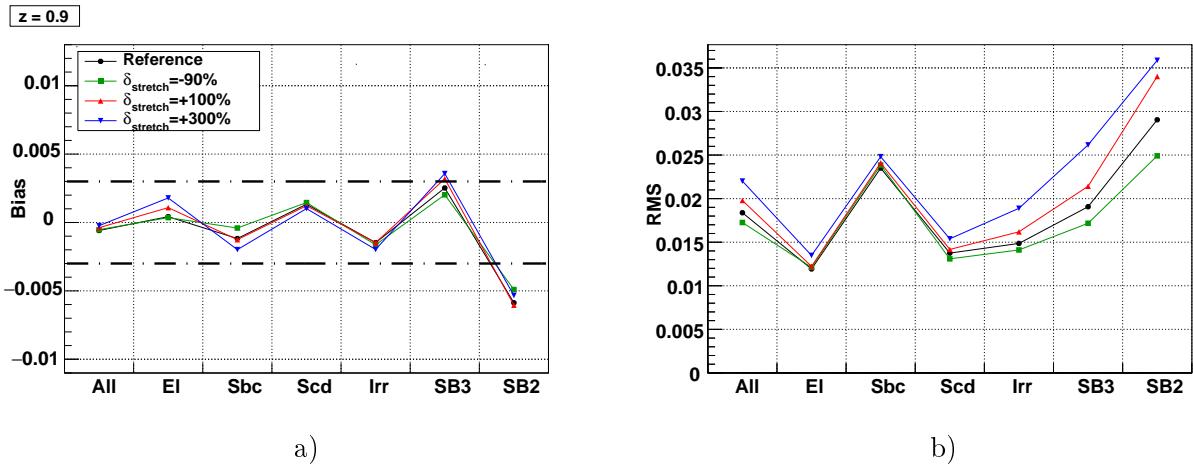


Figure 5.4: *Biais (a) et RMS (b) en fonction du type principal des galaxies, à $z_p = 0.9$ et pour les configurations de filtres étudiés.*

Pour résumer, nous avons pu constater, grâce à cette étude, qu'une modification de la pente des filtres n'a que très peu d'impact sur la qualité de la reconstruction photo-z en particulier aux faibles redshifts. Un effet a néanmoins pu être observé lorsque la modification appliquée

est très importante. Cependant, cela conduit à des filtres peu réalistes, avec un recouvrement entre deux filtres adjacents très important. Dans tous les cas, tant que $\delta_{stretch} \in [-90\%, +100\%]$ les performances photo-z sont très proches de celles obtenues avec les filtres de référence, soit lorsque $\delta_{stretch} = 0$. Nous avons également pu remarquer que les filtres pour lesquels la pente est plus raide semblent légèrement améliorer la reconstruction photo-z. Les courbes de transmission seront celles données au début de notre étude et que nous utilisons comme références.

5.2 Variation de la longueur d'onde moyenne des filtres

Les propriétés des filtres (largeur de la bande passante, longueur d'onde moyenne, transmission maximale ...) sont obtenues via des dépôts successifs de couches minces (*coating*) de différents matériaux, dont l'indice de réfraction est variable avec la longueur d'onde, sur des substrats de verre. Étant donnée la surface à couvrir, l'obtention d'un *coating* parfaitement homogène risque de s'avérer difficile, ce qui va se traduire par une variation de la transmission en fonction de la position sur le filtre. À cet égard, le cahier des charges de LSST autorise une translation de la bande passante allant jusqu'à 2.5 % de la longueur d'onde moyenne entre le centre et le bord des filtres. Nous allons donc étudier l'impact d'une telle variation sur la reconstruction photo-z. Dans un premier temps, nous allons supposer que les filtres sont parfaitement bien étalonnés et que la transmission est connue en fonction de la longueur d'onde et indépendante de la position sur le filtre. En modifiant la bande passante des filtres, le recouvrement entre deux filtres adjacents est également modifié et son impact sur la reconstruction photo-z va être étudié en détails.

Configurations des filtres étudiées

Les filtres peuvent être translatés suivant de nombreux scénarios. Étant donné le temps de calcul nécessaire à la simulation photo-z, seuls deux d'entre eux ont été étudiés. Nous nous sommes focalisés sur les deux scénarios dans lesquels la bande passante de deux filtres adjacents est translatée dans des directions opposées. Cela va correspondre aux cas où le signe de la translation, noté + ou - pour une translation vers les longueurs d'onde rouge ou bleue respectivement, est différent pour deux filtres adjacents. Ainsi, le recouvrement (ou la séparation) entre la bande passante des filtres est modifié et c'est pourquoi nous avons supposé que ces deux cas correspondaient aux pires cas possibles. Dans la suite, ces configurations seront notées “-+--+” et “+-++-” (ou -+ et +-). La première augmente la séparation entre les filtres *u* et *g*, *r* et *i* et *z* et *y* (la notation faisant référence aux deux filtres adjacents concernés), tandis que la seconde augmente la séparation entre les filtres *gr* et *iz*.

5.2.1 Translation des filtres

Nous avons choisi de translater les filtres de 2.5% (translation maximale autorisée par le cahier des charges) et 1% (translation effective) par rapport à leur longueur d'onde moyenne. Les valeurs correspondantes, en nanomètres, sont données dans la table 5.3 pour chacun des filtres. Les courbes de transmissions finales (incluant l'optique et le détecteur) lorsque les filtres sont translatés de 2.5% sont montrées sur la figure 5.5 dans les deux scénarios étudiés.

Les résultats des analyses photo-z (biais et RMS) obtenus à partir des différents jeux de filtres sont montrés sur la figure 5.6. On observe un biais important aux redshifts $z_p = 0.6$ et $z_p = 1.3$ dans la configuration +-2.5 % (courbes bleues, étoiles) et au redshift $z_p = 1.6$ dans la configuration -+2.5 % (courbes rouges, carrés pleins). La dégradation de la qualité photo-z, aux redshifts $z_p = 0.6$ et $z_p = 1.3$, vient de la dégénérescence entre les paramètres reconstruits et concerne principalement les galaxies de type *starburst*. Par exemple, une galaxie de type SB3,

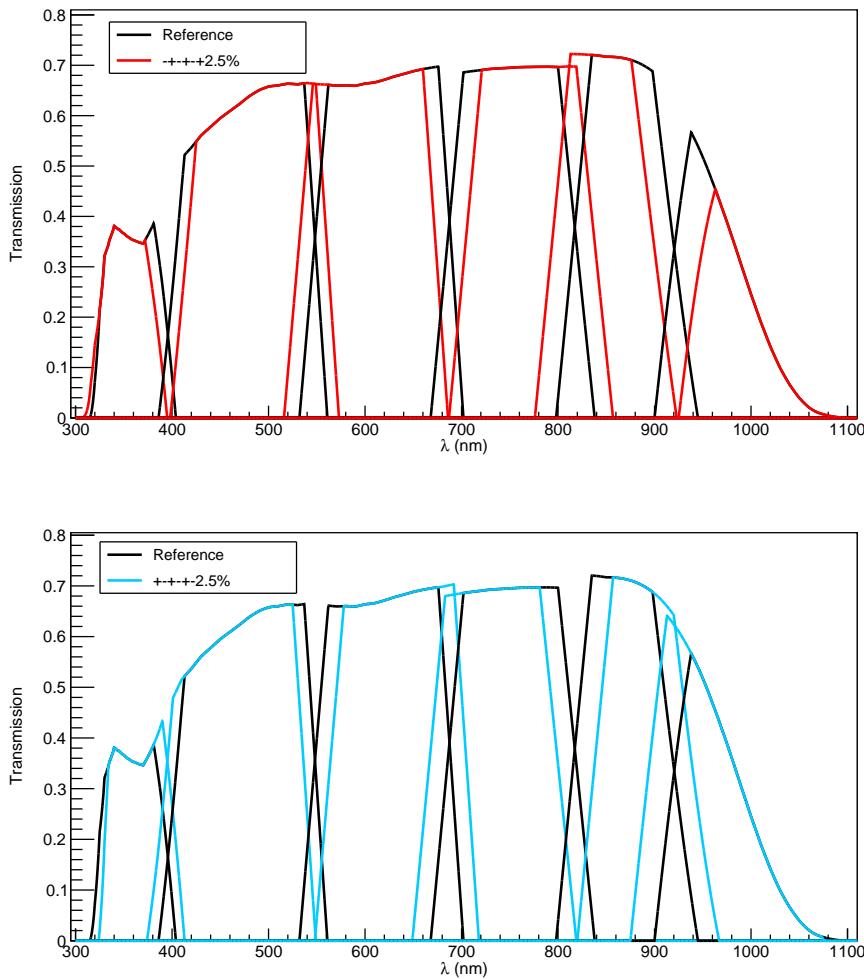


Figure 5.5: Courbes de transmission dans les six bandes (incluant l'optique et la transmission du détecteur) dans les configurations “-+-+-+” (figure du haut, en rouge) et “+-+-+-” (figure du bas, en bleu). Les courbes noires représentent les transmissions obtenues avec les filtres de référence.

	<i>u</i>	<i>g</i>	<i>r</i>	<i>i</i>	<i>z</i>	<i>y</i>
$\pm 2.5\%$	± 9 nm	± 12 nm	± 16 nm	± 19 nm	± 22 nm	± 25 nm
$\pm 1\%$	± 3.5 nm	± 5 nm	± 6 nm	± 7.5 nm	± 8.6 nm	± 10 nm

Table 5.3: Translations en longueur d'onde étudiées dans cette section.

peut être reconstruite comme une galaxie dont le spectre est plus bleu (type SB2) mais avec une quantité de poussière plus importante, via le terme E(B-V). Comme la poussière présente dans les galaxies tend à rougir leurs spectres, le flux mesuré sera équivalent, d'où l'erreur lors de la reconstruction. Ce phénomène est illustré sur la figure 5.7 pour les galaxies de type SB3 ayant un redshift $z_p = 0.6$.

Cette figure montre l'erreur sur le redshift ($\Delta z = \frac{z_p - z_s}{1 + z_s}$), l'erreur sur la reconstruction

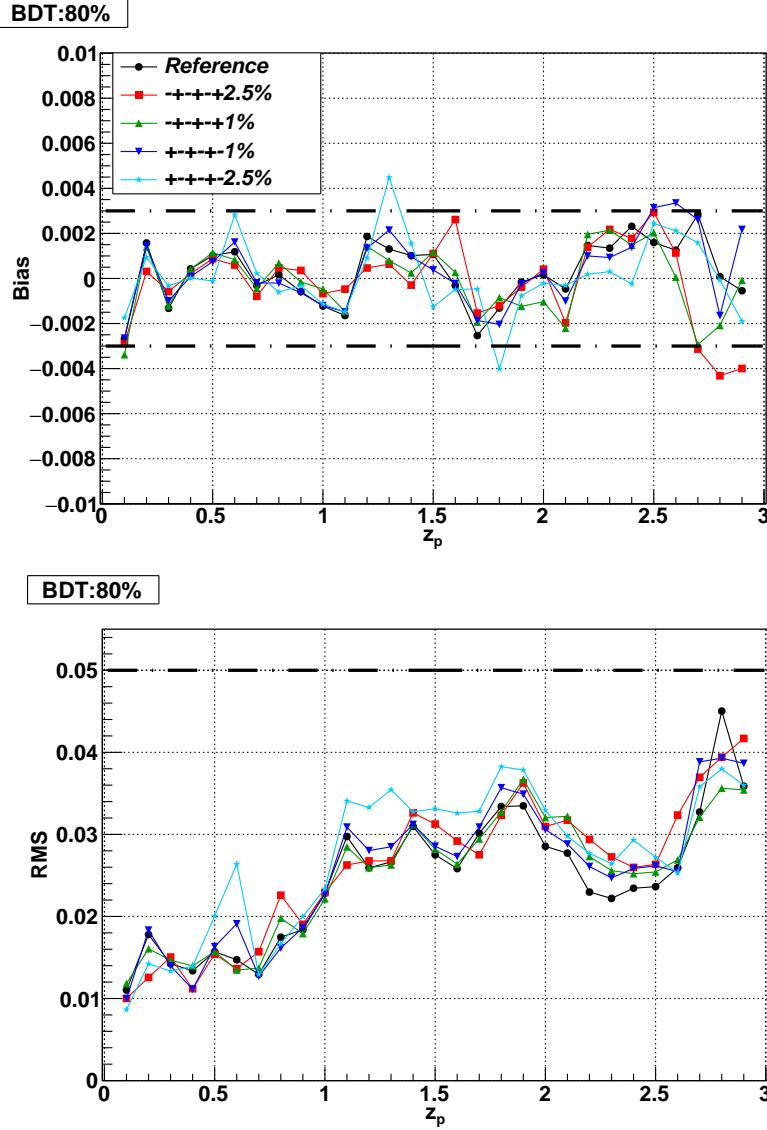


Figure 5.6: Performance photo-z (*biais* et *RMS*) lorsque les filtres sont translatés en longueur d'onde de $\pm 1\%$ ou $\pm 2.5\%$ suivant les deux configurations étudiées.

du type spectral ($\Delta T = T_p - T_s$), ainsi que l'erreur sur l'estimation de l'excès de couleur ($\Delta EBV = E(B - V)_p - E(B - V)_s$) associées aux filtres de référence et celles associées aux filtres translatés suivant la configuration $\pm 2.5\%$. On s'aperçoit alors qu'une partie des galaxies de type SB3 est reconstruite comme des galaxies de type SB2 (ce qui correspond à $\Delta T > 0$). De plus ces galaxies sont celles pour lesquelles $\Delta EBV > 0.05$ (courbes bleues et rouges), ce qui signifie qu'elles sont vues avec plus de poussière, autrement dit avec un spectre plus rouge (les galaxies SB3 sont moins bleues que les galaxies SB2). Pour illustrer ce phénomène, nous avons représenté sur la figure 5.5, en bas à droite, la valeur du type reconstruit en fonction de la valeur vraie, pour les galaxies dont le redshift photométrique vaut $z_p = 0.6$ et $\Delta_z = 0.11$. On remarque alors un maximum d'objets dont le type spectrale vrai est égal à 45 (type SB3) reconstruit au type $T_p = 48$ (type SB2). Si l'on regarde la distribution des valeurs de l'excès de couleur, on s'aperçoit que ces galaxies ont un excès de couleur vrai de 0.21, reconstruit avec une valeur de $E(B - V)_p = 0.27$.

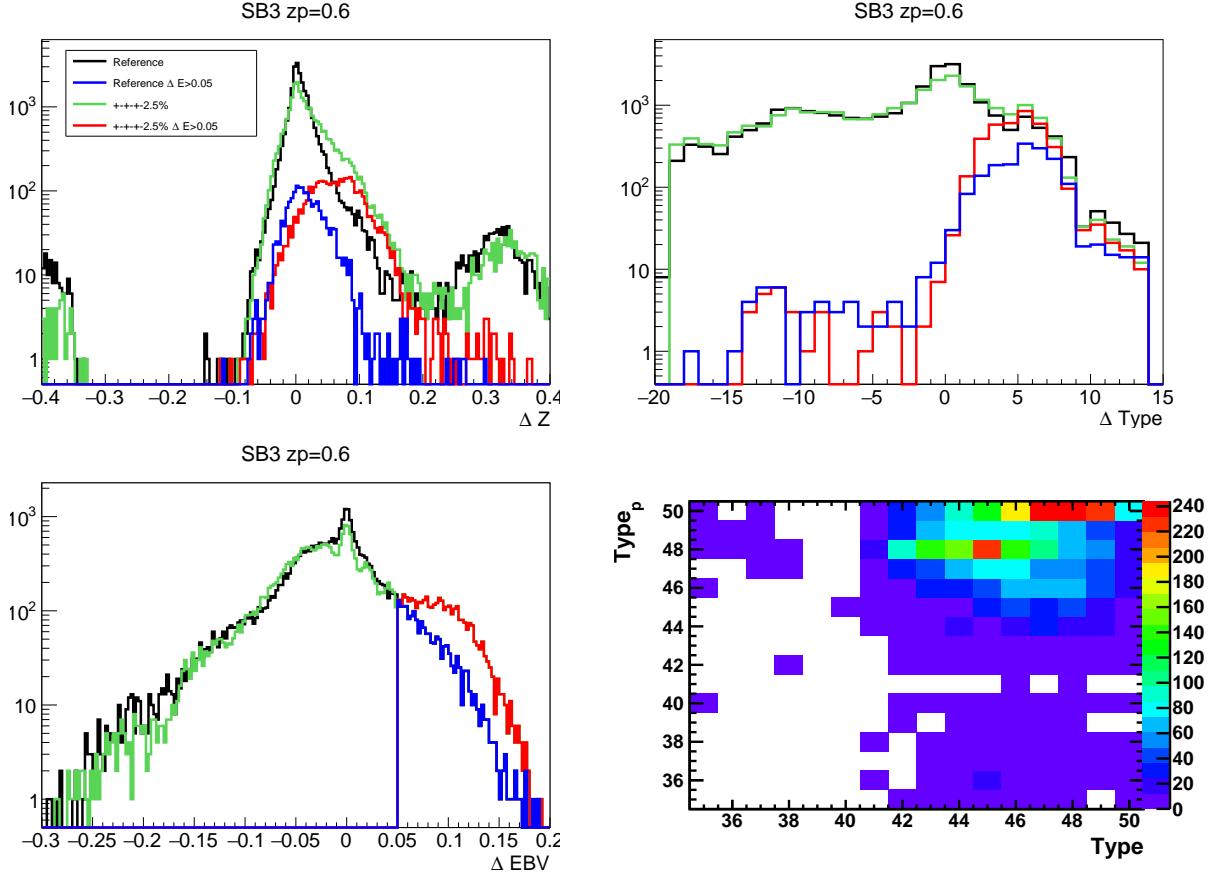


Figure 5.7: Erreur sur le redshift ($\Delta z = \frac{z_p - z_s}{1 + z_s}$), sur la reconstruction du type spectral ($\Delta T = T_p - T_s$), et sur l'estimation de l'excès de couleur ($\Delta EBV = E(B-V)_p - E(B-V)_s$), pour les galaxies de type SB3 et pour $z_p = 0.6$, lorsque les filtres sont translatés suivant la configuration $\pm 2.5\%$ (courbes vertes et rouges) et lorsque l'on utilise les filtres de référence (courbes noires et bleues) pour reconstruire les redshifts photométriques. Les courbes rouges et bleues correspondent à la situation où $\Delta EBV > 0.5$. La figure en bas à droite montre la valeur du type reconstruit en fonction de la valeur vraie, pour les galaxies ayant $z_p = 0.6$ et $\Delta z = 0.11$.

Sur la figure 5.8, nous avons tracé les différences de couleur $m_g - m_r$ et $m_r - m_i$, calculées pour les filtres de référence (a) et pour les filtres translatés suivant le scénario $\pm 2.5\%$ (b), pour des galaxies de type SB3 ayant $E(B-V)=0.21$ et pour des galaxies de type SB2 ayant $E(B-V)=0.27$. Lorsque ces termes sont calculés pour les filtres de référence, on remarque que les courbes sont très différentes l'une de l'autre, ce qui signifie que les galaxies considérées sont relativement bien différencierées, d'où une bonne reconstruction photo-z. Ce n'est, en revanche, pas le cas lorsque les termes de couleurs sont calculés à partir des filtres translatés. On comprend, qu'après la prise en compte des erreurs sur les magnitudes apparentes, différencier une galaxie de type SB3 et une galaxie de type SB2 contenant légèrement plus de poussière va s'avérer délicat. Ceci explique la mauvaise reconstruction des galaxies pour ce redshift.

Par ailleurs, on peut remarquer que dans le scénario \pm la qualité de la reconstruction photo-z est légèrement meilleure pour les redshifts $z_p \in [1.2, 1.4]$. À ces redshifts, la reconstruction photo-z à partir des filtres de référence n'est pas de très bonne qualité et présente un biais important. Ainsi, il est probable que la biais induit par la translation des filtres vienne compenser le biais induit par les filtres de référence. Enfin, on remarquera qu'une translation de $\pm 1\%$ conduit

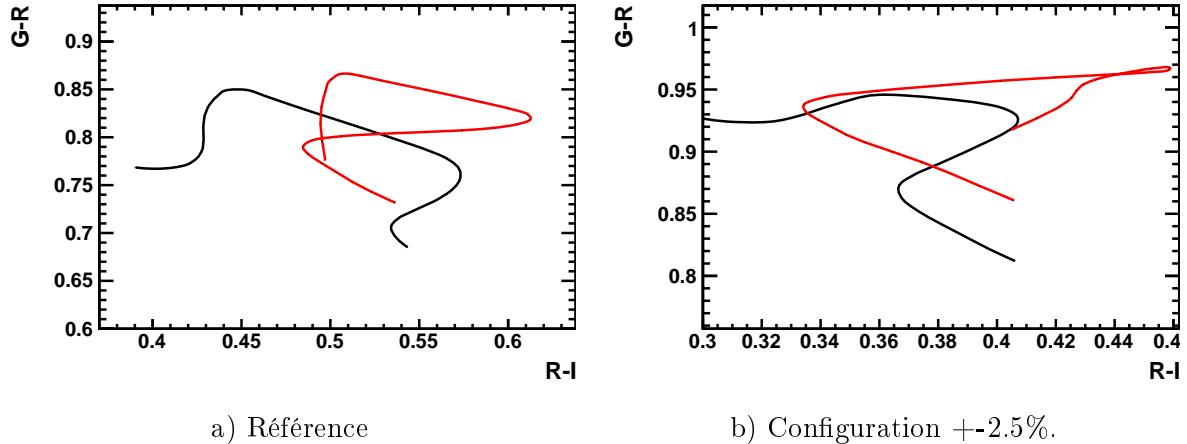


Figure 5.8: *Définitions de couleur $m_g - m_r$ en fonction de $m_r - m_i$ pour des galaxies de type SB3 ayant un excès de couleur $E(B-V)=0.21$ (en noir) et des galaxies de type SB2 avec $E(B-V)=0.27$ (en rouge). Ces différences de couleur sont calculées à partir des magnitudes apparentes théoriques, pour les filtres de référence (a) et pour les filtres translatés suivant le scénario $\pm 2.5\%$ (b).*

à des résultats très proches de ceux obtenus à partir des filtres de référence et ce quelle que soit la configuration considérée. En ce qui concerne le RMS, la configuration $\pm 2.5\%$ est celle qui donne les plus mauvais résultats, les autres modifications l'affectant assez peu. Rappelons qu'au-delà de $z_p = 2.5$ nous n'avons pas suffisamment de galaxies dans notre simulation pour obtenir des résultats fiables et ainsi estimer l'impact d'une translation de la bande passante sur la qualité de la reconstruction photo-z.

Dans l'ensemble, même si la dépendance entre les performances photo-z et la plage de longueurs d'onde couverte par chacun des filtres n'est pas évidente, nous avons observé des effets non négligeables en particulier autour de $z \sim 1.3$ pour le scénario \pm et autour de $z \sim 1.6$ dans le cas de la configuration $-+$. Rappelons cependant que cette étude correspond à un cas extrême, où l'on considère que toutes les galaxies ont été observées à une même distance du centre du filtre (soit sur le bord des filtres pour l'analyse à 2.5%). Une étude plus réaliste est présentée dans la section 5.4.

5.2.2 Impact du recouvrement entre les filtres

Comme mentionné précédemment, les deux configurations étudiées \pm et $-+$ induisent une modification du recouvrement entre les bandes passantes de deux filtres adjacents (voir figure 5.5). Nous avons vu dans le chapitre 2, que les bords de la bande passante des filtres u et g ont été fixés en tenant compte de la cassure de Balmer à 4000 \AA . Cette cassure dans le spectre des galaxies (présente principalement dans le spectre des galaxies elliptiques ou spirales) ainsi que les raies d'émission caractérisant les galaxies de type *starburst* vont aider à l'identification du type spectral des galaxies et améliorer la reconstruction des redshifts photométriques. Ainsi, une modification de la séparation en longueur d'onde entre les filtres risque de compromettre la reconstruction des galaxies.

À partir des résultats montrés sur la figure 5.6, nous nous sommes focalisés sur les redshifts pour lesquels la cassure de Balmer tombe dans l'intervalle entre deux bandes, ce qui correspond aux redshifts $z_p = 0.37$ (g et r), 0.72 (r et i), 1.04 (i et z), 1.3 (z et y). En ce qui concerne les galaxies de type elliptique, nous avons observé une forte dégradation de la reconstruction

photo-z au redshift $z_p = 0.37$ (dans la configuration $+-$). Un petit effet a pu être observé à $z_p = 1.3$ pour les galaxies de type Scd et irrégulière mais pour le scénario $+-$ alors que l'impact était attendu dans la configuration $-+$ (c'est dans cette configuration que l'intervalle entre les filtres z et y est augmenté). Aucun effet significatif n'a pu être observé pour les autres types de galaxies, ni pour les autres valeurs du redshift. Puisqu'un effet est observé seulement lorsque la cassure de Balmer tombe entre les filtres g et r , cette étude nous laisse supposer que la reconstruction des redshifts photométriques est assez peu dépendante de l'importance du recouvrement entre les filtres pour ces redshifts particuliers.

Afin d'étudier l'impact du recouvrement entre deux filtres en particulier, quatre des six filtres seront les filtres de référence tandis qu'un bord de chacun des deux filtres restants sera modifié de $\pm 2.5\%$, afin d'augmenter la séparation entre ces deux filtres. Par exemple, le bord rouge du filtre u est translaté de -2.5% tandis que le bord bleu du filtre g est translaté de $+2.5\%$ et les autres filtres sont inchangés. Un tel scénario augmente l'intervalle entre les filtres u et g , il est appelé ug . Les résultats obtenus sur le photo-z (biais et RMS) pour les différents scénarios sont montrés sur la figure 5.9. Les figures (a) et (b) correspondent à la configuration $-+$, dans laquelle les intervalles ug , ri , et zy sont augmentés, tandis que les figures (c) et (d) sont associées à la configuration $+-$, augmentant les intervalles gr et iz . On peut alors observer que pour certaines valeurs particulières du redshift, la modification de seulement deux filtres suffit pour fortement dégrader la qualité de la reconstruction photo-z. C'est notamment le cas de la configuration iz au redshift 0.6 et 1.3, et celle de la configuration zy pour $z_p \in [0.8, 1.1]$ et $z_p = 1.6$.

Ces résultats nous montrent que la diminution du recouvrement entre les filtres peut en partie expliquer, pour certaines valeurs du redshift, l'impact d'une translation des filtres suivant les scénarios $+- 2.5\%$ et $-+2.5\%$ tel qu'étudié précédemment. L'effet du recouvrement entre les filtres z et y semble particulièrement important puisque, aux redshifts mentionnés ci-dessus, les performances photo-z obtenues dans le scénario zy et $-+2.5\%$ sont identiques. De plus pour $z \sim 1.1$, l'augmentation de la séparation entre les filtres z et y améliore légèrement la qualité de la reconstruction photo-z (par rapport aux filtres de référence). Ceci s'explique par la dégénérescence entre les paramètres et concerne les galaxies de type SB2. On rappelle que ce type de galaxie est dominant dans notre catalogue (environ 54% des galaxies du catalogue sont de type *starburst*, dont 23% de type SB2, voir figure 4.4) et par conséquent la qualité de la reconstruction photo-z globale est fortement influencée par la reconstruction de ces galaxies ; or, pour ces galaxies, le biais de référence est très important (forte dégénérescence). De plus, nous avons pu constater qu'en utilisant les filtres de référence, les termes de couleur $m_z - m_y$ et $m_r - m_i$ sont très faibles, ce qui n'est pas le cas lorsque le recouvrement entre la bande passante des filtres z et y est diminué. Ainsi, un espacement plus important entre ces deux filtres aide la reconstruction des redshifts photo-z pour les galaxies de type SB2, via les termes de couleur.

Pour résumer, cette étude nous montre que l'importance de la séparation entre les bandes passantes de deux filtres adjacents impacte la reconstruction des redshifts photométriques. Notamment, une augmentation du recouvrement entre les filtres adjacents réduit la qualité de la reconstruction (en particulier dans le cas des filtres z et y). Ce résultat est en accord avec celui obtenu précédemment (section 5.1) et qui favorise des filtres dont les bandes passantes se recouvrent faiblement.

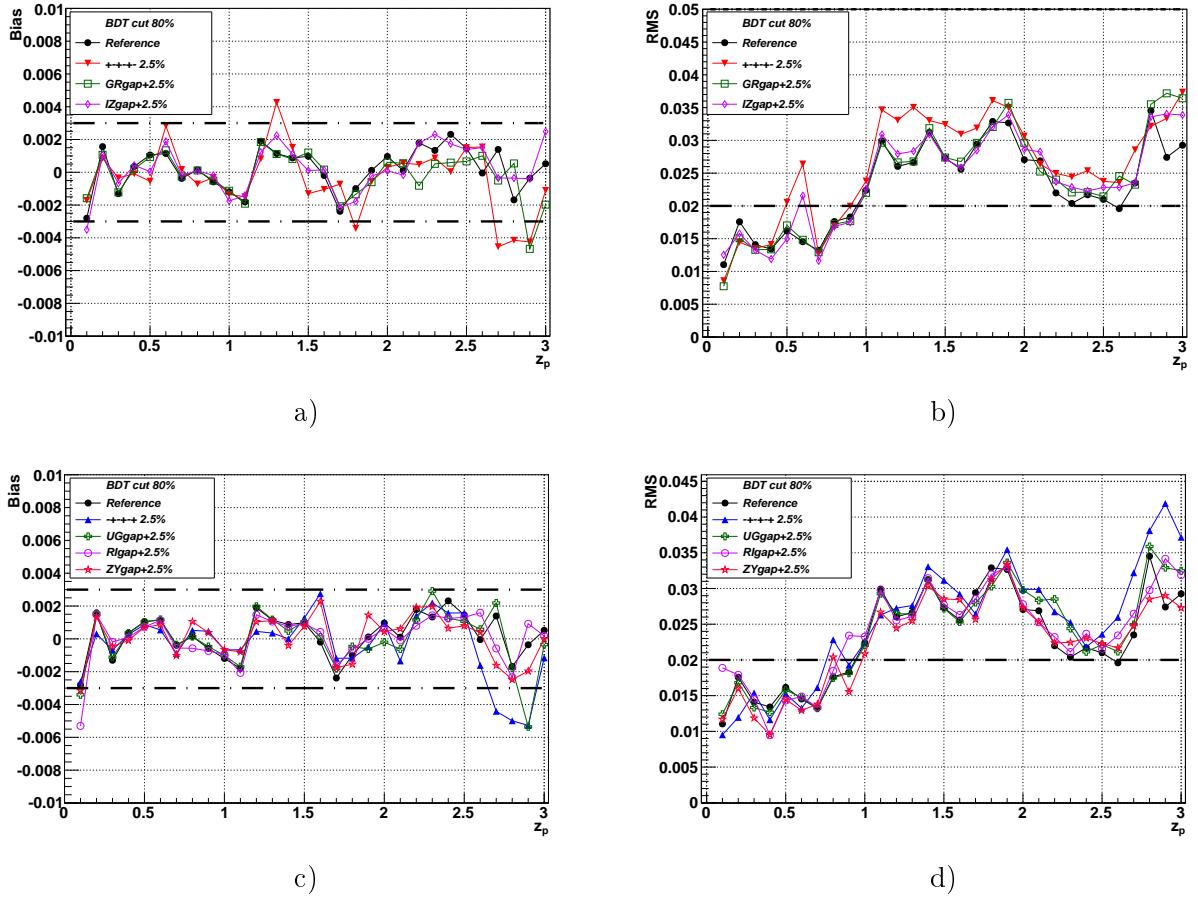


Figure 5.9: Comparaison des performances photo-z lorsque seulement deux filtres sont modifiés par $\pm 2.5\%$. La séparation gr et iz (a et b) et ug, ri et zy (c et d) entre les filtres est augmentée.

5.3 Incertitude sur la connaissance de la bande passante des filtres

Dans cette section, nous allons nous intéresser à l'effet d'une incertitude sur la valeur de la longueur d'onde moyenne des filtres et sur la valeur de la transmission maximale, de façon indépendante. Une erreur lors de l'étalonnage des filtres pourrait être à l'origine d'une telle incertitude. La dégradation des filtres au cours du temps est également une source d'incertitude.

5.3.1 Incertitude sur la connaissance de la longueur d'onde moyenne

Dans notre simulation, l'incertitude sur la longueur d'onde moyenne (définie comme le centre de la bande passante) se traduit par une translation supposée non connue de l'ensemble de la bande passante. Pour cela, deux jeux de filtres différents sont utilisés : l'un représentant les filtres réels, utilisés pour simuler les observations, l'autre représentant les filtres supposés connus, qui seront utilisés pour reconstruire les redshifts photométriques. Ainsi, nous utilisons des filtres légèrement translatés pour le calcul des magnitudes apparentes (autrement dit du “flux observé”), tandis que dans le calcul du χ^2 , le “flux attendu” sera estimé à partir du jeu de filtres de référence. Pour cette analyse, les filtres sont translatés de ± 0.2 nm, ± 0.5 nm et ± 1 nm par rapport à la référence, simulant ainsi une erreur de l'ordre du nanomètre, ou moins,

sur la mesure de la longueur d'onde moyenne. Comme lors de l'analyse précédente, les deux configurations “-+--+” et “+-+-+” sont étudiées et lors de chaque analyse, nous supposons que l'erreur sur la longueur d'onde moyenne est la même pour les six filtres, avec simplement un signe différent.

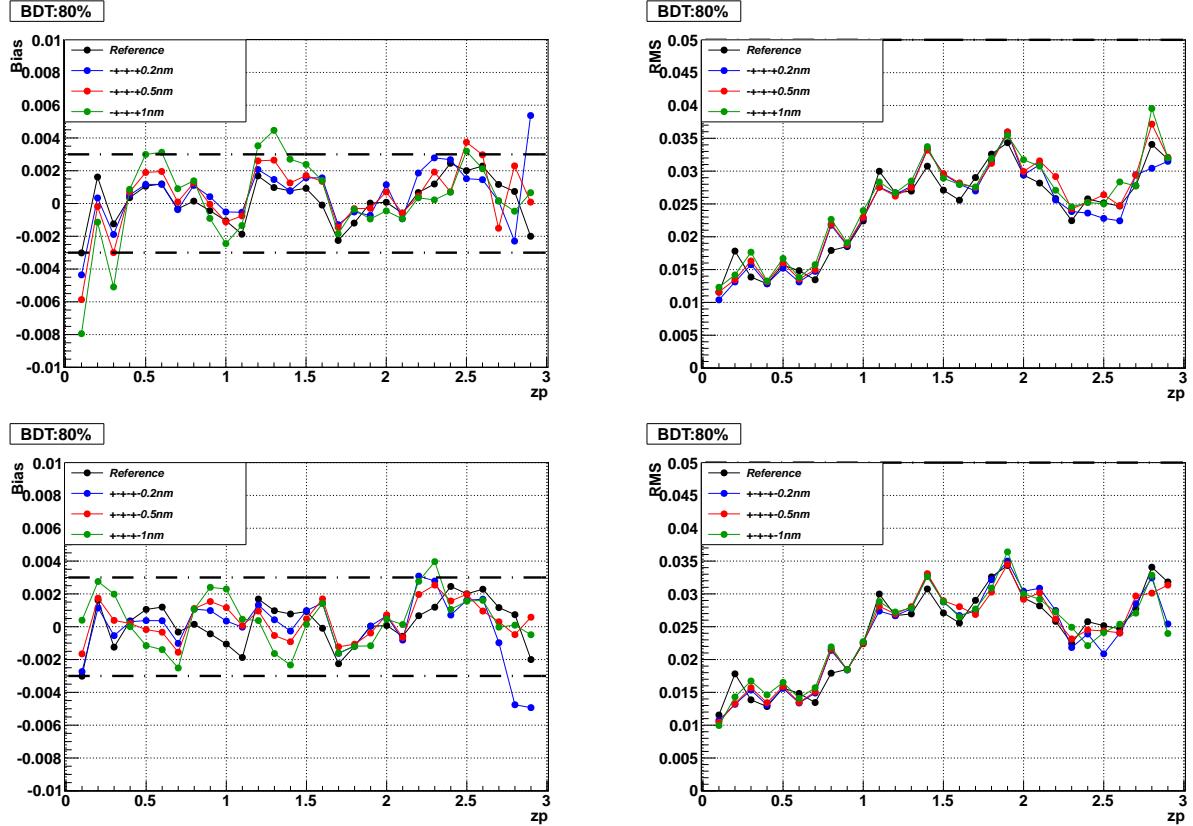


Figure 5.10: *Biais (à gauche) et RMS (à droite) pour différentes valeurs de la translation, suivant les deux configurations “-+--+” (en haut) et “+-+-+” (en bas) étudiées. Rappelons que dans ce cas, le flux observé est simulé à partir des filtres translatés tandis que le flux attendu est calculé à partir des filtres de référence.*

La figure 5.10 montre le biais et le RMS en fonction du redshift photométrique z_p , dans les deux scénarios. L'observation du biais nous montre qu'une incertitude de 1 nanomètre dégrade fortement la qualité de la reconstruction photo-z, en particulier dans le scénario -+ autour de $z_p \sim 0.5$ et $z_p \sim 1.3$ (avec un biais supérieur à 3.10^{-3}). Avec une incertitude de 0.5 nm, la reconstruction photo-z est de bonne qualité, respectant les spécifications LSST (lignes en tirets noirs). Cependant, les différences par rapport à la référence (en noir sur la figure 5.10) ne sont pas négligeables. Par exemple, à $z_p = 0.7$, le biais vaut $-1.75 \cdot 10^{-3}$ (dans la configuration +-+) contre $-0.25 \cdot 10^{-3}$ avec les filtres de référence. Enfin, une incertitude de 0.2 nm conduit à des résultats très proches de ceux obtenus à partir des filtres de référence. Par ailleurs, la comparaison entre les deux configurations testées tend à montrer qu'une incertitude sur la connaissance de la longueur d'onde moyenne des filtres suivant le scénario -+ affecte la qualité photo-z de manière légèrement plus importante que dans le scénario +-+. Rappelons que le premier scénario est celui pour lequel la séparation entre la bande passante des filtres z et y est augmentée, ces résultats sont donc en accord avec les observations précédentes. Le RMS est également impacté par les incertitudes, mais nous n'observons pas de forte corrélation entre sa

valeur et les différents scénarios étudiés. En effet, bien que le RMS obtenu à partir des filtres de référence soit meilleur (en particulier pour $z_p \geq 1.9$), l'ensemble des configurations de filtres conduit à des résultats similaires.

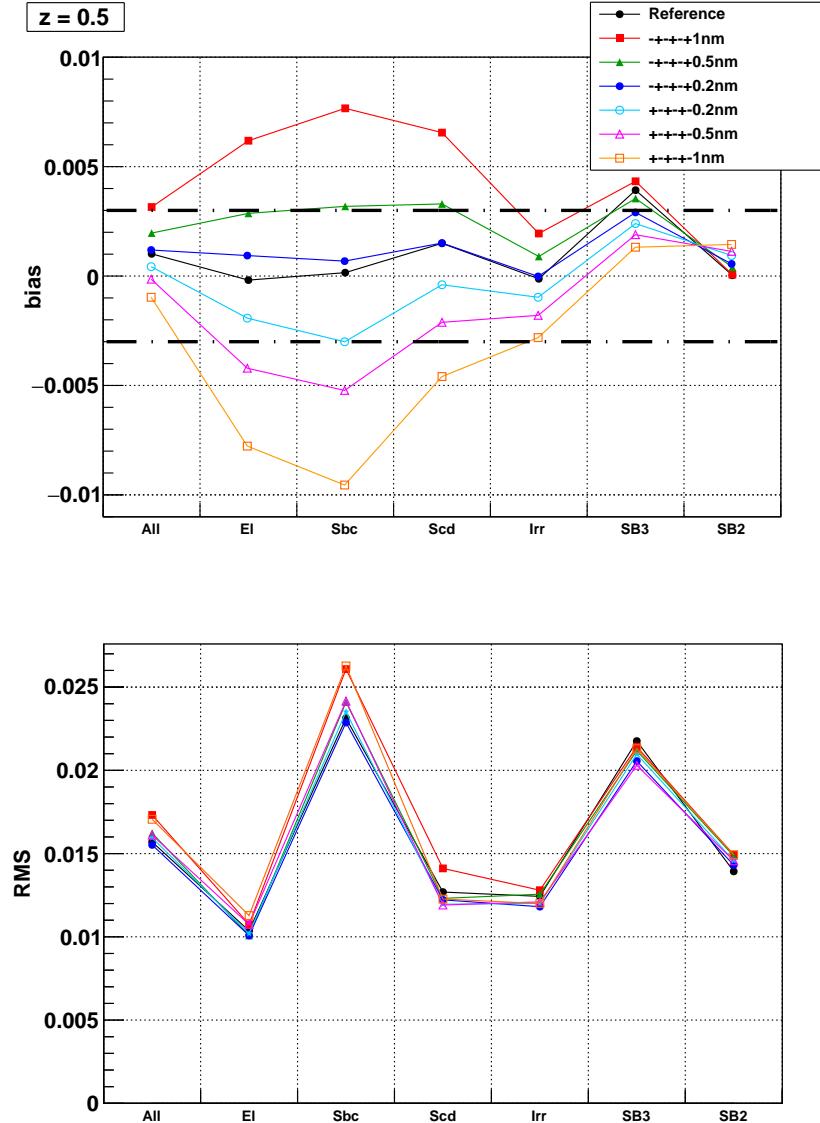


Figure 5.11: *Biais (a) et RMS (b) en fonction du type de galaxie, et des différents scénarios, pour $z_p = 0.5$.*

En fonction de leurs propriétés spectrales, la qualité de la reconstruction du redshift des galaxies est différemment affectée par l'incertitude sur la bande passante des filtres. La figure 5.11 montre le biais et le RMS, en fonction du type spectral des galaxies, dans les différentes configurations testées, lorsque $z_p = 0.5$. On peut voir sur cette figure que les galaxies de type Sbc sont les plus sensibles aux incertitudes devant les galaxies elliptiques puis celles de type Scd. Au contraire, les galaxies de type *starburst* (plus particulièrement celles de type SB2) voient la reconstruction de leur redshift assez peu modifiée par une incertitude sur la bande passante. Par ailleurs, on remarque que pour les galaxies de type SB3, le biais décroît lorsque l'incertitude augmente. Ceci vient du fait que l'erreur induite par l'incertitude sur la mesure des filtres

compense la mauvaise reconstruction photo-z. Puisque ces galaxies dominent la reconstruction globale (tous types de galaxies confondus), cela explique pourquoi une incertitude de 0.2 et 0.5 nanomètre suivant le scénario +- semble améliorer les performances photo-z à certains redshifts.

À partir de l'exemple donné précédemment, on constate qu'une erreur supérieure à 0.2 nanomètre, en particulier dans la configuration +-, conduit à une forte dégradation de la qualité de la reconstruction photo-z : la valeur du biais pour les galaxies elliptiques passe de $1.55 \cdot 10^{-4}$ lorsque les filtres sont parfaitement connus à $3.04 \cdot 10^{-3}$ pour le scénario +-0.2 nm (le biais devant être inférieur à $3 \cdot 10^{-3}$). On en déduit que, dans l'objectif de conserver une reconstruction photo-z de très bonne qualité, une grande attention devra être portée à la mesure de la transmission des filtres. Cependant, mesurer la transmission des filtres avec une précision de 0.2 nanomètre risque de s'avérer extrêmement difficile. En effet, la précision avec laquelle la bande passante des filtres va être mesurée dépend d'un certains nombre de paramètres, tel que l'angle d'incidence du rayon lumineux. Les mesures faites au LMA (discussions privées) ont montré qu'une précision de l'ordre de 0.06° sur l'angle d'incidence serait nécessaire afin d'obtenir une mesure de la transmission avec une précision de l'ordre de 0.1 nanomètre. Nous devons également mentionner que les filtres seront étalonnés à partir des données (notamment pour la mesures des points zéros). Enfin, rappelons que seules deux configurations bien particulières ont été étudiées. Une simulation un peu plus générale est présentée dans la section 5.4.1.

5.3.2 Incertitude sur la transmission maximale

L'étude précédente nous a montré qu'une incertitude sur la connaissance de la bande passante des filtres dégrade significativement la qualité de la reconstruction photo-z. Cela implique qu'une mesure précise de la transmission en fonction de la longueur d'onde sera nécessaire afin d'obtenir des redshifts photométriques fiables. Afin de compléter cette étude, nous allons nous intéresser ici à l'impact d'une incertitude sur la valeur de la transmission maximale. La modification appliquée correspond à une réduction de la valeur de T_{max} , ce qui signifie que la transmission du filtre (au niveau du plateau) est réduite par le même facteur quelle que soit la valeur de la longueur d'onde. Afin d'estimer son effet sur la qualité de la reconstruction photo-z, un seul filtre est modifié en réduisant la valeur de la transmission maximale de 1%. Les autres filtres sont assimilés aux filtres de référence. Une étude plus réaliste devrait être faite dans la suite, en modifiant les six filtres de manière aléatoire et en fonction de la longueur d'onde.

Les observations sont simulées en calculant les magnitudes apparentes dans cinq filtres de référence et un filtre modifié tandis que les redshifts sont reconstruits à partir des six filtres de référence. Le biais photo-z alors obtenu est représenté sur la figure 5.12 (a et b), et il est comparé aux résultats de références représentés en noir. On remarque qu'une diminution de 1% (non connue) de la transmission de l'un des filtres impacte fortement la reconstruction des redshifts photométriques. En particulier, une incertitude sur la mesure de la transmission maximale des filtres r , i et z dégrade significativement la qualité de la reconstruction, tandis que l'effet des filtres u et y est moindre. On peut supposer que cela vient du nombre réduit de visites dans ces filtres (ce qui induit des erreurs sur les magnitudes apparentes plus grandes).

En fonction du filtre modifié, la qualité de la reconstruction photo-z est affectée pour certaines valeurs spécifiques du redshift. Par exemple, on remarque un impact particulièrement important aux redshifts $z_p = [0.2, 0.5, 0.9, 1.2]$ lorsque la modification de la transmission est appliquée aux filtres g , r , i et z respectivement. Ces valeurs de redshifts correspondent à celles pour lesquelles la cassure de Balmer est vue dans le filtre modifié. Cet effet est mis en évidence sur la figure 5.13, sur laquelle nous avons représenté le biais en fonction du filtre modifié, pour les valeurs du redshift mentionnés ci-dessus. On remarque alors que seul un filtre impacte le biais de

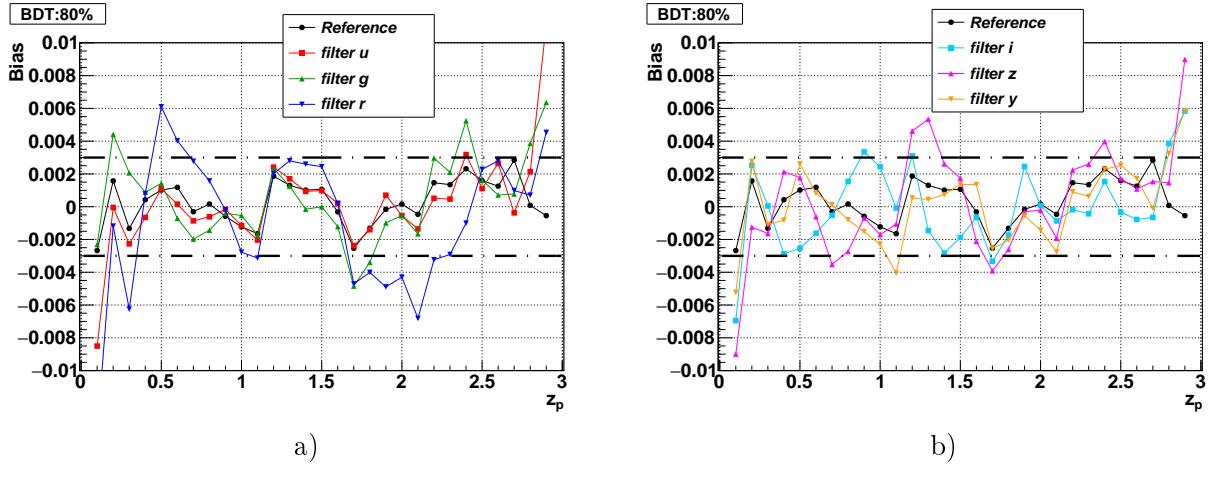


Figure 5.12: *Effet sur le biais de la reconstruction photo-z d'une erreur de 1% sur la transmission maximale des filtres u , g et r (a) et sur celle des filtres i , z et y (b).*

la reconstruction photo-z pour ces redshifts. Le filtre i fait cependant exception, puisque la réduction de son maximum de transmission conduit également à une dégradation de la qualité de la reconstruction photo-z lorsque $z_p \sim 0.5$, ce qui ne coïncide pas avec la présence de la cassure de Balmer dans ce filtre (à $z = 0.5$ elle correspond au filtre r). Cet effet concerne tous les types de galaxies et n'est pas associé à une raie en particulier.

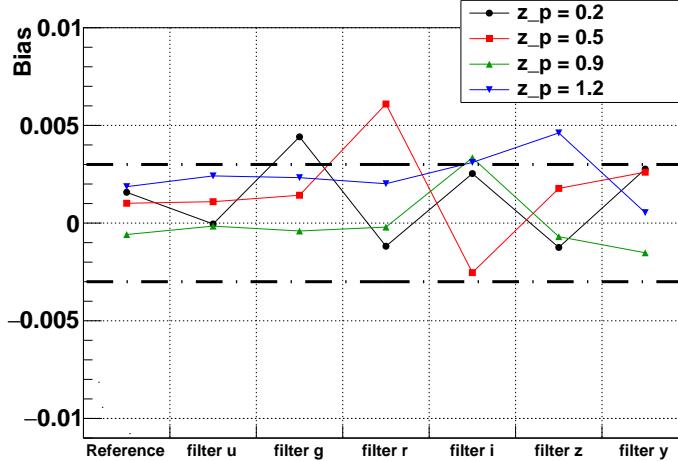


Figure 5.13: *Valeur du biais en fonction du filtre modifié, et pour les redshifts pour lesquels la cassure de Balmer coïncide avec le filtre modifié.*

Aucune tendance ne peut être dégagée du RMS. Bien que sa valeur soit augmentée par l'incertitude sur la mesure de la transmission maximale des filtres (en particulier lorsque $z_p < 0.9$) elle est globalement similaire quel que soit le filtre modifié (voir figure 5.14).

Pour conclure, cette étude nous aura permis de mettre en évidence l'importance de connaître la valeur de la transmission maximale des filtres avec une bonne précision, en particulier celle des trois filtres r , i et z . Nous avons également vu qu'une réduction de la transmission dans l'un des filtres impacte fortement la reconstruction photo-z lorsque la cassure de Balmer coïncide avec le filtre modifié. Ceci tend à montrer que la transmission maximale des filtres devra être connue avec une très bonne précision. Par la suite, d'autres études devraient être réalisées, notamment

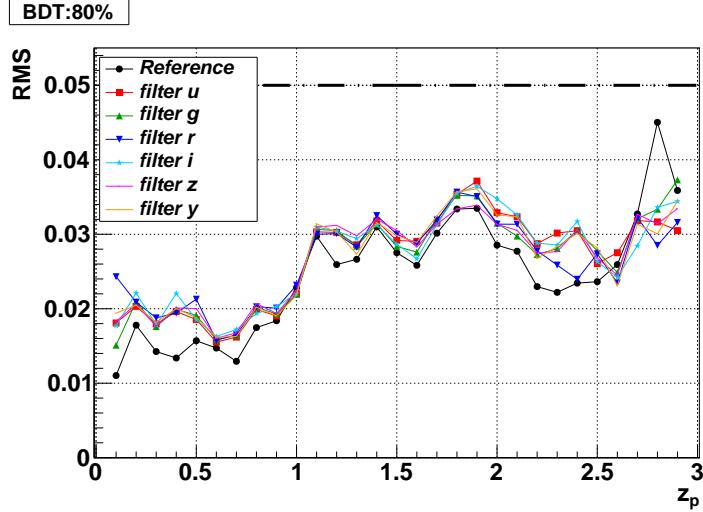


Figure 5.14: Valeur du RMS lorsque la transmission maximale de l'un des six filtres est diminuée de 1%.

en introduisant une erreur variable avec la longueur d'onde. Enfin, notons que dans tout ce qui précède, la correction des points zéro des filtres n'a pas été prise en compte dans le calcul du χ^2 , ce qui devrait également être fait par la suite, mais, cela nécessite des modifications importantes dans nos simulations.

5.4 Variation de la transmission en fonction de la distance au centre du filtre

Du fait de la grande dimension des filtres (78 cm de diamètre), le *coating* des filtres risque de s'avérer légèrement inhomogène. Ceci va conduire à des filtres dont la transmission va dépendre du point où les rayons lumineux issus de l'objet observé vont intercepter la surface du filtre. L'objectif de cette étude est de simuler les irrégularités du *coating* afin d'estimer leur impact sur la reconstruction des redshifts photométriques. Afin de nous faire une idée des variations de la transmission des filtres en fonction du rayon et ne disposant pour le moment d'aucune mesure pour les filtres de LSST (ces derniers n'étant pas encore fabriqués), nous avons utilisé les mesures faites sur les filtres de l'expérience Pan-STARRS (de 57 cm de diamètre). La figure 5.15 montre la transmission du filtre *i* de Pan-STARRS pour quatre points de mesure situés le long du rayon du filtre, du centre vers le bord du filtre (*Huan Lin Jul 21, 2008 DES Calibration Workshop*). On remarque alors, qu'en fonction de la distance au centre du filtre, la largeur du plateau (avec un élargissement allant jusqu'à 10 nm) ainsi que la transmission maximale (réduite jusqu'à 10%) évoluent. De plus, il semble que seul le bord bleu du filtre soit modifié. On notera également un effet sur la transmission maximale T_{max} variable en fonction de la longueur d'onde. Les mesures faites sur le filtre *g* montrent des variations similaires, à la différence que les deux bords du filtre sont modifiés, le bord rouge étant dans ce cas le plus touché. Dans la suite, pour des raisons de simplicité, nous allons négliger les fluctuations du plateau et la variation de la transmission maximale avec la longueur d'onde. De plus, nous supposerons que les filtres sont symétriques par rotation ; on ne considère donc que la dépendance radiale. Étant donné la manière dont le *coating* des filtres va être réalisé, cette supposition devrait être vérifiée.

i band vs Radius from filter center ($R = 62$)

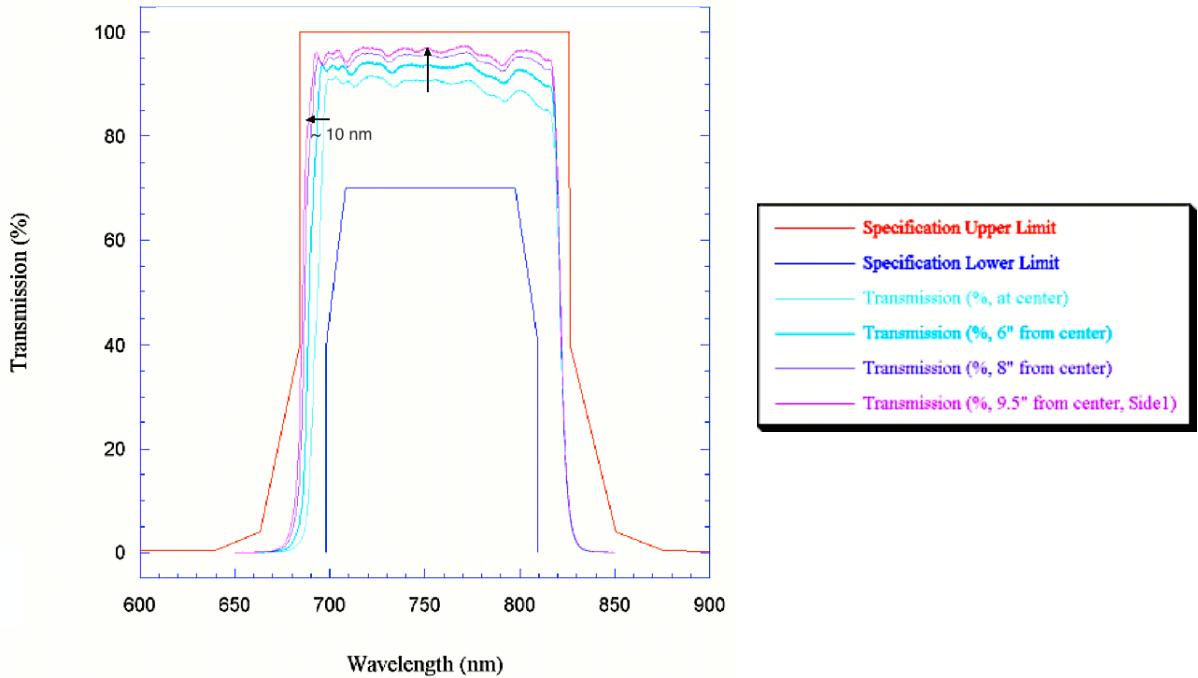


Figure 5.15: Évolution de la transmission du filtre i de Pan-STARRS en fonction de la distance au centre du filtre (figure extraite de la présentation de Huan Lin Jul 21, 2008 DES Calibration Workshop).

5.4.1 Simulation des inhomogénéités spatiales pour LSST

En fonction de la distance au centre du filtre, les spécifications LSST autorisent une translation de la bande passante des filtres de $\pm 2.5\%$ par rapport à la longueur d'onde moyenne des filtres (voir table 5.3 pour avoir les valeurs en nanomètres). Dans les sections précédentes, nous avons étudié l'effet d'une translation (connue et non connue) sur la reconstruction photo-z. Afin de rendre compte de cet effet en fonction de la position des images sur les filtres, nous avons simulé des filtres effectifs pour chacune des galaxies observées, chaque filtre étant translaté différemment selon les positions aléatoires des observations sur le filtre. Pour chaque observation, nous calculons la probabilité pour qu'un objet soit observé à une distance r du centre du filtre :

$$P(r, r + dr) = 2rdr/R_{max}^2, \quad (5.5)$$

avec $R_{max} = 39$ cm, le rayon d'un filtre de LSST. Cette étude est faite en translatant les filtres suivant le scénario -+ évoqué dans les sections précédentes, et l'importance de la translation est obtenue en supposant une relation linéaire :

$$shift(r) = \frac{r}{R_{max}} \times shift_{max}(\%), \quad (5.6)$$

avec $|shift_{max}| = 2.5\%$.

Erreur sur la position de l'image sur le filtre

Afin de simuler les variations de la transmission en fonction de la position de l'image sur le filtre, deux effets doivent être pris en compte : (1) la mesure de la transmission des filtres en fonction du rayon r est entachée d'une incertitude et (2) la mesure de la position de l'objet sur

le filtre n'est pas parfaitement connue. Le cas (1) revient à dire que l'erreur sur la mesure de la transmission n'est pas négligeable et son impact sur la reconstruction photo-z a été étudié dans la section 5.3. Une erreur sur la mesure de la position (2) implique nécessairement une erreur sur la valeur de la transmission. Afin d'estimer l'impact d'une erreur sur la mesure de la position, nous avons calculé la variation de la translation de la bande passante $\Delta shift$, pour différents rayons r , en considérant une erreur gaussienne (d'écart-type σ_r) sur la valeur de r . Nous avons choisi $\sigma_r = 10 \mu\text{m}$, soit la dimension d'un pixel de la caméra de LSST et $\sigma_r = 30 \mu\text{m}$. En négligeant la distance entre le plan focal et le filtre, on devrait mesurer r avec une précision de $r = 10 \mu\text{m}$. Les résultats obtenus sont montrés sur la figure 5.16. On remarque que l'effet de l'erreur est complètement indépendant de la position r . Dans le cas où $\sigma_r = 10 \mu\text{m}$, le RMS de la distribution $\Delta shift$ est de $6 \cdot 10^{-5}\%$ et il est de l'ordre de $1.9 \cdot 10^{-4}\%$ lorsque $\sigma_r = 30 \mu\text{m}$ (ce qui correspond à $4 \cdot 10^{-4}$ et $1.4 \cdot 10^{-3}$ nanomètre dans le cas de la bande i). On en déduit que l'erreur due à la mesure de la position pourra être négligée.

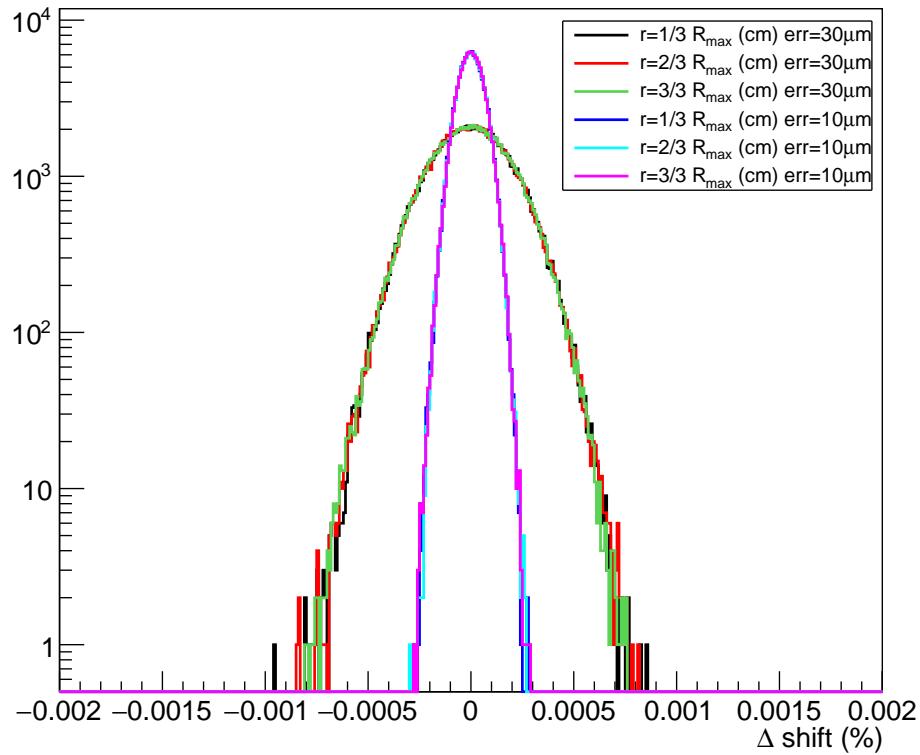


Figure 5.16: Erreur sur la valeur de la translation du filtre, pour 3 valeurs de la distance r (en cm) au centre du filtre pour $\delta = 10 \mu\text{m}$ et $\delta d = 300 \mu\text{m}$.

La simulation des filtres

On suppose que la translation des filtres ne dépend que du rayon r obtenu à partir de l'équation 5.5. D'après le résultat précédent, la valeur de la distance au centre du filtre r sera supposée parfaitement connue.

Après 10 années d'observations, chaque galaxie est vue N_{vis} fois dans chacun des filtres (voir table 2.4). À chacune des visites est associée une position r sur le filtre, à partir de laquelle est déduite la bande passante du filtre associé, translatée de $shift(r)\%$ par rapport aux filtres

de référence. Cette étape est répétée pour les six filtres et on obtient, pour chaque galaxie du catalogue simulé un ensemble de $N_{vis}(X)$ filtres différents (X faisant référence à l'un des six filtres). En moyennant la transmission des $N_{vis}(X)$ filtres, on obtient un ensemble de six **filtres effectifs** pour chaque objet observé.

Avec cette étude, nous souhaitons également vérifier la nécessité de calculer ou non les filtres effectifs pour chaque galaxie. Nous avons donc calculé un deuxième ensemble de six filtres nommés **filtres effectifs moyens** en moyennant la transmission de 1 000 des filtres effectifs précédemment simulés. Ce jeu de filtres effectifs moyens est représenté sur la figure 5.17 (lignes en pointillés verts). Il est comparé aux filtres de référence (en noir) ainsi qu'aux filtres correspondant à la configuration $-+2.5\%$ (en pointillés rouges), cette dernière représentant la translation maximale possible pour un objet dans le scénario $-+$.

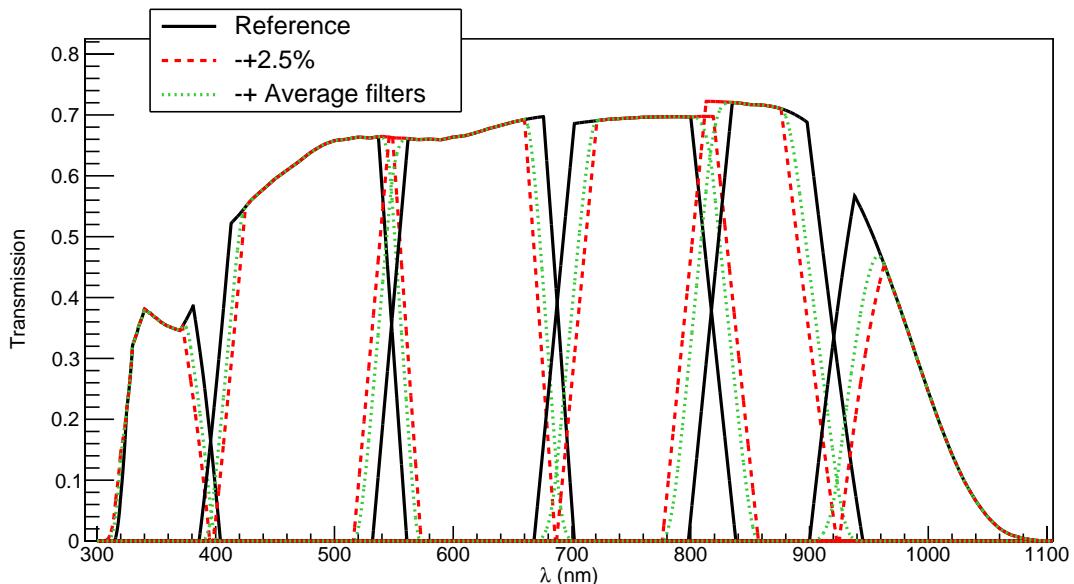


Figure 5.17: *Transmission finale des filtres suivant la configuration $-+$ pour les filtres effectifs moyens (average filters, représentés par les tirets verts). Les courbes en pointillés rouges représentent les filtres translatés de $-+2.5\%$ (ce qui correspond à la translation maximale), tandis que les courbes en noir représentent les filtres de référence.*

La valeur de la translation qui serait à appliquer au centre du bord rouge des filtres de référence afin d'obtenir les filtres effectifs moyens, ainsi que la valeur de la translation correspondant à la configuration $-+2.5\%$ sont données dans la table 5.4. On rappelle que le signe $-/+$ correspond à une translation vers les petites/grandes longueurs d'ondes.

Translation à mi hauteur	u	g	r	i	z	y
Filtres moyens	-5.25 nm	7.2 nm	-8.1 nm	10.25 nm	-11.85 nm	13.7 nm
$-+2.5\%$	-9 nm	12 nm	-16 nm	19 nm	-22 nm	25 nm

Table 5.4: Translations effectives pour les six filtres.

La dispersion de la valeur de la translation (mesurée à mi-hauteur) correspondant aux 1 000 filtres effectifs utilisés pour le calcul des filtres effectifs moyens est représentée sur la figure 5.18.

Globalement le RMS des distributions précédentes est inférieur à 0.5 nanomètre (par rapport aux filtres effectifs moyens), ce qui, comme nous l'avons vu dans la section 5.3 affecte faiblement la qualité de la reconstruction des redshifts photométriques (bien que cette dernière respecte toujours les exigences de la collaboration LSST, voir figure 5.10). Cependant, dans certain cas le RMS est supérieur à 1 nanomètre. Cela signifie que certaines galaxies seront vues au travers de filtres dont la bande passante diffère de plus de 1 nanomètre par rapport aux filtres effectifs moyens, ce qui est loin d'être négligeable. Cependant, cela ne concerne pas la majorité des galaxies, et il est probable qu'une telle translation ne concerne qu'un ou deux filtres pour l'objet en question. En effet, la valeur de la translation du filtre dépend de la position où à été observé l'objet et il est peu probable qu'une même galaxie soit observée sur le bord des six filtres. Ceci devrait réduire l'impact sur la reconstruction photo-z.

La non-gaussianité des distributions s'explique par les effets de géométrie, impliquant que la probabilité pour qu'une galaxie soit observée sur les bords des filtres est plus importante que la probabilité pour que la galaxie soit vue au centre du filtre.

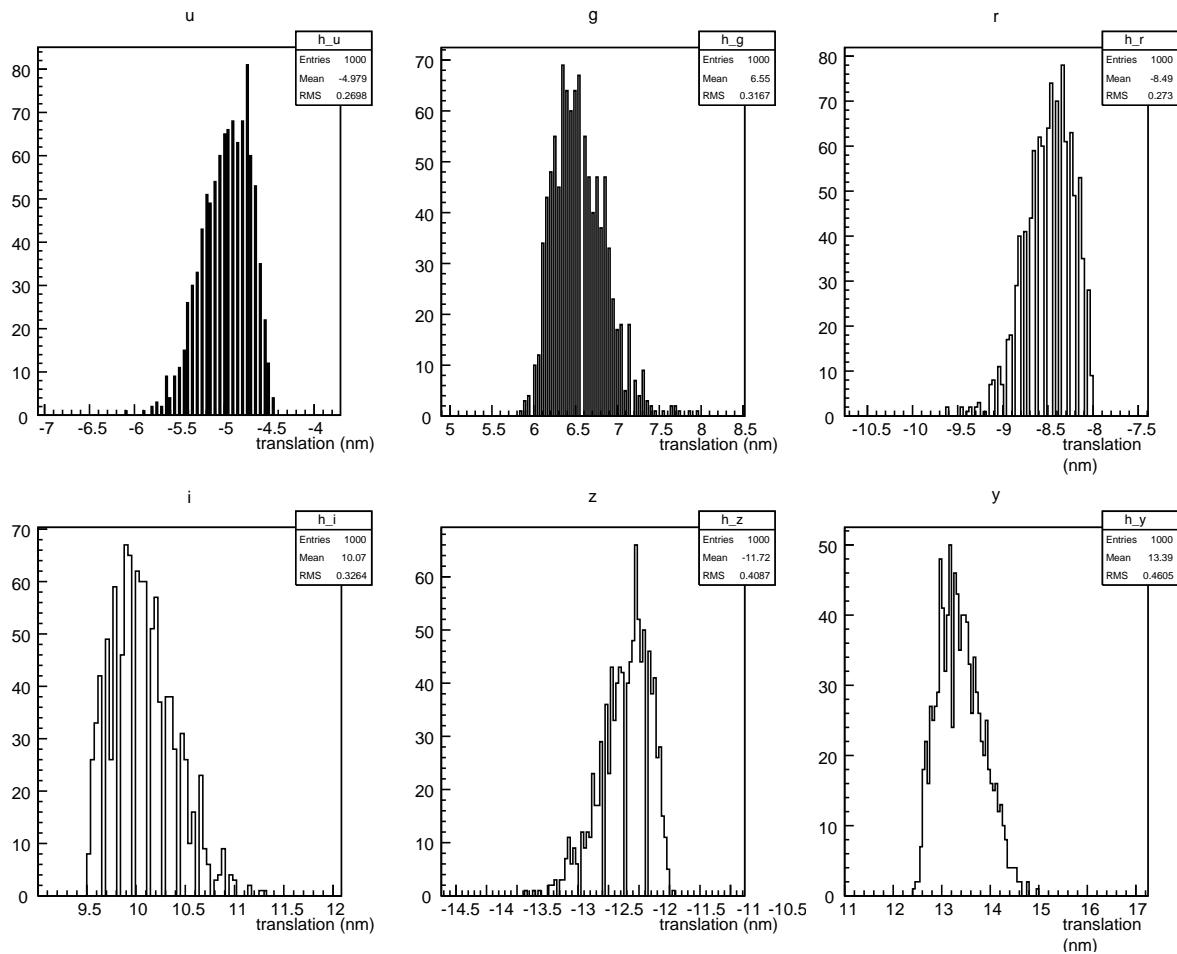


Figure 5.18: Dispersion de la valeur de la translation des six filtres effectifs simulés pour 10 ans d'observations et pour 1000 objets.

5.4.2 Impact sur la reconstruction photo-z

En négligeant les erreurs liées à la mesure de la position sur les filtres, nous devrions être en mesure de calculer l'ensemble des filtres effectifs pour chaque galaxie observée. En supposant

les filtres parfaitement connus alors, nous avons montré que la qualité photométrique est très peu affectée par une translation des filtres et donc ne devrait pas être dépendante du fait que les filtres associés à chaque galaxie puissent différer les uns des autres. Par cette étude, nous voulons vérifier si les filtres effectifs moyens peuvent être utilisés afin de reconstruire les redshifts photométriques sans avoir à calculer les filtres effectifs pour chaque galaxie, ce qui, vu le grand nombre de galaxies observées par LSST, permettrait de gagner en temps de calcul et limiter la quantité de données à sauvegarder. Ainsi, nous supposons que nous ne calculons pas les véritables filtres effectifs pour chaque galaxie. De plus, dans cette étude, l'erreur sur la transmission est aléatoire. Cela va nous donner une estimation plus réaliste de l'impact, sur la reconstruction photo-z, d'une incertitude sur la connaissance de la bande passante des filtres.

L'analyse photo-z est réalisée en utilisant deux jeux de filtres différents : les magnitudes apparentes sont calculées à partir des filtres effectifs simulés pour chaque galaxie (ces derniers symbolisent les filtres réels), tandis que les redshifts photométriques sont reconstruits à partir des filtres effectifs moyens (qui représentent les filtres supposés). Cette analyse sera dans la suite appelée l'analyse “multi-filtres”. Pour comparaison, une analyse photo-z est également réalisée en utilisant les filtres effectifs moyens, à la fois pour simuler les observations et reconstruire les redshifts. La figure 5.19 illustre les performances photo-z (biais et RMS) correspondant à l'analyse “multi-filtres” (en vert) et celles obtenues à partir des filtres effectifs moyens (en rouge). Ces deux résultats sont comparés à ceux obtenus avec les filtres de référence.

Globalement, les résultats obtenus avec les filtres moyens sont similaires à ceux associés aux filtres de référence, ce qui correspond à ce que l'on attendait compte-tenu des résultats obtenus à la section 5.3 : tant que les filtres sont bien connus, un écart à la référence n'impacte pas (ou peu) la reconstruction photo-z. Cependant, quelques différences sont remarquables, autour des redshifts $z_p \sim 0.9$ et $z_p \sim 1.6$, encore une fois du fait des dégénérescences des galaxies de type *starburst*.

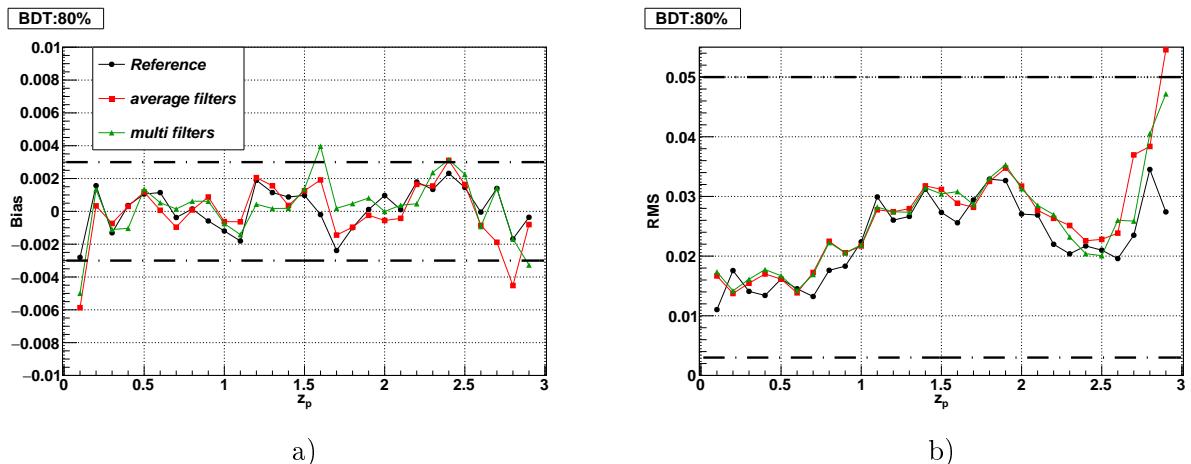


Figure 5.19: Résultats de la reconstruction photo-z (biais (a) et RMS (b)) obtenus en utilisant les filtres effectifs moyens (en rouge), et en utilisant un filtre effectif différent pour chaque galaxie observée (analyse “multi-filtre” en vert). Ces résultats sont comparés à ceux obtenus avec les filtres de référence (en noir).

L'analyse “multi-filtres” conduit à des résultats très similaires. Nous n'observons pas d'effet significatif, à l'exception des redshifts $z_p \sim 1.2$ où une amélioration des résultats est observée et à $z_p \sim 1.6$ pour lequel la reconstruction des redshifts est fortement dégradée. Comme nous pouvons le voir sur la figure 5.20.a, la reconstruction des redshifts à partir des filtres de référence présente un biais important, quel que soit le type de galaxie considéré, due aux dégénérescences entre

les paramètres (z , type, excès de couleur). L'erreur faite sur la connaissance de la transmission des filtres induit un biais qui vient compenser la mauvaise qualité de la reconstruction obtenue à partir des filtres de référence (tout comme celle faite à partir des filtres effectifs moyens) lorsque $z_p \sim 1.2$. Au redshift $z_p \sim 1.6$, la détérioration de la qualité photo-z est principalement due aux galaxies de type irrégulières et de type SB3 (voir figure 5.20.b). À ces redshifts, peu de galaxies de type elliptiques (El) sont observées et les résultats photo-z ne seraient pas fiables, c'est pourquoi ils ne sont pas représentés pour ce type de galaxie.

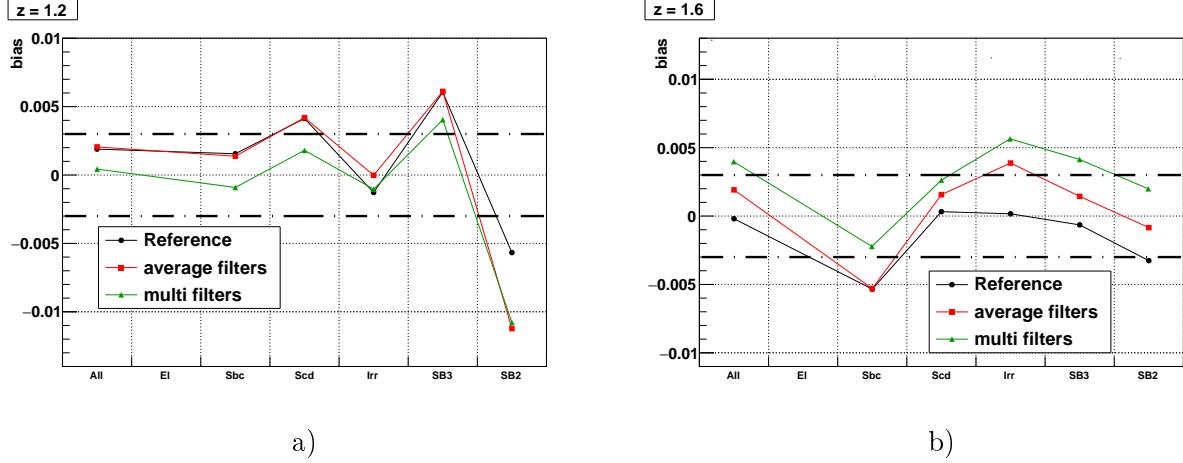


Figure 5.20: *Biais en fonction du type de galaxie pour les différents ensembles de filtres, au redshift $z_p = 1.2$ (a), et au redshift $z_p = 1.6$ (b).*

Le RMS est quant à lui assez peu affecté par le jeu de filtres utilisé (voir figure 5.19.b). On remarque malgré tout une légère dégradation (par rapport à la référence) liée à l'utilisation des effectifs moyens, en particulier lorsque $z_p \in [0.7; 0.9]$, $z_p \sim 1.6$ et $z_p \geq 1.9$. Une incertitude sur la connaissance du filtre n'affecte en aucun cas le RMS : quel que soit le redshift, le RMS obtenu à partir des filtres moyens et celui correspondant à l'analyse “multi-filtres” (courbes rouges et vertes de la figure 5.19.b) est quasiment identique. Ceci est en accord avec les résultats précédents (voir section 5.3).

Nous avons ainsi simulé (pour les dix ans de fonctionnement de LSST) un grand nombre de filtres effectifs, à partir desquels nous avons calculé six filtres effectifs moyens. Nous avons pu vérifier que l'utilisation des filtres effectifs moyens pour la reconstruction des redshifts photométriques conduit à de très bons résultats, très proches de ceux obtenus à partir des filtres de référence. Nous avons également montré, via l'analyse “multi-filtres”, que dans l'hypothèse où les filtres effectifs associés à chacune des galaxies observées ne sont pas calculés, il est possible d'utiliser les filtres effectifs moyens, correspondant à la moyenne des filtres effectifs. Dans ce cas, à l'exception du redshift $z_p \sim 1.6$, les performances photo-z sont de très bonne qualité et en accord avec les spécifications de LSST.

5.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons étudié l'impact de la transmission des filtres sur la qualité de la reconstruction des redshifts photométriques. Nous avons commencé par estimer la valeur optimale de la pente des courbes de transmission pour la reconstruction photo-z. En supposant la transmission des filtres parfaitement connue, nous avons vu que la pente des filtres a très peu

d'effet sur la reconstruction photo-z. La modification appliquée aux pentes a été définie via le paramètre $\delta_{stretch}$ et nous avons montré que la reconstruction photo-z est de très bonne qualité tant que $\delta_{stretch} \leq 100\%$.

Ensuite, puisque les contraintes sur les filtres autorisent une translation de la bande passante allant jusqu'à 2.5% de la longueur d'onde moyenne, nous avons étudié l'effet d'une telle translation. Nous avons pu voir qu'une translation connue a un très faible effet sur la qualité photo-z, à l'exception de certaines valeurs de redshifts bien particulières. Ce résultat rejoint le précédent et tend à montrer qu'une légère modification des courbes de transmission des filtres n'affecte pas la reconstruction des redshifts photométriques, tant qu'elle est connue. En revanche, nous avons montré qu'une incertitude sur la connaissance de la longueur d'onde moyenne peut significativement dégrader la reconstruction photo-z. Nous avons également vu qu'une incertitude sur la mesure de la transmission maximale des filtres est susceptible de fortement impacter la reconstruction photo-z, notamment lorsque le filtre concerné par l'erreur sur la mesure est celui dans lequel est vue la cassure de Balmer. Ces deux études, ainsi que celle réalisée à partir des mesures d'étalonnage des filtres de CFHT, nous ont permis de mettre en évidence le fait qu'une attention très particulière devra être portée à la mesure de la bande passante des filtres ainsi qu'à la mesure des points zéros. Nous devons cependant préciser que ces études ont été faites suivant deux scénarios bien particuliers et devraient être étendues par la suite. De plus, elles ne nous permettent pas de dire si la mesure de la transmission des filtres devra être très précise sur l'ensemble de la bande passante ou bien spécifiquement sur les bords.

Enfin, nous avons simulé la variation de la transmission des filtres en fonction du point d'impact des rayons lumineux sur la surface du filtre. Nous avons ainsi simulé un ensemble de six filtres effectifs (moyennés sur l'ensemble des observations prédictes pour 10 ans) pour chaque galaxie de notre catalogue. Nous avons également calculé un ensemble de six filtres effectifs moyens et nous avons montré que dans le cas où les filtres effectifs ne sont pas calculés pour l'ensemble des galaxies observées, la reconstruction des redshifts photométriques peut être faite à partir des filtres simulés (soit les filtres effectifs moyens). Bien que nous ayons observé une dégradation importante de la qualité photo-z au redshift $z_p \sim 1.6$, la qualité de la reconstruction se trouve assez peu impactée par l'incertitude sur la transmission des filtres.

De manière générale ces études montrent que si les filtres utilisés sont légèrement différents des filtres de référence, mais que les différences sont parfaitement connues, l'impact sur la reconstruction des redshifts photométriques est négligeable. En revanche, une petite incertitude sur la mesure de la transmission risque de fortement dégrader la qualité de la reconstruction. Ainsi, l'étalonnage des filtres sera d'une importance capitale pour la reconstruction photo-z. L'ensemble des paramètres étudiés au cours de ce travail, ainsi que les principales conclusions sont résumés dans la table 5.5.

L'ensemble de ces études a été effectué en se focalisant sur des configurations extrêmes afin de maximiser les effets. Pour aller plus loin et améliorer la fiabilité de ces résultats, de nombreuses améliorations sont nécessaires. Par exemple, il faudrait recalculer l'erreur sur les magnitudes apparentes pour chaque ensemble de filtres testés (les valeurs que nous avons utilisées sont calculées suivant la formule donnée dans le *LSST Science Book* qui n'est valable que pour les filtres de référence). Il faudrait également réaliser cette étude à partir d'une librairie de SED plus complète, qui incluerait notamment des galaxies à raies d'émission pour lesquelles les résultats risquent d'être légèrement différents.

Pente des filtres :	<ul style="list-style-type: none"> • faible impact sur le photo-z, • les pentes les plus raides semblent être favorables, • bonne reconstruction photo-z $\delta_{slope} < 100\%$.
Translation connue de la bande passante des filtres :	<ul style="list-style-type: none"> • faible impact sur le photo-z excepté pour certains redshifts (en particulier pour les galaxies de type SB3), • bonne reconstruction photo-z qualité si la translation est $< 1\%$.
Translation des filtres non connue :	<ul style="list-style-type: none"> • seuls deux des pires scénarios possibles ont été étudiés, • importante dégradation de la reconstruction photo-z à partir d'une incertitude de quelques nanomètres, • “-+-+-+” scenario donne les moins bons résultats, • Globalement, la qualité de la reconstruction photo-z est en accord avec les spécifications LSST si la bande passante des filtres est mesurée avec une précision meilleure que 0.5 nm, • pour certains types de galaxies particulières, une précision meilleure que 0.2 nm est nécessaire.
Translation en fonction de la distance au centre du filtre :	<ul style="list-style-type: none"> • simulation réalisée suivant le scénario “-+-+-+”, • simulation de filtres effectifs (pour 10 ans d'observation) pour chaque galaxie, <ul style="list-style-type: none"> → calcul des magnitudes apparentes • calcul de filtres (effectifs) moyens, <ul style="list-style-type: none"> → reconstruction photo-z. • la reconstruction des redshifts photométriques est en accord avec les spécifications LSST, à l'exception du redshift $z_p \sim 1.6$.

Table 5.5: Résumé et conclusions de l'étude sur les filtres.

6

Reconstruction de l'échelle des BAOs avec LSST

Depuis la première détection des oscillations acoustiques de baryons dans les données de SDSS (Eisenstein et al, 2005 [38]), la mesure précise de cette échelle caractéristique, en fonction du redshift, est devenue l'un des objectifs majeurs de la cosmologie actuelle. Pour cela, l'observation d'un grand nombre d'objets, sur de larges volumes (grande couverture angulaire et champs profonds), est indispensable. La méthode utilisée pour reconstruire les redshifts photométriques, à partir des observations de LSST, a été présentée dans le chapitre 4. L'erreur sur la reconstruction photo-z tend à lisser la distribution des galaxies ; par conséquent, le spectre de puissance calculé à partir des redshifts photométriques sera amorti et la précision sur la mesure de l'échelle des oscillations acoustiques sera réduite. Des études ont cependant montré qu'il est possible d'étudier les oscillations acoustiques à partir des redshifts reconstruits, notamment du fait de l'excellente précision sur les mesures angulaires avec LSST. Ceci devrait permettre la mesure de l'échelle des BAOs avec une très bonne précision suivant la direction transverse (voir la section 1.5.3 et l'équation 1.98).

L'objectif de ce chapitre est d'étudier la précision avec laquelle il sera possible de mesurer l'échelle caractéristique des BAOs à partir des redshifts photométriques simulés pour LSST grâce à la méthode décrite dans le chapitre 4. Dans un premier temps, nous verrons en détails la simulation du catalogue et la manière dont les erreurs sur le redshift seront traitées. La seconde partie de ce chapitre sera consacrée à la reconstruction du spectre de puissance, puis, nous verrons comment en extraire l'échelle des BAOs. Cette mesure nous permettra d'évaluer la précision sur l'estimation du paramètre d'énergie noire.

6.1 Le catalogue de galaxies

Afin de mesurer l'échelle des BAOs, l'observation d'un très grand nombre de galaxies et l'estimation de leur position dans le ciel est nécessaire. Ceci implique la simulation d'un volume d'univers suffisamment grand. Nous souhaitons étudier l'impact des erreurs dues à la reconstruction photo-z sur la mesure de l'échelle des BAOs. Cependant, la reconstruction des redshifts photométriques à partir de la méthode présentée dans le chapitre 4 est très coûteuse en temps de calcul, et nous avons estimé qu'il faudrait plusieurs mois pour calculer les redshifts photométriques pour les quelques milliards de galaxies nécessaires. Afin de palier à ce problème, nous allons simuler un catalogue de galaxies en suivant les étapes présentées dans la section 4.1. L'erreur sur le redshift

sera ensuite ajoutée pour chacune des galaxies du catalogue, la reconstruction des redshifts photométriques n'étant effectuée que pour un sous-échantillon du catalogue.

6.1.1 Le catalogue simulé

Le catalogue de galaxies est simulé à partir du spectre de puissance de la matière, calculé pour une valeur du redshift donné. Ce dernier permet de rendre compte des variations dans le champ de densité de la matière et donc des grandes structures de l'Univers à une certaine époque (via le redshift). La simulation du catalogue est faite dans le cadre d'une cosmologie de type Λ CDM ; les paramètres cosmologiques utilisés sont ceux donnés par la collaboration Planck [108], résumés dans la table 1.1. Dans un premier temps, nous supposons que le paramètre d'énergie noire ne dépend pas du facteur d'expansion de l'Univers ($w = w_0 = \text{constante}$).

En accord avec les derniers résultats de la collaboration Planck, nous allons considérer que le ciel est “plat” ($\Omega_k = 0$). Un cube, centré sur le redshift noté z_{centre} , de dimension comobile $L_x \times L_y \times L_z$ est généré (z fait référence à la coordonnée radiale, en Mpc, à ne pas confondre avec le redshift), en choisissant $L_x = L_y$ (suffisamment large pour être sensible aux fluctuations de la matière). L'observateur est placé à la coordonnée (0,0,0) et l'axe radial passe par le centre du cube (0,0, z_{centre}). Le système de coordonnées est tel que la coordonnée radiale coïncide avec l'axe du redshift. Ce cube est divisé en cellules de dimension R suffisamment petite devant l'échelle caractéristique des BAOs. Dans tout ce qui suit, on a choisi $R = 6$ Mpc. Notre objectif est de simuler la moitié du ciel visible par LSST (soit un quart de ciel), ce qui correspond à un écart angulaire sur le ciel de 60° (soit un angle solide de π stéradians $\sim 10\,000$ deg 2). L'ensemble de la simulation va couvrir une plage en redshift allant de 0 à 3. Pour des raisons liées à la méthode de simulation, le catalogue complet va être divisé en intervalles de 100 Mpc suivant la direction radiale.

Le spectre de puissance théorique est calculé, dans l'espace de Fourier, au redshift z_{centre} :

$$P(k, z_{\text{centre}}) = T(k)^2 P_0(k) G(z_{\text{centre}}), \quad (6.1)$$

à partir du spectre de puissance initial $P_0 = Ak^{n_s}$ (avec $A = 1$ et $n_s = 0.9681$). $T(k)$ est la fonction de transfert (qui tient compte de l'évolution du champ de surdensité au cours du temps) et $G(z_{\text{centre}})$ le facteur de croissance des structures au redshift z_{centre} . Ces deux termes sont calculés en suivant la méthodologie donnée par Eisenstein (1997, [25], voir également la section 1.4.3). Le facteur de croissance peut s'écrire, en fonction des paramètres cosmologiques, comme :

$$G(z) = \frac{1}{1+z} \frac{2\Omega_m(z)}{5} \left(\Omega_m(z)^{4/7} - \Omega_\Lambda(z) + \left[1 + \frac{\Omega_m(z)}{2} \right] \left[1 + \frac{\Omega_\Lambda(z)}{70} \right] \right)^{-1}. \quad (6.2)$$

Le spectre de puissance doit ensuite être normalisé. Sa normalisation est déterminée par rapport à l'amplitude des perturbations initiales dans une sphère de $R = 8h^{-1}\text{Mpc}$. La variance des fluctuations dans cette sphère définit le paramètre σ_8 :

$$\sigma_8^2 = \frac{1}{2\pi} \int k^2 dk P(k) W(kR), \quad (6.3)$$

où $W(kR)$ est la transformée de Fourier d'une fonction porte, normalisée à 1, constante lorsque $r < R$ et nulle ailleurs.

À partir de la grille définie précédemment, on génère une grille dans l'espace de Fourier, dont la largeur des pixels est donnée par $\Delta k_i = 2\pi/L_i$, avec $i = \{x, y, z\}$. Les coefficients complexes $F(\vec{k})$ sont alors calculés dans cette grille, de telle sorte que :

$$\langle F(\vec{k}) F^*(\vec{k}) \rangle = P(\vec{k}), \text{ avec } \vec{k} = |k_x + k_y + k_z|.$$

La transformée de Fourier des coefficients nous donne le champ de sur-densité $\delta\vec{r}$ (voir l'équation 4.1), dans la grille de l'espace réel. Cette façon de procéder peut conduire à des valeurs de $\delta\vec{r}$ inférieures à -1, ce qui correspond à une densité $\rho(\vec{r})$ négative à l'intérieur de la cellule, ce qui n'a aucun sens physique et est uniquement dû à la procédure de simulation. Afin de corriger cet effet, la densité des cellules concernées est artificiellement ramenée à 0, ce qui a pour conséquence la modification de la densité moyenne de la grille (nous avons ajouté de la masse dans les cellules concernées). Par la suite, il faudra corriger cet effet dans le spectre (le spectre sera calculé sur la grille corrigée), afin de pouvoir le comparer au spectre théorique. Cette correction se traduit par une renormalisation du spectre :

$$P(k) \rightarrow P(k) \frac{P_\delta(k)}{P_{\delta-1}(k)}, \quad (6.4)$$

où $P_\delta(k)$ est le spectre calculé à partir du champ de densité $\rho(\vec{r})$ et $P_{\delta-1}$ est le spectre calculé à partir du champ corrigé des valeurs de densité négatives.

On pourrait envisager une autre façon de s'affranchir des cellules de densité négative, en ajoutant de la masse aux cellules pour lesquelles $\rho(\vec{r}) < 0$, sans modifier la densité moyenne de la grille. Cette méthode consisterait à prendre la masse manquante dans les cellules voisines (dans un rayon à déterminer) jusqu'à ce que la densité de chacune des cellules de la grille soit positive ou nulle. Cependant, en procédant de cette manière, nous allons complètement redistribuer la matière dans la grille et lisser les fluctuations de densité. Au contraire, la procédure précédente nous permet de corriger le spectre de manière exacte et ainsi de nous affranchir du problème.

La dernière étape de la simulation consiste à générer le catalogue de galaxies, à partir du champ de densité. Le calcul du nombre de galaxies par cellule a été expliqué dans la section 4.1. Ce nombre est donné par le produit entre la masse contenue dans chaque cellule et le nombre moyen d'objets par unité de masse. Un type spectrale et une magnitude absolue sont ensuite attribués aux objets, à partir des fonctions de luminosité mesurées par l'expérience GOODS. Seules les galaxies potentiellement observables par LSST, c'est-à-dire celles dont la magnitude apparente est inférieure à la magnitude limite, calculée pour 10 ans d'observation (voir table 2.4) sont incluses au catalogue. La fonction de sélection (voir la section 6.1.3) permettra de corriger de cet effet. Les différentes étapes de la simulation sont schématisées sur la figure 6.1.

Le catalogue simulé sera ensuite projeté dans quatre grilles de 900 Mpc d'épaisseur, et centrées sur les redshifts $z_{\text{centre}} = \{0.5, 0.75, 1.0, 1.25\}$. Ceci va nous permettre de reconstruire le spectre de puissance et l'échelle caractéristique des BAOs en fonction du redshift. Sauf mention contraire, les résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus à partir du catalogue centré sur le redshift $z_{\text{centre}} = 0.75$ (noté $ID = 1$).

ID	$L_{x,y}$ (Mpc)	L_z (Mpc)	z_{centre}	z_{\min}	z_{\max}	Volume effectif	Nombre de galaxies
						(Mpc ³)	
0	3072	900	0.5	0.36	0.64	$8.49 \cdot 10^9$	$8.65 \cdot 10^8$
1	4608	900	0.75	0.59	0.92	$1.9 \cdot 10^{10}$	$1.88 \cdot 10^9$
2	5760	900	1.0	0.81	1.19	$2.98 \cdot 10^{10}$	$2.80 \cdot 10^9$
3	5760	900	1.25	1.04	1.48	$2.98 \cdot 10^{10}$	$2.81 \cdot 10^9$

Table 6.1: *Paramètres caractérisant les catalogues simulés, en fonction du redshift central.*

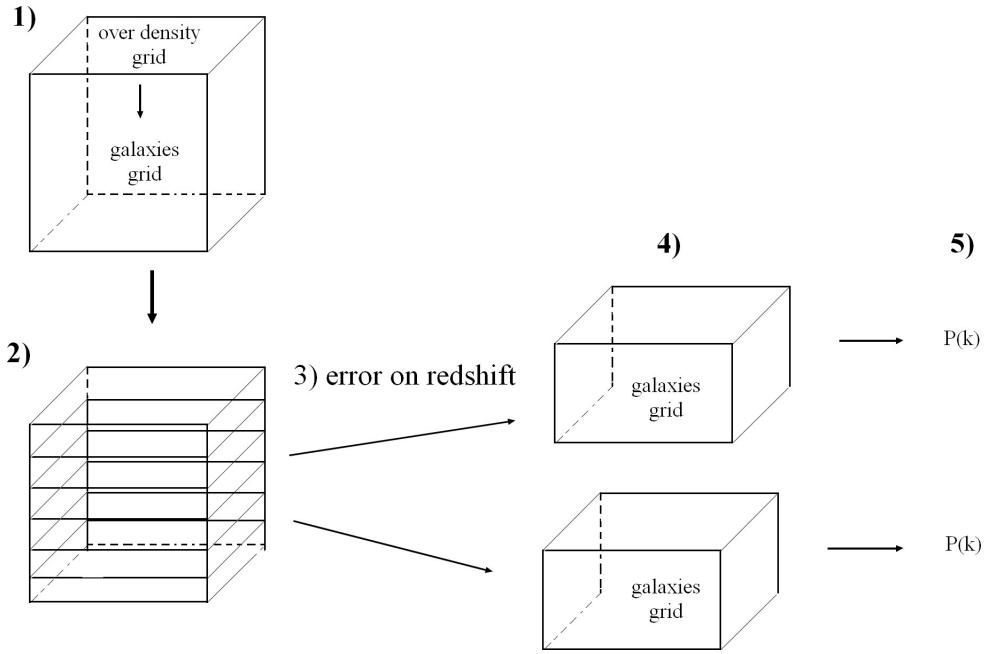


Figure 6.1: Schéma illustrant les différentes étapes de la simulation, depuis la génération de la grille de sur-densité (1) au calcul du spectre de puissance (5). Les étapes numérotées 2 à 4 correspondent à la division du catalogue en intervalles de redshift, à la prise en compte des erreurs et à la projection du catalogue dans une grille, centrée sur le redshift z_{centre} , sur laquelle le spectre sera calculé. L'étape 3 est celle qui nécessite l'utilisation de catalogues de dimension réduite.

6.1.2 Simulation des erreurs sur le redshift

Comme nous avons pu le voir dans les chapitres précédents, les sources d'erreur lors de la reconstruction des redshifts photométriques sont nombreuses (les couleurs mesurées peuvent correspondre à plusieurs valeurs du redshift, la librairie de spectres n'est pas suffisamment représentative des données, l'étalonnage des filtres est entaché d'une erreur . . .). En supposant que l'erreur est uniquement due au bruit statistique lors de l'estimation des flux, elle peut être estimée par un unique paramètre σ_0 (K. Glazebrook et C. Blake [42]) :

$$\sigma_0 = \frac{\sigma_z(z_s)}{(1+z)}, \quad (6.5)$$

où σ_z est le RMS de la distribution des redshifts observés pour les galaxies de redshift vrai z_s .

Erreurs “gaussiennes”

Dans un premier temps, afin de tester la méthode, nous supposerons que l'erreur sur le redshift (qui sera alors noté z_G), suit une distribution gaussienne, centrée sur le redshift vrai z_s , et d'écart-type σ_z :

$$f(z_G) \propto \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z_G - z_s}{\sigma_z(z_s)} \right)^2 \right]. \quad (6.6)$$

En pratique, on choisit la valeur du paramètre σ_0 et on en déduit l'erreur en fonction du redshift. Dans la suite, nous travaillerons avec $\sigma_0 = 0.03$ (ce qui correspond aux observations actuelles) et $\sigma_0 = 0.01$, ce qui correspond à l'erreur photo-z attendue pour LSST. Une erreur σ_z sur le redshift se traduit par une erreur sur la coordonnée radiale. Cette dernière peut s'écrire sous

la forme $\delta L = c\sigma_z/H(z)$, ce qui, comme illustré sur la figure 6.2, implique un étalement de la distribution des galaxies. Lorsque $\sigma_0 = 0.03$, en considérant une galaxie au redshift $z = 0.5$, l'erreur sur la coordonnée radiale est de l'ordre de 148 Mpc, tandis qu'elle vaut environ 49 Mpc si $\sigma_0 = 0.01$. Ces valeurs sont loin d'être négligeables sachant que l'on cherche à mesurer l'échelle BAO qui est de l'ordre de 150 Mpc. Cependant, cette erreur ne va affecter que la mesure de la position radiale des galaxies. Avec LSST, les coordonnées angulaires seront connues avec une excellente précision (de l'ordre de 10 mas), ce qui doit permettre la mesure des BAOs avec une bonne précision, suivant la direction transverse. Lorsque l'erreur sur le redshift est prise en compte suivant la méthode décrite ci-dessus (à partir d'une distribution gaussienne), nous parlerons d'“erreur gaussienne”.

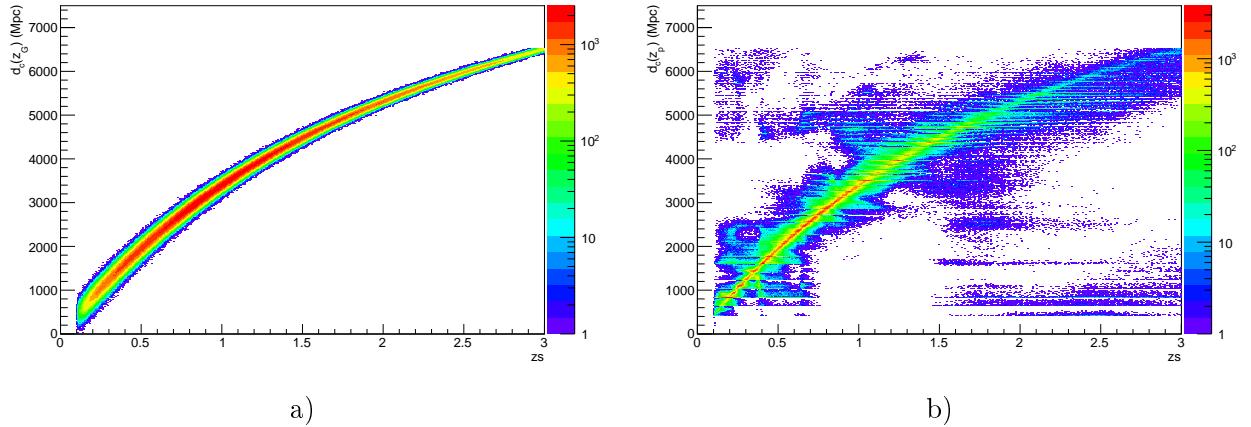


Figure 6.2: *Coordonnée comobile, en Mpc, calculée à partir du redshift gaussien, dans le cas où $\sigma_0 = 0.03$ (a) et à partir du redshift photométrique (b) en fonction du redshift vrai z_s . Les couleurs correspondent au nombre de galaxies. Ces figures ont été obtenues pour un petit nombre de galaxies, puisque nous avons utilisé les redshifts photométriques issus de la simulation présentée dans le chapitre 4. Seules les galaxies pour lesquelles $m_i < 25.3$ ont été considérées (ce qui correspond au “golden sample”).*

La figure 6.3 montre la distribution du redshift pour les différentes valeurs de σ_0 utilisées. La grille dans laquelle le catalogue de galaxies sera projeté (pour pouvoir calculer le spectre de puissance) aura les mêmes dimensions que celles de la grille ayant servi à la génération du catalogue théorique ($\sigma_0 = 0$). Ainsi, en travaillant avec le catalogue $ID = 2$, seules les galaxies ayant $0.4 < z_G < 0.6$ seront considérées lors du calcul du spectre de puissance.

Lorsque nous serons en mesure de travailler avec le catalogue complet (grilles notées $ID = 0$ et 1), aucune galaxie (ou très peu dans le cas d'une erreur σ_0 importante) ne sera perdue lors du calcul du spectre de puissance. En effet, les erreurs seront, dans ce cas, calculées pour la totalité du catalogue (c'est-à-dire pour tous les intervalles de redshifts simulés). Ainsi, les galaxies sont redistribuées dans l'ensemble du catalogue et lorsque que nous projetons les galaxies dans une grille dont la dimension est plus petite, nous avons pu vérifier que le nombre d'objets contenus dans la grille est équivalent, que l'on ait pris en compte les erreurs ou non. Cependant, cela nous oblige à travailler avec deux grilles de dimensions différentes, ce qui est probablement une source d'erreur lors du calcul du spectre de puissance.

Erreur issues des redshifts photométriques

L'objectif de ce chapitre est d'étudier la précision avec laquelle nous pourrons mesurer l'échelle des BAOs à partir des redshifts photométriques reconstruits pour LSST. Dans ce cas,

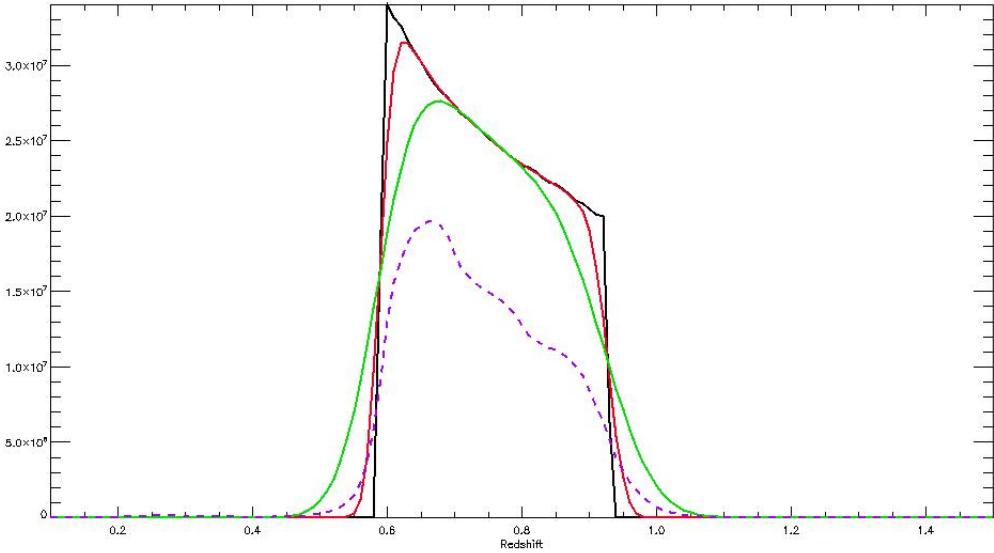


Figure 6.3: *Distribution des redshifts dans le catalogue de test ($ID = 1$), pour les différentes valeurs de l'erreur σ_0 ($\sigma_0 = 0$ en noir, 0.01 en rouge et 0.03 en vert). La pente des distributions est due à la fonction de sélection, qui tient compte de la coupure correspondant au “golden sample” ($m_i < 25.3$). La courbe en tirets violets représente la distribution des galaxies après la prise ne compte de l'erreur due à la reconstruction des redshifts photométriques.*

l'erreur sur le redshift dépend de nombreux paramètres et ne peut être approximée par une distribution gaussienne. Puisque la simulation des redshifts photométriques pour toutes les galaxies du catalogue est extrêmement coûteuse en temps de calcul, il est donc nécessaire d'estimer l'erreur faite lors de la reconstruction. Pour cela, on considère un échantillon de galaxies pour lequel les redshifts photométriques ont été reconstruits (voir le chapitre 4). Pour l'ensemble des galaxies de cet échantillon, nous estimons l'erreur faite sur la reconstruction photo-z ($\delta_z = z_p - z_s$) en fonction du redshift vrai de la galaxie, de son type spectral et de sa magnitude absolue. La valeur de cette erreur est calculée pour des galaxies de redshift compris entre 0 et 3 (pour des intervalles de 0.1), pour chacun des trois types spectraux principaux (elliptique, spirale et *starburst*) et par intervalle de magnitude absolue de 0.5, avec $M \in [-24, -12]$. Cela nous donne un total de $30 \times 3 \times 12$ distributions, calculées dans chaque intervalle à partir de 1 000 objets. Sur la figure 6.4, nous avons représenté la distribution des erreurs pour des galaxies de type *starburst*, dont la magnitude absolue vaut -22 et pour des redshifts allant de 0.3 à 2.7 . Comme on pouvait s'y attendre, compte-tenu des résultats vus dans les chapitres précédents, les distributions sont très piquées pour les petites valeurs du redshift et par conséquent l'erreur est très faible. Par exemple, en ajustant la distribution par une gaussienne, on trouve $\sigma_0 = 0.016$ lorsque $z_p = 0.6$, ce qui se traduit par une erreur de 80.6 Mpc sur la coordonnée radiale. En revanche, pour les plus grandes valeurs du redshift, les distributions sont beaucoup plus étalées, on trouve que $\sigma_0 \sim 0.08$ lorsque $z_p = 2.2$, soit une erreur de 403.0 Mpc. Cela reflète la difficulté de la reconstruction pour les grandes valeurs du redshift (il en est de même pour les objets de faible magnitude). Lors de la génération du catalogue, le redshift sera aléatoirement choisi à partir de la fonction de distribution correspondant aux caractéristiques de la galaxie (redshift vrai, type, magnitude absolue). Le redshift de la galaxie, alors noté z_p , devient :

$$z_s \rightarrow z_p = z_s + \delta_z(z_s, type, M). \quad (6.7)$$

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, différentes coupures (coupure en magnitude,

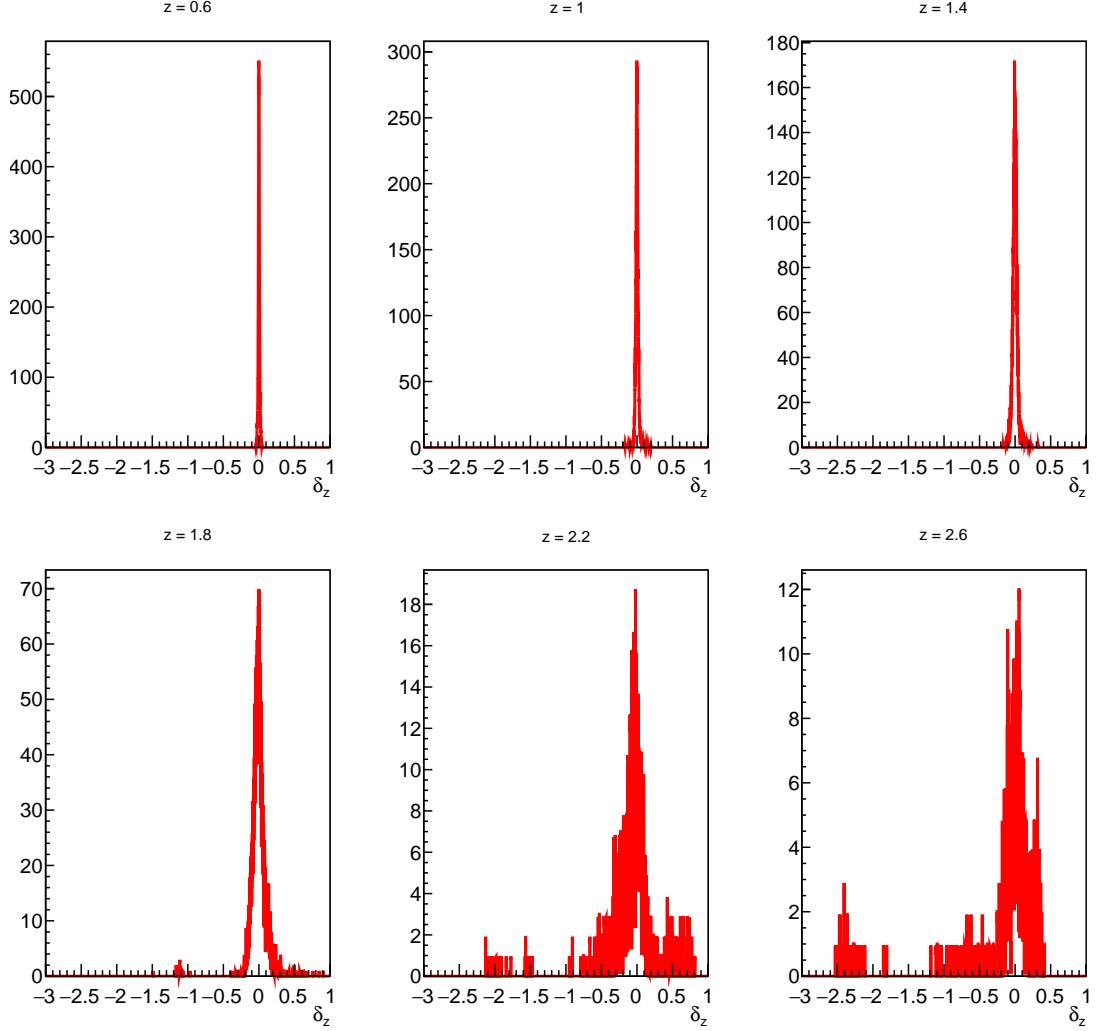


Figure 6.4: Densité de probabilité pour qu'une galaxie de redshift z_s soit reconstruite au redshift z_p , pour les galaxies de type *starburst*, de magnitude absolue $M = -22$.

coupure de qualité) sont appliquées à l'échantillon de galaxies afin d'améliorer la qualité de la reconstruction photo-z. Pour reconstruire l'échelle des BAOs, nous avons appliqué une coupure sur la magnitude apparente, qui correspond au “golden sample” de LSST ($m_i < 25.3$). En complément, une coupure de qualité peut être appliquée. Afin d'en tenir compte, nous allons calculer, pour chaque galaxie, la probabilité qu'elle passe la coupure. La figure 6.5 représente la probabilité P_{cut} pour une galaxie de type *starburst* de passer la coupure sur la variable *podds* (qui conserve 80% des galaxies, voir section 4.3.3), en fonction du redshift et de la magnitude absolue. Pour chaque galaxie de notre catalogue simulé, nous allons choisir un nombre aléatoire compris entre 0 et 1. Si ce nombre est supérieur à $P_{cut}(z_s, type, M)$ alors on suppose que la galaxie passe la coupure et on calcule l'erreur $\sigma_z(z_s, type, M)$ sur le redshift photométrique tel qu'expliqué plus haut, sinon elle est exclue du catalogue.

L'application de la coupure de qualité permet d'améliorer significativement la qualité de la reconstruction photo-z, au détriment du nombre de galaxies considérées. Comme nous travaillons avec un catalogue de galaxies relativement petit, le risque lié à cette coupure est de ne pas conserver suffisamment de galaxies pour pouvoir reconstruire le spectre de puissance de manière fiable. Dans un premier temps, nous appliquerons uniquement la coupure sur la magnitude

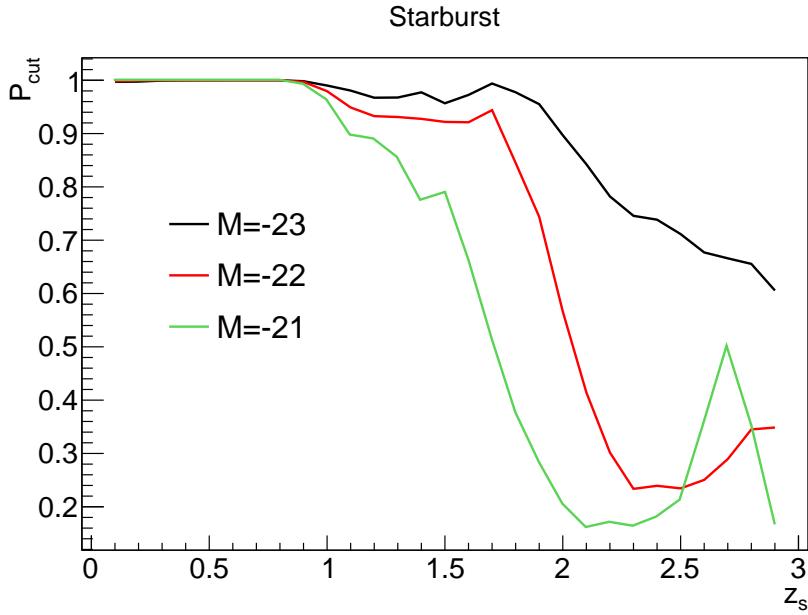


Figure 6.5: Probabilité pour une galaxie de type starburst de passer la coupure $PODDS > 0.9$ en fonction du redshift et pour trois valeurs de magnitude absolue.

apparente. La distribution des galaxies après la prise en compte de l'erreur sur le redshift photométrique (pour le catalogue $ID = 2$) est représentée en tirets bleus sur la figure 6.3. Dans ce cas, seules 30% de galaxies ont passé la coupure.

6.1.3 Fonction de sélection

Lors de l'observation du ciel, les objets les plus lointains, ou de très faibles magnitudes ne seront pas vus par le télescope. Cela signifie que le nombre de galaxies observées, noté n_{obs} , sera différent du nombre total de galaxies simulées (n_{tot}) et dépendra du redshift. Afin de tenir compte de ce biais d'observation, nous calculons la fonction de sélection du sondage. Cette dernière est définie comme le rapport entre le nombre de galaxies observées sur le nombre de galaxies simulées, en fonction du redshift :

$$SF(z) = \frac{n_{obs}(z)}{n_{tot}(z)}. \quad (6.8)$$

Un exemple de fonction de sélection, calculée à partir des redshifts vrai ou des redshifts photométriques correspondant est représenté sur la figure 6.6. Ces fonctions ont été calculées à partir de la simulation globale (soit un quart du ciel), avec $0.14 < z < 1.88$. La courbe en noir correspond à la fonction de sélection calculée à partir des redshifts vrais, elle rend compte de l'effet de la coupure en magnitude : dans le cas $\sigma_0 = 0$, $2.5 \cdot 10^9$ galaxies sont simulées et environ 60% des galaxies sont observables. Afin de pouvoir comparer les résultats obtenus à partir des redshifts photométrique la coupure de sélection correspondant au *golden sample* a également été prise en compte (environ 10% des objets passent cette coupure). La courbe rouge correspond à la fonction de sélection calculée à partir des redshifts photométriques.

Dans le cadre de notre simulation, les galaxies sont uniformément réparties dans le volume d'univers simulé (on ne tient pas compte des effets d'extinction dus à la poussière présente dans notre galaxie, ni de l'atmosphère), ce qui rend le calcul de la fonction de sélection très simple. Dans la réalité, il peut être beaucoup plus difficile d'obtenir cette fonction et cela

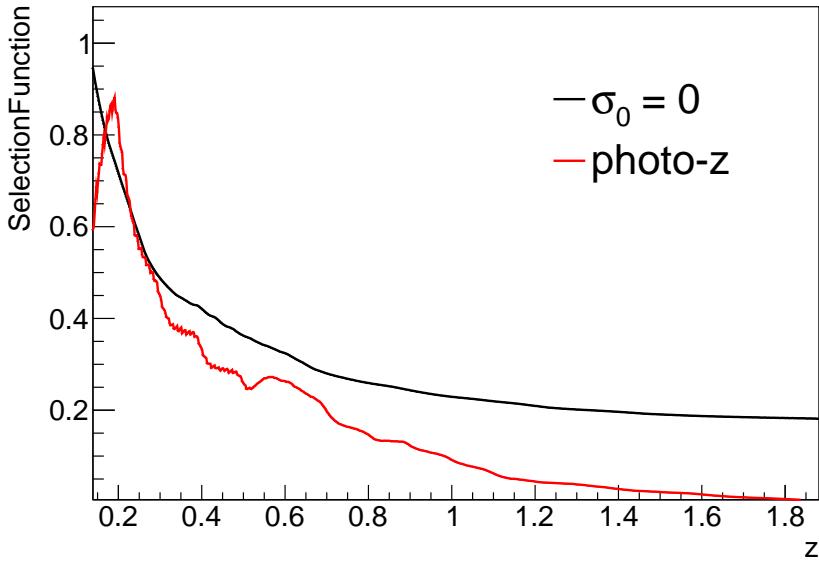


Figure 6.6: Fonction de sélection calculée pour à partir des redshifts vrai z_s (courbe noire) et à partir des redshifts photométriques z_p (courbe rouge). Dans les deux cas, la coupure en magnitude $m_i < 25.3$ (golden sample) est considérée.

nécessite généralement une simulation détaillée du sondage, avec l'estimation du nombre de galaxies attendues dans chaque zone du ciel observé. Cette étape risque de s'avérer critique lors de la mesure de l'échelle BAO : une erreur dans l'estimation de la fonction de sélection va nécessairement se traduire par une erreur sur la mesure des BAOs, y compris suivant la direction transverse.

6.2 Reconstruction du spectre de puissance

Après avoir pris en compte les erreurs dues à la reconstruction des redshifts photométriques, les galaxies du catalogue sont projetées dans une grille de dimension $L_x \times L_y \times L_z$ Mpc (où z est la coordonnée radiale et x, y le plan transverse), de telle sorte que la densité de galaxies dans une cellule, de coordonnée euclidienne $\vec{r} = x, y, z$, est donnée par : $n_g(\vec{r})/V$, avec $n_g(\vec{r})$ le nombre de galaxies dans la cellule et V son volume. Nous calculons également la densité moyenne du sondage, définie comme le rapport entre le nombre total de galaxies dans le catalogue sur le volume du sondage. On en déduit alors le champ de sur-densité, défini par l'équation ???. La transformée de Fourier de ce champ est ensuite calculée, dans une grille de l'espace de Fourier. L'espace réciproque est alors découpé en intervalles de dimension $\Delta k_j = 2\pi/L_j$ (avec $j = [x, y, z]$), centrés sur $|k_i| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$, où i correspond à l'indice de la cellule. Le spectre de puissance est ensuite obtenu en suivant la méthode FPK décrite dans la section 1.5.3, où le poids associé à chaque cellule est donné par $w(\vec{r}) = 1/SF(\vec{r})$, avec SF la fonction de sélection.

Une estimation du spectre de puissance est obtenue en sommant sur les modes pour lesquels $k \equiv |k| = |k_i|$. Nous rappelons que le spectre de puissance est donné par :

$$P(k) = P_{gal}(k) - P_{shot}(k).$$

Cela signifie que l'on va calculer le spectre $P_{gal}(k)$ à partir de notre catalogue de galaxies simulé, ainsi qu'un spectre P_{shot} calculé à partir d'un catalogue dit "synthétique" contenant la

même densité de galaxies que notre catalogue mais dans lequel les galaxies sont aléatoirement distribuées dans le volume simulé. Ainsi, lors de la génération de ce catalogue, nous ne tenons pas compte des grandes structures de l'Univers et le seul effet qui doit être pris en compte lors de sa génération est la fonction de sélection (afin que la distribution moyenne des galaxies, en fonction du redshift, soit la même). Le spectre P_{shot} ne doit pas présenter de structure en fonction du nombre d'onde k , il permet de rendre compte du bruit de fond, c'est-à-dire des paires de galaxies fortuites dans la fonction de corrélation à deux points. Rappelons que la méthode utilisée pour estimer le spectre de puissance n'est valable que dans le régime linéaire, soit lorsque $k < k_{lin}$ avec $k_{lin} \sim 0.2$ lorsque $z \sim 1$.

Les résultats qui seront montrés dans la suite sont préliminaires et permettent uniquement d'illustrer la méthode de simulation et de reconstruction du spectre de puissance.

6.2.1 Reconstruction à partir des redshifts spectroscopiques (z_s)

Afin de tester la méthode, nous avons calculé le spectre de puissance à partir des redshifts "spectroscopiques" (redshifts vrais). Le spectre alors obtenu est montré sur la figure 6.7 de même que le spectre P_{shot} , calculé à partir du catalogue synthétique. La valeur de ce dernier est très faible devant le spectre $P_{gal}(k)$ et relativement plat avec le nombre d'onde, excepté pour les plus grandes valeurs de k (petites échelles angulaires). Cela vient du fait que la statistique de notre échantillon est limitée. L'effet du bruit de fond pour ces valeurs de k tend à surestimer le spectre de puissance, comme on peut le voir (en zoomant la figure 6.7 autour de $k \sim 0.35$) en comparant le spectre P_{gal} au spectre de puissance estimé $P(k)$.

Le calcul de l'erreur sur le spectre a été discuté dans la section 1.5.3, elle est donnée par l'équation 1.105, que nous rappelons ici :

$$\frac{\sigma_P(k)}{P(k)} = \frac{2\pi}{\sqrt{V k^2 \Delta k}} \left(1 + \frac{1}{\bar{n} P(k)} \right), \quad (6.9)$$

où δk correspond à l'échantillonnage en nombre d'onde et \bar{n} la densité moyenne de galaxies dans la grille simulée.

6.2.2 Reconstruction à partir des redshifts photométriques (z_G ou z_p)

Nous avons vu que l'utilisation des redshifts photométriques implique une modification de la distribution des galaxies dans le catalogue. Cela se traduit par un amortissement des oscillations dans le spectre de puissance, qu'il va falloir corriger. En général, on suppose que l'erreur sur le redshift induit une erreur uniquement sur la coordonnée radiale des galaxies (ce qui sera le cas avec LSST étant donnée l'excellente résolution angulaire attendue), en suivant la fonction $f(z)$ (équation 6.6). Ainsi, d'après le théorème de convolution, le spectre de puissance résultant est donné par :

$$P(k_x, k_y, k_z) \rightarrow P(k_x, k_y, k_z) \times g(k_z), \quad (6.10)$$

où la fonction $g(k_z) = \exp[-(k_z \sigma_z)^2]$ est la transformée de Fourier de la fonction $f(z)$, dans le cas gaussien.

Puisque les redshifts photométriques amortissent les oscillations suivant la coordonnée radiale, les modes ayant une grande valeur de k_z vont uniquement contribuer au bruit (une illustration de ce phénomène peut être trouvée dans l'article de K. Glazebrook [42]). Ainsi, seuls les modes ayant k_z inférieur à une valeur maximale k_{max} seront conservés lors du calcul du spectre de puissance. La valeur de k_{max} optimale est donnée par :

$$k_{max} = \frac{1}{\sigma_0}, \quad (6.11)$$

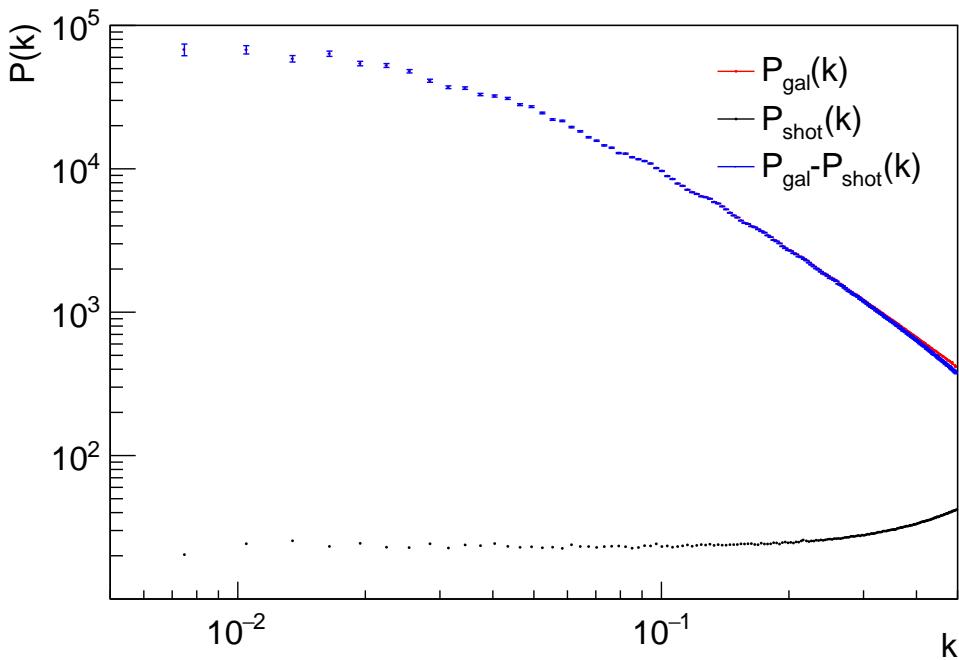


Figure 6.7: Spectre de puissance calculé à partir des redshifts vrais $P_{gal}(k)$ (en noir). Le spectre obtenu à partir du catalogue synthétique $P_{shot}(k)$ est représenté en rouge et le spectre final $P(k) = P_{gal}(k) - P_{shot}(k)$ est représenté en bleu.

avec σ_0 exprimé en Mpc. Cela correspond à $k_{max} = 0.02$ lorsque $\sigma_0 = 0.01$ et $k_{max} = 0.006$ lorsque $\sigma_0 = 0.03$, autrement dit, la quasi-totalité des modes k_z est rejetée. Pour corriger le spectre de puissance reconstruit des effets d'amortissement, il faut le diviser par la fonction $g(k_z)$.

Les spectres de puissance obtenus pour différentes valeurs de l'erreur $\sigma_0 = \{0.01, 0.03\}$ sur le redshift sont représentés sur la figure 6.8, après la correction des amortissements (si $\sigma_0 \neq 0$) et en fonction du redshift. On remarque que le spectre corrigé des amortissements nous donne une bonne approximation du spectre de puissance.

Les erreurs sur le spectre ont été calculées suivant la formule 6.9, elles ne tiennent pas compte des erreurs sur les redshifts et, par conséquent, sont légèrement sous estimées. Une façon plus réaliste de la calculer (indispensable lorsque l'on utilisera les erreurs associées aux redshifts photométriques) serait de réaliser une simulation Monte Carlo et de moyenner les spectres. L'erreur serait alors donnée par le RMS de la distribution.

L'erreur faite lors de l'estimation des redshifts photométriques ne suit pas une distribution gaussienne. Cela signifie qu'il n'est pas possible de corriger le spectre de puissance de façon analytique. Dans ce cas, afin de tenir compte de l'amortissement du spectre lors de la reconstruction, une simulation Monté Carlo a été réalisée : 50 catalogues “photo-z” sont générés à partir du même catalogue initial (seule l'erreur photo-z est recalculée pour chaque galaxie simulée, les coordonnées (θ, ϕ) restant identiques). Un spectre de puissance moyen est ensuite estimé à partir de la combinaison des différentes simulations. La fonction de correction qui devra être appliquée au spectre reconstruit est estimée en faisant le rapport entre le spectre moyen obtenu par la simulation Monte Carlo et le spectre théorique calculé pour une valeur donnée du redshift. Le spectre reconstruit à partir des redshifts photométriques, lorsque $z_{centre} = 0.75$, est représenté sur la figure 6.9 avant et après l'application de la fonction de correction. Remar-

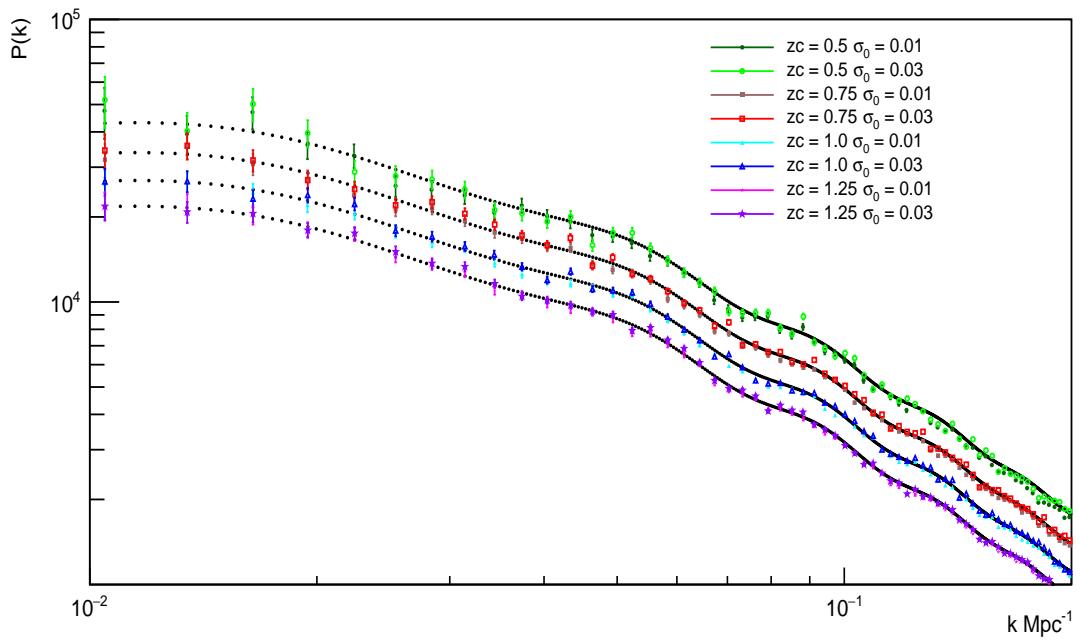


Figure 6.8: Spectres de puissance reconstruits en fonction du redshift, avec $z = \{0.5, 0.75, 1.0, 1.25\}$ (de haut en bas). Les spectres représentés par les courbes colorées sont obtenus après la correction des erreurs gaussiennes, pour différentes valeurs de σ_0 . Les spectres représentés en noir correspondent aux spectres théoriques.

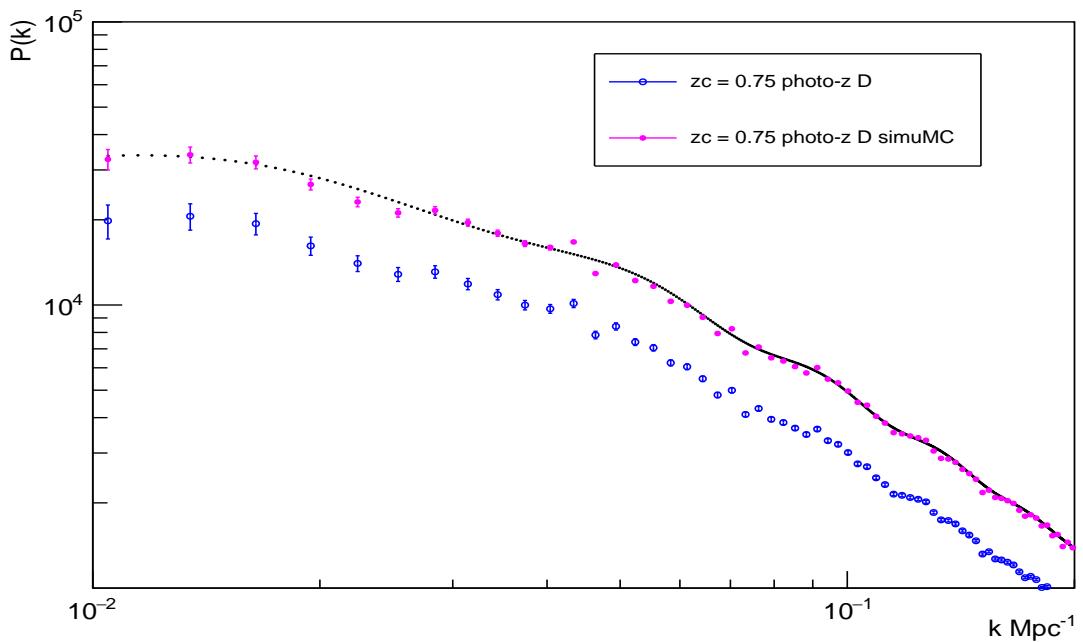


Figure 6.9: Spectres de puissance reconstruits à partir des redshifts photométriques (z_p), avant (cercles vides en bleu) et après l'application de la fonction de correction (courbe rose).

quons que le spectre de puissance montré sur la figure 6.9 a été estimé à partir d'un catalogue différent de celui utilisé pour la simulation Monte Carlo. Ainsi, la fonction calculée nous permet de corriger l'amortissement du spectre et ainsi de retrouver le spectre théorique (comme dans le cas précédent, les barres d'erreur n'incluent pas les erreurs photo-z).

6.3 Extraction de l'échelle BAO

À partir de la reconstruction du spectre de puissance, nous cherchons à extraire l'échelle caractéristique des oscillations acoustiques de baryons, qui est une mesure de l'horizon sonore à l'époque de la dernière diffusion et dépend de la composition énergétique de l'Univers. Pour cela, nous utilisons la méthode dite “*wiggle only*”, décrite dans le chapitre 1.5.3. Elle consiste à diviser le spectre de puissance par un spectre sans oscillation, noté P_{smooth} , calculé au redshift z_{centre} pour une cosmologie donnée, dans la limite “zéro-baryon” ($\Omega_b \rightarrow 0$). Une méthode pour calculer ce spectre est donnée par Eisenstein et Hu (1998, [25]) ; nous utilisons les formules données page 612. Le spectre résultant est noté $P_{wiggle}(k) = P(k)/P_{smooth}(k)$. Il est représenté sur la figure 6.10, pour les différentes valeurs de l'erreur (gaussienne et photo-z) sur le redshift.

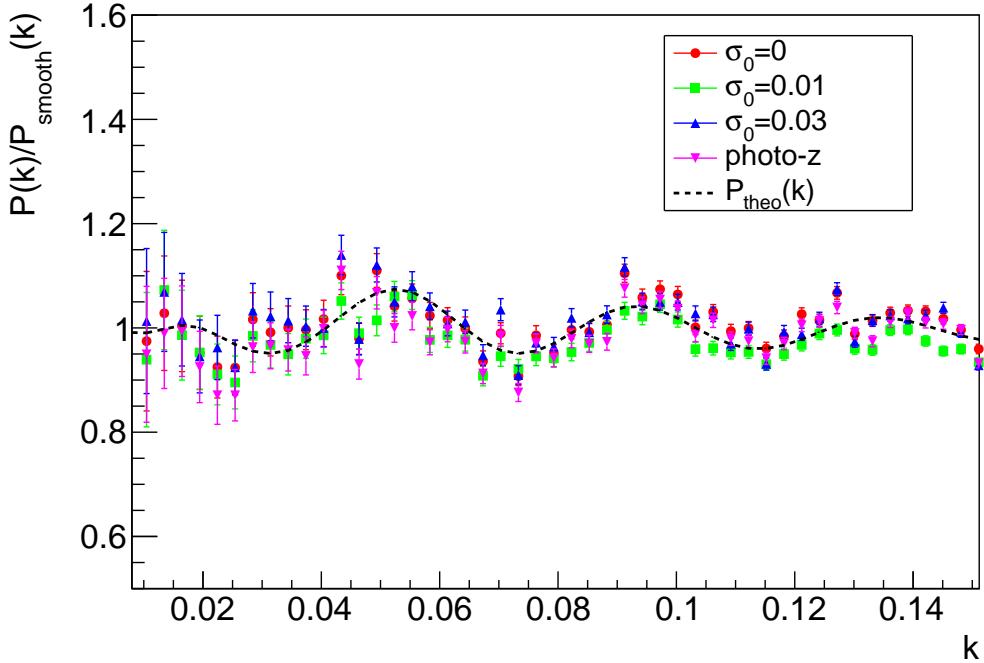


Figure 6.10: *Rapport entre les spectres de puissance reconstruits pour différentes valeurs de l'erreur sur le spectre sans oscillation $P_{smooth}(k)$. La courbe en noir représente le résultat théorique, soit $P_{theo}(k)/P_{smooth}(k)$, calculée pour $z_{centre} = 0.75$.*

Dans leur article, C. Blake et K. Glazebrook (2003, [43]) ont montré que le spectre $P_{wiggle}(k)$ peut être ajusté par une fonction paramétrique sinusoïdale décroissante (voir l'équation ??), notée $P_{sin}(A, k_A)$. Cette fonction dépend de deux paramètres : l'amplitude A de la perturbation et k_A l'échelle caractéristique des BAOs. L'ajustement est réalisé en minimisant le terme de χ^2 :

$$\chi^2(A, k_A) = \sum_k \left(\frac{P_{wiggle}(k) - P_{sin}(A, k_A)}{\sigma(P_{wiggle})} \right)^2, \quad (6.12)$$

où $\sigma(P_{\text{wiggle}})$ est l'erreur sur le spectre P_{wiggle} , donnée par le rapport $\sigma_P(k)/P_{\text{smooth}}(k)$. Comme on peut le voir sur la figure 6.7 le spectre est moins bien reconstruit pour les plus grandes valeurs de k , qui contribuent principalement au bruit. C'est pourquoi, lors du calcul du χ^2 , seuls les nombres d'onde compris entre $|k_{\min}| = \frac{2\pi}{L_x} = 0.0018$ et $|k_{\max}| = 0.15$ sont considérés. D'après l'article de C. Blake et S. Bridle [109] le paramètre A doit être compris entre 0 et 3. Dans un premier temps, nous fixons le paramètre A à 1 tandis que le paramètre k_A varie entre 0.03 et 0.07. Les densités de probabilité *a posteriori* $P(k_A)$ obtenues sont présentées sur la figure 6.11. En maximisant la fonction $P(k_A)$, on trouve que la valeur la plus probable pour k_A (estimée à partir des erreurs photo-z, lorsque $z = 0.75$) est donnée par :

$$k_A = 0.0420^{+0.0024}_{-0.0021} \text{ Mpc}^{-1},$$

avec un niveau de confiance de 68%. L'ensemble des résultats obtenus est résumé dans la table 6.2.

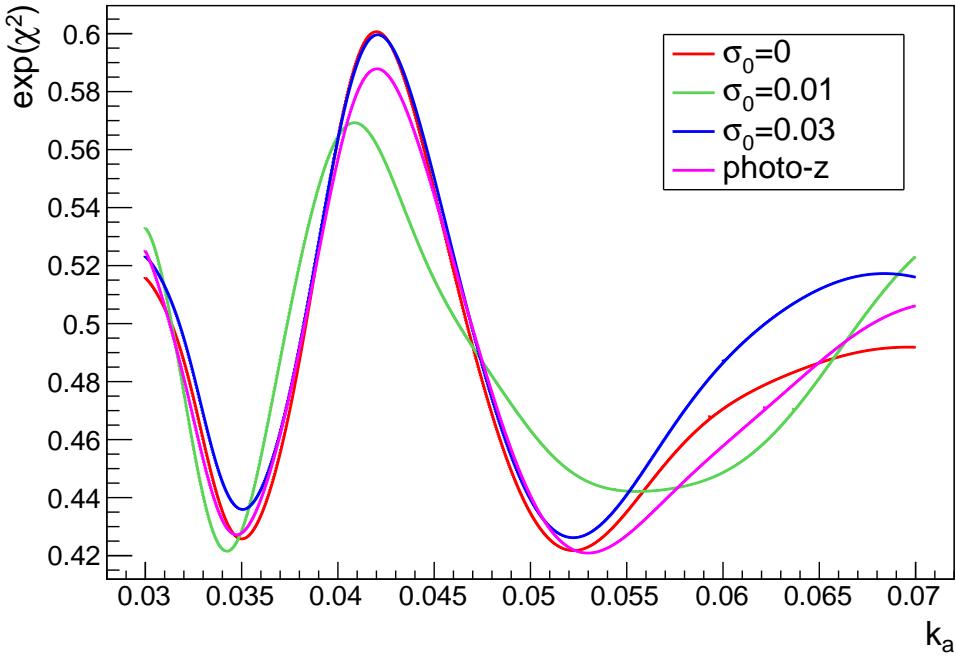


Figure 6.11: *Densité de probabilité a posteriori* $P(k_A)$, pour les différentes valeurs de σ_0 .

6.4 Contraintes sur le paramètre d'énergie noire

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1.5.3, l'échelle caractéristique des BAOs (k_A) est reliée aux paramètres cosmologiques. En supposant que le paramètre d'énergie noire w est le seul paramètre libre du modèle (tous les autres paramètres cosmologiques sont fixés aux valeurs données par les mesures du CMB), il est possible de contraindre w à partir de la mesure de k_A . Pour cela, nous comparons la valeur mesurée à la valeur prédite par un modèle cosmologique donné. Une modification du modèle cosmologique implique une variation des mesures de distance, ainsi qu'une variation du paramètre de Hubble. Dans leur article, Eisenstein et al. (2005, [38]) ont défini la grandeur D_v , comme une combinaison entre la distance angulaire et le paramètre de Hubble (voir l'équation 1.108). La relation entre les valeurs prédites et les valeurs mesurées est

alors donnée par :

$$k_A^{obs} = k_A^{mod} \frac{D_V^{obs}}{D_V^{mod}}. \quad (6.13)$$

La valeur de k_A^{mod} est obtenue à partir des mesures de l'horizon sonore à l'époque de la dernière diffusion : $k_A^{mod} = 2\pi/s$ Mpc $^{-1}$. Les mesures faites par la collaboration Planck donnent $s = 147.31$ Mpc (Planck 20015 [108]), ce qui correspond à $k_A^{mod} = 0.0426$ Mpc $^{-1}$. Les résultats obtenus à partir de nos simulations sont résumés dans la table 6.2.

z	σ_0	k_{max}	k_A^{obs}	k_A^{obs}/k_A^{mod}	w
$z=0.5$	0	-	$0.0428^{+0.0019}_{-0.0018}$	$1.0047^{+0.0448}_{-0.0423}$	$-1.09^{+0.23}_{-0.28}$
	0.01	0.02	$0.0406^{+0.0050}_{-0.0031}$	$0.9530^{+0.1737}_{-0.0727}$	$-0.82^{+0.35}_{-0.65}$
	0.003	0.006	$0.0411^{+0.0049}_{-0.0034}$	$0.9648^{+0.2066}_{-0.0798}$	$-0.87^{+0.41}_{-0.65}$
	photo-z	-	$0.0422^{+0.0040}_{-0.0034}$	$0.9906^{+0.0939}_{-0.0798}$	$-1.02^{+0.59}_{-0.48}$
$z=0.75$	0	-	$0.0420^{+0.0022}_{-0.0019}$	$0.9859^{+0.0516}_{-0.0446}$	$-0.99^{+0.27}_{-0.23}$
	0.01	0.02	$0.0408^{+0.0026}_{-0.0022}$	$0.9577^{+0.0610}_{-0.0516}$	$-0.86^{+0.30}_{-0.22}$
	0.003	0.006	$0.0421^{+0.0021}_{-0.0018}$	$0.9883^{+0.0493}_{-0.0423}$	$-0.99^{+0.27}_{-0.20}$
	photo-z	-	$0.0420^{+0.0024}_{-0.0021}$	$0.9389^{+0.0563}_{-0.0493}$	$-0.99^{+0.31}_{-0.20}$
$z=1.0$	0	-	$0.0415^{+0.0014}_{-0.0013}$	$0.9742^{+0.0328}_{-0.0305}$	$-0.93^{+0.10}_{-0.13}$
	0.01	0.02	$0.0410^{+0.0017}_{-0.0015}$	$0.9413^{+0.0399}_{-0.0352}$	$-0.88^{+0.20}_{-0.18}$
	0.003	0.006	$0.0417^{+0.0014}_{-0.0013}$	$0.9388^{+0.0328}_{-0.0305}$	$-0.96^{+0.16}_{-0.13}$
	photo-z	-	$0.0416^{+0.0014}_{-0.0013}$	$0.9765^{+0.0328}_{-0.0305}$	$-0.95^{+0.17}_{-0.19}$
$z=1.25$	0	-	$0.0421^{+0.0014}_{-0.0013}$	$0.9882^{+0.0328}_{-0.0305}$	$-1.007^{+0.181}_{-0.139}$
	0.01	0.02	$0.0415^{+0.0016}_{-0.0014}$	$0.9741^{+0.0375}_{-0.0328}$	$-0.94^{+0.19}_{-0.15}$
	0.003	0.006	$0.0416^{+0.0014}_{-0.0013}$	$0.9765^{+0.0328}_{-0.0305}$	$-0.94^{+0.17}_{-0.14}$
	photo-z	-	$0.0415^{+0.0015}_{-0.0013}$	$0.9741^{+0.0352}_{-0.0305}$	$-0.93^{+0.19}_{-0.14}$

Table 6.2: *Contraintes sur la valeur de l'échelle acoustique k_A et la valeur du paramètre d'énergie noire qui en est déduite. Les incertitudes données correspondent à un intervalle de confiance de 68%. Les valeurs du rapport k_A^{obs}/k_A^{mod} peuvent être comparées aux résultats des expériences précédentes, résumées sur la figure 15 du papier Cosmological parameters de la collaboration Planck (2015, [108]).*

6.5 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre une chaîne d'analyse complète, simulant la reconstruction des BAOs. Elle permet de simuler la distribution des galaxies dans l'Univers et de prendre en compte les erreurs sur les redshifts photométriques (soit en supposant que cette erreur suit une distribution gaussienne, soit à partir de la reconstruction des redshifts photométriques). À partir d'un catalogue simulé, nous avons reconstruit le spectre de puissance, puis, nous en avons extrait la valeur de l'échelle caractéristique des BAOs. Les résultats présentés dans ce chapitre, bien que préliminaires, nous ont permis de valider la chaîne d'analyse à partir d'un catalogue simulant les observations de LSST sur un petit volume d'univers. Les contraintes obtenues sur la valeur de k_A et sur la valeur du paramètre d'énergie noire w sont cependant peu représentatives des

performances attendues avec LSST. Pour améliorer ces résultats, un catalogue plus complet est en cours de simulation. Il devrait représenter la moitié des observations attendues avec LSST après 10 ans de fonctionnement. Il va nous permettre de reconstruire le spectre de puissance de la matière avec une précision bien meilleure et pour différentes valeurs du redshift. Une méthode pour tenir compte des erreurs sur les redshifts photométriques est également étudiée. Cette dernière permet d'ajouter une erreur sur le redshift des galaxies à partir des résultats obtenus dans le chapitre 4. Ceci devrait nous permettre d'estimer la précision avec laquelle nous devrions pouvoir mesurer l'échelle BAO en utilisant les redshifts photométriques. Enfin, notons que le calcul des erreurs sur le spectre de puissance reconstruit ne tient, pour le moment, pas compte des erreurs sur le redshift. De ce fait, elles sont sous-estimées. Une simulation Monte Carlo permettrait de les prendre en compte de manière plus fiable, notamment lorsque l'on considère les erreurs dues à la reconstruction des redshifts photométriques. Enfin, une fois la méthode corrigée et vérifiée sur un volume simulé plus important, l'objectif sera de la tester dans le cadre d'un modèle cosmologique pour lequel le paramètre d'énergie noire dépend du facteur d'expansion de l'Univers. Nous aimerais également utiliser les résultats présentés dans le chapitre 5 et tester l'impact d'un mauvais étalonnage des filtres sur la mesure de l'échelle des BAOs.

Conclusions

Des années après la mise en évidence de l'accélération de l'expansion de l'Univers et l'introduction de la notion d'énergie noire, la nature de cette dernière demeure l'une des plus grandes énigmes de la cosmologie actuelle. De nombreux modèles théoriques tentent de décrire cette nouvelle forme d'énergie, soit par l'ajout d'une constante cosmologique à la théorie de la relativité générale, soit par la modification de cette théorie, en introduisant de nouveaux champs scalaires. De nombreuses sondes observationnelles permettent l'étude de l'Univers et la mesure des paramètres d'énergie noire. Récemment, la combinaison entre les mesures du CMB par le satellite Planck et les observations des autres sondes, comme les supernovae (SDSS, SNLS ...) ou les oscillations acoustiques de baryons (BOSS, WiggleZ ...) ont permis de contraindre l'ensemble des paramètres cosmologiques. Cependant, les contraintes mises sur les paramètres d'énergie noire ne permettent pas de discriminer efficacement entre les différents modèles proposés et notamment l'étude d'une possible évolution des paramètres en fonction du temps. Afin d'améliorer les résultats précédents, il est nécessaire d'étudier l'Univers à différentes époques. Cela implique l'observation de milliards d'objets jusqu'à des redshifts de l'ordre de $z \sim 2$. Pour cela, de nouveaux instruments ont été planifiés, comme par exemple le télescope LSST.

Le projet LSST a été décrit en détails dans le chapitre 2 et l'un de ses objectifs scientifiques principaux concerne l'étude de l'énergie noire. LSST va observer la moitié du ciel pendant 10 ans et la co-addition de l'ensemble des observations va permettre l'étude de champs profonds sur de larges volumes. Le cœur du projet repose sur sa caméra et la qualité des images qu'elle va fournir. Afin de garantir la qualité des données, l'étalonnage de la caméra va s'avérer capitale et nécessite, entre autres, le développement de bancs spécifiques. Deux bancs d'étalonnage sont développés au LPSC, l'un devant permettre la mesure de la réponse relative du plan focal, l'autre permettant la vérification de l'alignement des optiques grâce à l'étude des images fantômes. Seul le premier banc a été étudié au cours de cette thèse. Les mesures qui ont alors été réalisées (présentées dans le chapitre 3), ont conduit à la détermination du design final du banc et la caractérisation de ses performances, notamment en termes de contrôle du faisceau avec une précision meilleure que un pour-mille. Ainsi, il sera composé de six LEDs, permettant une mesure dans les différentes longueurs d'ondes associées aux six filtres optiques du télescope. Le profil d'émission des LEDs a été largement étudié, en fonction de divers paramètres afin d'assurer sa stabilité au niveau de précision requise. Nous avons alors montré que les LEDs sont stables avec une variation de la tension. En revanche nous nous sommes aperçus qu'elles sont extrêmement sensibles aux variations de température. Au cours de nos mesures, nous avons remarqué qu'une faible variation de température entraîne non seulement une modification de l'intensité d'émission des LEDs, mais également induit une déformation du profil du faisceau. Cette déformation ne pouvant être corrigée, l'ensemble du montage sera thermiquement isolé et régulé. De nombreuses mesures doivent encore être effectuées, d'une part pour vérifier l'efficacité de la régulation et, d'autre part, pour étalonner l'ensemble des LEDs qui seront utilisées. L'ensemble du banc devra être finalisé au cours du premier semestre 2016.

Afin de pouvoir étudier les propriétés de l'énergie noire, notamment via la mesure des oscil-

lations acoustiques de baryons, il est indispensable de connaître la position des galaxies dans le ciel. Ainsi, les chapitres 4 et 5 ont été dédiés à la reconstruction des redshifts photométriques, possible grâce aux six filtres de LSST .

La méthode de reconstruction photo-z a été présentée dans le chapitre 4. Afin d'étudier les performances photo-z attendues avec LSST, un catalogue de galaxies a été simulé. À partir de ce catalogue, les redshifts photométriques ont pu être reconstruits, grâce à l'utilisation d'une méthode de *template fitting*. Cette méthode repose sur la comparaison entre les flux mesurés dans les six filtres de LSST et les flux attendus, calculés à partir d'une librairie de spectres. Nous cherchons non seulement à reconstruire le redshift des galaxies mais également leur type spectral et leur excès de couleur (paramètre qui rend compte du rougissement du spectre sous l'effet de la poussière contenue dans la galaxie observée). Cependant, ces trois paramètres ne sont pas indépendants et certaines galaxies voient leur redshift très mal reconstruit. Afin d'améliorer la qualité de la reconstruction photo-z, une coupure de qualité est appliquée à l'échantillon de galaxies, afin de rejeter au maximum ces objets. Au cours de ce travail de thèse, deux tests statistiques ont été étudiés : le premier est basé sur le calcul du rapport de vraisemblance (*LR*), tandis que le second utilise les arbres de décision boostés (*BDT*). Ils reposent tous les deux sur un ensemble de variables permettant la discrimination entre les deux populations de galaxies. De plus, un échantillon d'entraînement (pour lequel les caractéristiques des galaxies sont connues) est nécessaire dans les deux cas. Bien que ces deux tests permettent de considérablement améliorer les résultats photo-z, la coupure basée sur l'utilisation des arbres de décision boosté, nous a cependant semblé être la plus fiable et la plus robuste. Lors de l'application de la coupure, une partie des galaxies pour lesquelles le redshift est bien reconstruit va être rejetée en même temps que les mauvaises galaxies. Ainsi, la valeur de la coupure doit être choisie comme un compromis entre la qualité de la reconstruction et le nombre de galaxies conservé en fonction du redshift. Elle sera donnée par les analyses cosmologiques.

Dans le chapitre suivant, nous nous sommes intéressés aux filtres de LSST et à l'impact de leur bande-passante sur la reconstruction photo-z. En effet, puisque la reconstruction des redshifts photométriques repose sur la mesure des flux dans les six filtres, elle dépend de la transmission des filtres en fonction de la longueur d'onde. Nous avons commencé par chercher quelle serait la forme optimale de la bande passante des filtres afin d'assurer une reconstruction photo-z de bonne qualité. Nous avons ainsi pu montrer qu'une modification de la pente de la bande-passante a très peu d'effet sur la qualité de la reconstruction photo-z, bien que des filtres présentant une forte pente semblent la favoriser. Par ailleurs, les contraintes sur la transmission des filtres autorisent une translation de la bande-passante de 2.5% en fonction de la longueur d'onde et de la position de l'image sur le filtre, c'est pourquoi nous nous sommes également intéressés à l'effet d'une translation des filtres. Ainsi, nous avons montré que tant que la variation est connue, elle a relativement peu d'impact. Au contraire, une incertitude sur la connaissance de la transmission des filtres (que ce soit sur la valeur de la transmission maximale ou celle de la longueur d'onde moyenne) est susceptible de fortement dégrader la reconstruction photo-z, en particulier pour certains types de galaxies ou certaines valeurs du redshift. Enfin une simulation plus générale a été réalisée afin de tenir compte des variations de la transmission en fonction de la position d'une image sur le filtre. Dans ce cas, nous avons montré qu'une simulation des filtres effectifs moyens conduit à des performances photo-z similaires à celles obtenues en calculant un filtre effectif pour chaque galaxie.

Le dernier chapitre a été consacré à l'une des sondes observationnelles accessibles à LSST : les oscillations acoustiques de baryons (BAOs). Les différentes étapes de la simulation ont été présentées et elles ont été validées par la simulation d'une petite portion de l'univers observable. Nous avons ainsi simulé un catalogue de galaxies et considéré différentes valeurs possibles de

l'erreur sur le redshift. À partir des catalogues résultants nous avons montré qu'il est possible de reconstruire le spectre de puissance de la matière, d'en extraire l'échelle caractéristique des oscillations acoustiques de baryons puis de contraindre le paramètre d'énergie noire w . Compte-tenu de la petitesse du volume simulé, les résultats présentés dans cette thèse sont peu représentatifs des performances attendues pour LSST et devraient être améliorés dans un futur proche. En effet, un catalogue de galaxies plus complet, représentant un volume d'univers beaucoup plus important et couvrant une plus grande plage de redshifts est en cours d'étude. De même, il devrait être rapidement possible d'estimer le spectre de puissance à partir des redshifts photométriques. Il serait également intéressant de relier l'étude faite sur les filtres à la simulation des BAOs. Nous pourrions ainsi estimer l'impact d'une mauvaise connaissance de la transmission des filtres sur la mesure de l'échelle BAO. À plus long terme, l'objectif serait de pouvoir tester différents modèles cosmologiques et contraindre les paramètres d'énergie noire en fonction du facteur d'expansion.

L'ensemble du travail effectué au cours de cette thèse couvre différents champs liés au développement d'un nouvel instrument, avec une contribution à la fois au niveau instrumental et à la mise en place d'outils permettant la simulation des BAOs. Ainsi, nous avons étudié la caméra du futur télescope et une des méthodes d'étalonnage indispensable pour l'obtention d'images d'excellente qualité (via le développement du CCOB). Les objectifs scientifiques de LSST ne pourront être atteints que si l'instrumentation est maîtrisée. Dans le cas des BAOs, la mise en place d'une chaîne complète de simulation (depuis la reconstruction des redshifts photométriques aux contraintes mises sur le paramètre de l'équation d'état de l'énergie noire) nous donne un aperçu du lien entre la précision requise sur l'étalonnage de l'instrument et la précision des contraintes pouvant être mises sur le paramètre d'énergie noire.

Bibliography

- [1] P.A.R. Ade et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. 2015, 1502.01589.
- [2] Joshua Frieman, Michael Turner, and Dragan Huterer. Dark Energy and the Accelerating Universe. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 46:385–432, 2008, 0803.0982.
- [3] Adam G. Riess et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. *Astron. J.*, 116:1009–1038, 1998, astro-ph/9805201.
- [4] S. Perlmutter et al. Measurements of Omega and Lambda from 42 high redshift supernovae. *Astrophys. J.*, 517:565–586, 1999, astro-ph/9812133.
- [5] Adam G. Riess. The case for an accelerating universe from supernovae. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 112:1284, 2000, astro-ph/0005229.
- [6] Raul Jimenez, P. Thejll, U. Jorgensen, J. MacDonald, and B. Pagel. Ages of globular clusters: a new approach. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 282:926–942, 1996, astro-ph/9602132.
- [7] Arno A. Penzias and Robert Woodrow Wilson. A Measurement of excess antenna temperature at 4080-Mc/s. *Astrophys. J.*, 142:419–421, 1965.
- [8] Edmund J. Copeland, M. Sami, and Shinji Tsujikawa. Dynamics of dark energy. *Int. J. Mod. Phys.*, D15:1753–1936, 2006, hep-th/0603057.
- [9] Antonio De Felice and Shinji Tsujikawa. f(R) theories. *Living Rev. Rel.*, 13:3, 2010, 1002.4928.
- [10] Varun Sahni and Alexei Starobinsky. Reconstructing Dark Energy. *Int. J. Mod. Phys.*, D15:2105–2132, 2006, astro-ph/0610026.
- [11] E. V. Linder. Exploring the Expansion History of the Universe. *Physical Review Letters*, 90(9):091301, March 2003, astro-ph/0208512.
- [12] Andreas Albrecht, Gary Bernstein, Robert Cahn, Wendy L. Freedman, Jacqueline Hewitt, et al. Report of the Dark Energy Task Force. 2006, astro-ph/0609591.
- [13] LSST Dark Energy Science Collaboration. Large Synoptic Survey Telescope: Dark Energy Science Collaboration. *ArXiv e-prints*, November 2012, 1211.0310.
- [14] Dragan Huterer and Michael S. Turner. Prospects for probing the dark energy via supernova distance measurements. *Phys. Rev.*, D60:081301, 1999, astro-ph/9808133.
- [15] Dragan Huterer and Glenn Starkman. Parameterization of dark-energy properties: A Principal-component approach. *Phys. Rev. Lett.*, 90:031301, 2003, astro-ph/0207517.
- [16] J.A. Peacock. Large scale surveys and cosmic structure. 2003, astro-ph/0309240.

- [17] Peter Coles. Large scale structure, theory and statistics. pages 217–247, 2001, astro-ph/0103017.
- [18] Jessica Démoclès. *Etude des scénarios de formation des grandes structures dans l’Univers avec les amas de galaxies observés en X et par effet SZ*. PhD thesis, 2010. Thèse de doctorat dirigée par Yvon, Dominique Terre, Océan, Espace. Cosmologie Paris 11 2010.
- [19] Will J. Percival. Large Scale Structure Observations. 2013, 1312.5490.
- [20] Alan H. Guth. Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems. *Phys. Rev. D*, 23:347–356, Jan 1981.
- [21] Sébastien Renaux-Petel. *Cosmological inflation and string theory: multifield aspects and primordial non-Gaussianities*. Theses, Université Paris-Diderot - Paris VII, June 2010. 377 pages.
- [22] Francesco Lucchin Peter Coles, editor. *Cosmology*. Jhon Wiley & sons, England, 2002.
- [23] Scott Dodelson, editor. *Modern Cosmology*. Academic Press, 2003.
- [24] Andrew J.S. Hamilton. Power spectrum estimation. 1. Basics. *Lect. Notes Phys.*, 665:415–431, 2008, astro-ph/0503603.
- [25] Daniel J. Eisenstein and Wayne Hu. Baryonic features in the matter transfer function. *Astrophys.J.*, 496:605, 1998, astro-ph/9709112.
- [26] Laurence Perotto. *Gravitational lensing effects and CMB polarization in the frame of the PLANCK satellite experiment and future projects*. Theses, Université Paris-Diderot - Paris VII, January 2006.
- [27] Antony Lewis and Anthony Challinor. Weak gravitational lensing of the cmb. *Phys. Rept.*, 429:1–65, 2006, astro-ph/0601594.
- [28] Francesca Villa. *Photometric calibration of the MegaCam imager. Analysis of the SnDICE data*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, September 2012. version finale.
- [29] Dianne Talon-Esmieu. *Extraction des paramètres cosmologiques par une approche multisondes*. PhD thesis, Faculté des sciences de Luminy, Marseille, 2009.
- [30] Pierre Astier et al. The Supernova legacy survey: Measurement of omega(m), omega(lambda) and W from the first year data set. *Astron. Astrophys.*, 447:31–48, 2006, astro-ph/0510447.
- [31] A. Conley et al. Supernova Constraints and Systematic Uncertainties from the First Three Years of the Supernova Legacy Survey. *ApJS*, 192:1, January 2011, 1104.1443.
- [32] Joshua A. Frieman, Dragan Huterer, Eric V. Linder, and Michael S. Turner. Probing dark energy with supernovae: Exploiting complementarity with the cosmic microwave background. *Phys. Rev.*, D67:083505, 2003, astro-ph/0208100.
- [33] R.A. Sunyaev and Ya.B. Zeldovich. Microwave background radiation as a probe of the contemporary structure and history of the universe. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 18:537–560, 1980.
- [34] Joseph J Mohr. Cluster survey studies of the dark energy. *ASP Conf. Ser.*, 339:140, 2005, astro-ph/0408484.

- [35] Michael S. Warren, Kevork Abazajian, Daniel E. Holz, and Luis Teodoro. Precision determination of the mass function of dark matter halos. *Astrophys.J.*, 646:881–885, 2006, astro-ph/0506395.
- [36] Daniel J. Eisenstein, Hee-jong Seo, and 1 White, Martin J. On the Robustness of the Acoustic Scale in the Low-Redshift Clustering of Matter. *Astrophys.J.*, 664:660–674, 2007, astro-ph/0604361.
- [37] B. Bassett and R. Hlozek. *Baryon acoustic oscillations*, page 246. 2010.
- [38] Daniel J. Eisenstein et al. Detection of the baryon acoustic peak in the large-scale correlation function of SDSS luminous red galaxies. *Astrophys.J.*, 633:560–574, 2005, astro-ph/0501171.
- [39] Hume A. Feldman, Nick Kaiser, and John A. Peacock. Power spectrum analysis of three-dimensional redshift surveys. *Astrophys.J.*, 426:23–37, 1994, astro-ph/9304022.
- [40] L. Anderson et al. The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: baryon acoustic oscillations in the Data Release 9 spectroscopic galaxy sample. *MNRAS*, 427:3435–3467, December 2012, 1203.6594.
- [41] J. A. Peacock and M. J. West. The power spectrum of abell cluster correlations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 259(3):494–504, 1992, <http://mnras.oxfordjournals.org/content/259/3/494.full.pdf+html>.
- [42] Karl Glazebrook and Chris Blake. Measuring the cosmic evolution of dark energy with baryonic oscillations in the galaxy power spectrum. *Astrophys.J.*, 631:1–20, 2005, astro-ph/0505608.
- [43] Chris Blake and Karl Glazebrook. Probing dark energy using baryonic oscillations in the galaxy power spectrum as a cosmological ruler. *Astrophys.J.*, 594:665–673, 2003, astro-ph/0301632.
- [44] Karl B. Fisher, Marc Davis, Michael A. Strauss, Amos Yahil, and John P. Huchra. Clustering in the 1.2-Jy IRAS Galaxy Redshift Survey. 2. Redshift distortions and $\Xi(\tau(p), \pi)$. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 267:927, 1994, astro-ph/9308013.
- [45] Matthias Bartelmann and Peter Schneider. Weak gravitational lensing. *Phys.Rept.*, 340:291–472, 2001, astro-ph/9912508.
- [46] Yannick Mellier. Probing the universe with weak lensing. *Ann.Rev.Astron.Astrophys.*, 37:127–189, 1999, astro-ph/9812172.
- [47] Bergé Joël. *Les lentilles gravitationnelles faibles, vers la cosmologie de précision*. PhD thesis, Université de Paris Sud XI, Paris, 2007.
- [48] Weinberg David et al. Observational probes of cosmic acceleration observational probes of cosmic acceleration. *Physics Reports*, Volume 530, Issue 2, p. 87-255., september 2013.
- [49] Nick Kaiser. Weak gravitational lensing of distant galaxies. *Astrophys.J.*, 388:272, 1992.
- [50] Lsst science book, version 2.0, Novembre 2009.
- [51] C. Blake et al. The WiggleZ Dark Energy Survey: mapping the distance-redshift relation with baryon acoustic oscillations. *MNRAS*, 418:1707–1724, December 2011, 1108.2635.

- [52] M. J. Drinkwater et al. The WiggleZ Dark Energy Survey: survey design and first data release. *MNRAS*, 401:1429–1452, January 2010, 0911.4246.
- [53] D. H. Jones et al. The 6dF Galaxy Survey: final redshift release (DR3) and southern large-scale structures. *MNRAS*, 399:683–698, October 2009, 0903.5451.
- [54] Daniel J. Eisenstein et al. Spectroscopic target selection for the Sloan Digital Sky Survey: The Luminous red galaxy sample. *Astron.J.*, 122:2267, 2001, astro-ph/0108153.
- [55] E. Komatsu et al. Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation. *APJS*, 192:18, February 2011, 1001.4538.
- [56] R. Amanullah et al. Spectra and Hubble Space Telescope Light Curves of Six Type Ia Supernovae at $0.511 \leq z \leq 1.12$ and the Union2 Compilation. *APJ*, 716:712–738, June 2010, 1004.1711.
- [57] M. Chevallier and D. Polarski. Accelerating Universes with Scaling Dark Matter. *International Journal of Modern Physics D*, 10:213–223, 2001, gr-qc/0009008.
- [58] Éric Aubourg, Stephen Bailey, Julian E. Bautista, Florian Beutler, Vaishali Bhardwaj, et al. Cosmological implications of baryon acoustic oscillation (BAO) measurements. 2014, 1411.1074.
- [59] Masao Sako et al. The Data Release of the Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Survey. 2014, 1401.3317.
- [60] Sdss dr12. <http://www.sdss.org/dr12/>.
- [61] D. J. Eisenstein, D. H. Weinberg, E. Agol, H. Aihara, C. Allende Prieto, S. F. Anderson, J. A. Arns, É. Aubourg, S. Bailey, E. Balbinot, and et al. SDSS-III: Massive Spectroscopic Surveys of the Distant Universe, the Milky Way, and Extra-Solar Planetary Systems. *AJ*, 142:72, September 2011, 1101.1529.
- [62] K. S. Dawson et al. The Baryon Oscillation Spectroscopic Survey of SDSS-III. *AJ*, 145:10, January 2013, 1208.0022.
- [63] F. Beutler et al. The 6dF Galaxy Survey: baryon acoustic oscillations and the local Hubble constant. *MNRAS*, 416:3017–3032, October 2011, 1106.3366.
- [64] Dark energy survey. <http://www.darkenergysurvey.org>.
- [65] T. Abbott et al. The dark energy survey. 2005, astro-ph/0510346.
- [66] C. Sánchez et al. Photometric redshift analysis in the Dark Energy Survey Science Verification data. *MNRAS*, 445:1482–1506, December 2014, 1406.4407.
- [67] Pan-starrs. <http://pan-starrs.ifa.hawaii.edu/public/>.
- [68] A. Rest, D. Scolnic, R.J. Foley, M.E. Huber, R. Chornock, et al. Cosmological Constraints from Measurements of Type Ia Supernovae discovered during the first 1.5 yr of the Pan-STARRS1 Survey. *Astrophys.J.*, 795(1):44, 2014, 1310.3828.
- [69] Wei Zheng, Si-Yu Li, Hong Li, Jun-Qing Xia, Mingzhe Li, et al. Constraints on Dark Energy from New Observations including Pan-STARRS. *JCAP*, 1408:030, 2014, 1405.2724.

- [70] N. Benitez, E. Gaztanaga, R. Miquel, F. Castander, M. Moles, et al. Measuring Baryon Acoustic Oscillations along the line of sight with photometric redshifts: the PAU survey. *Astrophys.J.*, 691:241–260, 2009, 0807.0535.
- [71] Michael Levi et al. The DESI Experiment, a whitepaper for Snowmass 2013. 2013, 1308.0847.
- [72] Euclid. <http://sci.esa.int/euclid/>.
- [73] A. Refregier, A. Amara, T. D. Kitching, A. Rassat, R. Scaramella, J. Weller, and f. t. Euclid Imaging Consortium. Euclid Imaging Consortium Science Book. *ArXiv e-prints*, January 2010, 1001.0061.
- [74] Z. Ivezic, J.A. Tyson, R. Allsman, J. Andrew, and R. Angel. LSST: from Science Drivers to Reference Design and Anticipated Data Products. 2008, 0805.2366.
- [75] Robert J. Nemiroff. Tile or stare? Cadence and sky monitoring observing strategies that maximize the number of discovered transients. *Astron.J.*, 125:2740, 2003, astro-ph/0301583.
- [76] F. W. High, C. W. Stubbs, B. Stalder, D. K. Gilmore, and J. L. Tonry. Sky Variability in the y Band at the LSST Site. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 122:722–730, May 2010, 1002.3637.
- [77] B.M. Poggianti and G. Barbaro. Indicators of star formation: 4000 angstrom break and balmer lines. *Astron.Astrophys.*, 325:1025–1030, 1997, astro-ph/9703067.
- [78] Dark Energy Task Force Committee. Dark energy task force whitepaper. http://lsst.org/lsst/science/scientist_deft.
- [79] Gerry Gilmore. GAIA - Composition, formation and evolution of our galaxy. 2004, astro-ph/0408256.
- [80] T. Axelrod and C. Miller. Improving LSST Photometric Calibration with Gaia Data. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 126:1102–1111, December 2014, 1408.5521.
- [81] D. L. Burke et al. Calibration of LSST instrumental and atmospheric photometric passbands. In *SPIE Astronomical Telescopes and Instrumentation 2010*, volume 7737, page 77371D, San Diego, California, United States, June 2010. SLAC-PUB-14162.
- [82] Christopher W. Stubbs and John L. Tonry. Toward 1Telescopes and Detectors. *Astrophys.J.*, 646:1436–1444, 2006, astro-ph/0604285.
- [83] R. C. Bohlin and R. L. Gilliland. Hubble Space Telescope Absolute Spectrophotometry of Vega from the Far-Ultraviolet to the Infrared. *AJ*, 127:3508–3515, June 2004.
- [84] J. B. Holberg and Pierre Bergeron. Calibration of synthetic photometry using da white dwarfs. *The Astronomical Journal*, 132(3):1221, 2006.
- [85] N. Regnault, E. Barrelet, A. Guyonnet, C. Juramy, P.-F. Rocci, L. Le Guillou, K. Schahmanèche, and F. Villa. (Sn)DICE: A Calibration System Designed for Wide Field Imagers. *ArXiv e-prints*, August 2012, 1208.6301.

- [86] Guyonnet Augustin. *Le projet SNDICE / réalisation d'un dispositif optoélectronique pour l'étalonage photométrique de l'imageur grand champs MegaCam au CFHT*. PhD thesis, Université Denis Diderot, LPNHE Paris, 2012.
- [87] Newport. <https://www.newport.com/Sph%C3%A8res-int%C3%A9grées-Oriel/378467/1036/info.aspx>.
- [88] N. Regnault, A. Guyonnet, K. Schahmanèche, L. Le Guillou, P. Antilogus, P. Astier, E. Barrelet, M. Betoule, S. Bongard, J.-C. Cuillandre, C. Juramy, R. Pain, P.-F. Rocci, P. Tisserand, and F. Villa. The DICE calibration project: design, characterization, and first results. *ArXiv e-prints*, June 2015, 1506.08212.
- [89] Adrian A. Collister and Ofer Lahav. ANNz: Estimating photometric redshifts using artificial neural networks. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 116:345–351, 2004, astro-ph/0311058.
- [90] B. Hoyle, M. M. Rau, R. Zitzlau, S. Seitz, and J. Weller. Feature importance for machine learning redshifts applied to SDSS galaxies. *MNRAS*, 449:1275–1283, May 2015, 1410.4696.
- [91] Alexia Gorecki, Alexandra Abate, Reza Ansari, Aurelien Barrau, Sylvain Baumont, et al. A new method to improve photometric redshift reconstruction. Applications to the Large Synoptic Survey Telescope. *Astron. Astrophys.*, 561:A128, 2014, 1301.3010.
- [92] Alexia Gorecki. *Observational cosmology with the large synoptic survey telescope : development of the camera calibration optical bench and baryon acoustic oscillations simulation*. Theses, Université de Grenoble, October 2011.
- [93] Tomas Dahlen, Bahram Mobasher, Rachel S. Somerville, Leonidas A. Moustakas, Mark Dickinson, et al. The Evolution of the optical and near-infrared galaxy luminosity functions and luminosity densities to z 2. *Astrophys. J.*, 631:126–144, 2005, astro-ph/0505297.
- [94] S. Jouvel et al. Designing future dark energy space missions. I. Building realistic galaxy spectro-photometric catalogs and their first applications. *A&A*, 504:359–371, September 2009, 0902.0625.
- [95] G.D. Coleman, C.C. Wu, and D.W. Weedman. Colors and magnitudes predicted for high redshift galaxies. *Astrophys. J. Suppl.*, 43:393–416, 1980.
- [96] A. L. Kinney, D. Calzetti, R. C. Bohlin, K. McQuade, T. Storchi-Bergmann, and H. R. Schmitt. Template Ultraviolet to Near-Infrared Spectra of Star-forming Galaxies and Their Application to K-Corrections. *The Astrophysical Journal*, 467:38, August 1996.
- [97] G. Bruzual and Stephane Charlot. Stellar population synthesis at the resolution of 2003. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 344:1000, 2003, astro-ph/0309134.
- [98] Michael J. I. Brown, John Moustakas, J. D. T. Smith, Elisabete da Cunha, T. H. Jarrett, Masatoshi Imanishi, Lee Armus, Bernhard R. Brandl, and J. E. G. Peek. An Atlas of Galaxy Spectral Energy Distributions from the Ultraviolet to the Mid-Infrared. *Astrophys. J. Suppl.*, 212:18, 2014, 1312.3029.
- [99] Jason A. Cardelli, Geoffrey C. Clayton, and John S. Mathis. The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. *Astrophys. J.*, 345:245–256, 1989.
- [100] Daniela Calzetti, Anne L. Kinney, and Thaisa Storchi-Bergmann. Dust extinction of the stellar continua in starburst galaxies: The Ultraviolet and optical extinction law. *Astrophys. J.*, 429:582, 1994.

- [101] Piero Madau. The intergalactic medium. 2000, astro-ph/0005106.
- [102] Piero Madau. Radiative transfer in a clumpy universe: The Colors of high-redshift galaxies. *Astrophys. J.*, 441:18, 1995.
- [103] David W. Hogg, Ivan K. Baldry, Michael R. Blanton, and Daniel J. Eisenstein. The K correction. 2002, astro-ph/0210394.
- [104] N. Benítez. Bayesian Photometric Redshifts (BPZ). In R. Weymann, L. Storrie-Lombardi, M. Sawicki, and R. Brunner, editors, *Photometric Redshifts and the Detection of High Redshift Galaxies*, volume 191 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 31, 1999.
- [105] Root data analysis framework. <http://root.cern.ch/drupal/>.
- [106] B. P. Roe, H.-J. Yang, J. Zhu, Y. Liu, I. Stancu, and G. McGregor. Boosted decision trees as an alternative to artificial neural networks for particle identification. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 543:577–584, May 2005, physics/0408124.
- [107] B.P. Roe, Hai-Jun Yang, and Ji Zhu. Boosted decision trees, a powerful event classifier. pages 139–142, 2005.
- [108] P.A.R. Ade et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. 2015, 1502.01589.
- [109] Chris Blake and Sarah Bridle. Cosmology with photometric redshift surveys. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 363:1329–1348, 2005, astro-ph/0411713.

Résumé

Le télescope LSST (Large Synoptic Survey Telescope) fait partie de la nouvelle génération d'instruments optiques ayant pour objectif la réalisation d'une cartographie complète de l'Univers. Son champ de vue, à la fois large et profond, va conduire à l'observation de milliards d'objets, en couvrant la moitié du ciel dans six bandes photométriques. Les données issues des observations de LSST vont notamment permettre de contraindre les paramètres d'énergie noire avec une précision dix fois meilleure que les contraintes actuelles. Quatre des différentes sondes observationnelles sensibles au contenu énergétique de l'Univers seront accessible à LSST : les supernovae de type Ia, les amas de galaxies, les lentilles gravitationnelles et les oscillations acoustiques de baryons (BAO). La combinaison de ces sondes devrait permettre de différencier les différents modèles théoriques décrivant l'énergie noire. Cette thèse s'inscrit dans le cadre du projet LSST et présente à la fois un aspect instrumental et une étude phénoménologique. Dans un premier temps, le travail concernant le développement d'un banc d'étalonnage optique pour la caméra sera présenté. Les mesures alors effectuées ont conduit à l'établissement du design final de la source de lumière. Le banc d'étalonnage va ainsi permettre une mesure précise de la réponse du plan focal de la caméra dans les longueurs d'ondes associées aux six filtres de LSST. Nous présenterons ensuite une chaîne d'analyse complète dont l'objectif est d'estimer la précision avec laquelle il sera possible de mesurer l'échelle caractéristiques des BAOs à partir des données de LSST. Dans ce but un catalogue de galaxies a été simulé à partir d'une cosmologie Λ CDM. L'utilisation d'une méthode de *template fitting*, combinée à différents tests statistiques a permis l'obtention de redshifts photométriques (photo-z) de bonne qualité, respectant les spécifications LSST. Une étude portant sur l'impact de la transmission des filtres a permis l'optimisation de leur bande-passante et a montré l'importance de leur étalonnage. Enfin l'échelle caractéristique des BAO a été estimé en tenant compte des erreurs photo-z, validant l'ensemble de la chaîne de simulation.

Abstract

The LSST telescope (Large Synoptic Survey Telescope) is part of the new generation of optical instruments whose aim is to achieve a complete map of the Universe. With its wide and large field of view, it will observe billions of galaxies, in six optical photometric bands, allowing the study of many scientific subjects. In particular, LSST data will accurately measure Dark Energy parameters through four distinct probes: supernovae, weak lensing, clusters and Baryon Acoustic Oscillations (BAO). The combination of those different probes should allow the discrimination between theoretical models describing the dark energy. This thesis is part of the development of the LSST project and presents both an instrumental and a phenomenological study. First, the work concerning the development of the optical calibration bench for LSST's camera is presented. The measurements then performed led to the establishment of the light source final design. The calibration bench will thus allow measurement of the camera focal plan response within the six wavelength corresponding to LSST filters. We then present a complete analysis chain whose objective is to estimate the accuracy with which the characteristics BAOs scale should be measured considering LSST simulated data. With this aim, a galaxy catalog were simulate from a Λ CDM cosmology. An enhanced template fitting method has been developed, combined with statistical tests, it allowed a significant improvement of the photo-z reconstruction quality up, in agreement with LSST requirements. A study of the impact of the filters transmission curves allowed the optimization of their bandwidth and showed the importance of their calibration. Finally the BAOs scale was estimated taking into account the photo-z errors, compelling the whole simulation.