

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité Astronomie et Astrophysique

> Présentée par M. Jean Coupon

Pour obtenir le grade de DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Galaxies à grand décalage spectral : mesures et contraintes cosmologiques

Soutenue le 23 novembre 2009 devant le jury composé de :

Pr. Patrick BOISSÉ Dr. Yannick MELLIER Dr. Roser PELLO Dr. Jean-Paul KNEIB Pr. Luigi GUZZO Dr. Olivier ILBERT Dr. Henry Joy McCRACKEN Président du Jury Directeur de Thèse Rapporteur Examinateur Examinateur Invité

Abstract

Title : High redshift galaxies : measurements and cosmological constraints

 \mathbf{T} his thesis focuses on the measure of galaxy redshifts and their cosmological applications. This work is conducted within the context of the standard cosmological model, for which we explain the principle as well as its limitations. In particular we recall that dark matter and dark energy remain the main unsolved questions that motivates present and future cosmological surveys. Considering that photometric *redshifts* are solely capable to be measured for millions of galaxies, we show why they are essential to modern cosmology and how to estimate values as precise as 1-3%. We applied this method to the Canada-France-Hawaii Legacy Survey (CFHTLS) and we carefully estimated statistical and systematic uncertainties. We used these photometric redshift catalogues to measure the galaxy clustering in the CFHTLS wide. The numerous objects in our sample allowed us to construct volume-limited samples. We studied several galaxy populations including blue and red galaxies for which we found a different clustering amplitude, red galaxies being more clustered than blue ones. We modeled the clustering by the Halo Occupation Distribution model (HOD) and found a good agreement with the data. We observed that host haloes are more massive for more luminous galaxies as well as for red galaxies.

Key words : cosmology – galaxy – dark matter – dark energy – photometric redshift – clustering – halo model – halo occupation distribution

Résumé

C e travail de thèse se concentre sur la mesure des décalages spectraux de galaxies (redshifts) et leurs applications à la cosmologie. Cette étude se place dans le contexte du modèle standard cosmologique dont nous décrivons le fonctionnement et les limites. En particulier nous rappelons que le contenu en matière noire et en énergie noire constitue la source principale d'investigation des grands relevés cosmologiques présents et futurs. Partant du principe que les redshifts photométriques, seuls capables d'être mesurés pour des millions d'objects, sont indispensables à la cosmologie observationnelle moderne, nous montrons comment il est possible d'obtenir une précision de 1-3% sur leur mesure. Nous avons appliqué cette méthode sur les données du Canada-France-Hawaii Legacy Survey (CFHTLS) et porté une attention particulière aux erreurs statistiques et systématiques. Nous avons utilisé les catalogues de *redshifts* photométriques pour mesurer l'agrégation des galaxies dans le CFHTLS wide. Le grand nombre d'objets nous a permis de construire des échantillons limités en volumes pour lesquels nous avons trouvé une forte disparité entre types de galaxies séparés en couleur. Les galaxies rouges sont plus lumineuses et plus agrégées que les galaxies bleues. Nous avons ajusté le modèle de distribution d'occupation des halos (HOD) sur ces échantillons et trouvé un très bon accord avec les données. Nous avons observé que les halos qui abritaient les galaxies rouges étaient plus massifs que pour les bleues et que leur masse augmentait avec la luminosité des galaxies.

Mots-clés : cosmologie – galaxie – matière noire – énergie noire – *redshift* photométrique – agrégation – modèle des halos – distribution d'occupation des halos Douter de tout ou tout croire sont deux solutions également commodes, qui l'une et l'autre nous dispensent de réfléchir....

Henri Poincaré

Table des matières

Introduction

1	La	cosmol	ogie moderne	7
	1.1	Le pri	ncipe cosmologique	7
	1.2	Mécar	ique de l'Univers	8
		1.2.1	Gravitation et expansion	8
		1.2.2	L'Univers relativiste	10
		1.2.3	Le contenu en matière et énergie	13
		1.2.4	Modèles d'Univers	15
		1.2.5	Distances cosmologiques	16
	1.3	Le Big	g Bang et ses piliers	17
		1.3.1	Pourquoi le « Big Bang »	17
		1.3.2	L'expansion de l'Univers	18
		1.3.3	Le fond diffus cosmologique	19
		1.3.4	La nucléosynthèse primordiale	21
		1.3.5	Limites du modèle du Big Bang et tentatives de solutions .	22
	1.4	L'Uni	vers inhomogène	24
		1.4.1	Fluctuations et instabilité gravitationnelle	24
		1.4.2	Théorie linéaire des perturbations	26
		1.4.3	Description statistique du champ de densité	28
		1.4.4	Évolution des perturbations	29
		1.4.5	Formation et évolution des galaxies	32

3

		1.4.6	Les anistropies du fond diffus cosmologique	33
2	Me	sure de	es redshifts	37
	2.1	Descri	ption des galaxies	37
		2.1.1	Propriétés physiques et composition	37
		2.1.2	Fonction de luminosité	39
	2.2	Métho	odes de mesure du <i>redshift</i>	41
		2.2.1	Par spectroscopie	41
		2.2.2	Par photométrie : ajustement de modèles	42
		2.2.3	Méthodes bayésiennes	45
		2.2.4	Réseaux de neurones	48
		2.2.5	Grands relevés photométriques	48
	2.3	Le pro	ogramme Le Phare	52
		2.3.1	Présentation	52
		2.3.2	Optimisation	55
3	Red.	shifts \mathbf{p}	hotométriques dans le CFHTLS	59
3	<i>Red.</i> 3.1	shifts p Donnë	hotométriques dans le CFHTLS	59 59
3	Red. 3.1	shifts p Donne 3.1.1	hotométriques dans le CFHTLS ées photométriques et spectroscopiques	59 59 59
3	<i>Red</i> . 3.1	shifts p Donne 3.1.1 3.1.2	hotométriques dans le CFHTLS ées photométriques et spectroscopiques	59 59 59 61
3	Red. 3.1	shifts p Donne 3.1.1 3.1.2 3.1.3	hotométriques dans le CFHTLS ées photométriques et spectroscopiques	59 59 59 61 68
3	Red. 3.1	shifts p Donne 3.1.1 3.1.2 3.1.3 3.1.4	hotométriques dans le CFHTLS ées photométriques et spectroscopiques	59 59 61 68 69
3	Red. 3.1 3.2	shifts p Donne 3.1.1 3.1.2 3.1.3 3.1.4 <i>Redsh</i>	hotométriques dans le CFHTLS ées photométriques et spectroscopiques	 59 59 61 68 69 70
3	Red. 3.1 3.2	shifts p Donne 3.1.1 3.1.2 3.1.3 3.1.4 <i>Redsh</i> 3.2.1	hotométriques dans le CFHTLS ées photométriques et spectroscopiques	 59 59 61 68 69 70 70
3	Red. 3.1 3.2	shifts p Donne 3.1.1 3.1.2 3.1.3 3.1.4 <i>Redsh</i> 3.2.1 3.2.2	hotométriques dans le CFHTLS ées photométriques et spectroscopiques	59 59 61 68 69 70 70 70 74
3	Red. 3.1 3.2	shifts p Donne 3.1.1 3.1.2 3.1.3 3.1.4 <i>Redsh</i> 3.2.1 3.2.2 3.2.3	hotométriques dans le CFHTLS ées photométriques et spectroscopiques	 59 59 59 61 68 69 70 70 74 75
3	Red. 3.1 3.2	shifts p Donne 3.1.1 3.1.2 3.1.3 3.1.4 <i>Redsh</i> 3.2.1 3.2.2 3.2.3 3.2.4	hotométriques dans le CFHTLS ées photométriques et spectroscopiques	59 59 61 68 69 70 70 74 75 78
3	Red. 3.1 3.2	shifts p Donne 3.1.1 3.1.2 3.1.3 3.1.4 <i>Redsh</i> 3.2.1 3.2.2 3.2.3 3.2.4 3.2.5	hotométriques dans le CFHTLS ées photométriques et spectroscopiques	59 59 61 68 69 70 70 74 75 78 80
3	Red. 3.1 3.2 3.3	shifts p Donné 3.1.1 3.1.2 3.1.3 3.1.4 <i>Redsh</i> 3.2.1 3.2.2 3.2.3 3.2.4 3.2.5 Sépara	hotométriques dans le CFHTLS ées photométriques et spectroscopiques	59 59 61 68 69 70 70 74 75 78 80 80
3	Red. 3.1 3.2 3.3	shifts p Donné 3.1.1 3.1.2 3.1.3 3.1.4 <i>Redsh</i> 3.2.1 3.2.2 3.2.3 3.2.4 3.2.5 Sépara 3.3.1	hotométriques dans le CFHTLS ées photométriques et spectroscopiques	59 59 61 68 69 70 70 74 75 78 80 80 80

		3.3.3	Qualité de la classification étoile/galaxie	84
		3.3.4	Résumé	85
	3.4	Analy	se des <i>redshifts</i> photométriques	85
		3.4.1	Estimation des erreurs	87
		3.4.2	Précision des <i>redshifts</i>	88
		3.4.3	Distribution en <i>redshift</i>	89
4	Me	sure de	e l'agrégation des galaxies dans le CFHTLS wide	95
	4.1	Les de	onnées T0005 du CFHTLS	95
		4.1.1	Description	96
		4.1.2	<i>Redshifts</i> photométriques	97
		4.1.3	Nouveau filtre y	102
	4.2	Impac	t des offsets systématiques	103
		4.2.1	La collaboration CFHTLenS	104
		4.2.2	Distribution en <i>redshift</i>	106
		4.2.3	Impact sur la fonction de corrélation à deux points	107
		4.2.4	Résumé	113
	4.3	Agrég	ation des galaxies	113
		4.3.1	Sélection des échantillons	115
		4.3.2	Mesure de l'agrégation	117
		4.3.3	Modélisation par une loi de puissance	120
		4.3.4	Correction de la contrainte integrale (<i>integral constraint</i>)	121
		4.3.5	Résultats	122
		4.3.6	Résumé	133
	4.4	Modèl	le de distribution d'occupation des halos	134
		4.4.1	Cadre théorique	134
		4.4.2	Résultats	137
		4.4.3	Résumé	144
5	Le	relevé	spectroscopique VIPERS	149
	5.1	Préser	ntation	149

		5.1.1	Stratégie d'observation	149
		5.1.2	Objectifs scientifiques	150
	5.2	Sélecti	on des cibles	151
		5.2.1	Catalogues photométriques	151
		5.2.2	Séparation étoile/galaxie	153
		5.2.3	Sélection en couleur	156
		5.2.4	Echantillon d'AGNs	159
		5.2.5	Filtrage des fausses détections	161
		5.2.6	Résumé	162
Co	onclu	sions		165
\mathbf{A}	Pub	olicatio	ns	167
	A.1	Coupo	on et al. 2009 : mesure des <i>redshifts</i> photométriques dans le	
		CFHT	LS	167
	A.2	Fu et a	al. 2008 : mesure du cisaillement gravitationnel dans le CFHTL	S186
	A.3	Kilbin	ger et al. 2009 : contraintes sur l'énergie noire et erreurs sys-	
		témati	ques sur les supernovæ et les lentilles gravitationnelles	207
	A.4	Adami	i et al. 2009 : recherche d'amas dans le CFHTLS	220
в	Mag	gnitude	es	259
	B.1	Magni	tude apparente	259
	B.2	Systèn	nes de magnitudes	259
	B.3	Magni	tude absolue	260
	B.4	Correc	tion K	260
\mathbf{C}	Cat	alogue	s T0005 pour les <i>redshifts</i> photométriques	261
D	Par	amètre	es cosmologiques	265
Bi	Bibliographie 2			273

Remerciements

 ${f J}\,$ e tiens à exprimer ma gratitude envers ceux qui ont rendu possible ce travail de thèse.

Ce n'est pas sans émotion que je tiens avant tout à remercier mes parents qui m'ont soutenu toutes ces années et particulièrement mon père dont l'ouverture d'esprit et l'intérêt pour les sciences ont été une grande source d'inspiration. Malgré son absence et la douleur, il continue à m'apporter la motivation nécessaire à la réussite de mes projets.

Je remercie Yannick Mellier de m'avoir encadré pendant ma thèse. Il a été un directeur exemplaire car il a su me montrer la bonne voie, me soutenir et m'apprendre le métier de chercheur. Je lui dois l'accomplissement de ma thèse dans de bonnes conditions de travail et un soutien permanent face aux difficultés que nous avons parfois rencontrées.

J'ai eu la chance de faire partie d'une équipe de haut niveau ici à l'Institut d'Astrophysique de Paris. Ce groupe, constitué de chercheurs, post-doctorants et doctorants mondialement reconnus et appréciés, m'a offert un cadre de travail exceptionnel et de nombreuses expertises. Je remercie Henry Joy McCracken, Raphaël Gavazzi, et Barnaby Rowe pour m'avoir encadré et aidé dans plusieurs projets. Merci aussi à toutes les personnes de l'IAP qui m'ont apporté leur aide, parmi elles Bernard Fort, Stéphane Colombi, Karim Benabed et Simon Prunet. Un grand merci à Martin Kilbinger, d'abord pour partager sans limite ses nombreuses compétences et son aide précieuse, et ensuite pour son amitié. Je tiens à féliciter toutes et tous qui ont pu me supporter dans le bureau n° 130, surtout lors des moments les plus critiques. Merci donc à Christopher Bonnett, Florence Brault (vous me manquez déjà!) et, avant eux, Elisabetta Semboloni, Liping Fu et Ismaël Tereno.

Merci à tous les collaborateurs avec qui j'ai eu la chance de travailler. Je tiens à souligner le bonheur d'interagir avec Olivier Ilbert et Stéphane Arnouts qui savent transmettre efficacement leur bonne humeur et leurs compétences. J'ai acquis grâce à eux une expertise inestimable. Merci à tous les membres de l'équipe Terapix et de la collaboration VVDS pour m'avoir donné accès à des données d'une grande qualité. Je tiens à remercier chaleureusement Luigi Guzzo (avec toute l'équipe de VIPERS) pour sa gentillesse et pour m'avoir inclus dans l'aventure VIPERS.

Je suis très fier d'appartenir à la collaboration CFHTLenS qui apportera bientôt des résultats très prometteurs. Merci donc aux membres qui l'ont créée et qui la dirigent de manière remarquable, Yannick, Ludovic van Waerbeke, Henk Hoekstra, Catherine Heymans et Thomas Erben, ainsi que tous les membres qui la composent. Je salue en particulier mes collègues et amis Hendrik Hildebrandt, Sanaz Vafei, Jonben, Martha Milkeraitis, que je retrouve toujours avec autant de plaisir lors des conférences.

Merci à ceux qui sont à l'origine du réseau DUEL, Andy Taylor, Matthias Bartelemann, Koenraad Kuijken, Yannick, Mario Radovich, Peter Schneider, Stella Seitz et Ludovic. Il s'agit d'une initiative formidable dont j'ai pu pleinement profiter pendant ma thèse. Je n'oublie pas non plus de remercier tous les étudiants et post-doctorants du réseau qui m'ont fait découvrir les meilleurs bars d'Europe et du Canada!

Merci à tous les membres du jury et en particulier à Patrick Boissé pour l'avoir présider, mais aussi pour avoir toujours été présent pendant ma thèse et le stage de Master 2. De plus, alors que les contraintes de temps ont rendu la rédaction du manuscript très difficile, mes rapporteurs Roser Pello et Jean-Paul Kneib m'ont aidé à relever le défi de réussir cette dernière ligne droite. Et encore plus que pour leur aide et leur compétence, je les remercie sincèrement pour leurs encouragements, si précieux à l'époque.

Bien sûr de bonnes conditions de travail n'auraient pas été possible sans le soutien technique et moral des membres de l'IAP. Merci à Laurent Vigroux, Lysiane Bauby, Chantal Levaillant, Christophe Gobet, au service informatique, à tous les membres de l'administration de L'IAP et de ceux de l'école doctorale Astronomie et Astrophysique d'île de France. Je remercie également Gilles Esposito-Farèse pour son parrainage attentionné.

La complicité entretenue avec les doctorants et post-doctorants de l'IAP fut d'un grand réconfort à de nombreuses occasions. J'espère que le YTA et le YMCA continueront à créér des liens entre les jeunes de l'IAP. Mes amis, Hakim, Kumiko, Larissa, Guilhem, Seb, Yuko, JC, François, Anthony, Sarah, Flavien, Camilla, Isabelle, ces années avec vous ont été géniales!

Je remercie aussi tous mes amis, ma soeur, mes grand-parents et toute ma famille pour leur patience et leur soutien. Un grand merci et un clin d'œil à Narae et Anca.

Introduction

A u cours des deux dernières décennies, les progrès spectaculaires de la *cosmologie observationnelle* ont permis d'édifier un *modèle cosmologique standard* qui bénéficie de l'adhésion de la grande majorité des astrophysiciens et des physiciens. Bien qu'il repose sur l'existence de deux composantes énigmatiques et plutôt suspectes, la matière noire et l'énergie noire, ce modèle constitue un cadre concret à l'intérieur duquel il est possible de définir des tests précis permettant d'en mesurer les propriétés et les paramètres fondamentaux ou d'en falsifier les prédictions.

Les fondements sur lesquels s'appuie le modèle cosmologique standard incluent la **gravitation**, décrite par la *relativité générale* d'Albert Einstein, et le **principe cosmologique**, qui affirme que l'Univers est *homogène* et *isotrope*. Ce modèle est conforté par un certain nombre de *piliers observationnels* qui montrent que l'Univers est en expansion adiabatique, émergeant d'un Big Bang, qui décrit parfaitement son histoire thermique. Dans ce scénario, la matière noire, l'énergie noire et l'*inflation*, responsable d'une phase d'accroissement exponentiel dans les premiers instants de l'Univers, sont des clefs de voûte dont on doit postuler l'existence mais qui ne sont malheureusement pas encore observées directement. Elles sont les raisons de nos doutes et par conséquent les enjeux de la cosmologie des prochaines décennies.

Introduite pour expliquer les anomalies gravitationnelles constatées dans la rotation des galaxies, la matière noire domine la dynamique des structures à grande échelle. Une manière d'en cartographier directement la distribution et d'en analyser les propriétés statistiques est d'utiliser les lentilles gravitationnelles. Puisque toute masse modifie localement la courbure de l'espace-temps, la trajectoire des photons émis par une source lointaine est altérée par la matière qui se trouve entre la source et l'observateur. Les images de la source sont déformées et ces déformations sont une signature des propriétés du déflecteur. A grande échelle, ce phénomène se généralise et porte le nom de cisaillement gravitationnel cosmoloqique ou cosmic shear. Le cosmic shear est une accumulation de tous les effets de lentille gravitationnelle induits par l'ensemble des structures qui se trouvent entre la source et l'observateur. Il n'est pas possible d'isoler l'intensité de ce signal sur chaque source individuelle car il est beaucoup trop faible et bruité. Cependant, ses propriétés statistiques peuvent être mesurées à partir d'échantillons de millions de galaxies. Plus précisément, l'intensité du signal en fonction de l'échelle angulaire est un moyen d'explorer le spectre de puissance du cisaillement gravitationnel et d'en déduire celui de la matière noire, depuis les échelles galactiques jusqu'aux plus grandes structures de l'Univers. La puissance de cette méthode réside dans le fait qu'elle ne requiert aucune hypothèse sur la nature ou les propriétés de la matière, seule la masse compte. De surcroît, par la mesure des décalages spectraux

des galaxies (*redshifts*), il est même possible d'explorer ce spectre de puissance en fonction du temps. Le cosmic shear est donc un moyen de sonder non seulement les propriétés de structuration de l'Univers mais aussi l'histoire de sa structuration et comment le taux de croissance des structures a évolué. C'est par ce biais que le cosmic shear peut dépasser le simple fait de « voir » les propriétés de la matière noire pour explorer celles de l'énergie noire à la source de l'accélération actuelle de son expansion. L'exploitation cosmologique du cosmic shear passe donc par une reconstruction tri-dimensionnelle du spectre de puissance de la matière noire et par sa description en fonction du temps cosmique.

Pour reconstruire un spectre de puissance tri-dimensionnel de la matière noire et sonder l'histoire de la structuration de l'Univers à partir du cisaillement gravitationnel, il faut mesurer des formes de millions de galaxies avec une extrême précision. Cependant, ce n'est pas suffisant. En effet, l'amplitude du cisaillement gravitationel est déterminée par l'amplitude de l'ellipticité des galaxies lointaines, modulée par leur distance et celles des déflecteurs. De plus, pour reconstruire l'histoire de la formation des structures, il faut disséquer ce signal par tranche de temps et donc de distance. La mesure de *redshift* est de fait un élément essentiel du cosmic shear sans lequel aucune interprétation cosmologique n'est possible. Ce rôle central s'est accentué au cours des cinq dernières années car les redshifts permettent aussi de découpler les effets d'alignement intrinsèques des galaxies ou d'autres nuisances astrophysiques du signal gravitationnel pur. Au fur et à mesure que les relevés astronomiques de cisaillement gravitationnel gagnent en précision, les besoins en *redshifts* s'affirment à tel point qu'il devient nécessaire de disposer d'un *redshift* pour chaque source. C'est un effort considérable et totalement irréalisable avec les *redshifts* spectroscopiques. La seule option est la mesure de redshifts photométriques. Pour décomposer l'univers en tranches temporelles, une estimation assez grossière du *redshift* suffit. Mais pour calibrer l'amplitude du cisaillement gravitationnel et décontaminer le signal des effets systématiques il faut une mesure robuste et non biaisée du *redshift* photométrique pour l'ensemble des galaxies; quel que soit leur type spectral, leur luminosité et leur redshift. Elle implique donc des procédures de calibration, de mesure et de validation claires et approfondies. De fait, la mesure de *redshifts* photométriques est devenu un projet à part entière et complexe du cosmic shear. C'est le coeur de mon travail de thèse.

Ce travail de thèse se concentre sur la mesure des *redshifts* photométriques et leurs applications à l'exploitation cosmologique du CFHTLS. Le coeur du projet initial s'articulait autour du cosmic shear, mais mon travail s'est étendu à l'exploitation des *redshifts* photométriques pour l'analyse des modèles de distribution d'occupation des halos et leur couplage avec l'histoire de la formation des galaxies, ainsi qu'à la préparation du grand relevé spectroscopique VIPERS. La mesure du *redshift* nécessite l'observation du spectre des galaxies et une bonne connaissance de leur composition. Elle s'appuie sur des sondages spectroscopiques profonds et de grande envergure qui seront les calibrateurs des *redshifts* photométriques dans un vaste domaine de *redshifts*, de types de galaxies et de luminosité. Cette étape étant indispensable aux relevés actuels et de prochaine génération, il est important de quantifier au mieux les incertitudes et les biais observationnels. Je discuterai donc abondamment ces aspects.

Le manuscript est divisé en 5 chapitres, disposés selon l'ordre suivant.

- Le chapitre 1 introduit le contexte dans lequel se place cette étude. J'y

décris le modèle standard cosmologique et j'en rappelle les succès et les limites.

- Le chapitre 2 se focalise sur la mesure des *redshifts* spectroscopiques et photométriques. J'y présente les différentes méthodes et leurs outils puis j'introduis dans ce chapitre le code *Le Phare* et son optimisation que nous avons utilisés dans cette étude.
- Le chapitre 3 expose en détail la mesure des *redshifts* photométriques et les résultats obtenus pour le Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey (CFHTLS). Je mets en avant les améliorations de la méthode et leurs applications directes. J'insiste notamment sur l'utilisation des *redshifts* spectroscopiques pour la calibration des *redshifts* photométriques. En lien avec les chapitres suivants, je présente les investigations sur les incertitudes, et en particulier sur les erreurs systématiques dans l'estimation des *redshifts*.
- L'étude des propriétés de l'agrégation des galaxies dans les halos de matière noire constitue le chapitre 4. Je décris la préparation des données du CFHTLS, j'explique comment mesurer l'agrégation des galaxies, puis je présente nos résultats pour plusieurs échantillons d'objets. Le CFHTLS, en raison de sa grande couverture angulaire, est un relevé profond unique pour sonder les propriétés des galaxies aux grandes échelles. Nous profitons ainsi du grand nombre d'objets pour s'intéresser à différents échantillons de galaxies, séparés en type de galaxies (rouges et bleues) et en intervalles de *redshifts* et de luminosités. J'introduis le formalisme du modèle d'occupation des halos (*Halo Occupation Distribution*) et je présente les résultats de l'ajustement de ce modèle sur les données du CFHTLS wide.
- J'ai activement participé à la préparation du relevé spectroscopique de nouvelle génération, le VIMOS Public Extragalactic redshift Survey (VIPERS).
 Je décris dans le chapitre 5 la sélection des sources et j'explique comment le relevé photométrique du CFHTLS a permis une sélection précise des cibles spectroscopiques.
- Enfin les publications majeures qui sont inscrites dans le cadre de cette thèse sont données en annexe A.

Chapitre 1

La cosmologie moderne

C omment se comporte l'Univers ? Quelle est son histoire et de quoi est-il fait ? La cosmologie est la science qui tente de répondre à ces questions. De même que la physique des particules a construit un schéma cohérent décrivant les composants élémentaires de la nature, le modèle standard cosmologique relie remarquablement la dynamique de l'Univers avec son contenu. Rappelons que, de ce fait, il est admis par une large majorité des scientifiques. Le paradigme actuel, que nous appelons *cosmologie moderne*, est à la fois basé sur les fondements théoriques et les observations. Nous essayons, dans ce chapitre, d'en présenter les différents aspects et pour le reste de cette étude, sauf mention contraire, nous l'adoptons comme étant notre représentation unique de l'Univers.

Nous commencerons par une présentation globale de notre compréhension de l'Univers puis nous entrerons peu à peu dans les détails. Ainsi les trois premières sections décrivent les fondements de la cosmologie moderne. Le principe cosmologique est énoncé et expliqué dans la section 1.1. Nous poserons ensuite dans la section 1.2 le formalisme mathématique nous permettant de décrire la mécanique de l'Univers, et donc, comme le prédit la relativité générale, sa géométrie. Enfin nous expliquerons pourquoi les observations ont conduit à la théorie du Big Bang dans la section 1.3.

Homogène à très grande échelle, l'Univers, comme le confirme notre expérience, est inhomogène à plus petite échelle. La section 1.4 traitera de l'origine des perturbations, des méthodes de mesure et comment elles nous aident à contraindre les modèles.

1.1 Le principe cosmologique

La formulation du principe cosmologique est simple : l'Univers est homogène et isotrope. Son énoncé résulte cependant d'une longue évolution des mentalités et en grande partie des observations à grande échelle. Au XVI^esiècle, bien que Nicolas Copernic ne fit que déplacer le centre du Monde vers le Soleil, il révolutionna néanmoins notre conception du Monde, dans laquelle nous n'occupions plus une place privilégiée. Au XX^esiècle la vision de l'Univers évolue très rapidement. On comprend d'abord que la matière (les étoiles) se regroupe dans des « univers-îles » comme la Voie Lactée et que les « nébuleuses » ne sont autres que de lointaines galaxies similaires à la notre.



FIG. 1.1 – Si un observateur placé en A ou en B voit que les points C,D et E ont des propriétés physiques identiques, l'Univers est nécessairement homogène. Figure reproduite de Peacock (1999).

En 1926, les observations conduites par Edwin Hubble révèlent une distribution isotrope des galaxies (les propriétés de l'Univers sont identiques quelque soit la direction). En conséquence, si nous n'occupons pas de place privilégiée, l'Univers est homogène (les propriétés de l'Univers sont identiques en tout point) comme expliqué dans la figure 1.1. Plus tard, il trouve une relation entre la vitesse des galaxies et leur distance, appelée *loi de Hubble*, impliquant que l'expansion se produit partout, preuve supplémentaire de l'homogénéité de l'Univers.

De nos jours, les relevés profonds confirment que la distribution des objects dans l'espace est homogène (voir fig. 1.2) malgré la présence de structures à plus petite échelle.

1.2 Mécanique de l'Univers

1.2.1 Gravitation et expansion

La physique telle que nous la connaissons décrit le monde au travers de quatre interactions fondamentales. Les forces nucléaires faible et forte ont une portée microscopique, de la taille du noyau, et ne contribuent donc pas à la dynamique des objects macroscopiques. De plus nous savons que les objects astrophysiques sont globalement neutres. Il existe des champs magnétiques, qui jouent un rôle dans la formation des planètes ou la propagation des particules chargées mais vraisemblablement pas, ou très peu, dans l'évolution des grandes structures. La gravitation est donc la seule force à l'origine des interactions de la matière dans l'Univers.

La *relativité générale* d'Einstein (1915) est la théorie de la gravitation. Elle généralise la théorie de Newton qui peut cependant très bien décrire la dynamique globale de l'Univers. Comme dans Schneider (2006), on peut ainsi décrire l'espace par une sphère en expansion où la position des objets est décrite par leurs coor-



FIG. 1.2 – Distribution des sources radio extraite du catalogue de Gregory & Condon (1991). Image parue dans Peebles (1993). La répartition des objects est parfaitement homogène, comme le prédit le principe cosmologique.

données comobiles (constantes si il n'y a pas de mouvemements propres) et leurs coordonnées physiques, reliées entre elles par le facteur d'échelle a(t):

$$d(t) = a(t)x. \tag{1.1}$$

Si l'on prend le temps t_0 comme temps de référence (par exemple aujourd'hui), on écrit $a(t_0) = 1$. La vitesse de récession s'exprime en fonction de a(t) et de la distance par :

$$v(d,t) = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}d(t) = \frac{\mathrm{d}a}{\mathrm{d}t}x = \frac{\dot{a}}{a}d \equiv H(t)d\,, \tag{1.2}$$

où H(t) est appelé paramètre de Hubble et, dans l'Univers local, on retrouve la loi de Hubble :

$$v = H_0 d = H_0 x \,. \tag{1.3}$$

avec $H_0 = H(t_0)$, la constante de Hubble (l'indice « 0 » représentera dans ce qui suit toutes les quantités associées à aujourd'hui).

Pour relier le contenu de l'Univers et son évolution, écrivons les équations du mouvement pour une sphère isotrope contenant une densité $\rho(t)$ de matière. La conservation de la matière implique que :

$$M(x) = \frac{4\pi}{3}a^3(t)x^3(t), \qquad (1.4)$$

$$\rho(t) = \rho_0 a^{-3}(t) \,. \tag{1.5}$$

De plus une particule à la surface de la sphère subit une force égale à $\frac{GM(x)}{d^2}$,

l'équation du mouvement est alors donnée par :

$$\ddot{d} = -\frac{GM(x)}{d^2} = -\frac{4\pi G}{3} \frac{\rho_0 x^3}{d^2}$$
(1.6)

d'où,

$$\ddot{a}(t) = -\frac{4\pi G}{3} \frac{\rho_0}{a^2(t)} = -\frac{4\pi G}{3} \rho(t) a(t) , \qquad (1.7)$$

que l'on intègre par rapport au temps

$$\dot{a}^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_0 \frac{1}{a} - Kc^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho(t)a^2(t) - Kc^2.$$
(1.8)

 Kc^2 est une constante d'intégration qui régit le comportement du système. En multipliant l'équation (1.8) par $x^2/2$, on obtient

$$\dot{a}^2 \frac{x^2}{2} - \frac{8\pi G}{3} \rho(t) a^2 \frac{x^2}{2} = -Kc^2 \frac{x^2}{2}, \qquad (1.9)$$

 $c'est-\grave{a}-dire$

$$\frac{v^2(t)}{2} - \frac{GM}{r(t)} = -Kc^2 \frac{x^2}{2}, \qquad (1.10)$$

qui n'est autre que la conservation de l'énergie totale (cinétique + potentielle) du système.

Finalement nous pouvons prévoir l'évolution du système :

- si K < 0, l'énergie totale est positive. Donc l'énergie cinétique est plus grande que l'énergie potentielle. L'Univers s'étend indéfiniment,
- à l'inverse si K > 0, l'énergie potentielle est dominante et après avoir atteint un maximum, l'Univers doit s'effondrer sur lui même. Le renversement se produit lorsque la vitesse est nulle, c'est-à-dire lorsque

$$\frac{8\pi G}{3}\rho_0 \frac{1}{a_{max}} = Kc^2 \,, \tag{1.11}$$

donc

$$a_{max} = \frac{8\pi G}{3} \frac{\rho_0}{Kc^2} \,. \tag{1.12}$$

– Finalement si K = 0, le système est marginalement lié, l'expansion se produit jusqu'à s'arrêter au bout d'un temps infini et l'équation (1.8) se simplifie comme

$$\dot{a}(t_0)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho(t_0)a^2(t_0)\,. \tag{1.13}$$

Dans ce cas on dit que l'Univers est constitué d'une *densité critique* (aujourd'hui) qui s'écrit

$$\rho_{cr} := \frac{3H_0^2}{8\pi G} \,. \tag{1.14}$$

1.2.2 L'Univers relativiste

L'approche newtonienne n'est toutefois pas suffisante pour dessiner un schéma complet de l'Univers. En particulier l'interprétation des équations dérivées précédemment, bien qu'exacte, nécessite un point de vue compatible avec les hypothèses de la cosmologie moderne. Par exemple nous avons dû admettre l'existence d'un centre pour la sphère (donc un point privilégié), pourtant interdit par le principe cosmologique. De plus, la matière et l'énergie doivent à présent être traitées de façon idendique comme nous le rappelle l'équation d'Einstein, $E = mc^2$.

La forme de l'espace-temps en relativité générale n'est pas obligatoirement plate (cas d'un espace euclidien) mais peut admettre n'importe quelle *métrique*. Celle-ci est determinée par le contenu en matière-énergie et la gravitation devient alors une propriété de l'espace-temps. Dans cette approche, le mouvement d'une particule n'est plus soumis à une force dérivée d'un potentiel gravitationnel mais suit les déformations de l'espace-temps.

Par conséquent, la quantité qui sépare deux événements dépend du tenseur métrique g_{ij} :

$$\mathrm{d}s^2 = g_{ij}\mathrm{d}x^i\mathrm{d}x^j\,,\tag{1.15}$$

où x^i sont les coordonnées d'espace et de temps (on adopte la convention de sommation des indices d'Einstein).

Le principe cosmologique contraint la métrique de sorte que l'Univers soit homogène et isotrope. On peut montrer (Weinberg, 1972) que cette condition est respectée par la métrique de *Friedmann-Roberston-Walker* (FRW) :

$$ds^{2} = c^{2}dt^{2} - a^{2}(t)\left(\frac{dr^{2}}{1 - kr^{2}} + r^{2}d\theta^{2} + r^{2}\sin^{2}\theta d\phi^{2}\right).$$
 (1.16)

On retrouve a(t), le **facteur d'échelle**, dont l'interprétation est un peu différente que précédemment ; en effet il mesure le comportement de l'espace lui-même, où les objects qu'il contient sont emportés dans son expansion. k est la **courbure de l'espace**, décrivant la topologie de l'Univers qui dépend, comme nous allons le voir, du contenu total en matière et énergie. Si k = 0, l'Univers est dit plat, si k = -1, ouvert et si k = 1, fermé.

La trajectoire d'un photon suit une géodésique, satisfaisant $ds^2 = 0$. Donc, d'après (1.16), si sa direction est radiale,

$$c^{2}dt^{2} = a^{2}(t)\frac{dr^{2}}{1-kr^{2}},$$
(1.17)

 et

$$\int_{t_e}^{t_o} \frac{c}{a(t)} dt = \int_0^{x_e} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} \,. \tag{1.18}$$

 t_e est le temps d'émission du photon et t_o le temps d'observation. x_e et x_o sont les positions respectives de l'object émetteur et de l'observateur. Comme la distance comobile (terme de droite) est constante dans le temps, il vient

$$\frac{cdt_e}{a(t_e)} = \frac{cdt_o}{a(t_o)} \,. \tag{1.19}$$

En substituant cdt_e et cdt_o par les longueurs d'onde λ_e et λ_o , il nous est possible d'exprimer le décalage spectral d'un object distant en fonction du facteur d'échelle :

$$\frac{\lambda_o}{\lambda_e} = \frac{a(t_o)}{a(t_e)} \,. \tag{1.20}$$

Le redshift, décalage spectral vers le rouge, est défini par

$$z = \frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e} \,, \tag{1.21}$$

et (1.20) devient :

$$1 + z = \frac{a(t_o)}{a(t_e)}.$$
 (1.22)

On voit immédiatement que le *redshift* nous apporte l'information sur la distance des objects. Et comme il s'agit d'une quantité observable, elle devient un outil privilégié pour la mesure des distances de galaxies.

Il est pratique de réécrire l'équation (1.16) de façon à faire apparaître la distance comobile χ :

$$ds^{2} = c^{2}dt^{2} - a^{2}(t)\left(d\chi^{2} + S_{k}^{2}(\chi)d\Omega^{2}\right), \qquad (1.23)$$

avec

$$\mathrm{d}\Omega^2 = \mathrm{d}\theta^2 + \sin^2\theta \mathrm{d}\phi^2 \,. \tag{1.24}$$

Selon la courbure de l'espace, la fonction S_k devient :

$$S_k(\chi) = \begin{cases} \chi & \text{si } k = 0\\ \sin(\chi) & \text{si } k = 1\\ \sinh(\chi) & \text{si } k = -1 \end{cases}$$
(1.25)

Il s'agit maintenant de relier la métrique au contenu en matière-énergie. Einstein construisit ses équations de manière à retrouver aux limites (champs faibles et vitesses non relativistes) l'expression Newtonienne de la gravité. Elles relient le tenseur impulsion-énergie (T_{ik} , le contenu de l'Univers) au tenseur métrique (g_{ik} , la topologie de l'Univers) :

$$G_{ik} = R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}\mathcal{R} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{ik}, \qquad (1.26)$$

et dans leur forme générale :

$$G_{ik} = R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}\mathcal{R} - \Lambda g_{ik} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{ik}.$$
 (1.27)

Le tenseur de Ricci, R_{ik} , représente le tenseur de courbure locale et par contraction, \mathcal{R} le scalaire de courbure. A est une constante d'abord introduite par Einstein pour avoir un Univers statique, ensuite supprimée lors de la découverte de l'expansion (qu'il aurait qualifé, selon la rumeur, de « plus grande erreur de sa vie ») et récemment réintroduite pour expliquer l'accélération de l'expansion observée par les supernovæ.

Il nous reste à exprimer les équations d'Einstein dans la métrique FRW pour dériver les équations de Friedmann. Nous écrivons les composantes non nulles du tenseur d'Einstein (cf le cours de cosmologie de Yannick Mellier¹) :

$$G_1^1 = G_2^2 = G_3^3 = R_1^1 - \frac{1}{2}\mathcal{R} - \Lambda = -\frac{1}{c^2} \left(2\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2 + kc^2}{a^2} \right) - \Lambda$$
(1.28)

$$G_0^0 = R_0^0 - \frac{1}{2}\mathcal{R} - \Lambda = -\frac{3}{c^2} \left(\frac{\dot{a}^2 + kc^2}{a^2}\right) - \Lambda, \qquad (1.29)$$

où \mathcal{R} est estimé par $\mathcal{R} \equiv g^{ik} R_{ik}$.

De plus dans un Univers homogène, le tenseur énergie-impulsion s'apparente à un fluide parfait de densité ρ et de pression P. Ses composantes non nulles sont

$$T_0^0 = \rho c^2, (1.30)$$

et
$$T_i^i = -P$$
. (1.31)

Et finalement les équations

$$2\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2 + kc^2}{a^2} = -\frac{8\pi G}{c^2}P + \Lambda c^2$$
(1.32)

$$\frac{\dot{a}^2 + kc^2}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{\Lambda c^2}{3}, \qquad (1.33)$$

conduisent aux équations de Friedmann,

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

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}.$$
 (1.35)

En remaniant ces dernières équations on peut montrer que

$$d(\rho c^2 a^3) = -P da^3, \qquad (1.36)$$

qui exprime la conservation de l'énergie dans l'Univers sous la forme de la détente adiabatique du fluide cosmique.

1.2.3 Le contenu en matière et énergie

Nous avons mis en avant le lien entre contenu de l'Univers et son évolution. En particulier nous avons fait l'hypothèse que matière et énergie peuvent être assimilées à un fluide caractérisé par une densité, une pression, et une équation d'état qui les relie. En principe il nous est possible de résoudre les équations de Friedmann (au moins numériquement) si l'équation d'état est connue. Ainsi les trois équations indépendantes nous permettent de trouver le facteur d'échelle, la pression et la densité. Nous allons voir comment, selon leur nature, les différents constituants contribuent à la dynamique de l'Univers.

¹ftp://ftp.iap.fr/pub/from_users/mellier/DEA/

L'équation d'état pour un fluide peut s'écrire

$$p = w\rho c^2 \,. \tag{1.37}$$

Immédiatement, de (1.36), on en déduit que

$$d(\rho a^3) = -w\rho da^3, \qquad (1.38)$$

puis

$$\rho a^{3(1+w)} = \text{cste} = \rho_0 a_0^{3(1+w)}, \qquad (1.39)$$

donc, si $a_0 = 1$

$$\rho(t) = \rho_0 a(t)^{-3(1+w)} \,. \tag{1.40}$$

Pour la **matière** (non relativiste), parfois appelée « poussière », la pression est négligeable car les vitesses sont très petites devant celle la lumière, $P_m \sim \rho_m c_s^2 \ll \rho c^2$. Nous noterons donc $w_m = 0$. Au contraire, pour des particules relativistes, la pression de **radiation** est de l'ordre de ρc^2 et $w_r = 1/3$. Enfin une constante cosmologique correspondrait à une **énergie du vide** avec une pression négative, d'où $w_{\Lambda} = -1$.

Rappelons que nous avons introduit à la section 1.2.1 la densité critique. Il convient de retrouver cette quantité à partir des équations de Friedmann, définie pour un Univers plat, aujourd'hui et sans constante cosmologique :

De (1.35),

$$\left(\frac{\dot{a}(t_0)}{a(t_0)}\right)^2 = H_0^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_{cr}\,,\tag{1.41}$$

donc nous retrouvons l'expression pour la densité critique :

$$\rho_{cr} = \frac{3H_0^2}{8\pi G}.$$
(1.42)

Par la suite, nous exprimerons la densité sans dimension de chaque constituant par rapport à la densité critique, la valeur étant donnée aujourd'hui :

$$\Omega_i := \frac{\rho_{i,0}}{\rho_{cr}} \,. \tag{1.43}$$

Il devient aisé de réécrire l'équation de Friedmann (1.35) en fonction des paramètres adimensionnés (rappelons que $H(t) = \dot{a}/a$) :

$$H(t)^{2} = H_{0}^{2} \left(\Omega_{m} a^{-3} + \Omega_{r} a^{-4} + \Omega_{\Lambda} + \Omega_{k} a^{-2} \right) = H_{0}^{2} E(a) , \qquad (1.44)$$

où

$$\Omega_{\Lambda} = \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2} \quad \text{et} \quad \Omega_k = -\frac{kc^2}{H_0^2}, \qquad (1.45)$$

et qui, écrite aujourd'hui, conduit à la contrainte suivante :

$$\Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1, \qquad (1.46)$$

ou encore

$$\Omega_0 = 1 - \Omega_k \,. \tag{1.47}$$

Matière/énergie totale		Ω_0	
Équations d'état différentes	Ω_m	Ω_r	Ω_{Λ}
Espèces différentes	$\Omega_b \Omega_{DM}$	$\Omega_{\gamma} \Omega_{\nu}$	

TAB. 1.1 – Synthèse des différents constituants de l'Univers, reliés entre eux par la contrainte $\Omega_0 = 1 - \Omega_k$, où Ω_k représente la courbure de l'Univers. Les indices « m », « r »et « Λ » représente la matière, la radiation et la constante cosmologique (ou énergie du vide), respectivement, et « b », « DM », « γ » et « ν », la matière baryonique, la matière noire, les photons et les neutrinos, respectivement. Adapté de Uzan & Peter (2005).

Pour compléter cet inventaire cosmique, nous rajoutons les paramètres Ω_b pour quantifier la fraction de matière baryonnique et Ω_{DM} pour la fraction de matière noire froide (avec $\Omega_b + \Omega_{DM} = \Omega_m$), ainsi que Ω_γ pour les photons et Ω_ν pour les neutrinos ($\Omega_\gamma + \Omega_\nu = \Omega_r$), finalement résumé par le tableau 1.1.

On introduit aussi le paramètre de décélération, défini aujourd'hui par :

$$q_0 = -\frac{\ddot{a}(t_0)a(t_0)}{\dot{a}^2(t_0)} = \frac{\Omega_0}{2} - \Omega_\Lambda \,, \tag{1.48}$$

utile, notamment, pour le développement au second ordre des quantités observables :

$$a(t) = a_0 [1 + H_0(t - t_0) - \frac{1}{2} q_0 H_0^2(t - t_0)^2 + \dots].$$
 (1.49)

1.2.4 Modèles d'Univers

Il est temps de donner une interprétation physique aux équations que nous venons de dériver. Un *modèle d'Univers* est caractérisé par une combinaison de paramètres cosmologiques, il décrit l'évolution de l'Univers au travers du facteur d'échelle. Voici quelques exemples d'Univers.

Modèles sans constante cosmologique $\Lambda = 0$

Sans constante cosmologique, l'analogie avec la sphère en expansion facilite la prédiction du comportement du facteur d'échelle. On distingue trois cas :

- Univers plat, k = 0 et $\Omega_m = 1$. Courbure et contenu se compensent exactement (le sytème est marginalement lié). L'Univers s'étend mais ne s'effondre jamais. L'expansion ralentie jusqu'à s'arrêter à $t \to \infty$. Il s'agit du modèle appelé *Einstein-de-Sitter*, il est une bonne approximation de notre Univers local.
- Univers ouvert k = -1. La courbure de l'espace l'emporte (\equiv énergie cinétique). L'expansion ne s'arrête jamais.
- Univers fermé k = 1. L'énergie potentielle (la matière) fait effondrer l'Univers sur lui-même (jusqu'au « Big Crunch »). Pour un Univers « poussière », dominé par la matière ($\Omega_m \ll \Omega_r$), l'expansion atteint un maximum pour $a_{max} = \Omega_m/(\Omega_m 1)$.

Modèles avec constante cosmologique $\Lambda > 0$

L'ajout d'une constante cosmologique rend l'interprétation des résultats un peu plus compliquée car le devenir de l'Univers ne dépend plus uniquement de sa courbure, mais aussi de la valeur de Λ .

Rappelons que la constante cosmologique peut être interprétée comme une composante énergétique de l'Univers. Nous avons montré à travers l'équation d'état que si tel est le cas, cette *énergie noire* agit comme un fluide avec une pression négative. Elle contribue donc à l'expansion de l'Univers si bien que, même un Univers avec $\Omega_m > 1$ (fermé) peut continuer son expansion à l'infini pour certaines (grandes) valeurs de Λ .

La figure (1.6 gauche) résume l'influence des paramètres cosmologiques sur la dynamique de l'Univers. Sont montrés les résultats de l'observation des supernovæ, qui prouvent que l'expansion s'accélère et donc favorisent une grande valeur de Λ (> 0.7). Nous allons voir que, combinés aux observations du fond diffus cosmologique, les grands relevés de galaxies donnent une valeur de Ω_m de 0.24, composée à 80 % de matière noire froide et 20 % de matière « baryonique ».

Les observations montrent que le modèle d'Univers le plus probable est celui d'un Univers plat ($\Omega_0 = 1$), avec une grande constante cosmologique (ou énergie noire) et de la matière dominée par la matière noire froide. Ce modèle appelé Λ CDM, est celui que nous adopterons dans la suite et pour lequel nous mesurerons les paramètres cosmologiques.

1.2.5 Distances cosmologiques

Dans un Univers en expansion et dont la courbure est non nulle, la notion de distance n'est pas unique. Voici la liste des distances utilisées en cosmologie.

La distance propre est la distance parcourue par un photon entre un *redshift* z_e et $z_o = 0$. Il s'agit de la distance physique à laquelle se *trouvait* l'object lorsqu'il a émis le photon.

$$\mathrm{d}d_{prop} = -c\mathrm{d}t = -\frac{c}{aH(a)}\mathrm{d}a\,,\qquad(1.50)$$

donc, en changeant de variable (da/a = -dz/(1+z)), on obtient

$$d_{prop} = \frac{c}{H_0} \int_0^{z_e} \frac{(1+z)dz}{\sqrt{E(z)}},$$
 (1.51)

avec (rappel) $E(z) = \left(\Omega_m (1+z)^3 + \Omega_r (1+z)^4 + \Omega_\Lambda + \Omega_k (1+z)^2\right).$

La distance comobile est la distance dans le repère qui « suit » l'expansion. Elle est constante si l'objet n'a pas de vitesse propre. De l'équation des géodésiques (1.23) :

$$dd_{como} = d\chi = -\frac{cdt}{a} = -\frac{c}{a^2 H(a)} da, \qquad (1.52)$$

donc

$$d_{como} = \frac{c}{H_0} \int_0^{z_e} \frac{\mathrm{d}z}{\sqrt{E(z)}} \,.$$
 (1.53)

La distance angulaire est définie comme le rapport entre la taille transverse de l'objet et l'angle sous lequel il est vu par l'observateur. Toujours de l'équation des géodésiques pour un objet de taille L, vu à une distance comobile $\chi = d_{como}$:

$$dL = -cdt = aS_k(d_{como})d\theta, \qquad (1.54)$$

donc,

$$d_A = aS_k(d_{como}). (1.55)$$

Pour un Univers plat

$$d_A = \frac{d_{como}}{1+z_e} \,. \tag{1.56}$$

La distance lumineuse relie le flux apparent d'un object à L_e , la luminosité de l'objet

$$f_o = \frac{L_e}{4\pi d_L^2},\tag{1.57}$$

dont l'énergie s'écrit

$$E_T = L_o \Delta E_o \Delta t_o = (1 + z_e)^2 L_e .$$
 (1.58)

où L_0 est la luminosité reçue par l'observateur, $\Delta E_o = (1 + z)\Delta E_e$ (la fréquence des photons subit le *redshift*) et $\Delta T_o = (1 + z)\Delta T_e$ (l'espace s'est étendu). Le flux se réparti sur une sphère de rayon d_{como} , aujourd'hui $(a(t_0) = 1)$:

$$f_0 = \frac{L_o}{4\pi d_A(z_0)} = \frac{L_e(1+z_e)^{-2}}{4\pi S_k^2(d_{como})},$$
(1.59)

 donc

$$d_L = (1 + z_e)S_k(d_{como}) = (1 + z)^2 d_A.$$
(1.60)

Dans l'Univers local ($z \ll 1$), les distances sont équivalentes et proches de la distance propre :

$$d = d_{prop} \approx d_{como} \approx d_A \approx d_L \,, \tag{1.61}$$

et conduisent à la loi de Hubble

$$H_0 d \approx cz = v \,. \tag{1.62}$$

1.3 Le Big Bang et ses piliers

1.3.1 Pourquoi le « Big Bang »

Alors que nous avons étudié en détail le devenir de l'Univers, il nous reste à décrire son passé et le lien avec les observations. L'expansion de l'espace implique qu'il était plus petit avant, mais il a pu, dans un passé lointain, connaître une



FIG. 1.3 – L'expansion de l'Univers depuis le Big Bang. Source : NASA/WMAP science team.

phase de contraction. Cependant la mesure des paramètres cosmologiques suggère que l'Univers a *toujours* été en expansion. De plus, comme nous savons que a(t) = 1/(1+z), l'observation des objets très lointain (l'objet le plus lointain découvert à ce jour est une source intense de rayons gamma, GRB, à z = 8.3) pose des contraintes sur la taille de l'Univers. En effet plus grand est le *redshift* maximum observé, plus petit a été l'Univers dans le passé.

Si l'Univers a toujours été en expansion, il est alors naturel de se demander à quoi il ressemblait pour a = 0 et quels ont été les processus physiques qui l'ont conduit à être ce qu'il est maintenant. Le Big Bang est précisément la théorie qui décrit cet instant « initial » de l'histoire de notre Univers. En d'autres termes il s'agit de la phase où il était le plus petit, le plus dense et le plus chaud. Rappelons qu'il ne s'agit en rien d'une explosion car l'espace et le temps ayant été créés lors de cet événement, il n'y a donc pas de support sur lequel exploser et, conformément au principe cosmologique, le Big Bang s'est produit *partout*. La figure 1.3 est une illustration très succinte de l'expansion de l'Univers.

1.3.2 L'expansion de l'Univers

Preuve fondamentale de l'existence du Big Bang, la mesure du taux d'expansion est une étape clé dans la paramétrisation de l'Univers. On a montré (voir Sec. 1.2.5) que dans l'Univers local, la relation entre *redshift* et distance s'écrit :

$$v = H_0 d = cz$$
. (1.63)

Constante de Hubble. La condition nécessaire pour obtenir une valeur précise de H_0 est de pouvoir mesurer de façon indépendante la distance des galaxies, méthode rendue possible par la construction d'une « échelle de distance ». La mesure de distance par la parallaxe des étoiles proches a permis, par exemple, de calibrer les observations d'étoiles plus lointaines. Puis, en reliant la luminosité apparente des objets à leur luminosité intrinsèque, on a pu estimer des distances plus importantes. Citons par exemple l'utilisation des étoiles Céphéides, dont la variation de lumière dépend de leur luminosité intrinsèque. L'utilisation de télescopes plus puissants, comme le Hubble Space Telescope (HST), a permis d'observer ces étoiles dans les galaxies et d'en mesurer leur distance. La relation de Tully-Fisher (reliant vitesse de rotation et luminosité intrinsèque) permit aussi de determiner la distance des galaxies. Plus récemment, les supernovæ de type Ia ont été utilisées comme « chandelles standard » pour mesurer H_0 . Enfin, d'autres méthodes telles que l'utilisation des lentilles gravitationnelles, ou de l'effet Sunyaev-Zel'dovich, ont aussi apporté une mesure indépendante de H_0 .

On exprime souvent la constante de Hubble en fonction de la quantité sans dimension h :

$$H_0 = 100h \, km s^{-1} M p c^{-1} \,. \tag{1.64}$$

Dont la meilleure valeur est actuellement estimée à (Hinshaw et al., 2009; Komatsu et al., 2009) :

$$h = 0.705 \pm 0.013 \,. \tag{1.65}$$

Notons que les supernovæ de type Ia sont des objets tellement brillants, qu'il est possible de les observer sur de très grandes distances, et donc d'observer la déviation à la loi de Hubble, attendue à grande échelle. C'est pourquoi les observations de supernovæ ont décelé l'accéleration de l'expansion et ont favorisé l'ajout d'une constante cosmologique (ou de l'énergie noire) dans les équations d'Einstein.

Age de l'Univers. La datation des objects les plus anciens de la galaxie place une limite inférieure à l'âge de l'Univers. Les plus anciens amas globulaires d'étoiles montrent que $t_0 > 10^9$ ans. La constante de Hubble permet de calculer précisément l'age de l'Univers. De la définition de H(t) (= \dot{a}/a) :

$$\mathrm{d}t = -\frac{\mathrm{d}z}{(1+z)H(z)}\,.\tag{1.66}$$

On retrouve l'âge de l'Univers en intégrant cette dernière équation entre z = 0(a = 1) et $z = \infty$ (a = 0):

$$t_0 = \frac{1}{H_0} \int_0^\infty \frac{\mathrm{d}z}{(1+z)E(z)} \,. \tag{1.67}$$

On estime que (Hinshaw et al., 2009; Komatsu et al., 2009) :

$$t_0 = 13.73 \pm 0.12 \text{ milliards d'années}.$$
 (1.68)

1.3.3 Le fond diffus cosmologique

Les différentes étapes de l'histoire thermique du Big Bang (voir Fig. 1.4) ont laissé des traces qui, aujourd'hui, sont accessibles à l'observateur. Ces « restes »



FIG. 1.4 – Histoire thermique de l'Univers. Diagramme reproduit à partir de Bernardeau (2007).

cosmiques sont une preuve supplémentaire que le Big Bang a eu lieu.

Faisons l'hypothèse que le contenu de l'Univers est un gaz parfait en expansion adiabatique et à l'équilibre thermodynamique (processus réversible). On peut donc faire l'approximation que la radiation de l'Univers est celle d'un corps noir. Dans ces conditions, on montre que la densité d'énergie est proportionnelle à la puissance quatre de la température :

$$\rho = \operatorname{cste} T^4 \,. \tag{1.69}$$

Or on sait que pour le rayonnement, la densité d'énergie dépend du facteur d'échelle :

$$\rho_r = \rho_0 a^{-4} \,, \tag{1.70}$$

ce qui conduit à l'égalité suivante

$$\rho_r = \operatorname{cste} T_0^4 a^{-4} = \operatorname{cste} T^4(a) \,. \tag{1.71}$$

Donc la relation entre température et *redshift* s'écrit :

$$T(z) = T_0(1+z). (1.72)$$

Alpher & Herman (1948) et Gamow (1948) prédisent alors que si le Big Bang a émis un rayonnement dans le passé, on devrait l'observer aujourd'hui, avec une température plus faible. En 1965, des ingénieurs de la compagnie Bell (Penzias & Wilson, 1965) détectent un rayonnement dans le domaine micro-onde parfaitement isotrope. Peu de temps après, on attribue ce rayonnement à celui du fond du ciel (Dicke et al., 1965).

Ce rayonnement « fossile », appelé fond diffus cosmologique (ou *Cosmic Microwave Background*, CMB) provient de l'époque où l'Univers est devenu transparent au rayonnement électromagnétique. Il s'agit du moment où les électrons libres se sont combinés aux noyaux, la *recombinaison*, laissant ainsi aux photons la possibilité de se propager librement. En 1987, le satellite Cobe mesure avec grande précision le spectre du ciel (Fig. 1.5) qui coïncide parfaitement avec celui d'un



FIG. 1.5 – Spectre du fond du ciel observé par l'instrument FIRAS sur le satellite COBE. Il suit remarquablement bien celui d'un corps noir à T = 2.73 K. Source : Ned Wright's Cosmology Tutorial (http://www.astro.ucla.edu/~wright/cosmoall.htm).

corps noir dont la temperature est (Smoot et al., 1992)

$$T_0 = 2.73 \, K \,. \tag{1.73}$$

La recombinaison s'est produite lorsque la température de l'Univers était $T_{rec} \sim 3000 \, K,$ d'où

$$z_{rec} \sim 1000$$
. (1.74)

1.3.4 La nucléosynthèse primordiale

Si l'Univers était plus chaud avant, les composants élémentaires ont pu se former dans les phases primordiales du Big Bang. Cependant l'hypothèse d'une expansion réversible ne tient plus si la vitesse des réactions chimiques empêche le système de retourner à l'équilibre. Un modèle simple est de considérer qu'une réaction se produit tant que son taux de réaction est supérieur à l'inverse du temps caractéristique d'expansion H. On écrit le taux de réaction

$$\Gamma = n\sigma v \,, \tag{1.75}$$

où n est la densité de particules, σ la section efficace et v la dispersion de vitesse, si bien que la réaction sera possible tant que

$$\Gamma \gg H \,. \tag{1.76}$$

On considère que le taux d'expansion au moment de la nucléosynthèse primordiale (ou *Big Bang Nucleosynthesis*, BBN) était dominé par la radiation. Il est simple de calculer à quel moment la transition avec la phase dominée par la matière a eu lieu. Il suffit pour cela de trouver le *redshift* z_{eq} pour lequel la densité d'énergie des deux consistuants était égale :

$$\rho_m = \rho_r \,, \tag{1.77}$$

c'est-à-dire

$$\rho_{cr}\Omega_m (1+z_{eq})^3 = \rho_{cr}\Omega_r (1+z_{eq})^4.$$
(1.78)

donc

$$1 + z_{eq} = \frac{\Omega_m}{\Omega_r} \,. \tag{1.79}$$

Les observations du fond de rayonnement conduisent à une valeur

$$z_{eq} \approx 23900 \,\Omega_m h^2 \,, \tag{1.80}$$

Durant la phase de rayonnement, l'expansion se comporte comme

$$a(t) \propto t^{1/2},$$
 (1.81)

donc

$$t \propto T^{-2} \,. \tag{1.82}$$

Le lien entre vitesse d'expansion et température permet de prévoir quelles vont être les réactions chimiques qui auront le temps d'avoir lieu et donc l'abondance des éléments chimiques à l'issue du Big Bang. Lorsque la température diminue, certaines espèces vont totalement disparaître des réactions chimiques. On dit qu'il y a découplage, ou gel de la réaction. Une des premières espèces à se découpler de la matière et du rayonnement est celle des neutrinos, les interactions mises en jeu étant très faibles. Cependant, pour la même raison, il est difficile de les observer. Le fond diffus de neutrinos, bien qu'attendu, n'a pas toujours pas été détecté.

La proportion de chaque élément sera principalement determinée par les énergies de liaison entre particules. Les éléments les plus simples, qui ont le temps de se former, et les plus stables, (plus grandes énergies de liaison) domineront la composition de l'Univers. Ainsi les éléments légers ont été créés en moins de trois minutes. La nucléosynthèse primordiale prévoit que la matière baryonique soit composée à 75 % d'Hydrogène (H), 25 % d'Hélium (⁴He) et des traces de deuterium D, ⁷Li et de ³He. L'abondance des éléments dépend de la densité de baryons, donc du rapport baryons sur photons. Il existe donc un lien entre la densité de baryons dans l'Univers et l'abondance des éléments légers. Les observations d'abondance (par spectroscopie notamment) confirment parfaitement cette hypothèse (voir Fig. 1.6 droite), le Big Bang étant, encore une fois, incontournable.

1.3.5 Limites du modèle du Big Bang et tentatives de solutions

Nous avons mis en avant dans les sections précédentes les grandes réussites du modèle standard cosmologique. Le contenu en matière et énergie explique parfaitement le comportement de l'Univers, et le Big Bang, grâce aux observations est maintenant solidement admis. La composition en éléments chimiques est aussi devenue une preuve irréfutable de l'existence d'une période très chaude et très dense dans l'histoire cosmique.



FIG. 1.6 – Gauche : modèles d'Univers en fonction de Ω_{Λ} et Ω_m . La figure montre les contraintes sur les paramètres données par l'observation des supernovæ (Perlmutter et al., 1999). Droite : abondance des éléments légers en fonction de la fraction de baryons dans l'Univers. Les rectangles sont donnés par les observations et le domaine bleu est la valeur de $\Omega_b h^2$ permise (Tytler et al., 2000).

La matière noire. Outre les grands succès de ce modèle, il reste cependant quelques questions en suspens. Par exemple il faut se rappeler que le contenu en matière visible est bien inférieur à la masse nécessaire expliquant la dynamique de l'expansion. Le problème de la masse manquante avait été observé dès 1933 par Zwicky, pour qui la dynamique de l'amas de galaxies de Coma ne s'expliquait pas seulement avec la masse lumineuse. Plus tard les courbes de rotation des galaxies ont suggéré la présence de matière non lumineuse, la matière noire. Certaines théories modifiées de la gravitation comme MOND (Milgrom, 1983) ou TeVeS (Bekenstein, 2004) pourraient expliquer le comportement inattendu des galaxies sans matière noire, mais les observations de lentilles gravitationnelle (comme celles de l'amas « bullet ») semblent pencher pour une composante de matière noire non collisionnelle. De plus, comme nous le verrons avec l'évolution des grandes structures de l'Univers, celle-ci impose que la matière noire soit majoritairement constituée d'une composante froide c'est-à-dire constituée de particules non relativistes. Du fait de sa nature non collisionnelle, elle est difficilement détectable. Les physiciens des particules en s'appuyant d'une part sur le modèle standard et d'autre part sur les expérimentations proposent comme candidats possibles à la matière noire l'axion (de très faible masse mais en quantité très importante) ou, plus probablement, les particules très massives WIMP (weakly interacting Massive Particles) comme le neutralino. La matière noire chaude, en moindre quantité, serait composée principalement de neutrinos, de très faible masse.

L'horizon. Un autre problème que rencontre le modèle du Big Bang est celui de l'horizon, dû à la vitesse finie de la lumière. Il en existe deux types. L'horizon *particule*, qui rend impossible l'observation d'un point situé au delà du temps de parcours d'un photon (pour un observateur sur Terre, il s'agit de l'Univers *observable*). Et l'horizon *événement*, pour lequel deux points de l'Univers ne pourront *jamais* « communiquer ». Dans un scénario classique, on montre que deux points du ciel séparés de quelques degrés ne peuvent être, ou avoir été, en lien causal, alors que l'on observe une isotropie quasi parfaite du fond diffus cosmologique.

La **platitude**. L'observation du contenu actuel de l'Univers montre que l'Univers est très proche de la platitude aujourd'hui. Or la courbure de l'espace diminue avec le temps. Ainsi, l'évolution de l'expansion impose que Ω_0 , la densité totale de matière/énergie devait être très, trés proche de l'unité lors des phases primordiales du Big Bang (dans le cas contraire, nous ne serions pas là pour l'observer, soit parce que l'Univers se serait effondré sur lui-même avant l'apparition de la vie, soit parce que l'expansion trop rapide aurait empêché la formation des structures). Un ajustement aussi « fin » des paramètres primordiaux est très peu probable.

La théorie de l'**inflation** résout ces deux derniers problèmes : l'expansion a connu une phase exponentielle au tout début du Big Bang, qui s'est terminée lorsqu'une partie de l'énergie s'est transformée en matière (*reheating*). Durant cette phase deux points situés dans n'importe quelle région de l'espace ont pu être en lien causal – l'horizon ayant été plus grand que l'espace – conduisant ainsi à un fond de rayonnement parfaitement isotrope. En raison de la forte expansion de l'espace, toute courbure initiale est devenue negligeable après l'inflation.

1.4 L'Univers inhomogène

1.4.1 Fluctuations et instabilité gravitationnelle

Après avoir exploré en détail un Univers homogène et isotrope, c'est un aspect radicalement différent que nous nous proposons de décrire dans les sections suivantes. Le principe cosmologique tient toujours, mais sur de très grandes échelles, car vu en détail, l'Univers révèle effectivement des inhomogénéités. De notre galaxie jusqu'aux gigantesques structures de matière dont la taille dépassent parfois $100 h^{-1}$ Mpc, la matière est répartie de manière très contrastée.

Une théorie pour expliquer l'origine des perturbations prévoit qu'elles soient apparues durant l'*inflation*. La mécanique quantique envisage qu'il est impossible d'avoir un espace parfaitement homogène au niveau microscopique. Les fluctuations quantiques se sont propagées à des échelles macroscopiques durant cette phase d'inflation et ont ensuite grandi jusqu'à former les structures de matière que l'on connait aujourd'hui.

On exprime le contraste de densité en fonction de la densité moyenne :

$$\delta(\boldsymbol{d},t) = \frac{\rho(\boldsymbol{d},t) - \overline{\rho}(t)}{\overline{\rho}(t)}, \qquad (1.83)$$

avec $\overline{\rho}$, la densité de matière moyennée dans l'espace. δ doit respecter la condition $\delta > -1$, puisque $\rho > 0$.

Equations du mouvement. En raison des forces de gravitation et de pression, les perturbations évoluent dans le temps. Sous l'effet de la gravitation les régions denses deviennent de plus en plus denses et inversement. L'amplitude des perturbations ne cesse donc d'augmenter avec le temps. Si l'on se place dans un contexte où les champs gravitationnels sont faibles et les vitesses non relativistes, il est possible d'étudier l'évolution du contraste en adoptant l'approche newtonienne. En supposant un fluide parfait, on écrit les équations du mouvement :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho \boldsymbol{v}) = 0 \qquad (\text{équation de continuité}), \qquad (1.84)$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + (\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{\nabla})\boldsymbol{v} = -\frac{\boldsymbol{\nabla}P}{\rho} - \boldsymbol{\nabla}\Phi \qquad (\text{équation d'Euler}), \qquad (1.85)$$

et
$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho - \Lambda c^2$$
 (équation de Poisson). (1.86)

Coordonnées comobiles. Il est utile d'exprimer ces équations dans le repère comobile. On se souvient que

$$\boldsymbol{d} = a(t)\boldsymbol{x} \,, \tag{1.87}$$

et donc que la vitesse est la somme de l'expansion et de la vitesse particulière v_p :

$$\boldsymbol{v}(\boldsymbol{d},t) = \dot{a}\boldsymbol{x} + a\dot{\boldsymbol{x}} = \dot{a}\boldsymbol{x} + \boldsymbol{v}_{\boldsymbol{p}}.$$
(1.88)

De même, les dérivées à \boldsymbol{x} constant s'expriment en fonction des dérivées à \boldsymbol{r} constant :

$$\boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{r}} = a \boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{x}} \,, \tag{1.89}$$

et, de la dérivée la grangienne, les dérivées temporelles à \boldsymbol{r} constant deviennent

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_{r} = \left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_{x} - \frac{\dot{a}}{a}(\boldsymbol{x} \cdot \boldsymbol{\nabla}_{x}).$$
(1.90)

Finalement, l'équation de continuité en coordonnées comobiles donne

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{3\dot{a}}{a}\rho + \frac{1}{a}\boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho \boldsymbol{v}_{\boldsymbol{p}}) = 0.$$
(1.91)

De même, l'équation d'Euler se transforme en

$$\ddot{a}\boldsymbol{x} + \frac{\partial \boldsymbol{v}\boldsymbol{p}}{\partial t} + \frac{\dot{a}}{a}\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{p}} + \frac{1}{a}(\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{p}}\cdot\boldsymbol{\nabla})\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{p}} = -\frac{1}{a}\frac{\boldsymbol{\nabla}P}{\rho} - \frac{1}{a}\boldsymbol{\nabla}\Phi\,,\qquad(1.92)$$

et l'équation de Poisson en

$$\frac{1}{a^2}\nabla^2\Phi = 4\pi G\rho - \Lambda c^2.$$
(1.93)

Il suffit maintenant d'utiliser la relation (1.83), $\rho = \overline{\rho}(1 + \delta)$, pour écrire les

équations en fonction de δ . L'équation de continuité est donc

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{1}{a} \nabla \cdot \left[(1+\delta) \boldsymbol{v}_{\boldsymbol{p}} \right] = 0, \qquad (1.94)$$

le potentiel s'écrit comme la somme du potentiel moyen et de celui engendré par les perturbations

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \overline{\rho} a^2 + 4\pi G \overline{\rho} \delta a^2 = 4\pi G \overline{\rho} a^2 + \nabla^2 \phi \,, \tag{1.95}$$

et la force

$$\boldsymbol{\nabla}\Phi = \frac{4\pi G}{3}\overline{\rho}a^2\boldsymbol{x} + \frac{4\pi G}{3}\overline{\rho}\delta a^2\boldsymbol{x}.$$
(1.96)

Or, comme de l'équation de Friedmann (1.34) sans constante cosmologique on relie la densité moyenne au facteur d'échelle a

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\overline{\rho} - \frac{\Lambda c^2}{3}, \qquad (1.97)$$

(où l'on suppose une pression moyenne nulle), il reste, pour l'équation d'Euler

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}\boldsymbol{p}}{\partial t} + \frac{\dot{a}}{a}\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{p}} + \frac{1}{a}(\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{p}}\cdot\boldsymbol{\nabla})\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{p}} = -\frac{1}{a}\frac{\boldsymbol{\nabla}P}{\rho} - \frac{1}{a}\boldsymbol{\nabla}\phi = -\frac{1}{a}\frac{\boldsymbol{\nabla}P}{\rho} - 4\pi G\overline{\rho}\delta a\,,\qquad(1.98)$$

Nous avons supposé jusque là une pression nulle pour la matière, mais l'augmentation de la densité dans certaines régions fait que nous devons, à priori, prendre en compte la pression. Pour un fluide compressible, la relation entre pression et densité s'écrit

$$P = c_s^2 \rho \,, \tag{1.99}$$

où c_s^2 est la vitesse du son dans le fluide et l'équation d'Euler complète s'écrit :

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}\boldsymbol{p}}{\partial t} + \frac{\dot{a}}{a}\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{p}} + \frac{1}{a}(\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{p}}\cdot\boldsymbol{\nabla})\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{p}} = -\frac{c_s^2}{a}\frac{\boldsymbol{\nabla}\rho}{\rho} - 4\pi G\overline{\rho}\delta a\,. \tag{1.100}$$

Notons que l'ajout d'une constante cosmologique dans l'équation de Friedmann est compensée dans le potentiel et disparaît donc de l'équation d'Euler. Rappelons cependant que le facteur d'échelle dépend explicitement de cette constante. A ce titre elle joue un rôle dans l'évolution des pertubations.

1.4.2 Théorie linéaire des perturbations

Nous voulons mettre en avant l'évolution des perturbations $\delta(t)$, donc nous allons tenter de résoudre l'équation d'Euler dans le contexte cosmologique. Nous avons uniquement fait l'hypothèse d'un fluide parfait, ainsi les équations restent exactes pour toutes valeurs de δ . Si nous voulons quantifier l'évolution des structures, il nous est cependant permis de supposer que les perturbations sont petites devant la densité moyenne ($\delta \ll 1$) et les équations du mouvement peuvent être linéarisées (on néglige tous les termes quadratiques en v_p et δ). En dérivant (1.94) par rapport au temps et en prenant la divergence de (1.100), on obtient :

$$\ddot{\delta} + 2\frac{\dot{a}}{a}\dot{\delta} = \frac{c_s^2}{a^2}\nabla^2\delta + 4\pi G\overline{\rho}\delta\,,\qquad(1.101)$$
ce qui correspond à l'équation d'évolution des perturbations.

Si l'on néglige toute contribution due à la pression $(c_s^2 \sim 0)$, la présence seule de dérivées par rapport au temps (de même pour les paramètres) permet d'écrire les solutions de (1.101) sous la forme :

$$\delta(\mathbf{x},t) = D_{+}(t)\delta_{+}(\mathbf{x}) + D_{-}(t)\delta_{-}(\mathbf{x}).$$
(1.102)

Il existe donc une solution où les pertubations croissent dans le temps et l'autre où elles décroissent. Dans ce dernier cas le contraste de densité disparaît au bout d'un temps t. Il est donc raisonable de ne prendre en compte que la solution croissante, pour laquelle on peut, par exemple, définir D_+ par rapport au contraste de densité observé aujourd'hui :

$$\delta(\mathbf{x}, t) = D_{+}(t)\delta_{0}(\mathbf{x}) \quad (D_{+}(t_{0}) = 1).$$
(1.103)

 D_+ est appelé facteur de croissance (\equiv growth factor) et (1.101) devient, combinée à l'équation de Friedman pour la matière sans pression :

$$\ddot{D} + 2H(t)\dot{D} - \frac{3}{2}\frac{H_0\Omega_m}{a^3}D = 0, \qquad (1.104)$$

dont la solution générale s'écrit :

$$D_{+}(a) = \frac{5}{2} \Omega_{m} \frac{H(a)}{H_{0}} \int_{0}^{a} \left(a \frac{H(a)}{H_{0}} \right)^{-3} \mathrm{d}a \,.$$
(1.105)

En fonction du constituant dominant l'expansion, on en déduit l'évolution du facteur de croissance

$$D_{+} \propto \begin{cases} a^2 & \text{phase dominée par le rayonnement} \\ a & \text{phase dominée par la matière.} \end{cases}$$
(1.106)

Notons que l'équation (1.103) implique que la forme comobile des pertubations ne change pas en fonction du temps, contrairement à l'amplitude du contraste de densité ; les fluctuations sont comme « gelées » en coordonnées comobiles.

Si l'on ne néglige pas la pression du fluide, on peut toutefois résoudre l'équation (1.101), en supposant un Univers statique $(\dot{a} = 0)$ aujourd'hui :

$$\ddot{\delta} = c_s^2 \nabla^2 \delta + 4\pi G \bar{\rho} \delta \,, \tag{1.107}$$

dont la solution est du type :

$$\delta \propto \exp[i(kx + \omega t)], \qquad (1.108)$$

ce qui donne

$$\omega^2 = c_s^2 k^2 - 4\pi G\overline{\rho} \,. \tag{1.109}$$

Il existe donc une longueur d'onde caractéristique des perturbations en dessous de laquelle les solutions correspondent à des ondes acoustiques, et au dessus de laquelle le système est instable et l'effondrement inévitable. Cette quantité s'appelle la longueur de Jeans :

$$\lambda_J = c_s \sqrt{\frac{\pi}{G\overline{\rho}}} \,. \tag{1.110}$$

1.4.3 Description statistique du champ de densité

L'analyse des fluctuations se doit d'être statistique puisque, à priori, la position individuelle des fluctuations est sans intérêt. L'objectif de l'observateur est de couvrir un large intervalle d'échelle et de *redshift*, pour étudier l'évolution temporelle et spatiale des perturbations. De l'équation (1.105) on voit immédiatement qu'il est possible de relier une cosmologie à l'évolution du facteur de croissance.

Nous devons alors nous doter d'un outil pour décrire les propriétés statistiques du champ de densité. Pour cela, il est possible d'utiliser les fonctions de corrélation à n points qui, jusqu'à $n \to \infty$ décrivent entièrement le champ de densité.

Par exemple, la fonction de corrélation à deux points s'écrit :

$$\xi(\boldsymbol{r}) = \left\langle \delta(\boldsymbol{x})\delta(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{r}) \right\rangle, \qquad (1.111)$$

avec « $\langle \rangle$ » représentant la moyenne dans l'espace et où r est la séparation entre deux points de l'espace (pour un champ gaussien, cette seule fonction suffit à décrire entièrement le champ de densité). Dans un Univers statistiquement isotrope

$$\xi(r) = \left\langle \delta(x)\delta(x+r) \right\rangle. \tag{1.112}$$

Si le champ est rempli de particules ponctuelles, la fonction de corrélation à deux points est simplement le nombre de paires à une distance r, par rapport aux nombres de paires d'un champ distribué uniformément. Elle exprime la tendance des points à se regrouper (*clustering*).

De manière équivalente, les fluctuations de densité peuvent être exprimées par leurs modes de Fourier $\delta(\mathbf{k})$ et on montre que la fonction de corrélation devient, dans l'espace de Fourier (en tenant compte une fois encore de l'isotropie statistique), le *spectre de puissance* de la matière :

$$P(k) = 2\pi \int_0^\infty \mathrm{d}r \, r^2 \, \frac{\sin kr}{kr} \xi(r) \,. \tag{1.113}$$

Il représente l'amplitude des fluctuations en fonction de l'échelle $k = 2\pi/L$. Comme P(k) dépend de ξ , il ne caractérise donc pas complétement le champ de densité, sauf si le champ est supposé gaussien, c'est-à-dire si la distribution des modes de Fourier est gaussienne.

Alors que la forme du spectre de puissance est caractérisée par l'évolution des grandes structures (voir section suivante), l'amplitude globale des perturbations, determinée au moment de leur apparition, est mal connue. Cette amplitude peut néanmoins être déduite des observations qui fixent la normalisation du spectre à une échelle de $8h^{-1}$ Mpc où les effets non linéaires sont négligeables, σ_8 , dont la valeur est proche de 1.

La plus grande partie de la matière (\equiv noire) n'émet aucun rayonnement puisqu'elle est supposée non collisionnelle. Il est donc très difficile de sonder les perturbations de matière de noire dans l'Univers, donc le spectre de puissance de la matière est encore soumis à de grandes incertitudes. Notons que parmi les méthodes les plus prométeuses pour cartographier la matière dans l'Univers, se trouve l'étude des distortions gravitationnelles cosmologiques ($\equiv cosmic \ shear$) qui permet une cartographie directe du contenu en matière de l'Univers.

1.4.4 Évolution des perturbations

Comme la croissance des perturbations dépend de la cosmologie adoptée, il est donc intéressant de mesurer l'évolution du spectre de puissance pour en tester la validité. Chaque mode évolue indépendamment l'un de l'autre, il en résulte que l'évolution du spectre de puissance peut être interprétée échelle par échelle.

Avant tout, rappelons que la théorie des perturbations linéaires nous a appris que la croissance du contraste de densité est proportionnelle au facteur de croissance, qui dépend uniquement du temps. Alors de (1.111) nous en déduisons que

$$\xi(x,t) = D_{+}^{2}(t)\xi(x,t_{0}), \qquad (1.114)$$

puis de (1.113)

$$P(k,t) = D_{+}^{2}(t)P(k,t_{0}), \qquad (1.115)$$

où $P(k, t_0)$ est le spectre de puissance aujourd'hui.

D'après cette relation il suffit donc de se munir d'un spectre de puissance à un temps t pour en déduire ce dernier à n'importe quelle époque. Puisque les fluctuations sont supposées d'origine quantiques, il s'en suit qu'aucune échelle caractéristique doit exister dans le spectre primordial des fluctuations. En conséquence, ce dernier doit suivre une loi de puissance

$$P(k) \propto k^{n_s} \,. \tag{1.116}$$

Harrison & Zeldovich ont estimé qu'un spectre primordial (\equiv juste après l'inflation) respecte la condition d'indépendance d'échelle si $n_s = 1$. Le spectre à tout temps s'écrit donc

$$P(k,t) = D_{+}^{2}(t)P(k,0) = D_{+}^{2}(t)Ak^{n_{s}}, \qquad (1.117)$$

avec la normalisation A, determinée par les observations.

La théorie linéaire nous indique que les perturbations vont grandir de manière identique quelque soit l'échelle. Mais en réalité leur comportement aux petites échelles doit être revu pour les raisons suivantes :

- si les particules sont relativistes, elle peuvent échapper aux puits de potentiels créés par les surdensités de matière. Cela est le cas pour la matière noire *chaude*, pour laquelle la formation des structures à petites échelles est rendue impossible par le *free-streaming*. Celles-ci n'apparaîssent que plus tard, par fragmentation de structures plus grandes. La matière noire froide, au contraire, permet la croissance des petites structures dès le début. Ce dernier scénario est confirmé par les observations, d'où la préférence d'un modèle Λ CDM.
- lors de la phase dominée par le rayonnement, toute fluctuation dont la taille est inférieure à celle de l'horizon est susceptible d'être effacée par tout processus physique qui a le temps de se produire. (mouvement libre des particules, gradient de pression, etc.).

Nous savons donc que cette théorie n'est plus valable aux petites échelles et,

pour modéliser le spectre de puissance réel, nous introduisons la fonction de transfert T(k), qui rend compte des différences de croissance en fonction de l'échelle :

$$\delta(k,t) = T(k,t)\delta(k,t_0), \qquad (1.118)$$

$$P(k,t) = T^{2}(k,t)P(k,t_{0}).$$
(1.119)

Il résulte de ces considérations que les perturbations vont être largement affectées aux petites échelles et l'on s'attend à ce que $T(k_{grand}) > T(k_{petit})$. En réalité, il nous est même possible de prédire pour quelle échelle le spectre de puissance change radicalement de forme. En effet nous avons prétendu plus haut que la croissance des fluctuations est ralentie si leur taille est inférieure à celle de l'horizon. Or à mesure que l'Univers grandit, l'horizon diminue. Donc suivant leur taille, les perturbations entrent peu à peu dans l'horizon (plus précisément, c'est l'horizon qui « englouti » les fluctuations). A $z = z_{eq}$, lorsque la matière domine l'expansion, les perturbations grandissent de nouveau à toutes les échelles (voir Fig. 1.7 gauche).

Finalement, il existe une échelle, L_{eq} , égale à la taille de l'horizon au moment de la transition rayonnement/matière, au dessus de laquelle les perturbations n'ont pas connu d'altération dans leur croissance. L_{eq} dépend de $\Gamma = \Omega_m h$, le facteur de forme, qui marque la transistion entre les grandes échelles, soumises au facteur de croissance linéaire et les petites échelles.

Lorsqu'elles reprennent leur croissance, les perturbations entrées dans l'horizon seront réduites d'un facteur

$$\left(\frac{a_{horizon}}{a_{eq}}\right)^2 = \left(\frac{L_{horizon}}{L_{eq}}\right)^2, \qquad (1.120)$$

où $L_{horizon}$ correspond à la taille de l'horizon, et donc comme T(k) représente le rapport entre les perturbations réduites et les perturbations soumises au facteur de croissance linéaire,

$$T(k) \propto \left(\frac{k_{eq}}{k_{horizon}}\right)^2$$
 (1.121)

En résumé, la fonction de transfert admet deux cas limites :

$$T(k) \propto \begin{cases} \approx 1 & \text{pour } k \ll \frac{1}{L_{eq}} \\ \approx k^{-2} & \text{pour } k \gg \frac{1}{L_{eq}} \end{cases}$$
(1.122)

Pour compléter la description du spectre de puissance, il faut ajouter les effets non linéaires qui se produisent aux petites échelles ($k \gtrsim 0.1$). Ces derniers provenant de l'instabilité gravitationnelle (qui donne lieu à l'effondrement des structures), on peut s'attendre à ce que les perturbations soient intensifiées à ces échelles. La figure (1.7 droite) montre le spectre de puissance de la matière incluant les effets non linéaires et pour un Univers Λ CDM.

La résolution de l'équation d'Euler étant difficile pour les processus non linéaires, les cosmologistes ont recours aux simulations pour modéliser l'évolution des structures aux petites échelles. La comparaison des structures simulées dans un Univers ACDM avec celles observées par un grand relevé de galaxies est montrée à la figure (1.8). Les deux distributions sont statistiquement identiques.



FIG. 1.7 – Gauche : croissance des perturbations en fonction du facteur d'échelle. Si la taille de la perturbation entre dans l'horizon, la croissance est supprimée tant que le rayonnement domine l'expansion. Lorsque la perturbation croît de nouveau, son amplitude est diminuée d'un facteur $(a_{horizon}/a_{eq})^2$. Droite : spectre de puissance de la matiere aujourd'hui pour un Univers ACDM. Les valeurs du spectre mesurées par les observations sont tracées par dessus (Tegmark et al., 2004).



FIG. 1.8 – Comparaison des structures de matière entre les observations (relevés 2dFGRS, à gauche et SDSS, en haut) et les simulations (Millenium Simulation, en bas et à droite). La figure est tirée de Springel et al. (2006).

1.4.5 Formation et évolution des galaxies

Nous avons vu que dans l'hypothèse d'un modèle ACDM, la formation et l'évolution des grandes structures étaient bien comprises (Smith et al., 2005; Tasca et al., 2009). En particulier les simulations numériques reproduisent remarquablement bien la distribution en matière totale aujourd'hui. Il est maintenant admis que l'effondrement de la matière noire froide, due aux fluctuations primordiales de densité, engendre la formation de petits halos de matière. Ces derniers grandissent par collision entre eux pour former des halos plus massifs avec le temps. Ce modèle de formation où les petits éléments conduisent aux plus gros est appelé *bottom-up*.

La formation et l'évolution des galaxies est un problème autrement plus complexe car il fait intervenir les effets à grande échelle (pour expliquer la relation entre les galaxies et leur environnement) et à (très) petites échelles pour modéliser le fonctionnement des galaxies (formation et vie des étoiles). Simuler toutes les échelles en même temps est (aujourd'hui) impossible. Il faut avoir recours au modèles dits « semi-analytiques », qui s'appuient sur les observations, la modélisation empirique et les simulations numériques. Le modèle de peuplement des halos de matière noire (*Halo Occupation Distribution*, HOD) est un exemple de paramétrisation empirique de la répartition des galaxies dans l'Univers. Nous utilisons cette approche dans le chapitre 4 pour modéliser l'agrégation des galaxies.

Les galaxies sont systématiquement entourées d'un halo de matière noire mais la réciproque n'est pas forcément vraie. Ainsi, il se peut que la matière visible (baryonique) ne trace pas fidèlement la distribution sous-jacente de matière noire. La relation entre les perturbations de matière baryonique et celles de matière noire est appelée le *biais*. Kaiser (1984) défini le biais comme :

$$b(k)^2 = \frac{\xi_b(k)}{\xi_m(k)},$$
(1.123)

où ξ est la fonction de corrélation pour les galaxies (« b ») et la matière totale (« m »), en fonction de l'échelle k. On s'attend à ce que la matière baryonique soit plus contrastée aux petites échelles, donc b(k) > 1 si k est grand et $b(k) \sim 1$ si k petit.

Il est toutefois possible de construire un scénario réaliste de la formation des galaxies, basé sur les indices apportés par les observations et les simulations numériques. Nous savons que le gaz, en quantité beaucoup moins importante, suit les fluctuations de la matière noire. Lorsque le gaz devient dense, les processus physiques mènent à un comportement totalement différent de celui de la matière noire. Après s'être refroidit, le gaz permet la formation des étoiles et des structures en forme de disque. Ceci explique qualitativement la formation des galaxies spirales, pour lesquelles le disque est prédominant (voir sec. 2.1).

L'origine des galaxies elliptiques est un peu plus floue, car l'effondrement seul du gaz n'explique pas leur forme et leur composition (majoritairement peuplées d'étoiles agées aujourd'hui). La formation des galaxies dépend fortement des échelles de temps sur lesquelles se produisent l'effondrement du gaz et la formation des étoiles. Pour aboutir à une forme sphérique, la formation des étoiles doit commencer pendant l'effondrement du gaz et se poursuivre ensuite (Lynden-Bell, 1967; Katz, 1991). La fusion des galaxies aide à expliquer la formation et l'évolution des galaxies elliptiques. Les simulations de collisions de galaxies mènent effectivement à des formes elliptiques (Toomre, 1974; Barnes & Hernquist, 1996), les galaxies elliptiques se retrouvent en grand nombre dans les amas, où les collisions sont plus fréquentes (Dressler, 1980), et enfin les galaxies les plus massives dans l'Univers sont elliptiques. Les galaxies elliptiques montrent une faible évolution depuis $z \sim 1$ alors que les galaxies spirales semblent toujours évoluer maintenant. L'expansion de l'Univers pourrait expliquer que les fusions de galaxies ralentissent avec le temps mais le schéma de formation et d'evolution des galaxies elliptiques est encore incomplet.

1.4.6 Les anistropies du fond diffus cosmologique

Après notre étude sur les fluctuations de matière dans l'Univers, il est naturel de poursuivre avec les anisotropies du fond diffus cosmologique. Comme nous avons vu à la section 1.4.3, l'observation du champ de densité de la matière est une tâche difficile parce que nous ne pouvons voir tous les composants de la matière. En revanche les photons du fond diffus constituent la plus grande partie du rayonnement observable et les fluctuations étant de faible amplitudes, elle sont facilement explicables dans le cadre de la théorie linéaire des perturbations. Ceci donne au fond diffus cosmologique une importance capitale en cosmologie. Mais n'oublions pas que le découplage avec la matière s'est produit très tôt dans l'histoire de l'Univers et que l'amplitude des fluctuations est restée la même depuis (c'est-à-dire petite) et ne nous renseigne pas sur l'évolution des grandes structures. Les deux champs d'investigation sont donc indispensables et complémentaires.

Les fluctuations du fond diffus cosmologique sont liées aux variations de température des photons en fonction de leur direction, dont les écarts $\Delta T/T$ sont de l'ordre de 10^{-5} et, comme pour les perturbations de la matière, il est possible de tracer leur spectre de puissance. Les différents processus physiques à l'origine des perturbations interviennent à des échelles propres à leur nature, donc l'analyse des pics du spectre du fond diffus cosmologique est un outil très puissant pour la détermination des paramètres cosmologiques.

Deux sources d'anisotropies doivent être prises en compte.

Les **anisotropies primaires** trouvent leurs origines dans les processus physiques associés aux fluctuations initiales (adiabatiques ou isocourbes) et qui se produisent lors de la recombinaison à $z \approx 1000$. Ces processus mettent en jeu la matière et le rayonnement :

- L'effet Sachs-Wolfe. Il s'agit des fluctuations du potentiel gravitationnel. Les photons qui en échappent ont un *redshift* modifié, donc une température différente. Il est dominant aux plus grandes échelles, $\theta \ge 1 \deg$.
- Les fluctuations *Doppler*. Causées par la dispersion de vitesse dans le plasma.
 Elles sont observés à des échelles de quelques minutes d'arc et jouent un rôle dans la polarisation.

Pour des échelles inférieures à la longueur de Jeans (l'horizon), la pression de radiation empêche les baryons de tomber dans les puits de potentiel et fait osciller le fluide de baryons. Ces oscillations acoustiques créent des pics dans le spectre des fluctuations. L'amortissement du spectre aux petites échelles est expliqué par la nature non ponctuelle de la recombinaison. Les fluctuations plus petites que l'épaisseur de la surface de recombinaison sont diminuées en conséquence.

Puisque le *redshift* du fond diffus cosmologique est connu et que la taille des

perturbations est prédite par la physique, la séparation angulaire des fluctuations mesure directement la géométrie de l'Univers. La position du premier pic, par exemple, indique que l'Univers est plat, impliquant une forte composante énergétique (ou constante cosmologique) au contenu de l'Univers.

Les anisotropies secondaires sont produites lors du voyage des photons entre l'époque de recombinaison et l'observateur. Les principaux effets proviennent de l'effet *Sunayev-Zeldovich* (l'énergie des photons, donc leur température, est affectée par le gaz dans les amas de galaxies) et les effets de lentille gravitationnelle (ils sont déviés par les grandes structures de matière, ce qui change leur direction). Le potentiel gravitationnel de la matière produit aussi un effet Sachs-Wolfe *integré* (ISW). Ces anisotropies secondaires apportent des informations sur les grandes structures de matière dans l'Univers.

De même que pour la description des inhomogénéités de densité de la matière, l'analyse des anisotropies est statistique. On peut décomposer les fluctuations de température en harmoniques sphériques (n est la direction angulaire) :

$$\frac{\Delta T}{T}(\boldsymbol{n}) = \sum_{l,m} a_{lm} Y_{lm} \,. \tag{1.124}$$

Puis, si l'on suppose que la distribution des coefficients a_{lm} est gaussienne, le champ des fluctuations est entiérement décrit par une statisique d'ordre deux, par exemple la variance

$$\langle a_{lm}a_{l'm'}\rangle_m = \delta_{ll'}\delta_{mm'}C_l\,,\qquad(1.125)$$

où les C_l 's constituent le spectre des anisotropies du fond diffus cosmologique. Une séparation angulaire $\Delta \theta$ équivaut à

$$\Delta \theta \sim \frac{180 \deg}{l} \,. \tag{1.126}$$

La fonction de corrélation à deux points de la température et le spectre de puissance sont reliés par :

$$\left\langle \frac{\Delta T}{T}(\boldsymbol{n}) \frac{\Delta T}{T}(\boldsymbol{n}') \right\rangle = \frac{1}{4\pi} \sum_{l} (2l+1) C_l P_l(\boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{n}), \qquad (1.127)$$

avec P_l les polynômes de Lengendre.

Le satellite WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, NASA), lancé en 2001, a observé les variations de température sur la totalité du ciel avec une résolution de ~ 20 minutes d'arc. Combiné avec des observations à plus petites échelles, le spectre des fluctuations du fond diffus cosmologique est montré à la figure 1.9. Les paramètres cosmologiques mesurés à partir de WMAP et combinés aux données BAO et supernovaes (Hinshaw et al. 2009) sont donnés à l'annexe D.

Le satellite Planck (ESA) observe actuellement le fond diffus avec un plus large domaine de fréquences que WMAP et une meilleure résolution. De plus Planck est aussi capable d'observer la polarisation de la lumière, apportant de nouvelles contraintes sur les paramètres cosmologiques et l'époque de réionisation (peu de temps après la recombinaison, les photons de haute énergie ont ionisé de nou-



FIG. 1.9 – Haut : carte des fluctuations de température du fond diffus cosmologique relevées par WMAP (source NASA/WMAP science team). Bas : meilleur ajustement du spectre de puissance des fluctuations de plusieurs observations (Nolta et al., 2009).

veau les atomes présents dans l'Univers). Les premiers résultats de Planck seront disponibles dans le courant de l'année 2010.

Chapitre 2

Mesure des redshifts

 \mathbf{L} 'observation des objets lumineux qui composent la « toile » cosmique est un élément clé dans les sondages cosmologiques. La mesure des distances nous apporte l'information sur la distribution spatiale et l'évolution temporelle de la matière. Or nous rappelons que l'expansion de l'Univers implique une relation univoque entre décalage spectral et distance. Nous décrivons dans ce chapitre comment la mesure du *redshift* est réalisée à partir des observations. Nous commence-rons notre étude par rappeler brièvement les propriétés des galaxies et nous expliquerons quelles caractéristiques du spectre lumineux nous permettent d'identifier les décalages spectraux. Nous détaillerons ensuite les différentes méthodes existantes pour la mesure des *redshifts*, dont les deux principales sont par spectroscopie (très précise) et par photométrie (très productive). Enfin nous nous focaliserons sur la méthode choisie dans cette étude, c'est à dire les *redshifts* photométriques avec ajustement de modèles par le code *Le Phare* et la calibration spectroscopique.

2.1 Description des galaxies

Nous nous intéressons dans cette section à ce qui est utile pour comprendre la mesure du *redshift*. Pour une introduction plus complète sur les propriétés des galaxies voir par exemple les chapitres 3 et 9 de Schneider (2006) ou le cours d'introduction aux galaxies de Ralf Bender¹.

2.1.1 Propriétés physiques et composition

Le diagramme de Hubble classifie les galaxies suivant leur types morphologiques. Il comporte trois branches distinctes (voir Fig. 2.1) :

- celle des galaxies elliptiques, qualifiées de type « précoce » (early type),
- celle des galaxies spirales régulières, de type « tardif » (*late type*),
- et celle des galaxies spirales barrées, aussi de type tardif.

Les bras spiraux dans les galaxies de type tardif sont probablement créés par des ondes de densité qui amplifient le taux de formation stellaire. Les galaxies *irrégulières*, ne présentant pas de morphologie particulière, sont cependant classées parmi les galaxies de type tardif, spirale régulière ou barrée. Pour cette population le classement est parfois confus. Par ailleurs les galaxies inhabituelles (comme celles

¹http://www.mpe.mpg.de/~bender/



FIG. 2.1 – Diagramme de Hubble pour la morphologie des galaxies (Kormendy & Bender, 1996).

au noyau très actif, les AGNs, celles à fort taux de formation stellaire, les galaxies en interaction, etc.) ne sont pas représentées dans ce diagramme.

Les composants principaux d'une galaxie sont :

 le bulbe central. Dont le profil de brillance est en général décrit par une loi de de Vaucouleurs :

$$I(r) = I_e \times 10^{-3.33((r/r_e)^{0.25} - 1)}, \qquad (2.1)$$

où r_e représente le rayon à demi-luminosité,

- le disque, dont le profil de brillance est décrit par la fonction :

$$I(r) = I_0 \times e^{-r/r_0}, \qquad (2.2)$$

où r_0 est la longueur caractéristique du disque,

- le halo de matière baryonique, constitué d'étoiles agées,
- et le halo de matière noire, qui représentent la majorité de la masse.

Les galaxies elliptiques ont un bulbe prédominant, alors que le disque est plus important pour les galaxies spirales.

Mesurer le redshift revient à identifier au moins une caractéristique connue dans le spectre lumineux et d'en mesurer le décalage spectral (rappelons que $1 + z = \lambda_o/\lambda_e$) et cela impose une bonne connaissance du spectre des galaxies (ou densité spectrale d'énergie, SED). La composition et le mécanisme des étoiles sont à présent bien connus : le spectre est proche de celui d'un corps noir, avec des raies d'absorptions et d'émissions qui sont la signature de sa composition, en fonction de son âge et de sa taille. Le diagramme de Hertsprung-Russel (HR) donne une relation entre la température (donc la couleur) et la luminosité des étoiles. Les étoiles jeunes émettent fortement dans l'ultraviolet, très énergétique, mais le flux diminue rapidement à mesure que les étoiles évoluent et le spectre subit une forte diminution du flux à 912 Å. Cette « cassure », qui correspond à l'absorption de l'hydrogène, est appelée discontinuité de Lyman. Les étoiles vieillissantes sont de plus en plus rouges et créent une discontinuité supplémentaire, celle de Balmer, à ~ 4000 Å (voir fig. 2.2). Comme le montre la figure 2.2, l'évolution en couleur des étoiles jeunes est très rapide et devient de plus en plus rouge avec le temps. Si l'évolution des étoiles est bien comprise, le spectre lumineux total d'une galaxie n'est cependant pas toujours facile à prédire car les populations d'étoiles ne sont pas forcément homogènes et le flux total dépend du taux de formation stellaire. Une manière simple de modéliser le spectre d'une galaxie consiste à définir une population initiale d'étoiles (*Initial Mass Function*, IMF) et une évolution qui dépend du taux de formation stellaire (*Star Formation Rate*, SFR) et de l'évolution chimique de la galaxie (*metallicity*). Voir Bolzonella et al. (2000) et les références incluses pour une description plus détaillée.

Le spectre d'une galaxie typique présente finalement deux caractéristiques fondamentales pour la mesure du *redshift* photométrique : les discontinuités de Lyman (présente systématiquement) et de Balmer (très prononcée pour les galaxies agées). En toute logique, les galaxies comportant une population agée d'étoiles apparaîtront intrinsèquement plus rouges. Les observations montrent que la plupart des étoiles dans les galaxies elliptiques sont agées; il est commun, donc, de qualifier les galaxies elliptiques de « rouges », et les spirales, de « bleues ». Les observations montrent que les galaxies bleues sont majoritaires dans l'Univers (par exemple à $z \sim 1$, il y a 70% de bleues, contre 30% de rouges) et que les galaxies rouges sont plus lumineuses.

Le modèle « simple » d'évolution des étoiles ne suffit pourtant pas toujours à obtenir une estimation précise du *redshift* photométrique. La poussière dans les galaxies, qui absorbe une grande partie du rayonnement bleu et ultraviolet se retrouve en plus grande quantité dans les galaxies à fort taux de formation stellaire (principalement, donc, dans les galaxies spirales). De plus le gaz interstellaire, formé d'hydrogène sous forme ionisée (HII), émet un rayonnement sous forme de raies d'émissions. Il existe par ailleurs un type de galaxies au noyau très actif, les AGNs (*Active Galactic Nucleus*), dont les processus physiques ne sont pas encore totalement compris. Ils sont très peu nombreux dans l'Univers local mais suffisament lumineux pour représenter quelques pourcents des échantillons observés à grand *redshift*. Finalement les galaxies à grand *redshift* présentent de nombreuses raies d'absorption (forêt Lyman- α) causées par l'hydrogène du milieu intergalactique (Madau, 1995).

Le prise en compte des ces effets dans les modèles de galaxies est donc nécessaire à l'estimation précise des *redshifts* photométriques.

2.1.2 Fonction de luminosité

Il existe une quantité très utilisée pour décrire une population de galaxies et son évolution, il s'agit de la fonction de luminosité (*Luminosity function*, LF). Elle compte le nombre de galaxies par intervalle de luminosité dans un volume donné. La distribution *totale* de galaxies est bien approximée par la fonction de luminosité de *Schechter* (Schechter, 1976) :

$$\Phi(L)dL = \Phi^{\star} \left(\frac{L}{L^{\star}}\right)^{\alpha} \exp(-L/L^{\star}) \frac{dL}{L^{\star}}.$$
(2.3)

 L^* est la luminosité caractéristique au dessus de laquelle la distribution décroît exponentiellement. La pente α et la normalisation Φ^* sont déduites des observations. Exprimée en fonction de la magnitude absolue (voir Appendice B), elle prend la



FIG. 2.2 – Evolution temporelle d'une population stellaire. Le temps est donné en milliards d'années (Bruzual & Charlot, 2003). L'apparition des discontinuités Lyman (912 Å) et Balmer (4000 Å) est très nette.

forme suivante :

$$\Phi(M)dM = \Phi^{\star}10^{0.4(M^{\star}-M)(\alpha+1)} \exp(-10^{0.4(M^{\star}-M)}) 0.4\ln 10 \, dM \,.$$
(2.4)

Cette paramétrisation n'est plus valable pour les populations individuelles de galaxies.

Le calcul de la fonction de luminosité représente un test très robuste pour valider l'estimation des magnitudes absolues à partir du *redshift*. Mais bien qu'elle semble bien retracer la distribution des galaxies, les modèles d'évolution non linéaires de la matière n'expliquent pas encore très bien l'origine d'une telle paramétrisation.

Il est possible de calculer la densité comobile de galaxies :

$$n = \int_0^\infty \Phi(L) dL = \Phi^* \Gamma(\alpha + 1), \qquad (2.5)$$

et la densité de luminosité

$$l = \int_0^\infty L^* \Phi(L) dL = \Phi^* L^* \Gamma(\alpha + 2) .$$
(2.6)

Avec Γ la fonction Gamma.

Pour des mesures de la fonction de luminosité dans le VIMOS VLT Deep Survey (VVDS) voir par exemple Zucca et al. (2006) ou Ilbert et al. (2005) et plus récemment dans le sondage zCOSMOS, Zucca et al. (2009).

2.2 Méthodes de mesure du redshift

2.2.1 Par spectroscopie

La spectroscopie est la méthode privilégiée pour l'estimation du redshift car elle donne une estimation très précise de sa valeur, à condition d'être en mesure d'identifier les bonnes caractéristiques de la SED, telles que les raies d'émission. Une résolution spectrale $R = \lambda/\Delta\lambda$ de quelques centaines permet en principe d'obtenir une précision ~ $0.005 \times (1 + z)$. En raison des vitesses particulières, la mesure du redshift est néanmoins imprécise pour les galaxies proches, car si l'on suppose que la dispersion de vitesse typique dans un amas est ~ 500 km s⁻¹, l'incertitude sur le redshift est $\Delta z/z \sim 0.1\%$. La méthode est donc précise pour des distance supérieures à quelques dizaines de Mpc. Les distances proches peuvent, par exemple, être calculées en utilisant les étoiles Cephéides ou la relation de Tully-Fisher.

Il n'y pas de limite supérieure aux observations (des *redshifts* ont été mesurés jusqu'à (z = 8.3), mais le facteur limitant dans les relevés spectroscopiques est le temps d'observation puisque la méthode nécessite de couvrir une grande partie du spectre. On rappelle que le flux observé d'un objet est $\propto [(1 + z)S_k(\chi)]^{-2}$ et un objet situé à z = 1 prendra ~200 fois plus de temps à observer que si il était situé à z = 0.1. Pour cibler un maximum d'objets, les observateurs ont mis au point des spectrographes capable d'acquérir des centaines de *redshifts* en une seule fois, grâce à l'utilisation de fibres optiques et de masques multi-fentes. Ces instruments sont appelées MOS (*Multi-Object Spectrograph*).

La qualité des *redshifts* dépend du nombre de caractéristiques que l'on peut distinguer dans le spectre. On attribue généralement un degré de confiance en fonction du nombre de raies spectrales clairement identifiées. Il existe cependant un domaine de *redshift* pour lequel les indicateurs spectroscopiques sont très peu nombreux dans le domaine visible. Ce « désert de *redshift* » se situe dans l'intervalle $1.3 \leq z \leq 2.5$. La spectroscopie infrarouge, difficilement observable au sol, pourrait résoudre ce problème.

Voici une liste de grands relevés spectroscopiques réalisés ces dernières années :

- **Canada-France redshift Survey (CFRS).** Conduit au télescope franco canadien (CFHT) et avec le *Hubble Space Telescope* (HST), le sondage est relativement profond ($I_{AB} < 22.5$) et regroupe 1 000 galaxies sur une surface de $10' \times 10'$ (Lilly et al., 1995).
- Canadian Network for Observational Cosmology (CNOC2). Un sondage de 6 200 galaxies sur 1.5 deg². L'intervalle de *redshift* couvert est de 0.1 à 0.7 (R < 21.5). Les observations ont eu lieu au CFHT (Yee et al., 2000).
- **2-degree Field Galaxy redshift Survey (2dFGRS).** Moins profondes que les deux précédents ($b_J < 19.45$), les observations ont été réalisées sur une surface de plus de 1500 deg² et ont donné le *redshift* de 24591 objets (voir fig. 2.3, Colless, 1999).
- Sloan Digital Sky Survey (SDSS). Composé d'un relevé photométrique $(i_{AB} < 21.3)$ et d'un suivi spectroscopique, le relevé couvre une grande partie du ciel (8 400 deg²) et compte plus d'un million de *redshifts* spectroscopiques dont 930 000 galaxies, 120 000 quasars et 500 supernovæ. Le télescope, entièrement dédié au SDSS, est situé au Nouveau Mexique (États-Unis). La

plus récente publication des données a eu lieu en 2009 (Abazajian et al., 2009), mais de nouveaux sondages sont programmés dans les années à venir (BOSS).

- VIMOS VLT Deep Survey (VVDS). Il s'agit du premier sondage très profond de 16 deg². Les observations ont lieu au Very Large Telescope (VLT) avec le spectrographe VIMOS. Le relevé est réparti sur quatre champs. Le plus profond est limité à $I_{AB} < 24$ et le nombre de redshifts spectroscopiques acquis est de 100 000 à $I_{AB} < 22.5$, 50 000 à $I_{AB} < 24$ et 1 000 à $I_{AB} < 26$. (Le Fèvre et al., 2005a).
- **zCOSMOS redshift survey.** Le sondage a lui aussi été observé au VLT. Il couvre une grande partie du champ COSMOS ($\sim 2 \text{ deg}^2$) jusqu'à $I_{AB} = 22.5$. 20 000 objets ont déjà été observés et 10 000 autres, plus profonds sont prévus. (Lilly et al., 2007, 2009).
- **DEEP2 redshift Survey.** Observé au télescope *KECK* avec l'instrument *DEI-MOS*, à haute résolution spectrale. Le sondage regroupe 50 000 galaxies présélectionnées dans l'intervalle 0.7 < z < 1.5 ($I_{AB} < 24$) sur ~ 4 deg² (Davis et al., 2007).

Parmi les relevés spectroscopiques en cours ou en projet :

- VIMOS Public Extragalactic redshift Survey (VIPERS). Le sondage s'inscrit dans la suite du VVDS. La surface sondée est plus grande (24 deg²) et le nombre de *redshifts* attendu est de 100 000 ($i_{AB} < 22.5$). Les objets sont sélectionnés en couleur pour observer une majorité d'entre eux à haut *redshift* (z > 0, 5).
- Subaru redshift Survey. Avec l'instrument *WFMOS*. Le projet propose d'observer un champ de 2000 deg² dans l'intervalle 0.5 < z < 1.5 et 300 deg² dans l'intervalle 2.5 < z < 3.5.
- Baryon Oscillation Spectroscopic Survey (BOSS). Il s'agit de la suite du relevé spectroscopique du SDSS. L'instrument, amélioré, mesurera 1.5 millions de *redshifts* (LRGs) entre 2009 et 2014 sur une surface de 10 000 degrés carrés (jusqu'à $z \sim 0.7$), ainsi que des quasars jusqu'à $z \sim 2.5$.
- Large Sky Area Multi-Object Fiber Spectroscopic Telescope (LAMOST). Conduit par la Chinese Academy of Sciences, l'instrument, constitué de 4000 fibres optiques doit observer 2.5 millions de galaxies dans les quatres a six prochaines années à partir de 2009.
- **BigBOSS.** Le projet propose de poursuivre le relevé BOSS avec une meilleure résolution spectrale et plus de fibres optiques. Il pourrait aussi être étendu à l'hémisphère Sud (au télescope de 4m CTIO Blanco) pouvant ainsi observer jusqu'à 24000 degrés carrés dans l'intervalle de redshift 0.2 < z < 3.5.

2.2.2 Par photométrie : ajustement de modèles

Les relevés spectroscopiques profonds peuvent difficilement acquérir une grande quantité de *redshifts*, même avec des instruments multi-objets, qui sont limités en nombre de fibres optiques par unité de surface. Plus ennuyeux encore, l'observation



FIG. 2.3 – *Redshifts* spectroscopiques mésurés par le 2-degree Field Redshift Survey. Source : http://www.mso.anu.edu.au/2dFGRS.

de spectres depuis le sol devient impossible pour les très faibles magnitudes apparentes (m > 24). Les méthodes photométriques constituent donc une alternative très intéressante à la spectroscopie.

Le redshift photométrique repose sur l'utilisation de filtres à large bande passante. La méthode est équivalente à faire de la spectroscopie très basse résolution, et on voit immédiatemment que la mesure sera moins précise au profit d'un nombre d'objets sondés beaucoup plus important. La valeur de l'incertitude doit être prise au sens statistique. De plus la précision sur le *redshift* va varier de manière conséquente en fonction du type d'objet. La largeur des filtres photométriques empêche à priori l'utilisation des raies d'émission pour calculer le décalage spectral (et dans tous les cas cette largeur imposera une valeur minimum sur la précision), alors la forme globale du spectre joue un rôle décisif dans l'estimation du *redshift* : il est par exemple préférable que les discontinuités de Lyman et de Balmer soient comprises dans le domaine de longueur d'onde couvert par les filtres.

Comme nous avons vu que la SED d'une galaxie était très différente selon son âge et son type morphologique, il est nécessaire de prendre en compte cette information dans la mesure du *redshift* photométrique. Il est possible de se munir de modèles de spectres (*template*), observés ou simulés, et de réaliser un ajustement avec les magnitudes apparentes dont les paramètres libres sont le type, le *redshift* et l'amplitude du spectre. Ce procédé est appelé *ajustement de modèles* dont la fonction de mérite s'écrit :

$$\chi^{2}(z,T,A) = \sum_{f=1}^{N_{f}} \left[\frac{F_{obs}^{f} - A \times F_{pred}^{f}(z,T)}{\sigma_{obs}^{f}} \right]^{2} .$$
(2.7)

La sommation est effectuée sur le nombre total de filtres. La quantité F^f_{obs} est le



FIG. 2.4 – Ajustement des modèles de SED en fonction du *redshift*. La courbe en trait plein représente le meilleur cas et le trait en tirets, une seconde solution équivalente. Source : O. Ilbert (rapport de thèse).

flux observé de l'object dans la bande f, et F_{pred}^{f} le flux dérivé du spectre théorique en fonction du type T et du *redshift* z. σ_{obs}^{f} est l'erreur associée au flux mesuré. Le plus petit χ^2 nous donnera l'ensemble {*redshift*, type, brillance} le plus probable. La figure 2.4 montre quelques exemple d'ajustement pour plusieurs modèles de galaxies.

La méthode connaît cependant plusieurs limites. Avant tout si l'échantillon de galaxies n'est pas complétement représenté par les modèles, l'estimation du *red-shift* est faussée pour certains objets « rares ». Ainsi, par exemple, les étoiles seront traitées comme des galaxies, à moins que l'on puisse faire une sélection indépendante ou que l'on introduise des modèles d'étoiles. De plus, la pente du spectre est parfois très prononcée, et lorsqu'elles « tombent » dans un filtre qui souffre d'un offset photométrique (biais dans la calibration), si petit soit-il, cela provoque des décalages importants de *redshift* (cela crée par exemple des surdensités dans la distribution en *redshift*). Il est aussi possible d'ajouter des facteurs physiques

qui évoluent d'une galaxie à l'autre, telle que l'extinction de la poussière (*redde-ning*), ou le vieillissement des populations stellaires. Par ailleurs les magnitudes apparentes sont soumises à de diverses dégénérescences telles que :

- celle entre *redshift* et brillance : une galaxie faible à bas *redshift* peut avoir la même « signature » qu'une galaxie lointaine et brillante (surtout pour les types « bleues » pour lesquelles les discontinuités sont moins prononcées).
- la confusion entre les discontinuités Lyman et Balmer (les erreurs de *redshifts*, très importantes, sont alors qualifiées de « catastrophiques »).

Il faut être très prudent dans l'interprétation du *redshift* photométrique car les erreurs sont difficilement quantifiables individuellement. Il est en revanche possible de valider les résultats de manière statistique : pour les champs où des *redshifts* spectroscopiques sont disponibles (et supposés exacts), on peut mesurer une dispersion globale et un taux d'erreurs catastrophiques (*outlier rate*). Dans la suite nous verrons comment il est possible de contourner ces difficultés, notamment grâce à la *calibration spectroscopique* et, dans le cas contraire par quels moyens nous pouvons quantifier les erreurs.

Plusieurs programmes réalisant l'ajustement de modèles sont disponibles publiquement. Les plus connus sont :

- Hyper Z^2 ,

- Le Phare³,

 $- EAZY^4$,

 $- zPeg^5,$

- SDSS fitting method⁶,

- et $IMPZlite^{7}$.

En plus de l'estimation des *redshifts* et des erreurs associées, ces programmes sont capables d'estimer simultanément les propriétés physiques des galaxies, comme, par exemple, la luminosité intrinsèque, l'extinction de la poussière ou encore l'âge de la galaxie. En contrepartie, ils nécessitent souvent une connaissance minimum sur les galaxies et les modèles utilisés. Pour les catalogues de plusieurs millions d'objets, le temps de calcul est quelquefois de plusieurs jours. Une collaboration, menée par Hendrik Hildebrandt, est dédiée à tester et améliorer les programmes qui calculent les *redshifts* photométriques : *PHoto-z Accuracy Testing* (PHAT)⁸.

2.2.3 Méthodes bayésiennes

L'ajustement de modèles n'est pas la méthode unique pour estimer les *redshifts* photométriques. Proposée par Benítez (2000), la méthode bayésienne repose aussi essentiellement sur l'adaptation des modèles mais d'un point de vue probabiliste. La solution obtenue n'est plus unique mais donnée sous la forme d'une distribution de probabilité en *redshift*. Si nous connaissons une ou plusieurs informations supplémentaires (*prior*) utile à la determination du *redshift*, il est possible de l'inclure

²http://webast.ast.obs-mip.fr/hyperz/

³http://www.cfht.hawaii.edu/~arnouts/LEPHARE/cfht_lephare/lephare.html

⁴http://www.astro.yale.edu/eazy/

⁵http://www2.iap.fr/cgi-bin/pegase/zpeg.pl

⁶http://www.sdss.org/dr7/algorithms/photo-z.html

⁷http://astro.ic.ac.uk/~tsb1/Impzlite/ImpZlite.html

⁸http://www.astro.uni-bonn.de/~hendrik/PHAT/index.html

dans le résultat final (posterior). Le tout est relié par le théorème de Bayes :

$$P(z|C) = \frac{P(C|z)P(z)}{P(C)}.$$
(2.8)

P(C|z) représente la probabilité d'obtenir les données (les couleurs) pour un *red-shift* donné. Cette quantité est appelée vraisemblance, notée $\mathcal{L}(z)$. Dans notre cas, elle s'écrit en fonction du χ^2 :

$$\mathcal{L}(z) = \exp(-\frac{\chi^2}{2}).$$
(2.9)

La quantité P(C) est la normalisation du postérior :

$$P(C) = \int P(C|z)P(z)dz. \qquad (2.10)$$

L'équation de Bayes est donnée dans le cas simple où il n'y a qu'un seul modèle de galaxie. Elle se généralise à un ensemble de modèles par

$$P(z,T|C) \propto P(C|z,T)P(z,T).$$
(2.11)

P(z,T|C) est donc la probabilité de *redshift* pour un modèle de galaxie, sachant les données. Un prior très utilisé est celui de la probabilité de *redshift* sachant la magnitude apparente de l'objet m_0 . Il s'agit simplement de la distribution en *redshift* n(z) à une magnitude donnée. Cette distribution est généralement tirée des sondages de *redshifts* spectroscopiques et

$$P(z|C, m_0) \propto P(C|z)P(z|m_0)$$
. (2.12)

Finalement il est possible de *marginaliser* sur les différents modèles, c'est-à-dire de faire la somme des différentes probabilités :

$$P(z|C,m_0) \propto \sum_T P(z,T|C,m_0) \propto \sum_T P(C|z,T)P(z,T|m_0).$$
 (2.13)

Le résultat s'exprime sous la forme d'une fonction de probabilité que nous noterons PDF(z). Les étapes sont résumées et illustrées à la figure 2.5 : il existe une dégénérescence modèle/redshift, mais la magnitude apparente de l'objet permet de distinguer entre les deux cas ; l'objet étant brillant, il a beaucoup plus de chance d'être à bas redshift qu'à haut redshift.

La PDF contient en principe toute l'information nécessaire à l'estimation finale du *redshift* (en supposant avoir pris en compte tous les modèles). En général le redshit retenu est celui du maximum de vraisemblance, qui correspond au plus grand pic (c'est-à-dire le plus petit χ^2) et la forme de la PDF permet de définir un degré de confiance de l'estimateur. Parfois la hauteur du pic principal retranscrit mal le degré de probabilité d'une valeur. Benítez (2000) définit le paramètre *ODDS* comme la somme de la probabilité contenue dans le plus grand pic. Ainsi ODDS=1 signifie que toute la probabilité est contenu dans le pic, donnant au *redshift* estimé un très haut degré de confiance.

Parmi les programmes publiquement disponibles, les plus connus sont :



FIG. 2.5 – Estimation bayesienne du *redshift*. De haut en bas : Vraisemblance pour différents types de galaxies donnés, priors sachant la magnitude de l'objet, posterior pour chaque type et enfin posterior marginalisé. Source : Benítez (2000).

 $- BPZ^9,$ - et ZEBRA¹⁰.

2.2.4 Réseaux de neurones

Une technique un peu différente s'est developpée ces dernières années, principalement en raison de sa simplicité. Il s'agit de l'utilisation des réseaux de neurones (*artificial neural networks*). Le principe est simple : à partir d'une population d'objets dont on connait le résultat, le programme « s'entraîne » à retrouver la bonne valeur en fonction des données disponibles. Conceptuellement, c'est une approche bayesienne. Le programme construit lui-même ses priors à partir de la population dont les résultats sont connus.

Pour estimer le *redshift* photométrique, il suffit donc de se munir d'un échantillon de galaxies pour lesquelles nous connaissons le *redshift* spectroscopique. En général cet échantillon est coupé en deux parties : l'une pour entraîner le programme et l'autre pour valider les résultats.

Trois conditions sont nécessaires pour justifier de l'utilisation des réseaux de neurones :

- 1. les valeurs utilisées pour l'entrainement du programme doivent être exactes, comme des *redshifts* spectroscopiques très robustes,
- 2. l'échantillon doit être représentatif de l'ensemble,
- 3. et les données doivent être parfaitement stables (observées avec le même instrument et calibrées de façon rigoureusement identique).

La méthode est donc très simple d'utilisation et donne de bons résultats sans connaissances approfondies des galaxies. Il est cependant clair que le nombre limité de *redshifts* spectroscopiques et, surtout, de leur sélection différente des *redshifts* photométriques peuvent entraîner des biais important dans les résultats.

Le programme le plus connu de nos jours est le programme developpé par Collister & Lahav (2004), $ANNz^{11}$. Des réseaux de neurones ont aussi été utilisés dans le sondage $SDSS^{12}$.

2.2.5 Grands relevés photométriques

Pour terminer cette section il est interessant d'évoquer les grands relevés ayant mesuré des *redshifts* photométriques. Comme le cosmologiste s'intéresse aux grandes échelles et à l'évolution des structures et des galaxies, il peut regarder soit de grandes étendues du ciel, soit de plus petites, mais plus profondes. L'objectif des futures observations est de couvrir les deux aspects simultanément grâce aux *redshifts* photométriques. Parmi les relevés profonds, on distingue :

Hubble Deep Field (HDF). Dans l'hemisphère nord (*HDF-N*) et sud (*HDF-S*). Ce relevé très profond réalisé par le *Hubble Space Telescope* (HST) avait pour but d'étudier les galaxies à grand *redshift* (Williams et al., 1996). Les champs $(3' \times 3'^2$ chacun) ont été initialement observés dans quatre bandes

⁹http://acs.pha.jhu.edu/~txitxo/bayesian.html

¹⁰http://www.exp-astro.phys.ethz.ch/ZEBRA/

¹¹http://zuserver2.star.ucl.ac.uk/~lahav/annz.html

¹²http://www.sdss.org/dr7/algorithms/photo-z.html

photométriques mais ont profité d'un large suivi dans d'autres longueurs d'onde. Pour les *redshifts* photométriques combinés avec les données infrarouges prises par l'instrument ISACC au VLT, voir Arnouts et al. (2002).

- Great Observatories Origins Deep Survey (GOODS). Les deux champs du sondage se trouvent dans le Chandra Deep Field-South (CDF-S) et le HDF-N pour une surface totale de 320 arcmin² (Giavalisco et al., 2004). Les observations, visant à apporter des contraintes sur la formation et l'évolution des galaxies, ont été réalisées avec le HST, *Chandra*, le télescope de l'agence spaciale européenne (ESA) XMM Newton, le Spitzer Space Telescope (SIRTF). Les redshifts photométriques ($R_{AB} < 25$) ont éte calculés par Mobasher et al. (2004).
- Classifying Objects by Medium-Band Observations (COMBO 17). Le relevé comprend 1 deg² dans 17 bandes photométriques observé avec la caméra Wide Field Imager au télescope MPG/ESO de 2.2 m à La Silla au Chili (PI's : Christian Wolf et Klaus Meisenheimer). Les *redshifts* photométriques (R < 24) ont été produits par Wolf et al. (2003).
- Galaxy Evolution From Morphology And SEDs (GEMS). Il s'agit d'un relevé centré sur le champ GOODS (Rix et al., 2004). Il couvre une zone de $28' \times 28'$ observée par la caméra ACS dans les bandes F606W (m < 28.3) et F850LP (m < 27.1). Il est dédié à l'étude des SEDs et des morphologies de galaxies.
- Spitzer Wide-area InfraRed Extragalactic (SWIRE). Le sondage est dédié à l'étude des galaxies lointaines et des AGNs (Lonsdale et al., 2003). La surface du champ est de 50 deg² et a été observée dans sept bandes infrarouges. Rowan-Robinson et al. (2008) ont combiné les données SWIRE avec des données visibles pour calculer les *redshifts* photométriques. Pour $I_{AB} < 24$ les résultats sont comparables à Wolf et al. (2003).
- **VVDS CFHT 12K.** Il s'agit du relevé photométrique associé au VVDS. Les données ont été prises sur la totalité du champ, 1.2 deg² et à une magnitude limite $I'_{AB} = 25$ (McCracken et al., 2003). Des observations en bande U prises au télescope de la Silla viennent compléter l'ensemble (Radovich et al., 2004).
- **Deep Lens Survey (DLS).** Ce sondage profond est dédié à la mesure du cisaillement gravitationnel sur un champ de 36 deg² en quatres bandes B, V, R, z'(R < 29) (Wittman et al., 2002). Les observations ont été prises aux télescopes Blanco et Mayall du National Optical Astronomy Observatory (NOAO).
- **HST Ultra Deep field (HUDF).** Il s'agit du plus profond relevé effectué à ce jour dans le visible (PI : S. Beckwith, voir fig. 2.6). Le champ, situé dans le CDF-S, a été observé par la caméra très précise du HST Advanced Camera Survey (ASC, $3' \times 3'^2$) dans les bandes visible BVi'z' ($i'_{AB} < 29$) et infrarouges JH, sur une surface de 12.80 arcmin². Pour le calcul des redshifts photométriques voir par exemple Coe et al. (2006).
- **CFHTLS deep.** Le sondage fait partie du relevé *Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey.* Il couvre quatre champs indépendants de 1 deg² chacun et observés dans cinq bandes photométriques du domaine visible $u^*g'r'i'z'$ (voir fig. 2.7) jusqu'à une magnitude limite $i'_{AB} = 27.5$ (McCracken et al.,

2008), et bientôt complétés par les données infrarouges de la caméra WIR-CAM¹³ dans les bandes JHKs (Biebly & al., en prép.). Pour les *redshifts* photométriques, voir Ilbert et al. (2006) et la section 3.2.

- **COSMOS.** Le champ a été observé dans de multiples bandes photométriques sur une surface de 2 deg² (Scoville et al., 2007). Les données incluent des observations photométriques qui vont des rayons X jusqu'au domaine radio (observées par les télescopes Subaru, HST, CFHTLS, XMM, VLA) et des données spectroscopiques du relevé zCOSMOS au VLT. La surface du champ, plus grande que les précédents relevés du HST, permet d'explorer les grandes structures de l'Univers et leur lien avec l'histoire des galaxies. Ilbert et al. (2009) ont calculé les *redshifts* photométriques dans 30 bandes photométriques et ont obtenu une précision < 1% pour $i_{AB} < 22.5$.
- **CFHTLS wide.** Le relevé couvre 171 deg² observés dans les bandes u^*, g', r', i', z' , répartis sur 4 champs indépendants et de magnitude limite $i'_{AB} = 25.5$. Les détails sur les données et les *redshifts* photométriques sont donnés à la section 3.2.
- Red Sequence Cluster Survey 2 (RCS2). Le sondage doit observer environ $1\,000\,\deg^2$ avec MegaCam au CFHT dans les bandes g', r', z' et une profondeur comparable au CFHTLS (Hsieh et al., 2005). Le but du relevé est d'observer en grande quantité les amas de galaxies.
- **SDSS.** Le relevé photométrique, entre 2000 et 2005, a couvert une surface de ~ $8\,000\,\text{deg}^2$ dans les cinq bandes u, g, r, i, z ($i_{AB} < 21.3$). Avec la grande quantité de *redshifts* spectroscopiques disponible, les *redshifts* photométriques ont souvent été estimés à l'aide des réseaux de neurones (voir, par exemple Collister & Lahav, 2004; Oyaizu et al., 2008; Cunha et al., 2009).

Parmi les relevés à grand champ futurs :

- **UKIRT Deep Infrared Survey (UKIDSS)** Le sondage couvre la surface du SDSS en infrarouge dans les bandes JHK, limité à K = 18.3 (Lawrence et al., 2007). Le sondage inclu aussi deux parties profondes de 35 deg² (K < 23) et 0.77 deg² (K < 23).
- Kilo-Degree Survey (KIDS). Le but est d'imager 1500 deg² dans les quatres bandes u, g, r, i à la même profondeur que le CFHTLS wide. (PI : Konrad Kuijken). Les observations seront faites avec la caméra omegaCAM au VLT Survey Telescope (VST). Le sondage VISTA Kilo-degree INfrared Galaxy (VIKInG, PI : Will Sutherland) couvrira la partie infrarouge du champ, pour obtenir des redshifts photométriques précis.
- Next Generation Virgo Cluster Survey (NGVS). Il s'agit d'observer l'amas de la vierge dans les mêmes conditions que le CFHTLS wide (mêmes bandes et profondeur similaire). La taille du sondage, qui a commencé fin 2008, est de 104 deg² (PI : Laura Ferrarese).
- Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System (Pan Starrs). Les observations du ciel seront réalisées avec une série de caméras de 1.4 milliards de pixels couvrant 7 deg² de champ de vue. Le projet inclu la construction de quatres télescopes de 1.8 m à Hawaï pour observer simultanément la

¹³http://terapix.iap.fr/article.php?id_article=565



FIG. 2.6 – Le *Hubble Ultra Deep Field*. Il s'agit du relevé le plus profond observé dans le visible à ce jour. Le *redshift* des objets faibles, au delà de la limite spectroscopique, ne peut être déterminé que par photométrie. Source : NASA (http://hubblesite.org).



FIG. 2.7 – Relevé profond du Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey. L'image montre une partie du champ D1 produite par le centre de données TE-RAPIX (http://terapix.iap.fr).

même zone du ciel. L'utilisation de 4 ou 5 filtres (g, r, i, z, Y) permettra un relevé cosmologique avec *redshifts* photométriques (une grande partie du ciel sera observée avec une magnitude limite de ~ 24).

Les relevés à grand champ en projets sont :

- **Dark Energy Survey (DES).** Le sondage vise à observer 5000 deg² dans les cinq bandes g, r, i, z, Y ($i_{AB} < 24.3$) pour mesurer les distortions gravitationnelles, dériver les *redshifts* photométriques (Banerji et al., 2008) et compter les amas de galaxies pour contraindre l'équation d'état de l'énergie noire. Les observations seront effectuées au télescope de 4 m *Blanco* du Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO) au Chili.
- Hyper Suprime Camera Weak Lensing Survey Le sondage doit couvrir $2\,000 \, \deg^2$ avec le télescope japonais Subaru dans les bandes B, V, R_c, i', z' à $i'_{AB} < 25.8$ (PI : M. Takada). Il sera principalement dédié à l'étude du cisaillement gravitationnel avec *redshifts* photométriques.
- Large Synoptic Survey Telescope (LSST). Le relevé observera la totalité du ciel visible toutes les trois nuits avec son mirroir de 8.4 m. Il est prévu d'équiper la caméra, au champ de vue de 10 deg², de six bandes photométriques u, g, r, i, z, Y (r < 24.5).
- Joint Dark Energy Mission (JDEM). La mission, financée par la NASA et le DOE (Département de l'énergie aux États-Unis), doit mesurer précisément l'expansion de l'Univers pour comprendre son évolution temporelle. La mission comprendra un relevé photométrique.
- Euclid. La mission prévoit d'envoyer un télescope spatial pour observer le ciel avec une grande qualité d'image équipé d'un mirroir de 1.2 m avec une caméra de 0.5 deg² (PI : A. Réfrégier). La mesure du cisaillement gravitationnel et des oscillations acoustiques de baryons (BAO) seront ses principaux objectifs. Le suivi en bandes photométriques aura lieu au sol mais des bandes infrarouges (difficile à observer au sol) pourraient être ajoutées à la mission.

2.3 Le programme Le Phare

2.3.1 Présentation

Cette section introduit et décrit le fonctionnement du code *Le Phare* développé par S. Arnouts et O. Ilbert (Arnouts et al., 1999, 2002). Les résultats pour *Le Phare* sont en bon accord avec les autres programmes existant (Abdalla et al., 2008, PHAT¹⁴) et nous nous appuyons ici sur les résultats de Ilbert et al. (2006). Le programme utilise la méthode classique d'ajustement de modèles, comme décrite à la section 2.2.2, schématisée par la figure 2.8.

Les auteurs proposent plusieurs jeux de SEDs. Des modèles synthétiques (simulés) et observés sont proposés. Bien que les deux types de modèles donnent des résultats équivalents, il n'est pas encore clair, en général, si l'un ou l'autre donne systématiquement de meilleurs résultats. Il semble qu'une combinaison des deux soit la meilleure option, car les modèles synthétiques peuvent compléter les parties

¹⁴http://www.astro.caltech.edu/twiki_phat/bin/view/Main/WebHome



LE PHARE structure

FIG. 2.8 – Schéma décrivant le fonctionnement du programme Le Phare.

manquantes de spectres, comme par exemple la partie infrarouge ou ultraviolette. La meilleure association avec le programme Le Phare semble être les modèles classiques CWW (Ell, Sbc, Scd, Irr), observés par Coleman et al. (1980). Pour rendre le jeu de modèles représentatif, il est possible d'ajouter un ou plusieurs modèles de galaxies à fort taux de formation stellaire (starburst galaxies), comme ceux de Kinney et al. (1996). Les modèles CWW, souvent utilisés pour l'estimation de redshifts photométriques sont illustrés à la figure 2.9.

Afin de couvrir l'ensemble des types de galaxies présentes dans l'Univers, les SEDs sont interpolées entres elles. Le nombre de SED intermédiaires ne doit cependant pas être trop important pour limiter les dégénéréscences. L'utilisateur doit fournir les courbes de transmission des filtres et le programme calcule une bibliothèque de magnitudes extraites des modèles de galaxies. Pour tenir compte de l'extinction dans les galaxies bleues, une loi d'extinction est utilisée, par exemple Calzetti et al. (2000) ou celle du petit nuage de Magellan (Prevot et al., 1984), comme illustré à la figure 2.10. L'utilisateur donne les valeurs de E(B-V) pour lesquelles il souhaite obtenir la valeur correspondante de la loi d'extinction. De plus l'opacité du milieu intergalactique est prise en compte suivant Madau (1995).

Le programme produit la distribution en *redshift*, PDF(z), pour chaque objet. Il est possible de définir le pas de *redshift* souhaité, habituellement $\Delta z = 0.04$. De la PDF, le programme tire plusieurs quantités utiles; l'estimation du redshift est celle du maximum de vraisemblance (qui correspond au pic le plus haut) et les erreurs à 68%, 90% et 99% sont calculées à partir de la PDF. De plus l'extinction et les magnitudes absolues sont données pour chaque filtre.

Les résultats de la méthode standard sont montrés à la figure 2.11. L'échantillon



FIG. 2.9 – Modèles CWW pour l'estimation des redshifts photométriques par le programme Le Phare. Source : Hyperz users manual.



FIG. 2.10 – Lois d'extinction proposées par *Le Phare*. Les courbes de transmission des filtres ultraviolets FUV, NUV (GALEX) et FOCA sont montrées sur la figure à titre d'illustration. Source : Lephare users manual.



FIG. 2.11 – Ilbert et al. (2006) : résultat de la méthode standard d'ajustement de modèles avec *Le Phare*, sans information spectroscopique. L'échantillon pourtant brillant montre d'importantes systématiques.

provient du champ profond CFHTLS D1 coupé à $i_{AB} = 22.5$. Les incertitudes photométriques et celles des modèles créent d'importantes erreurs systématiques. On observe que des erreurs systématiques dominent à bas *redshift*, pourtant situé dans une zone où la discontinuité de Balmer se trouve dans l'intervalle couvert par les filtres. De nombreuses erreurs catastrophiques sont aussi observées.

2.3.2 Optimisation

Les erreurs sytématiques proviennent de l'incertitude sur les modèles et des offsets systématiques photométriques (biais dans la calibration). Ilbert et al. (2006) ont montré qu'il était possible de calibrer ces données en utilisant les *redshifts* spectroscopiques de manière à réduire signicativement les incertitudes.

Correction des offsets systématiques

Les offsets systématiques sont en partie responsables des tendances systématiques observées à certains *redshifts*. La précision dépend de la calibration photométrique du filtre où la discontinuité est mesurée. Il est possible de ramener dans le repère au repos les données photométriques si l'on connaît le *redshift*. On peut par exemple utiliser le *redshift* spectroscopique lorsqu'il est connu (ici ceux du relevé spectroscopique VVDS). La comparaison des magnitudes réelles avec les magnitudes des modèles fait alors apparaître des offsets systématiques s^f , dans chaque filtre.

$$\psi^2 = \sum_{N_{gal}} \left[\left(A \times F_{pred}^f - F_{obs}^f + s^f \right) / \sigma_{obs}^f \right]^2 , \qquad (2.14)$$



FIG. 2.12 – Ilbert et al. (2006) : adaptation des modèles CWW aux données photométriques du CFHTLS. Les points proviennent des données photométriques ramenées dans le repère au repos. La courbe verte en pointillés représente la SED tirée des modèles CWW et la rouge en trait plein, la courbe adaptée aux données.

où les paramètres sont identiques à ceux de l'équation (2.7). Si l'on applique directement l'offset trouvé à la première évaluation de cette équation, le meilleur ajustement du modèle et de l'amplitude A peut changer. Il faut donc répéter l'opération jusqu'à converger vers une valeur stable des offsets (variations de s_f inférieures à 0.003 magnitude). Trois ou quatre itérations sont suffisantes. Les offsets sont en général inférieurs à 0.1 magnitude. La calibration photométrique ne nécessite que peu d'objets (quelques centaines), donc peu de *redshifts* spectroscopiques, et semble être peu dépendante de la magnitude, on ne peut donc utiliser que des objets relativement brillants (m < 22.5).

Adaptation des modèles

Les modèles CWW sont issus d'un échantillon réduit de galaxies et ont été observés avec un instrument différent de celui du relevé photométrique. Toujours en utilisant les *redshifts* spectroscopiques pour ramener les données photométriques dans le repère au repos, il est possible de « corriger » ces modèles de sorte qu'ils correspondent le mieux aux données photométriques. Les SEDs sont aussi extrapolées en longueur d'onde pour couvrir tout le domaine attendu après décalage spectral, ainsi les parties comme l'ultraviolet et le proche infrarouge sont apportées par les modèles de SED synthétiques. Les modèles synthétiques GISSEL (Bruzual & Charlot, 2003) ont été utilisés. L'adaptation des modèles par O. Ilbert est illustrée à la figure 2.12.

Ajout d'un prior

L'utilisation d'un prior permet de réduire les erreurs catastrophiques. Les cas où le prior est le plus utile sont souvent lorsque la discontinuié de Lyman à haut *redshift* est confondue avec la discontinuité à bas *redshift*. Cette dégénérescence est facilement levée avec la distribution en *redshift*, selon le type de modèle, qui donne plus de chance à la solution à bas *redshift*. Ilbert et al. (2006) écrivent le prior de la manière suivante :

$$p(z,T|i'_{AB}) = p(T|i'_{AB}) p(z|T,i'_{AB}), \qquad (2.15)$$

où $p(T|i'_{AB})$ est la probabilité d'avoir un type de galaxies sachant la magnitude et $p(z|T, i'_{AB})$ la distribution en *redshift* sachant le type et la magnitude. Les distributions sont construites à l'aide du relevé spectroscopique VVDS.

Résultats

La figure 2.13 met en avant les améliorations permises par la calibration spectroscopique. On observe que l'adaptation des modèles et la correction des offsets systématiques réduit d'environ 20% la dispersion des *redshifts* et on voit très bien l'atténuation significative des tendances systématiques. L'ajout du prior permet de diviser par deux le nombre d'erreurs catastrophiques.



FIG. 2.13 – Ilbert et al. (2006) : amélioration de la méthode de base d'estimation des *redshifts* photométriques. La méthode « a » réprésente la mesure du redshift sans aucune amélioration, alors que la méthode « b » inclus la correction des offsets systématiques et l'adaptation des modèles, et la méthode « c », en plus, l'ajout d'un prior. La calibration spectroscopique reduit de 20% la dispersion des *redshifts* et d'un facteur deux les erreurs catastrophiques.

Chapitre 3

Redshifts photométriques dans le CFHTLS

A près avoir décrit les méthodes d'évaluation des *redshifts* photométriques au chapitre précédent, nous nous focalisons à présent sur la partie pratique de cette étude. Elle se situe dans la continuité des travaux de Ilbert et al. (2006), que nous dénoterons I06 dans la suite. L'optimisation de la méthode standard avec la calibration spectroscopique avait alors été appliquée avec succès aux données profondes du Canada-France-Hawaii Telescope Legacy survey (*deep*). Ce chapitre présente la méthode appliquée aux champs larges du CFHTLS (*wide*). Nous décrirons le sondage et la réduction des données utilisées à la section 3.1 et nous détaillerons à la section 3.2 la production des catalogues de *redshifts* photométriques. Dû à une photométrie moins profonde et parce que certains champs sont proches du plan galactique, le nombre d'étoiles devient parfois problématique; nous proposons à la section 3.3 une amélioration de la séparation étoile/galaxie. Enfin la section 3.4 présente l'analyse des résultats.

3.1 Données photométriques et spectroscopiques

3.1.1 Le Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey

Le CFHTLS est un projet franco-canadien. Il est composé de trois sondages photométriques de profondeur et de taille différentes : le CFHTLS *deep* (profond), *wide* (large) et *very wide* (très large). Les observations ont commencé en 2003 et ont été prises durant 450 nuits, étalées sur cinq ans. La dernière nuit d'observation a eu lieu en décembre 2008. Le sondage deep est réparti sur quatre champs de 1 deg² chacun dont la magnitude limite est $i'_{AB} = 27.5$, et le wide couvre au total 171 deg², réparti lui aussi sur quatre champs indépendants et de magnitude limite $i'_{AB} = 25.5$.

Les images sont réalisées au télescope de 3.6 m franco-canadien à Hawaï (CFHT) avec la caméra MegaCam (Boulade et al., 2000), positionnée au nouveau foyer primaire MegaPrime. MegaCam est constituée d'une mosaïque de 36 caméras CCD EEV (Coupled-Charge Device), disposées sur quatres lignes et neuf colonnes. Chaque CCD possède $2\,080 \times 4\,644$ pixels (soit un total de ~ 350 millions de pixels) dont l'échelle est de 0.186 "/pixel, donnant ainsi une dimension totale



FIG. 3.1 – Réponse photométrique du jeu de filtres associés à MegaCam dans le sondage CFHTLS. Les courbes représentent la transmission des filtres incluant la transmission du mirroir et de l'optique ainsi que l'efficacité quantique des detecteurs. Source : Stephen Gwin's CFHTLS pages.

de 57.6×58.8 arcmin², couvrant la totalité du foyer MegaPrime. Chaque CCD est séparé de son voisin de quelques secondes d'arc en largeur et de 62 " en hauteur. Les séries d'observations sont alors faites en décalé (dithering) de manière à couvrir les trous entre les CCDs et de contrôler les effets systématiques de position. L'instrument est équipé d'un jeu de cinq filtres photométriques larges u^*, q', r', i' et z' couvrant un domaine spectral continu de 3500 Å à 9400 Å (voir fig. 3.1). Tous les champs des sondages deep et wide sont observés dans les cinq bandes.

Le sondage deep regroupe les champs D1, D2, D3 et D4, et le wide, les champs W1, W2, W3 et W4. Les différents champs sont séparés de grandes distances angulaires afin de guarantir leur indépendance statistique. Chaque champ individuel du wide est constitué d'une mosaïque de sous-champs (un sous-champ représente la surface couverte par MegaCam) dont la géométrie est la suivante :

- $W1: 8 \times 9 = 72 deg^2,$
- $-W2:5\times5=25~deg^2$
- $\begin{array}{l} \ \mathrm{W3}: 7\times7 = 49 \ \mathrm{deg}^2, \\ \ \mathrm{W4}: 25 \ \mathrm{deg}^2 \ \mathrm{reparts} \ \mathrm{selon} \ \mathrm{une} \ \mathrm{bande} \ \mathrm{sud-est/nord-ouest}, \end{array}$

soit un total de 171 \deg^2 pour le wide. Les champs D1 et D3 sont situés à l'intérieur de W1 et W3, respectivement, alors que D2 et D4 n'ont aucune couverture commune avec les champs W2 ou W4, bien que situés à proximité. La géométrie du champ W4 suit une zone où l'extinction Galactique due à la poussière est particulièrement faible. Les sous-champs qui composent les champs du wide se superposent les uns aux autres de manière à constituer un pavage continu du ciel et sont alignés le long de l'axe nord/sud. La zone de superposition est de 3' en RA et 4' en DEC (voir fig. 3.2) et sert à la calibration photométrique et astrométrique. La



FIG. 3.2 – Configuration et disposition des sous-champs du CFHTLS wide

Champ	Position du centre
Deep - D1	$02^h 25^m 59^s, -04^\circ 29' 40''$
Deep - D2	$10^h 00^m 28^s, +02^\circ 12' 30''$
Deep - D3	$14^{h}19^{m}27^{s}, +52^{\circ}40'56''$
Deep - D4	$22^h 15^m 31^s, -17^\circ 43' 56''$
Wide - W1	$02^{h}18^{m}00^{s}, -07^{\circ}00'00''$
Wide - $W2$	$08^{h}54^{m}00^{s}, -04^{\circ}15'00''$
Wide - W3	$14^{h}17^{m}54^{s}, +54^{\circ}30'31''$
Wide - W4	$22^{h}13^{m}18^{s}, +01^{\circ}19'00''$

TAB. 3.1 – Coordonnées des champs du CFHTLS.

position centrale des champs est listée au tableau 3.1 et la localisation des champs dans le ciel est montrée à la figure 3.3 (source : pages web TERAPIX¹).

3.1.2 Version T0004 des données

Observations

Les *redshifts* photométriques calculés dans ce chapitre proviennent de la version T0004 des données, publiées par TERAPIX² (Traitement Élémentaire, Réduction et Analyse des PIXels de MegaCam), le centre de traitement de données en charge de la réduction complète du CFHTLS. Le centre et les ressources sont situés à l'Institut d'Astrophysique de Paris et dirigés par Yannick Mellier. Une fois traitées, les images sont mises à dispostion de la communauté Franco-Canadienne au centre canadien d'archives astronomiques (CADC³) et, un an après, publique-

¹http://terapix.iap.fr/cplt/oldSite/Descart/summarycfhtlswide.html

²http://terapix.iap.fr

³http://www1.cadc-ccda.hia-iha.nrc-cnrc.gc.ca/cadc/



FIG. 3.3 – Position des champs deep et wide du CFHTLS.

ment disponibles. Les catalogues d'objets sont produits et mis à disposition par TERAPIX.

La version T0004 comprend toutes les images prises entre le 1^{er} juin 2003 et le 24 octobre 2006, mais dans le cadre de cette étude, nous ne prenons en compte qu'un sous échantillon comportant uniquement les images observées dans les cinq bandes photométriques u, g, r, i, z:

- les quatres champs de ep dont la profondeur est accrue de ${\sim}0.2$ mag par rapport aux données utilisées par I06,
- et 35 deg² disponibles en cinq bandes dans le wide; 19 dans W1, 5 dans W3 et 11 dans W4.

Après masquage des zones dont la photométrie est altérée (halos d'étoiles brillantes, traces de satellites artificiels, erreurs de lecture des CCD, etc), la surface effective est réduite d'environ 20% (parfois jusqu'à 30%). Les masques sont produits automatiquement par TERAPIX où la position des étoiles brillantes est prise dans le catalogue USNO. Un polygone dont la taille dépend de la magnitude est ensuite tracé autour de l'étoile. Le calcul de la surface effective est réalisé suivant une technique dite « monte carlo », où un grand nombre de points est tiré aléatoirement dans la surface totale du champ. La portion de surface effective est simplement le nombre d'objets tombés en dehors du masque divisé par le nombre d'objets total. Cette méthode a l'avantage d'être simple et rapide dans le cas où la forme du masque est compliquée. J'ai écrit le programme venice à cet effet, capable de marquer les objects d'un catalogue comme étant dans le masque ou en dehors. Les surfaces effectives pour chaque champ sont données à la table 3.1.4.
Sélection des images

TERAPIX a mis en ligne tous les détails relatifs à la réduction des données et la production des catalogues⁴. Les informations sont aussi disponibles dans McCracken et al. (2008) et dans le document d'explication Mellier et al. (2005)⁵. Nous faisons dans cette section un résumé des processus utilisés.

La réduction préliminaire des données brutes est effectuée directement sur place, au CFHT. La chaîne de programmes Elixir (Magnier & Cuillandre, 2004) est en charge de réaliser le traitement basique des images. Les imperfections connues de la caméra sont alors corrigées, telles que le masquage des mauvais pixels, la correction du courant de charge (qui possède un courant résiduel *dark* et un biais), la correction des variations de champ (flatfielding), etc. Les étapes du traitement sont expliquées en détail sur le site web du CFHT⁶. Les données sont ensuite transférées au centre TERAPIX pour la fabrication des *stacks* (images finales) et des catalogues. Les étapes du traitement sont résumées à la figure 3.4. Chaque image est inspectée et soumise à un contrôle de qualité. L'outil développé par TERAPIX, QualityFITS, réalise une série de tests nécessaire au classement des images en fonction de leur qualité. L'étape est nommée QFITS-in; elle réalise l'inspection des images et produit un carte de poids (weight-map) en fonction de la profondeur d'observation et des zones de mauvaise qualité photométrique. Un catalogue d'objets préliminaire est produit pour la calibration astrométrique. Le catalogue est extrait par SExtractor (Bertin & Arnouts, 1996) dont les paramètres pour cette étape sont très selectifs de manière à éliminier tout objet issu d'une « fausse » détection, nuisible à la calibration astrométrique. Les conditions physiques dans lesquelles les observations ont eu lieu sont répertoriées et prises en compte. Parmi celles-ci le seeing qui mesure l'« étalement » des objets ponctuels sur la caméra; il dépend de l'optique du télescope et des conditions météorologiques lors de la nuit d'observation. De même que la masse d'air, la quantité d'air atmosphérique dans la ligne de visée, qui dépend de la saison d'observation. Cette étape produit une page web qui contient tous les renseignements propres à chaque image, qui reçoit alors une note globale, évaluée après inspection visuelle, qui va de « A » à « B », A étant la meilleure. La sélection finale des images par TERAPIX est réalisée selon les critères suivants :

- images notées A ou B, où les images notées B peuvent présenter quelques problèmes mineurs proches des critères de sélection,
- temps d'exposition supérieur à 60 s.,
- seeing inférieur à 1.3 '' (1.4 '' pour la bande u),
- et la valeur de *skyprobe* (\equiv transparence du ciel) plus petite que 2 mag.

Les images rejetées ne sont pas prises en compte dans la suite du traitement.

La position des CCDs révèlent de petites imprécisions et la mesure du flux est soumise à des incertitudes. De plus les différentes séries d'observations impliquent que les images n'ont pas été prises dans des conditions rigoureusements identiques. Il est donc indispensable de corriger la position des pixels (calibration astrométrique) et le flux (calibration photométrique).

⁴http://terapix.iap.fr/rubrique.php?id_rubrique=241

⁵http://terapix.iap.fr/cplt/oldSite/Descart/NewterapixdocT0002.pdf

⁶http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Elixir/

Calibration astrométrique

La calibration astrométrique est réalisée avec le programme SCAMP⁷ (Bertin, 2006). Elle est faite par époque d'observations. En effet les images issues de la même époque sont supposées avoir été prises dans une configuration stable des instruments. SCAMP réalise une identification croisée entre les objets extraits lors de la phase QFITS-in et le catalogue de référence 2MASS⁸. Le rayon d'identification est réduit à 2'' pour le deep et le wide. Un modèle de distortion de forme polynomiale est ajusté par minimisation de la somme quadratique pondérée des différences de positions (1) entre les catalogues QFITS-in et 2MASS et (2) entre deux catalogues QFITS-in supperposés. SCAMP évalue ainsi une erreur externe et interne. Pour les images du wide, la solution astrométrique est calculée en une seule fois sur un champ, sans tenir compte des filtres et des époques d'observations. Toutes les images d'un champ sont donc calibrées de manière globale et homogène. Le grand nombre d'images dans le deep ne permet pas une calibration en une seule fois. Les images du deep sont donc divisées par filtre (5 au total). Pour améliorer l'homogénéité des calibrations, un jeu commun d'images entourant le champ et décalé de 30', est ajouté à chaque échantillon, permettant en parallèle de vérifier la cohérence des solutions astrométriques.

La calibration astrométrique donne de bons résultats pour le deep et le wide. La dispersion interne est de 0.017" et la dispersion externe moyenne de 0.21". Si la solution astrométrique est jugée acceptable, elle est écrite dans le fichier d'en-tête de l'image portant l'extension .head.

Calibration photométrique

SCAMP est aussi utilisé pour la calibration photométrique relative. La solution photométrique est obtenue en minimisant la somme quadratique pondérée des différences de magnitude entre les objets des régions qui se superposent. Les images classées « photométriques » par le CFHT sont utilisées comme référence pour les autres images (le point *zero* photométrique est écrit dans le fichier .ahead). Ces images correspondent à de très bonnes conditions d'observation, avec un ciel clair, une lune noire, etc. Le flux des objets dans les images non photométriques est ainsi calibré en fonction des images photométriques. L'amplitude de correction est en général ± 0.02 magnitude. Les quelques images dont la différence dépasse ± 0.15 magnitudes sont rejetées.

Co-addition des images

L'étape suivante est la production des images co-additionnées (stacks). Une image « stackée » correspond à un champ du deep, ou un sous-champ du wide, et un filtre. Le programme SWarp⁹ (Bertin et al., 2002) est utilisé pour le rééchantillonnage des pixels et la co-addition des images. Un fichier masque au format ASCII est produit automatiquement pour couvrir les zones saturées et les erreurs de photométrie. Le masque est du type « DS9 », le programme de visualisation

⁷http://terapix.iap.fr/soft/scamp

⁸http://pegasus.phast.umass.edu/

⁹http://terapix.iap.fr/soft/swarp

d'image, et uniquement composé de polygones. Chaque stack est constitué exclusivement des images centrées sur la même position (il n'y pas d'objets provenant des sous-champs voisins) et les bords sont masqués par une bande de $1 \deg \times 1'$ pour éliminer les régions où les objets sont trop déformés et ont un faible rapport signal sur bruit. La co-addition des images est basée sur un filtre médian et un noyau d'interpolation de type *Lanczos-3*. La dimension des stacks est de 19354 × 19354 pixels, soit exactement $1 \times 1 \deg^2$ (sachant que la dimension d'un pixel est 0.186''), et le point zero de la magnitude est fixé à 30.

L'utilitaire QualityFITS effectue le contrôle-qualité sur chaque stack. Le programme SExtractor produit un catalogue d'objets utilisé pour le contrôle de la calibration astrométrique et photométrique et la phase de production des images se termine avec la création d'une page web *QFITS-out*, accessible publiquement à l'adresse http://terapix.iap.fr/article.php?id_article=724.

Catalogues

Si les trois images g, r et i sont disponibles, TERAPIX produit une image « chi2 » basée sur ces trois stacks (Szalay et al., 1999). Cette étape garantie la détection des objets éventuellement faibles dans une bande et élimine les fausses détections. Ensuite SExtractor est lancé en mode double sur tous les filtres : l'image chi2 est utilisée pour la détection et la seconde image pour la mesure des quantités physiques. L'utilisation du mode double garantie le même nombre d'objets dans chaque filtre. SExctractor mesure la position, le flux et la taille des objets, pour lesquels une erreur est associée. La liste complète des paramètres mesurés par TERAPIX sur les stacks est donnée à l'adresse suivante : http://terapix.iap.fr/article.php?id_article=628. Par ailleurs TERAPIX fusionne les catalogues des cinq filtres en un seul catalogue simplifié « ugriz » : les magnitudes (MAG_AUTO) et les incertitudes sont données pour les cinq filtres alors que le reste des paramètres provient de l'image chi2. De plus la valeur de l'extinction Galactique (Schlegel et al., 1998) à la position de chaque objet est aussi donnée. Dans cette étude, nous utiliserons ces catalogues.

Après soustraction des régions masquées, les surfaces effectives sont 0.78, 0.80, 0.83 et 0.82 deg² pour D1, D2, D3 et D4, respectivement, et 15.73, 4.05 et 8.87 deg² pour W1, W3 et W4, respectivement. Le calcul tient compte des surfaces de recouvrement entre les carrés du champ. Pour les surfaces effectives individuelles des carrés, il est possible de les trouver sur la page web suivante : http://terapix.iap.fr/cplt/table_syn_T0004.html. Le processus de co-addition des images induit une corrélation du bruit entre pixels qui n'est pas prise en compte par SExtractor lors du calcul des erreurs du flux d'un objet (estimé de manière statistique par rapport au bruit de fond du ciel). Un facteur de correction a été calculé en mesurant la variance du bruit du fond du ciel dans les régions vides sur une ouverture de 2", puis en la comparant au flux médian estimé par SExtractor sur les sources faibles. Un facteur de 1.5 a été trouvé puis appliqué à toutes les erreurs de flux.

L'ensemble des contrôles pour chaque stack est finalement rassemblé et mis à disposition dans une seule et même page web : http://terapix.iap.fr/cplt/table_syn_T0004.html. A cela s'ajoute une série de vérifications supplémentaires réalisée sur la photométrie à partir des catalogues fusionnés *ugriz*. Des graphes

couleur/couleur sont tracés pour les étoiles et comparés aux diagrammes attendus, notamment à ceux du SDSS, dont les données utilisent le même système de filtres. De plus la photométrie est directement comparée à celle du SDSS dans l'intervalle de magnitude 17 < AB < 21.1, dont les résultats se trouvent à la page http://terapix.iap.fr/article.php?id_article=713. L'offset moyen entre le CFHTLS et le SDSS varie d'un stack à l'autre dans l'intervalle de magnitude $-0.03 < \Delta_{CFHTLS-SDSS} < 0.03$. Un problème de calibration a pu être identifié pour la bande u des images prises entre mars 2006 et le 24 octobre 2006. La valeur moyenne de l'offset, comparé avec le SDSS est de 0.21 magnitude. Selon la valeur de l'offset trouvée par TERAPIX sur chaque stack comparé avec le SDSS, nous avons corrigé en conséquence les valeurs des magnitudes dans la bande u. Pour les stacks sans region commune avec le SDDS, nous avons appliqué la valeur moyenne de 0.2 magnitude.

La figure 3.4 schématise et résume les étapes du traitement réalisé par TE-RAPIX, depuis l'acquisition des images brutes traités par le CFHT jusqu'à la production des stacks, des catalogues finaux et des contrôles de qualités. Les données définitives sont envoyées et archivées au centre d'archivage des données au Canada, le CADC¹⁰.

Stabilité photométrique

Un point important dans le calcul des *redshifts* photométriques est la calibration photométrique. Or nous savons qu'il existe une fluctuations des points zéro d'une image à une autre. Il est donc important de s'assurer de la stabilité photométrique sur l'ensemble du champ, particulièrement dans les zones où aucune donnée spectroscopique n'est disponible. La chaîne de traitement de TERAPIX utilise les sources en commun dans les zones de recouvrement pour corriger les points zéro des mangitudes, après un réajustement du flux entre les stacks voisins. SCAMP produit alors un champ aussi uniforme que possible pour W1, W3 et W4. La précision du processus repose alors sur les informations apportées par les en-têtes des images FITS et des enregistrements réalisés au moment des observations, eux-mêmes soumis à des incertitudes et il est possible que certaines images biaisent la solution photométrique, même si le risque est réduit par l'élimination de ces images lors de la phase de calibration photométrique. Par conséquent, il n'est pas exclu que certains stacks puissent présenter des erreurs résiduelles relativement importantes, en particulier ceux situés sur les bords du champ qui ne profitent pas d'une couverture sur les quatre côtés. La comparaison avec le SDSS montre que la dispersion reste généralement en dessous de ± 0.03 magnitude, mais certains stacks montre une différence de ~ 0.1 magnitude ¹¹.

Nous savons que la mesure des *redshifts* photométriques est altérée par ces offsets systématiques et nous avons montré que l'information spectroscopique permet de re-calibrer précisément les magnitudes pour obtenir un résultat non biaisé des *redshifts* (voir Sec. 2.3.2). En revanche les stacks pour lesquels il n'y a aucune couverture spectroscopique risquent de ne pas être corrigés avec la même précision et

¹⁰http://www3.cadc-ccda.hia-iha.nrc-cnrc.gc.ca/cfht/cfhtls_info.html

¹¹Pour les versions T0004 et T0005 des données, aucune correction basée sur le SDSS n'a été appliquée. En revanche TERAPIX a inclus dans la version T0006 une amélioration de la calibration photométrique à partir des données du SDSS et de la couleur des étoiles. Le calcul des redshifts photométriques de ces nouvelles données est en cours.



T0004: Terapix data flow and data products

FIG. 3.4 – Étapes du traitement des images du CFHTLS par le centre de données TERAPIX.

nous avons entrepris d'évaluer l'impact sur les *redshifts* photométriques dans cette étude. Nous présentons les résultats pour les *redshifts* à la section 3.2.4.

3.1.3 Les relevés spectroscopiques

Cette étude a profité, au moment de sa réalisation, d'une couverture spectroscopique plus importante que I06. Nous avons pu calibrer six champs sur sept (D4 est le seul sans information spectroscopique) et utilisé au total 16 983 *redshifts* spectroscopiques issus de quatre sondages différents. Déjà évoqués pour la plupart à la section 2.2.1, nous rappelons les caractéristiques de chaque sondage utilisé dans cette étude :

VVDS-F02

Nous avons utilisé les *redshifts* spectrocopiques du relevé VVDS-F02 (dénoté VVDS « deep » par la suite) pour les champs D1 et W1. Les données du VVDS ont été obtenues par le spectrographe multi-objets VIMOS¹² (VIsible Multi-Object Spectrograph), installé au télescope VLT de l'agence européenne ESO. L'échantillon profond (VVDS-0226-04) est sélectionné dans l'intervalle de magnitude $17.5 \leq I_{AB} \leq 24.0$ et possède un *redshift* médian de ~ 0.67 (Le Fèvre et al., 2005b). En gardant seulement les sources ayant un indice de confiance supérieur à 97% (classes 3 et 4), l'échantillon spectroscopique est composé de 3880 galaxies. Nous avons trouvé 3276 galaxies en commun avec D1 et 3356 avec W1 (le nombre d'objets est réduit par le masquage), coupées à $i'_{AB} \leq 24$. La zone couverte par le VVDS avec W1 est un peu plus grande que celle avec D1 (l'échantillon en commun regroupe donc des objets de plusieurs sous-champs de W1).

zCOSMOS

Le sondage publique zCOSMOS-bright (Lilly et al., 2007) que nous dénoterons simplement « zCOSMOS » dans la suite, nous a apporté les *redshifts* spectroscopiques se trouvant dans le champ D2. Les spectres ont été obtenus avec le spectrographe VIMOS et sont sélectionnés à $I_{AB} \leq 22.5$. Nous utilisons 3915 galaxies communes au champ D2 de classes 3 et 4.

DEEP2

Le champ D3 et une petite partie du champ W3 profitent des *redshifts* spectroscopiques de la version 3 du relevé DEEP2 (Davis et al., 2003, 2007). Les spectres ont été observés par le spectrograph DEIMOS¹³, monté sur le télescope KECK II à Hawaï. Nous utilisons 5 936 galaxies avec un indice de confiance supérieur à 95%, correspondant aux classes 3 et 4 du VVDS. Les données du relevé DEEP2 prises dans cette région (*Extended Groth Strip*) ont une sélection simplement basée sur la brillance de surface pour maximiser le nombre de galaxies par rapport au nombre d'étoiles (contrairement au reste du relevé, sélectionné en couleur pour cibler les objets à haut *redshift*). Pour le champ W3, seulement 310 galaxies ont été trouvées en commun et utilisées pour la calibration photométrique.

¹²http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/vimos/overview.html

¹³http://loen.ucolick.org/Deimos/deimos.html

VVDS-F22

Le VVDS-F22 (Garilli et al., 2008), que nous noterons VVDS « wide » est un sondage plus large et moins profond que le VVDS deep. Le champ est réparti sur une suface totale de 4 deg², entièrement superposée avec le champ W4. Le catalogue inclut 11 228 galaxies, 167 AGNs de type I et 6748 étoiles. Pour la calibration photométrique nous utilisons 3854 galaxies sélectionnées dans l'intervalle 17.5 $\leq i'_{AB} \leq 22.5$ et avec le meilleur indice de confiance (classes 3 et 4, selon les mêmes règles de sélection que le VVDS deep).

3.1.4 Résumé

Le tableau 3.1.4 compare les données utilisées dans cette étude et celles utilisées par I06. La figure 3.5 montre les champs utilisés dans cette étude et les relevés spectroscopiques qui ont été mis en commun pour la calibration photométrique. Enfin la liste des catalogues utilisés est donnée par la liste ci dessous :

- champs du sondage deep :

```
CFHTLS_D-85_ugriz_022559-042940_T0004.cat
CFHTLS D-85 ugriz 100028+021230 T0004.cat
CFHTLS_D-85_ugriz_141927+524056_T0004.cat
CFHTLS_D-85_ugriz_221531-174356_T0004.cat
champ W1:
CFHTLS W ugriz 021410-050800 T0004.cat
CFHTLS W ugriz 021410-041200 T0004.cat
CFHTLS_W_ugriz_021800-060400_T0004.cat
CFHTLS_W_ugriz_021800-050800_T0004.cat
CFHTLS_W_ugriz_021800-041200_T0004.cat
CFHTLS_W_ugriz_022150-060400_T0004.cat
CFHTLS_W_ugriz_022150-050800_T0004.cat
CFHTLS_W_ugriz_022150-041200_T0004.cat
CFHTLS_W_ugriz_022539-060400_T0004.cat
CFHTLS_W_ugriz_022539-050800_T0004.cat
CFHTLS_W_ugriz_022539-041200_T0004.cat
CFHTLS_W_ugriz_022929-070000_T0004.cat
CFHTLS W ugriz 022929-060400 T0004.cat
CFHTLS W ugriz 022929-050800 T0004.cat
CFHTLS_W_ugriz_022929-041200_T0004.cat
CFHTLS_W_ugriz_023319-070000_T0004.cat
CFHTLS_W_ugriz_023319-060400_T0004.cat
CFHTLS_W_ugriz_023319-050800_T0004.cat
CFHTLS_W_ugriz_023319-041200_T0004.cat
champ W3:
CFHTLS_W_ugriz_140016+514231_T0004.cat
CFHTLS_W_ugriz_135955+523831_T0004.cat
CFHTLS_W_ugriz_140555+523831_T0004.cat
CFHTLS_W_ugriz_141201+514231_T0004.cat
CFHTLS_W_ugriz_141154+523831_T0004.cat
champ W4:
CFHTLS_W_ugriz_222054-003100_T0004.cat
```

TAB. 3.2 - Détails des données utilisées dans cette étude et comparées aux données utilisées par I06. Pour les champs du wide, « surface » représente la somme des sous-champs constituant un champ. Ainsi, en raison des zones de superpositions entre sous-champs, la surface réélle est surestimée d'environ 10%.

-			
Champ	surface (non masquée)	complétude à 80% (i_{AB}^{\prime})	Spectroscopie
Deep - D1	$0.77 \mathrm{deg}^2$	25.1	VVDS deep
Deep - D 2	$0.69 \mathrm{deg}^2$	24.9	no
Deep - D3	$0.83 \ \mathrm{deg}^2$	25.7	no
Deep - D4	$0.82 \mathrm{deg}^2$	25.3	no

I06 : CFHTLS version T0003

Cette étude :	CFHTLS	version	T0004
---------------	--------	---------	-------

Champ	surface (non masquée)	complétude à 80% (i_{AB}^{\prime})	Spectroscopie
Deep - D1	$0.78 \mathrm{deg}^2$	25.3	VVDS deep
Deep - D2	$0.80 \mathrm{deg}^2$	25.1	zCOSMOS
Deep - D 3	$0.83 \ \mathrm{deg}^2$	25.9	DEEP2
Deep - D4	$0.82 \ \mathrm{deg}^2$	25.5	aucune
Wide - W1	$19 \ (15.73) \ \mathrm{deg}^2$	> 24.3	VVDS deep
Wide - W3	$5 (4.05) \text{ deg}^2$	> 24.4	DEEP2
Wide - W4	$11 \ (8.87) \ \mathrm{deg}^2$	> 24.4	VVDS $F22$

CFHTLS_W_ugriz_222054+002300_T0004.cat CFHTLS_W_ugriz_222054+011900_T0004.cat CFHTLS_W_ugriz_221706-003100_T0004.cat CFHTLS_W_ugriz_221706+002300_T0004.cat CFHTLS_W_ugriz_221318-003100_T0004.cat CFHTLS_W_ugriz_221318+002300_T0004.cat CFHTLS_W_ugriz_221318+011900_T0004.cat CFHTLS_W_ugriz_220930-003100_T0004.cat CFHTLS_W_ugriz_220930+002300_T0004.cat

3.2 Redshifts photométriques pour les données T0004

3.2.1 Paramétrisation de Le Phare

Nous utilisons le programme Le Phare (voir Sec. 2.3) pour calculer les redshifts photométriques à partir des catalogues produits par TERAPIX et nous adoptons la même méthode d'optimisation que I06. Cette étude vise avant tout à mesurer les redshifts photométriques pour les 35 deg² disponibles en cinq bandes dans le sondage wide. Bien qu'aucune amélioration importante de la photométrie sur les champs du deep à une magnitude limite de $i'_{AB} = 24$ soit attendue, nous avons toutefois entrepris de mesurer à nouveaux les redshifts photométriques pour les quatres champs D1, D2, D3 et D4 pour les raisons suivantes :

1. le nouvel apport de redshifts spectroscopiques sur les champs D2 et D3 per-



FIG. 3.5 – Couverture du ciel utilisée dans cette étude. Les zones en point-pointillés rouges représentent les données spectroscopiques. La surface totale du wide représente 35 deg^2 .

met une calibration individuelle des offsets systématiques pour ces champs et une calibration plus robuste pour le champ D4.

2. la comparaison de nos résultats avec ceux de I06 pour les données en commun est fondamentale pour la validation des résultats du reste des données.

Modèles de galaxies

Le jeu de modèles de galaxies utilisé est le même que celui de I06, adaptés sur les champs du CFHTLS deep. Puisque l'adaptation des modèles tend à corriger les SEDs et les « modéliser » au plus proche de la réponse photométrique du télescope nous avons décidé d'utiliser le même jeu de modèles pour l'ensemble du sondage, pour le deep comme pour le wide. Les modèles ont été adaptés à partir du jeu de modèles observés CWW, Coleman et al. (1980). L'adaptation des modèles a été réalisée par O. Ilbert, comme décrite à la section 2.3.2 avec 2867 redshifts spectroscopiques du relevé VVDS deep. Ont été ajoutés sans modification deux modèles de galaxies starburst (\equiv galaxies à fort taux de formation stellaire possédant de fortes raies d'émission), observés par Kinney et al. (1996), pour rendre l'échantillon plus complet. Il est clair que la grande variété de SED présente dans l'Univers n'est pas représentée dans cet échantillon. Cependant le choix de restreindre le nombre de modèles est délibéré afin de réduire les dégénérescences entre couleur et *redshift*. La partie ultraviolette des SEDs a été extrapolée linéairement et la partie infrarouge a été complétée en utilisant les modèles synthétiques calculés par Bruzual & Charlot (2003). Finalement les modèles sont interpolés linéairement entre deux types de SED pour couvrir complétement l'espace couleur/redshift, donnant au total 62 modèles de galaxies. L'extinction interne des galaxies est prise en compte au travers du paramètre libre E(B-V) calculé avec la loi d'extinction du petit nuage de Magellan (Prevot et al., 1984, appelée SMC). La valeur de E(B-V)varie de $0 \ge 0.2$ pour les types Scd et plus tardif, alors qu'aucune extinction n'est permise pour les types précoces Ell et Sbc.

Ilbert et al. (2009) ont récemment montré que la loi d'extinction de Calzetti (Calzetti et al., 2000) était mieux adaptée aux galaxies à fort taux de formation stellaire alors que celle de SMC à celles de types plus précoce. Cependant dans cette étude, nous utilisons moins de filtres et la différence entre les deux n'a pas pu être observée. Pour plus de cohérence avec I06, nous avons donc décidé de garder la loi de SMC pour toutes les galaxies.

Priors

Le prior utilisé sur la distribution en *redshift* des galaxies est dérivé du relevé spectroscopique VVDS deep. La distribution en *redshift* est paramétrée en fonction du type spectral et de la magnitude apparente, avec les mêmes valeurs que I06. L'avantage du VVDS tient du fait qu'aucune sélection en couleur n'a été effectuée, garantissant ainsi l'absence de biais dans la distribution en *redshift*. Un prior sur les limites en *redshift* est aussi imposé (0 < z < 6), de même que pour la magnitude absolue; les solutions donnant une magnitude $M_{g'} < -24$ (pour 0.8% des objets dans le wide à $i'_{AB} < 22.5$ et 1.5% des objets dans le deep à $i'_{AB} < 24$) sont rejetées.

PDF(z)

La distribution de probabilité en redshift (PDF(z)) est calculée pour chaque objet avec un pas $\delta z = 0.04$ suivant la formule $\exp(-\chi^2/2)$, et marginalisée sur tous les types de galaxies. L'estimation en redshift est donnée par le maximum de vraisemblance, tirée d'une interpolation parabolique du pic maximum de la PDF. Si un pic dont la hauteur est supérieure à 5% de la hauteur du premier pic est trouvé, le redshift correspondant est donné comme seconde solution. Le meilleur χ^2 pour une galaxie sera noté χ^2_{gal} . Un jeu de modèles pour les étoiles (Pickles, 1998) et les AGNs sont aussi pris en compte dans le calcul : en plus de χ^2_{gal} , Le Phare produit pour chaque objet un χ^2_{star} et un χ^2_{AGN} . Ces quantités seront utiles pour la séparation étoile/galaxie.

Magnitudes absolues

Le Phare permet de calculer les magnitudes absolues pour chaque objet. Nous avons utilisé la méthode n° 1 (voir la documentation de Le Phare¹⁴ et Ilbert et al., 2005), pour laquelle la dépendance aux templates est limitée (voir annexe B). La magnitude absolue est calculée en utilisant la magnitude apparente mesurée dans le filtre le plus proche :

$$M_{ref} = m_{obs} - DM(z) + (m_{ref}(SED) - m_{obs}(SED) - K(SED, z)), \quad (3.1)$$

donc si $m_{obs} = m_{ref}(z)$, le terme entre parenthèse est simplement égal à 2.5 log(1 + z) et le calcul de la magnitude absolue ne dépend plus du modèle.

Offsets systématiques

Comme décrit à la section 2.3.2, la correction des offsets systématiques est une étape importante pour la qualité des *redshifts* photométriques. Comme nous l'avons expliqué, les nouvelles données spectroscopiques nous permettent de mesurer les offsets systématiques pour chaque champ qui possède des *redshifts* spectroscopiques. Notons que nous recalculons aussi les offsets pour le champ D1 (déjà calculé par I06), car les calibrations photométriques ont été entièrement refaites par TERAPIX lors de la production des nouvelles données T0004. Les offsets sont calculés sur un échantillon limité à $i'_{AB} = 22.5$.

Les échantillons utilisés pour la mesure des offsets sont construits à partir des catalogues photométriques et spectroscopiques. A chaque objet spectroscopique séléctionné en qualité est trouvé l'objet correspondant dans le catalogue photométrique. La sélection du plus proche voisin dans le catalogue photométrique est réalisée par le programme meetic que j'ai écrit sur la base d'un code en arbre pour améliorer la rapidité. La différence moyenne de position des objets est vérifiée et les éventuels offsets corrigés. Seuls les objets trouvés à une distance inférieure à $\sim 0.36''$ et ne montrant aucune erreur dans les cinq bandes sont conservés.

Comme I06, nous n'avons trouvé aucune dépendance significative des offsets systématiques à la magnitude pour des échantillons brillants. Nous avons testé la mesure des offsets systématiques sur des échantillons plus faibles, mais nous avons trouvé que les estimations étaient très instables et ces offsets systématiques

¹⁴http://www.cfht.hawaii.edu/~arnouts/LEPHARE/cfht_lephare/download.html

appliqués à des objets plus faibles n'améliorent pas la qualité des *redshifts* photométriques. Nous avons donc décidé de conserver la même correction estimée sur un échantillon brillant pour tout l'intervalle de magnitude.

Il est aussi possible de rajouter des *redshifts* photométriques à l'échantillon utilisé pour la mesure des offsets pour avoir une plus grande quantité d'objets (Feldmann et al., 2006), mais nous montrerons que quelques centaines de *redshifts* spectroscopiques suffisent à une estimation correcte des offsets systématiques.

Il est important de rappeler que la mesure des offsets systématiques dépend du jeu de modèles utilisés et que l'estimation est valable uniquement pour un ensemble de filtres; ainsi la correction des offsets doit être appliquée à tous les filtres simultanément et les offsets trouvés ne peuvent pas, à priori, être considérés comme la calibration absolue des bandes photométriques individuellement. Les offsets trouvés sont montrés à la table 3.3. Les offsets varient de -0.041 (g') à $0.077 (u^*)$ magnitude et révèlent une dispersion de champ à champ de l'ordre de 0.01magnitude. Pour cette raison nous avons ajouté 0.01 magnitude en quadrature aux erreurs photométriques pour prendre en compte cette variation.

Nous avons appliqué les offsets individuellement à chaque champ et pour le champ D4, qui ne contient aucune donnée spectroscopique, nous avons appliquée une correction mesurée sur un catalogue combiné incluant D1/VVDS deep, D2/zCOSMOS, et D3/DEEP2.

Champ/spectroscopie	u^*	g'	r'	i'	z'
D1/VVDS deep	0.068	-0.055	0.016	0.003	0.001
D2/zCOSMOS	0.078	-0.047	0.025	-0.001	-0.009
D3/DEEP2	0.045	-0.038	0.021	0.001	-0.004
W1/VVDS deep	0.055	-0.035	-0.003	0.022	-0.022
W3/DEEP2	0.064	-0.030	0.040	0.008	-0.037
W4/VVDS F22	0.077	-0.040	0.032	0.001	-0.010
Moyenne	0.065	-0.041	0.022	0.006	-0.014
Dispersion	0.013	0.009	0.015	0.009	0.014
D1+D2+D3	0.063	-0.045	0.022	0.001	-0.005
W1+W3+W4	0.067	-0.039	0.022	0.006	-0.014

TAB. 3.3 – Offsets systématiques dérivés pour les champs du deep et du wide. Les échantillons sont coupés à $i'_{AB} = 22.5$.

3.2.2 Comparaison photométrique/spectrométrique dans le deep

Nous mesurons à présent la qualité des *redshifts* photométriques en les comparant avec les *redshifts* spectroscopiques. Pour quantifier les incertitudes des résultats nous utilisons les mêmes estimateurs que I06 :

– la dispersion des redshifts photométriques, $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)}$. Elle est définie en utilisant la médiane de la dispersion en valeur absolue : $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)} =$ $1.48 \times \text{mediane}(|\Delta z|/(1+z_s))$, un estimateur robuste de l'écart-type (non sensible aux erreurs catastrophiques), – et le nombre d'erreurs catastrophiques, η (outlier rate) défini comme la proportion d'objets avec $|\Delta z| \ge 0.15 \times (1 + z_s)$,

où z_p est le redshift photométrique, z_s le redshift spectroscopique et $\Delta z = z_p - z_s$. Pour les relevés VVDS deep et DEEP2 nous avons pu effectuer la comparaison avec les redshifts spectroscopiques jusqu'à $i'_{AB} = 24$. Dans le champ D2, l'échantillon plus brillant de zCOSMOS a permis une limite plus brillante à $i'_{AB} = 22.5$. La figure 3.6 montre le résultat de la comparaison pour les trois champs D1, D2 et D3. La dispersion $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)}$ pour D1 et D3 dans l'intervalle 17.5 $< i'_{AB} < 24$ est 0.028 et 0.030, respectivement. Pour D2 dans l'intervalle 17.5 $< i'_{AB} < 22.5$ elle est de 0.026. Le taux d'erreurs catastrophiques (η) est 3.57% pour D1, 3.62% pour D3 et 1.35% pour D2.

La précision des *redshifts* photométriques est comparable d'un champ à l'autre. Les meilleurs résultats pour D2 s'expliquent par le fait que l'échantillon utilisé pour le test est plus brillant. Afin de vérifier si les résultats sont cohérents avec les autres champs, nous avons calculé la dispersion pour D1 et D3 avec une magnitude limite identique i'_{AB} et nous avons trouvé une dispersion de 0.26 pour les 3 champs et un taux d'erreurs systématiques comparable, de 1.68 % pour D1, 1.35% pour D2 et 2.36 % pour D3.

Ce résultat montre que la méthode developpée par I06 a été appliquée avec succès sur de nouvelles données (T0004) et que malgré le fait que les modèles aient été adaptés avec les données de la version précédente (T0003), ils donnent des résultats identiques. La stabilité des résultats d'un champ à un autre montre que la méthode et la calibration photométrique sont robustes.

3.2.3 Comparaison photométrique/spectrométrique dans le wide

La précision des *redshifts* photométriques dépend du rapport signal sur bruit des données photométriques (voir par exemple Margoniner & Wittman, 2008). Comme le sondage wide est beaucoup moins profond que le sondage deep, nous nous attendons à observer un rapport signal sur bruit plus petit que pour le deep. Le rapport signal sur bruit est simplement calculé comme $1.0857/\Delta m$ (Bertin & Arnouts, 1996), où l'erreur sur la magnitude Δm , calculée par SExtractor pour l'estimateur MAG_AUTO et multipliée par 1.5 (voir sec. 3.1.2), est prise dans la bande i'. La figure 3.7 montre le résultat pour le champ W1 et le champ D1. La magnitude limite qui donne le même rapport signal sur bruit (S/N = 33, en pointillés sur la figure) correspond à $i'_{AB} = 22.5$ pour W1 et $i'_{AB} = 24.5$ pour D1. Nous nous attendons donc en général à des résultats moins précis pour les champs du wide.

Nous avons utilisé le même échantillon de *redshifts* spectroscopiques VVDS deep et dérivé la dispersion et le taux d'erreurs catastrophiques pour les champs D1 et W1 en fonction de la magnitude limite et du rapport signal sur bruit médian. La table 3.4 montre le résultat. Pour W1 nous avons trouvé que la dispersion était une fonction croissante, quasi linéaire, de la magnitude limite et atteint 0.053 pour $i'_{AB} < 24$. En revanche nous avons observé une croissance exponentielle du nombre d'erreurs catastrophiques au délà d'une magnitude limite de $i'_{AB} = 23$, jusqu'à une valeur de 10 % à $i'_{AB} < 24$. Nous concluons que les *redshifts* photométriques sont précis jusqu'à $i'_{AB} = 22.5$ (ce qui correspond à un rapport signal sur bruit de 33).

La comparaison avec les *redshifts* spectroscopiques est réalisée pour des échantillons coupés à $i'_{AB} = 22.5$, ce qui correspond aux limites des échantillons zCOS-



FIG. 3.6 – Comparaison des redshifts photométriques (z_p) avec les redshifts spectroscopiques (z_s) dans les champs du sondage deep. Les résultats sont donnés pour le champ D1 (gauche), D2 (milieu) et D3 (droite). L'échantillon spectroscopique plus brillant du relevé D2 est limité à $i'_{AB} = 22.5$. Dans chaque panneau, nous montrons la dispersion, $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)} = 1.48 \times \text{mediane}(|\Delta z|/(1+z_s))$, et le taux d'erreurs catastrophiques η , la proportion d'objets avec $|\Delta z| \ge 0.15 \times (1+z_s)$. Dans les panneaux du haut, les triangles représentent les objets pour lesquels une seconde solution est trouvée dans la PDF(z). Dans le panneau du bas, nous avons tracé la densité d'objets dans le plan z_p/z_s . La coupure plus brillante dans le champ D2 explique que les valeurs trouvées soient plus précises (voir texte).



FIG. 3.7 – Rapport signal sur bruit médian (« S/N ») des données photométriques dans le champ D1 (« Deep ») et W1 (« Wide ») en fonction de la magnitude limite (« $i_{ab} <$ »).

TAB. 3.4 – Précision des *redshifts* photométriques pour un intervalle de magnitudes limites. Le rapport signal sur bruit médian (S/N) est donné pour chaque magnitude limite.

		W1	
$i'_{AB} <$	S/N	$\sigma_{\Delta z/(1+z_s)}$	η (%)
20.5	64	0.025	1.12
21.0	60	0.026	1.57
21.5	52	0.029	1.39
22.0	43	0.032	2.25
22.5	33	0.037	2.81
23.0	24	0.043	4.91
23.5	16	0.048	7.63
24.0	11	0.053	10.13

		D1	
$i'_{AB} <$	S/N	$\sigma_{\Delta z/(1+z_s)}$	η (%)
20.5	72	0.030	0.54
21.0	72	0.027	1.17
21.5	72	0.025	1.32
22.0	68	0.026	1.30
22.5	68	0.026	1.82
23.0	60	0.026	2.11
23.5	54	0.027	2.59
24.0	43	0.028	3.57

-

MOS et VVDS wide. La figure 3.8 montre les résultats pour les champs du wide (W1 avec VVDS deep, W3 avec DEEP2 et W4 avec VVDS wide). La dispersion $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)}$ est identique pour tous les champs et va de 0.037 pour W1 et W3 à 0.039 pour W4. Le taux d'erreurs catastrophiques η vaut 2.81%, 3.55% et 3.79% pour W1, W3 et W4, respectivement.

Ces résultats confirment que les modèles adaptés sur le champ D1 donnent des résultats équivalents sur les champs du wide. De plus dans les champs de deep, la précision des *redshifts* photométriques varie très peu avec les champs. Un résultat important ici est le fait que le champ W3, bien que calibré avec très peu de *redshifts* spectroscopiques montre des résultats identiques aux autres champs. Nous en concluons donc que peu de *redshifts* spectroscopiques (quelques centaines) sont nécessaires à la correction des offsets systématiques. Ainsi pour la calibration des *redshifts* photométriques, il apparaît plus important pour un sondage spectroscopique de couvrir une grande surface d'observation que d'avoir un relevé très profond.

Finalement, basé sur les résultats donnés à la figure 3.7, nous avons testé notre échantillon du wide coupé à $i'_{AB} = 22$, pour avoir une correspondance parfaite entre le rapport signal sur bruit du champ wide (S/N = 43) et celui du deep coupé à $i'_{AB} = 24$. La comparaison avec les *redshifts* spectroscopiques révèle une dispersion de 0.032 pour W1, très proche de la valeur de la dispersion dans le champ D1, de 0.028.

3.2.4 Effets des variations d'offset systématique

La correction des offsets systématiques est efficace mais elle n'est possible que pour les champs où l'information spectroscopique est disponible. Nous avons fait l'hypothèse qu'elle peut être appliquée partout, en supposant une faible variation des offsets systématiques d'un champ à un autre et d'une région de champ à une autre. Cependant aussi faible soit-elle il est intéressant de mesurer l'impact de la variation des offsets sur la précision des *redshifts* photométriques. Rappelons que pour les champs du sondage wide, la couverture des données spectroscopiques n'est pas complète (comme montré à la figure 3.3, où seuls 15 sous-champs sur 35 sont concernés).

Nous avons pu quantifier à plusieurs reprises l'amplitude de ces variations photométriques :

- 1. TERAPIX a observé des variations internes (différences de magnitudes entre les objets des bords qui se recoupent) de l'ordre de 0.02–0.03 magnitude,
- 2. les comparaisons effectuées avec le SDSS dans les régions en commun ont confirmé ces inhomogénéités, d'une dispersion moyenne de 0.03 magnitude,
- 3. enfin nous avons vu que les offsets systématiques mesurés par *Le Phare* en utilisant les *redshifts* spectroscopiques variaient d'un échantillon à l'autre; les différences se situant entre 0.01 et 0.02 magnitude.

Pour étudier la qualité des *redshifts* photométriques soumis à de telles variations, nous avons simulé des offsets photométriques dans des champs couverts par la spectroscopie, c'est-à-dire pour lesquels nous connaissions les vrais offsets et où nous sommes capable de mesurer la précision des résultats. Nous avons tiré aléatoirement des offsets selon une distribution gaussienne en supposant une moyenne



FIG. 3.8 – Comparaison des redshifts photométriques (z_p) avec les redshifts spectroscopiques (z_s) dans les champs du sondage wide. Les résultats sont donnés pour le champ W1 (gauche), W3 (milieu) et W4 (droite). Dans chaque panneau, nous montrons la dispersion, $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)} = 1.48 \times \text{mediane}(|\Delta z|/(1+z_s))$, et le taux d'erreurs catastrophiques η , la proportion d'objets avec $|\Delta z| \ge 0.15 \times (1+z_s)$. Dans les panneaux du haut, les triangles représentent les objets pour lesquels une seconde solution est trouvée dans la PDF(z). Dans le panneau du bas, nous avons tracé la densité d'objets dans le plan z_p/z_s .

nulle et, basé sur les constatations précédentes, utilisé une dispersion de 0.03 magnitude. Nous avons adopté la démarche suivante :

- 1. nous avons mesuré les offsets systématiques sur un champ avec des données spectroscopiques, tout en guardant la photométrie identique,
- 2. nous avons tiré aléatoirement d'une distribution gaussienne de moyenne nulle et d'écart-type 0.03, des offsets systématiques dans chaque bande indépendamment Δu , Δg , Δr , Δi et Δz ,
- 3. puis nous avons calculé les *redshifts* photométriques mais en gardant la correction des offsets issue de l'étape n° 1, (cette étape est équivalente à mesurer des offsets systématiques sur un champ et les appliquer sur un autre),
- 4. finalement, nous avons dérivé les estimateurs d'incertitude habituels (dispersion et taux d'erreurs catastrophiques) en comparant les *redshifts* photométriques aux *redshifts* spectroscopiques.

Nous avons répété la procédure 1000 fois et calculé la moyenne et l'écart-type de la dispersion des *redshifts* photométriques et du taux d'erreurs catastrophiques.

La figure 3.9 montre le résultat pour les champs D1 (limité à $i'_{AB} = 24$) et W1 (limité à $i'_{AB} = 22.5$). En moyenne $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)}$ est 21% plus grand pour le champ deep et 14% plus grand pour le champ wide, bien que les deux échantillons aient un rapport signal sur bruit comparable. Il est probable que la différence vienne des objets faibles qui dominent le champ deep, et pour lesquels la proportion de flux de l'offset représente une grand partie du flux total, ce qui rend ces objets (donc le champ deep) plus sensibles aux variations d'offsets. Le taux d'erreurs catastrophiques montre une tendance similaire, avec un valeur 13% moins précise dans le champ D1 et 17% moins précise dans le champ W1.

Cette analyse est un argument fort en faveur d'une couverture étendue des sondages spectroscopiques.

3.2.5 Comparaison deep/wide

Comme décrit à la section 3.1.2, les données des champs wide et deep ont été réduites indépendamment, de même que la mesure des offsets photométriques. Pour cette raison les galaxies des deux champs pourraient avoir une estimation différente du *redshift*. Pour vérifier la cohérence des résultats entre les champs deep et wide nous avons comparé les objets en commun pour les champs W1 et D1. Nous avons sélectionné 14 484 galaxies dans l'intervalle $17.5 < i'_{AB} < 22.5$.

La figure 3.10 montre les *redshifts* photométriques de W1 en fonction des reshifts photométriques de D1. Nous avons trouvé une dispersion entre les deux échantillons, $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)} = 0.026$ et un taux d'erreurs catastrophiques $\eta = 2.71$, tous deux similaires aux valeurs trouvées pour le champ D1, ce qui démontre la cohérence des résultats entre les deux champs.

3.3 Séparation étoile/galaxie

Les échantillons brillants comme ceux du sondage wide peuvent présenter une large proportion d'étoiles. Par exemple le champ W4, proche du plan galactique, possèdent 50% d'étoiles en moyenne et jusqu'à 60% dans certaines régions $(i'_{AB} < 22.5)$. La séparation étoile/galaxie basée sur la taille et la magnitude est



FIG. 3.9 – Réduction de la précision des *redshifts* photométriques si les offsets systématiques ne sont pas appliqués sur le champ où ils ont été mesurés. Le résultat montre la variation du taux d'erreurs catastrophiques (panneaux de gauche) et de la dispersion en *redshifts* (panneaux de droite) si la photométrie varie de 0.03 magnitude en moyenne. Panneau du haut : champ deep D1 à $i'_{AB} < 24$ (à comparer avec $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)} = 0.028$ et $\eta = 3.57\%$, représentés par la droite rouge en pointillés, lorsqu'aucune variation n'est ajoutée à la photométrie). Panneaux du bas : champ wide W1 à $i'_{AB} < 22.5$ (à comparer avec $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)} = 0.037$ et $\eta = 2.81\%$, lorsqu'aucune variation n'est ajoutée à la photométrie).



FIG. 3.10 – *Redshifts* photométriques pour le wide (W1, axe y) comparés aux *redshifts* photométriques pour le deep (D1, axe x). L'échantillon est sélectionné dans l'intervalle $17.5 < i'_{AB} < 22.5$. La courbe en bleu montre l'ajustement linéaire des redshifts photométriques de W1 en fonction de D1 dans l'intervalle 0.2 < z < 0.7.

une méthode robuste, mais Schultheis et al. (2006) ont déjà montré qu'il était possible d'améliorer la sélection en utilisant par exemple le VVDS deep.

Nous profitons du fait que le VVDS soit un relevé uniquement sélectionné en flux (donc possède une grande partie des étoiles) pour tester et calibrer notre estimateur dans le CFHTLS. La méthode repose sur une combinaison de l'information morphologique et des couleurs.

3.3.1 Selection basée sur la taille

Une technique couramment utilisée pour séparer les étoiles des galaxies consiste à comparer la taille des objets à la taille de la PSF (étalement des objets sur la caméra). Comme les étoiles sont des objets ponctuels, leur taille sur l'image doit être égale à la taille de la PSF. La figure 3.11 (haut) illustre la distribution en taille des objets sur une image des champs W1 et W4, où l'on voit que le pic autour de la PSF n'est pas situé au même endroit ni ne possède la même largeur. L'élargissement de la distribution provient des erreurs statistiques de mesure de la taille et des variations de la PSF sur la surface de la caméra alors que la position du pic dépend des conditions d'observation.

La taille des objets est mesurée par le rayon à mi-flux, (\equiv rayon qui englobe la moitié du flux total), r_h (paramètre FLUX_RADIUS de SExtractor). Le panneau du bas de la figure 3.11 montre les objets dans un diagramme taille (r_h) - magnitude (i'_{AB}) (Fahlman et al., 1994). Les objets tracés dans ce diagramme correspondent au sous-échantillon d'objets pour lequel l'information spectroscopique est dispo-



FIG. 3.11 – Séparation étoile/galaxie dans un sous-champ de W1, 022539-041200, (gauche, $i'_{AB} < 24$), et un sous-champ de W4, 221706+002300, (droite, $i'_{AB} < 22.5$). En haut : distribution du rayon r_h et son ajustement gaussien, où r_h est exprimé en pixels. La ligne rouge correspond à la coupure $\mu_{r_h} + 3\sigma_{r_h}$. En bas : diagramme i'_{AB}/r_h . Les astérisques jaunes sont les objets identifiés par le relevé VVDS deep comme étant de vraies étoiles et les points noirs comme étant de vraies galaxies.

nible. Les redshifts spectroscopiques sont utilisés pour faire la distinction entre étoile et galaxie de manière sûre. Ainsi nous définissons une « vraie » étoile comme un objet identifié par $z_s = 0$ dans le catalogue spectroscopique et une « vraie » galaxie comme étant un objet identifié comme tel dans le catalogue spectroscopique $(z_s > 0$ et classes 3 et 4). Les vraies étoiles apparaîssent en astérisques jaunes dans la figure 3.11 et les vraies galaxies en points noirs. Les résultats sont montrés pour deux champs du wide W1 et W4, aux caractéristiques différentes. W1 est superposé au champ plus profond VVDS deep mais possède une densité stellaire moins importante, alors que W4 est plus dense en étoiles mais la limite spectroscopique plus brillante. Il est immédiat de constater que pour les objets brillants, une simple séparation en taille est très efficace. Dans tous les cas, donc, dans le deep comme dans le wide, nous adopterons une sélection uniquement basée sur la taille pour $i'_{AB} < 21$.

La limite en taille doit cependant être calculée pour chaque sous-champ, puisque les conditions d'observation changent fréquemment. Il est simple de calculer cette limite car elle ne dépend pas de la magnitude. Ainsi à $i'_{AB} < 21$, composée d'étoiles en majorité, la dispersion en taille représente simplement celle de la PSF. L'histogramme de r_h est proche d'une distribution normale, légèrement affectée par quelques galaxies très brillantes. Pour cette raison nous ajustons la distribution de r_h à $i'_{AB} < 21$ par une gaussienne pour chaque sous-champ du wide et pour le deep indépendamment. On note μ_{r_h} et σ_{r_h} la moyenne et l'écart-type du meilleur ajustement, respectivement. Dans l'approximation gaussienne, donc, presque toutes les étoiles plus brillantes que $i'_{AB} = 21$ doivent se trouver dans l'intervalle $0 < r_h < \mu_{r_h} + 3\sigma_{r_h} = r_{hlimit}$.

Ajout de l'information en couleur 3.3.2

Une sélection basée uniquement sur la taille des objets comme décrite précédemment limite la classification aux échantillons brillants ($i'_{AB} < 21$). Comme montré à la figure 3.11, les galaxies qui satisfont une telle condition sont de plus en plus nombreuses à mesure que leur brillance diminue. Ainsi les étoiles et les galaxies se mélangent pleinement dans le plan i'_{AB}/r_h pour $i'_{AB} > 21$. L'ajout d'une sélection basée sur la couleur peut améliorer la sélection des échantillons plus faibles.

Nous nous souvenons que, muni d'un jeu de modèles pour les SEDs d'étoiles, Le Phare est capable de donner la valeur de l'ajustement pour les modèles d'étoiles. Chaque objet reçoit une valeur de χ^2_{qal} pour l'ajustement des modèles de galaxies et χ^2_{star} pour l'ajustement des modèles d'étoiles. Dans le cas idéal, une étoile devrait remplir la condition $\chi^2_{star} < \chi^2_{gal}$. Cependant les χ^2 s ont été mesurés à partir de bibliothèques de modèles indépendantes et avec une quantité de paramètres différente. La comparaison des deux quantités nécessite donc une vérification préalable de la validité statistique d'une telle opération. Nous avons utilisé l'échantillon spectroscopique pour montrer que l'estimation était robuste au travers d'un paramètre libre pour tenir compte des différences entre les deux quantités. Nous avons trouvé que le critère $\chi^2_{gal} < \chi^2_{star}/2$ était robuste et pouvait être appliqué pour les sources jusqu'à $i'_{AB} = \check{2}3.$

Lorsque seules les données optiques (u^*, g', r', i', z') sont utilisées, des dégénérescences de SED sont attendues entre étoiles et galaxies. Ainsi les distributions de χ^2_{aal} et χ^2_{star} peuvent se confondrent dans certains cas critiques. La figure 3.12 montre la distribution en χ^2 pour les étoiles et les galaxies dans plusieurs intervalles de magnitude et plusieurs sélections en taille. Il apparaît qu'une sélection basée uniquement sur les χ^2 s, de même que sur la taille, ne peut constituer une séparation robuste entre étoiles et galaxies. Nous proposons donc un estimateur qui utilise les deux informations simultanément. Chaque source est ainsi caractérisée par trois informations : sa taille r_h , son meilleur ajustement de galaxie χ^2_{aal} , et son meilleur ajustement d'étoile, χ^2_{star} .

3.3.3Qualité de la classification étoile/galaxie

Pour rendre compte de la qualité de notre estimateur, nous avons testé la séparation étoile/galaxie avec les *redshifts* spectroscopiques. Nous définissons l'incomplétude de l'échantillon initial de galaxies comme le nombre de galaxies perdues après la sélection, comparé au nombre de galaxies, et la contamination, le nombre d'étoiles faussement identifiées comme galaxies comparé au nombre de galaxies.

Selon l'intervalle en magnitude, la sélection est effectuée de la manière suivante : $-i'_{AB} < 21$: les étoiles sont simplement sélectionnées par leur taille,

- $21 < i'_{AB} < 23$: nous définissons une galaxie comme un objet respectant la condition : $r_h \ge \mu_{r_h} + 3\sigma_{r_h}$ ou $\chi^2_{gal} < \chi^2_{star}/2$ (« ou » est utilisé pour avoir un échantillon en galaxies le plus complet possible). Ainsi une étoile respecte la condition complémentaire $r_h < \mu_{r_h} + 3\sigma_{r_h} et \chi^2_{star} < 2\chi^2_{gal}$. - $i'_{AB} > 23$: tous les objets sont identifiés comme galaxies.

Le résultat est montré à la table 3.5, où nous voyons que la contamination en



FIG. 3.12 – Distributions en χ^2 pour les vraies étoiles et les vraies galaxies (selon le sondage VVDS F22) dans le champ W4. En haut : tous les objets sont tracés. Au milieu : les objets avec $r_h > r_{hlimit}$ et en bas : ceux avec $r_h < r_{hlimit}$. De gauche à droite : échantillons de moins en moins lumineux.

étoiles est significativement réduite.

3.3.4 Résumé

Un estimateur robuste pour la séparation étoile/galaxie est indispensable pour les champs comme W4, où la proportion d'étoiles est importante. En particulier nous avons vu que les estimateurs classiques fonctionnaient bien aux magnitudes brillantes ($i'_{AB} < 21$) mais devenaient instables pour les échantillons moins brillants, où la proportion d'étoiles et la PSF influent beaucoup sur la qualité des résultats. Nous avons donc construit un estimateur qui s'adapte à la taille de la PSF et réalise une sélection robuste, basée sur la couleur, même si les étoiles sont nombreuses dans le champ. Pour les galaxies faussement identifiées par leur petite taille, l'information sur le χ^2 , qui traduit les couleurs des objets, permet de les « ramener » dans l'échantillon de galaxies. Nous avons utilisé l'information spectroscopique pour calibrer notre estimateur et confirmer sa validité.

Cette méthode permet de maintenir l'incomplétude des galaxies systématiquement en dessous de 3% (dans le cas d'une mauvaise PSF), tandis que le taux de contamination stellaire est réduit de manière significative (de 50% à 7% en moyenne). Dans les meilleurs conditions de seeing (meilleure PSF et peu d'étoiles) la méthode atteint 1.1% de contamination d'étoiles et moins de 1% d'incomplétude.

3.4 Analyse des redshifts photométriques

Nous analysons à présent la précision des *redshifts* photométriques en fonction de plusieurs sélections en magnitude et en *redshift*. Nous n'avons utilisé dans cette

TAB. 3.5 – Résultats de la sélection étoile/galaxie. La table montre l'incomplétude des galaxies (Inc.) et la contamination en étoiles (Cont.) pour les champs W1, avec une importante PSF et le champ W4, avec un très grande proportion d'étoiles. Les résultats sont aussi montrés pour le champ deep D1, plus profond. « Étoiles » représente la proportion intrinsèque d'étoiles dans un champ.

Deep $(i'_{AB} < 24)$					
Champ	r_{hlimit}	Étoiles	Inc.	Cont.	
D1	2.7	11.0%	0.80%	1.1%	
W1	$(i'_{AB} < 2$	22.5)			
Champ	r_{hlimit}	Étoiles	Inc.	Cont.	
022539-050800	3.1	23.5%	3.1%	0.4%	
022539 - 041200	2.8	18.8%	2.3%	0.9%	
022929-041200	3.1	20.6%	2.9%	0.7%	
Tous	3.0	19.0%	2.6%	1.0%	
W4	$(i'_{AB} < 2$	(2.5)			
Champ	r_{hlimit}	Étoiles	Inc.	Cont.	
221318-003100	2.2	57.2%	0.6%	7.7%	
221318 + 002300	2.1	52.5%	0.0%	9.0%	
221318 + 011900	2.6	44.7%	0.8%	2.5%	
221706-003100	2.7	53.2%	1.0%	7.9%	
221706 + 002300	2.3	51.9%	1.0%	6.4%	
221706 + 011900	1.9	51.7%	0.4%	7.3%	
222054-003100	2.5	52.6%	1.0%	6.1%	
222054 + 002300	2.4	52.8%	1.2%	7.3%	
222054 + 011900	2.1	45.8%	0.3%	6.3%	
Tous	2.3	51.8%	0.8%	6.9%	

section que des objets dont le redshift photométrique est supposé fiable, défini comme une galaxie (sélectionnée par l'estimateur décrit à la section précédente), non masquée et pour laquelle les cinq bandes photométriques sont disponibles. Les objets du sondage wide sont analysés dans l'intervalle $17.5 < i'_{AB} < 22.5$ et ceux du sondage deep, dans l'intervalle $17.5 < i'_{AB} < 24$. Nous allons montrer dans un premier temps comment les erreurs sont estimées et les comparer aux erreurs réelles, calculées à l'aide des redshifts spectroscopiques. Puis nous allons utiliser ces erreurs pour analyser la précision des redshifts photométriques sur tout l'intervalle en magnitude et en redshift. Nous finirons cette analyse par le calcul des distributions en redshifts pour les champs du deep et du wide.

i'_{AB}	Δz_{sys}
17.5 - 20.0	0.0070
20.0-20.5	-0.0016
20.5 - 21.0	-0.0055
21.0-21.5	-0.0080
21.5 - 22.0	-0.0078
22.0-22.5	-0.0073

TAB. 3.6 – Biais du *redshift* photométrique médian en fonction de la magnitude dans le champ W1.

3.4.1 Estimation des erreurs

Le Phare permet d'estimer l'erreur sur le redshift photométrique pour chaque galaxie. L'incertitude est dérivée de la distribution en probabilité de redshift PDF(z) en utilisant la relation $\Delta \chi^2(z) = \chi^2(z) - \chi^2_{min} = 1$ qui donne la valeur du redshift dans l'intervalle de confiance à 68% à gauche z_{gauche} et à droite z_{droite} . Nous construisons notre estimateur d'erreur à 1 sigma, σ_{z_p} , en fonction de ces dernières quantités :

$$\sigma_{z_p} = \frac{|z_{gauche}(68\%) - z_{droite}(68\%)|}{2} . \tag{3.2}$$

La validité de cet estimateur est examinée de la manière suivante. Nous le comparons avant tout à la dispersion de la différence entre le *redshift* spectroscopique et le *redshift* photométrique Δz . Si la concordance est satisfaite, nous pourrons en conclure que l'estimateur est robuste et nous l'utiliserons pour explorer la précision des *redshifts* photométriques sur plusieurs intervalles de magnitude et de *redshift*.

La figure 3.13 montre l'histogramme des différences entre redshifts photométriques et spectroscopiques, Δz , pour les champs du wide (W1, W3 et W4, à gauche) et ceux du deep (D1 et D3, à droite). Sur la même figure est tracée une gaussienne centrée en zéro et dont l'écart-type correspond à la dispersion de Δz dérivée des données, c'est-à-dire $\sigma_{\Delta z-wide/(1+z_s)} = 0.038$ pour le sondage wide et $\sigma_{\Delta z-deep/(1+z_s)} = 0.029$ pour le sondage deep, le maximum étant fixé arbitrairement au maximum de l'histogramme. L'accord excellent entre la distribution et la fonction gaussienne montre que la répartition des erreurs est très proche d'une gaussienne. Cependant la distribution montre une extension sur les côtés qui peut être attribuée aux erreurs catastrophiques. De plus la distribution dans le wide semble être affectée d'un biais très faible $\Delta z_{sys} = \text{mediane}((z_p - z_s)/(1 + z_s)) =$ -0.005. Une étude plus approfondie du biais en fonction de la magnitude (voir le tableau 3.6) indique que les redshits photométriques sont légèrement sur-estimés pour les objets très brillants et sous-estimés pour les objets plus faibles. Malgré tout le biais est toujours plus petit que 1%.

La distribution cumulative des erreurs peut aussi être calculée et comparée à l'erreur mesurée avec les *redshifts* spectroscopiques. Si nous faisons l'hypothèse d'une distribution gaussienne pour les erreurs, nous nous attendons à trouver 68% des galaxies ayant un *redshift* photométrique dans l'intervalle $z_s \pm 1\sigma_{z_p}$, en rappelant



FIG. 3.13 – Histogrammes de Δz pour les champs du wide (W1, W3 et W4, à gauche) et pour les champs du deep (D1,D3, à droite). Une gaussienne de moyenne nulle et d'écart-type égal à la dispersion en *redshift* photométrique est superposée.

que σ_{z_p} est l'erreur *estimée* par *Le Phare*. La figure 3.14 trace la distribution cumulative de $|z_p - z_s|/1\sigma_{z_p}$. Dans les deux panneaux (à droite le deep, à gauche le wide) nous trouvons que 71.3% des sources dans le wide et 70.8% des sources dans le deep satisfont la relation $|z_p - z_s|/1\sigma_{z_p}$, montrant encore une fois la validité de notre approximation gaussienne pour la répartition des erreurs.

3.4.2 Précision des redshifts

L'étude précédente a montré la validité des erreurs estimées. Il nous est à présent possible d'explorer la précision des *redshifts* photométriques pour n'importe quel intervalle en *redshift* et en magnitude sans être limité par les échantillons spectroscopiques.

Nous commençons par comparer les redshifts photométriques calculés dans cette étude avec ceux de I06. Le résultat est montré à la figure 3.15, qui trace la fraction d'objets avec $\sigma_{z_p} < 0.15 \times (1 + z_p)$ en fonction de i'_{AB} . Le trait en pointillés montre les erreurs de redshifts photométriques pour cette étude (T0004) et la courbe solide pour I06 (T0003) dans le champ deep. Pour des redshifts photométriques sans erreurs catastrophiques, nous nous attendons à trouver presque tous les redshifts dans cet intervalle. Mais nous savons qu'une partie des redshifts est effectivement mal estimée, en particulier pour les magnitudes faibles. Des comparaisons avec les redshifts spectroscopiques et des dégénérescences entre couleur et redshift, nous savons que les intervalles z < 0.2 et z > 1.5 sont particulièrement sensibles à de telles erreurs. Une partie des dégénérescences est expliquée par la confusion entre les discontinuités Lyman et Balmer qui envoie souvent des objets du plus bas redshifts (z < 0.2) vers de plus haut redshifts. Des bandes infrarouges supplémentaires aideraient à réduire les erreurs catastrophiques dans l'intervalle 1 < z < 2.

Les erreurs de *redshifts* photométriques du deep et du wide sont tracées en fonction de la magnitude et du *redshift* à la figure 3.16. On observe que 95% des



FIG. 3.14 – Distributions cumulatives des erreurs pour les champs du wide (W1,W3 et W4, à gauche) et pour les champs du deep (D1 et D3, à droite). Comme attendu pour une distribution gaussienne, les *redshifts* photométriques se situent dans l'intervalle $z_S \pm 1\sigma_{z_p}$ dans environ 68% des cas, où $1\sigma_{z_p}$ est l'erreur *estimée*.

sources dans le sondage deep ont une erreur comprise dans l'intervalle $\pm 0.15 \times (1 + z_p)$, pour $i'_{AB} < 24$, et pour $i'_{AB} < 22.5$ dans le sondage wide. Le résultat est cohérent avec la comparaison des *redshifts* spectroscopiques qui révèle un taux d'erreurs catastrophiques inférieur à 5% pour les mêmes limites en magnitude.

Enfin la dépendance des erreurs au *redshift* est montrée à la figure 3.17. Les erreurs dans les sondages deep et wide de sondage montrent un comportement similaire. L'erreur dans le wide au delà de z = 2 est imprécise due à la chute du nombre d'objets, limités à $i'_{AB} = 22.5$.

3.4.3 Distribution en redshift

Nous avons dérivé les distributions en *redshifts* du wide et du deep à partir des histogrammes de *redshifts* photométriques.

Nous avons pris en compte trois sources d'incertitudes dans la distribution en redshift, l'erreur estimée des redshifts, la variance cosmique et l'erreur de Poisson. Nous avons calculé l'incertitude totale de la manière suivante. De même que Fu et al. (2008), nous avons modélisé une PDF(z) par une gaussienne normalisée d'écart-type $\sigma_{z_p} = |z_{left}(68\%) - z_{right}(68\%)|/2$ (erreur estimée du redshift) et de moyenne z_p . De chaque PDF individuelle nous avons tiré aléatoirement une valeur et construit l'histogramme des redshifts pour l'échantillon total. Nous avons répété la procédure 100 fois et calculé la dispersion pour chaque intervalle de redshift. La variance cosmique et l'erreur de Poisson sont regroupées en une seule erreur, déduite directement des données. Pour le champ deep, nous avons simplement calculé la dispersion du nombre d'objets par intervalle de redshift entre les quatre champs indépendants et divisé par un facteur $\sqrt{4}$. Pour le wide, les surfaces effectives étant différentes pour W1, W3 et W4, nous avons estimé la variance champ à champ d'une manière différente. Le champ W1 a été coupé en petites zones et la variance a été calculée en fonction de la taille des zones (voir la figure 3.18). Nous



FIG. 3.15 – Erreurs des *redshifts* photométriques en fonction de la magnitude et du *redshift* dans le champ deep, pour cette étude (trait plein) et celle de I06 (pointillés).



FIG. 3.16 – Erreurs des *redshifts* photométriques en fonction de la magnitude et du *redshift* dans le champ wide et dans le champ deep (panneau de gauche). Le panneau de droite est un agrandissement de la figure dans l'intervalle de *redshift* 0.2 < z < 1.5.



FIG. 3.17 – Erreurs des *redshifts* photométriques en fonction du *redshift* pour le wide (W1, en trait plein) et le deep (D1, en traits pointillés). Les erreurs sont estimées par intervalle de *redshift* $\delta z = 0.04$. Très peu d'objets se trouvent à z > 2 dans le wide, donc l'estimation de l'erreur est très peu sûre dans cet intervalle.



FIG. 3.18 – Variance relative de champ à champ de morceaux de W1 en fonction de la surface (l'erreur de poisson est tracée en pointillés sur la figure). Les résultats ont été extrapolés pour estimer la variance totale en fonction de la taille du champ. Les incertitudes sur la variance ont été calculée en utilisant un estimateur Jackknife.

avons ajusté les résultats par une loi de puissance et trouvé la fonction $8.2 \times A^{-0.2}$ comme meilleur ajustement, où A est la surface de la zone. Nous avons extrapolé les résultats pour déduire la valeur de la variance champ à champ pour W1, W3 et W4. Notons qu'en raison de la corrélation des morceaux de champ adjacents, l'estimation de la variance est probablement sous estimée. Comme pour le deep, la valeur totale de la variance (sur les 3 champs indépendants) a été divisée par $\sqrt{3}$.

Finalement les histogrammes sont ajustés par une fonction analytique. Nous avons utilisée la forme paramétrisée utilisée par Van Waerbeke et al. (2001) :

$$n(z) = \frac{\beta}{z_0 \Gamma\left(\frac{1+\alpha}{\beta}\right)} \left(\frac{z}{z_0}\right)^{\alpha} exp\left(-\left(\frac{z}{z_0}\right)^{\beta}\right), \qquad (3.3)$$

et nous l'avons ajustée dans l'intervalle 0 < z < 1.5 pour la distribution en *redshift* du wide et dans l'intervalle 0 < z < 2.5 pour celle du deep. La figure 3.19 montre la distribution en *redshift* du deep dérivée pour les champs D1, D2, D3 et D4 et celle du wide pour les champs W1, W3 et W4. Comme attendu la variance cosmique est plus faible pour le wide. Le cadran en haut à droite de la figure compare les distributions du wide et du deep pour une magnitude limite identique $i'_{AB} = 22.5$, ainsi que le meilleur ajustement dans les deux cas. On observe que les deux distributions s'accordent très bien. Les paramètres des ajustements sont donnés au tableau 3.7.

Nous avons estimé les *redshifts* moyen et médian pour plusieurs magnitudes limites. La table 3.8 affiche les résultats pour le deep et le wide. Les valeurs ont été directement dérivées des données (sans ajustement par une fonction). Comme attendu les *redshifts* médian et moyen augmentent avec la magnitude limite. pour les champs deep et wide. N est la normalisation.

Champ $(i'_{AB} <)$	N	z_0	α	β
wide (22.5)	3.010	0.695	1.055	2.483
deep (22.5)	2.804	0.714	0.913	2.319
deep (24.0)	2.318	0.627	1.198	1.395

TAB. 3.7 – Paramètres de la distribution en redshift ajustés sur les histogrammes

Deep Wide and Deep 1.0 1.5 0.8 17.5 < i'_{AB} < 24.0 175 22.5 = 0.842 1.0 0.6 $z_{median} = 0.770$ u(z) u(z) Wide Deep 0.4 0.5 0.2 0.0 0.0 2 z 1.5 2.(1 3 0.0 0.5 1.0 0 4 z Wide Wide 1.5 1.5 17.5 < i'AB < 22.5 17.5 < i'_{AB} < 22.5 1.0 <z> = 0.563(z) L u(z) = 0.550 Zmedian W 1 W3 W4 0.5 0.5 0.0 0.0 1.0 0.0 0.5 1.5 2.(0.0 0.5 1.0 1.5 2.(

FIG. 3.19 – Distributions en *redshift* des champs du deep D1, D2, D3 et D4 (panneau en haut à gauche) et des champs du wide W1, W3 et W4 (panneau en bas à gauche). En haut à droite : les distributions du deep et du wide tracées pour la même magnitude limite $i'_{AB} = 22.5$. En bas à droite : détail des distributions individuelles des champs du wide. Les barres d'erreur comprennent les erreurs de *redshifts*, la variance cosmique et l'erreur de Poisson.

TAB. 3.8 - redshifts médian et moyen pour les sondages de ep et wide pour plusieurs magnitudes limites. Les deux valeurs sont calculées direct ement des données.

	deep		w	ide
$i'_{AB} <$	z_{moyen}	z_{median}	z_{moyen}	z_{median}
20.5	0.36	0.34	0.37	0.35
21.0	0.40	0.37	0.41	0.39
21.5	0.46	0.42	0.46	0.44
22.0	0.51	0.47	0.51	0.49
22.5	0.58	0.54	0.56	0.55
23.0	0.65	0.62	0.62	0.60
23.5	0.74	0.70	0.68	0.65
24.0	0.84	0.77	0.73	0.70
24.5	0.93	0.83	0.77	0.75
25.0	1.00	0.88	0.81	0.70

Chapitre 4

Mesure de l'agrégation des galaxies dans le CFHTLS wide

 \mathbf{L} 'exploitation scientifique des *redshits* photométriques est réalisée dans ce chapitre. Dans le cadre du modèle des halos de matière noire, nous relions la mesure de l'agrégation des galaxies au modèle cosmologique standard. En particulier nous profitons des caractéristiques uniques du CFHTLS wide pour réaliser cette étude. En effet la grande quantité des données autorise un découpage en redshift, en luminosité et en type de galaxies. Les résultats présentés ici sont encore préliminaires mais seront bientôt soumis pour publication. La première partie du chapitre présente les caractéristiques des nouvelles données T0005 fournies par TE-RAPIX et le calcul des *redshifts* photométriques. La méthode utilisée reste identique à celle presentée au chapitre 3 mais nous avons porté une attention particulière aux erreurs systématiques. L'impact des offsets systématiques dans la photométrie est présenté dans une seconde partie. Puis dans une troisième partie nous décrivons la mesure de l'agrégation des galaxies dans le CFHTLS wide et la validation des résultats par comparaison avec la littérature. Enfin dans une dernière partie nous présentons le modèle de distribution des halos, qui relie l'agrégation des galaxies et le modèle des halos dans le contexte du modèle cosmologique standard. Nous avons ajusté les résultats de l'agrégation des galaxies sur ce modèle par type de galaxies, par intervalle de *redshift* et de luminosité.

4.1 Les données T0005 du CFHTLS

Peu de temps après la publication des *redshifts* photométriques pour les données T0004, TERAPIX a publié la nouvelle version T0005. Nous avons donc appliqué à nouveau la méthode décrite au chapitre 3 et mesuré les *redshifts* photométriques pour cette nouvelle version. La différence principale est l'apport significatif de nouvelles données dans le champ wide, entre T0004 (35 deg² en cinq filtres) et T0005 (128 deg² en cinq filtres). De plus TERAPIX a apporté quelques améliorations dans la production des catalogues.

Nous présentons ici les principales caractéristiques de la nouvelle version T0005 des données. Cependant une description complète des données est disponible sur les pages web de TERAPIX^1 (voir aussi Mellier et al., 2008).

¹http://terapix.iap.fr/rubrique.php?id_rubrique=252



FIG. 4.1 – Image en bande r (021410–041200) présentant des parties manquantes. Dans cet example, la lecture a échoué pour deux demi-CCDs.

4.1.1 Description

Les données ont été officiellement publiées le 14 novembre 2008. Elle correspondent aux images prises entre le 26 mai 2003 et le 16 février 2008. Les stacks sont archivés et téléchargeables sur le site canadien du CADC² et, de même que pour les précédentes versions, TERAPIX a produit des fiches d'évaluation pour chaque stack, disponibles publiquement sur Internet³.

Les critères de sélection des images sont très proches de ceux décrits à la section 3.1.2. Les images nécessitant une recalibration photométrique supérieure à 0.15 mag (c'est-à-dire cinq fois la variance champ à champ des offsets) ont été éliminées. Cela représente 3% des images. Certaines images présentent des parties manquantes : le problème se produit lors de l'acquisition des données lorsque un ou plusieurs CCDs ne sont pas correctement lus (il y a deux lecteurs par CCD, à droite, et à gauche). Un exemple est donné à la figure 4.1.

Depuis fin 2006, les images de la bande i sont observées avec un nouveau filtre, l'ancient ayant été cassé. Pour le distinguer avec l'ancien filtre i, nous le noterons y. La courbe de transmission étant différente de la précédente (voir fig. 4.2), TERAPIX a choisi de séparer les stacks de la bande i et ceux de la bande y. Pour la version T0005, les images prises en y concernent les quatres champs du deep, neuf sous-champs de W1 et deux sous-champs de W3. Ces deux derniers avaient été observés avec l'ancien filtre, ils nous seront donc utiles pour tester la calibration photométrique pour les champs observés avec la bande y.

²http://www1.cadc-ccda.hia-iha.nrc-cnrc.gc.ca/cfht/cfhtls_info.html

³http://terapix.iap.fr/article.php?id_article=782



FIG. 4.2 – Courbe de transmission (unité arbitraire) du nouveau filtre y (i.MP9702, en pointillés verts), comparée avec l'ancien filtre i (i.MP9701, en rouge). Le nouveau filtre est plus bleu et plus abrupte à la limite rouge.

La calibration astrométrique est basée sur le catalogue 2MASS. La dispersion externe des positions est $\Delta_{RA} = \Delta_{DEC} = 0.22''$ et la dispersion interne de 0.022''(calculée à partir des sources en commun dans les régions qui se superposent). La calibration photométrique a été vérifiée avec le SDSS, pour lequel la couverture importante dans les cinq bandes a permis de caractériser précisement les fluctuations et les erreurs systématiques dans la calibration. Les résultats complets sont donnés à la page http://terapix.iap.fr/article.php?id_article=787. L'offset moyen trouvé pour le wide est 0.015 mag alors que la dispersion est $\Delta_m = 0.025$. Les champs du deep montrent une statistique similaire, bien que moins précise en raison de la faible couverture. Certaines images de la bande u^* dans le champ W3 présentent un offset systématique de ~0.11 mag qui n'est toujours pas compris (l'analyse est en cours d'investigation par TERAPIX).

Une amélioration importante a été réalisée pour le calcul des limites de complétude. La courbe de complétude est ajustée par la fonction

$$y = 100 \times \left(1 - \frac{\operatorname{erf}[x - p_0]^{p_1} + 1}{2}\right), \qquad (4.1)$$

sur des images simulées, où p_0 et p_1 sont deux paramètres empiriques. Les valeurs sont données pour les étoiles (points) et les galaxies (objet étendu) à 50% et 80% (voir fig. 4.3). Le détail pour chaque stack est donné à la page http://terapix. iap.fr/article.php?id_article=782 et la comparaison avec les données T0004 peut être trouvée dans le document d'explication des données T0005 (Mellier et al., 2008).

4.1.2 *Redshifts* photométriques

Nous avons calculé les *redshifts* photométriques pour tous les champs de la version T0005 couverts par les cinq bandes photométriques. Nous avons adopté la même méthode décrite à la section 3.2, avec le programme *Le phare* et la calibration spectroscopique. La totalité des champs disponibles en cinq bandes a été



FIG. 4.3 – Exemple de mesure de la limite de complétude pour les objets ponctuels (étoiles) et les objets étendus (galaxies). La complétude limite est donnée à 50% et 80%. Source : TERAPIX.

observée avec l'ancien filtre i ou par les deux filtres i et y. Nous avons trouvé des résultats équivalents pour les deux filtres (voir section 4.1.3), ainsi nous avons choisi arbitrairement d'utiliser uniquement les catalogues issus d'images observées avec l'ancien filtre i pour le calcul des *redshifts* photométriques. La surface totale couverte en cinq bandes est 128 deg² (124 dans le wide et 4 dans le deep). Le détail sur les données est montré au tableau 4.1 et la couverture des champs du wide est illustrée à la figure 4.4. La liste complète des catalogues utilisés pour les *redshifts* photométriques est donnée en annexe C.

La complétude limite est donnée pour chaque champ par le nouvel estimateur développé par TERAPIX pour la version T0005 des données (voir section précédente). Pour les champs du deep, les valeurs devraient être supérieures à celles de la version T0004, mais le changement de méthode explique qu'elles soient parfois inférieures. Pour effectuer une comparaison robuste entre T0004 et T0005, TERAPIX a mesuré avec la nouvelle méthode les valeurs de la complétude limite pour les données T0004. Comme attendu, TERAPIX a observé en moyenne une augmentation de la valeur dans tous les filtres. Les résultats sont détaillés pour le deep dans la documentation de T0005.

La couverture spectroscopique est identique à celle décrite à la section 3.1. Nous avons recalculé les offsets systématiques pour tenir compte des changements dans la calibration photométrique entre T0004 et T0005. Les champs D1, D3 et D2 et W1, W3 et W4 ont été calibrés indépendament alors que les offsets systématiques appliqués aux champs D4 et W2 (pour lesquels il n'y a pas de *redshift* spectroscopique) ont été déduits à partir d'un catalogue combiné de D1, D3 et D4 et W1, W3 et W4, respectivement (voir le tableau 4.2). Les offsets systématiques diffèrent très peu de ceux calculés pour les données T0004 (la différence entre T0004 et T0005 est, en moyenne, de l'ordre de la dispersion champ à champ) et la dispersion est du même ordre de grandeur. Le filtre u^* présente cependant une plus forte dispersion en raison d'un offset important dans les champs W3 et W4 (observé également par TERAPIX lors de la comparaison avec le SDSS). Une dispersion


FIG. 4.4 – Répartition des champs du CFHTLS wide pour les quels les *redshifts* photométriques ont été calculés. Au total, $124~{\rm deg}^2$ sont disponibles en cinq bandes dans le wide et $4~{\rm deg}^2$ dans le deep.

TAB. 4.1 - Détails des données utilisées pour le calcul des *redshifts* photométriques de la version T0005. Pour les champs du wide, « surface » représente la somme des sous-champs constituant un champ. Ainsi, en raison des zones de superpositions entre sous-champs, la surface réélle est surestimée d'environ 10%.

Champ	surface (non masquée)	complétude à 80% (i'_{AB})	Spectroscopie
Deep - D1	$0.78 \ \mathrm{deg}^2$	25.1	VVDS deep
Deep - D 2	$0.76 \mathrm{deg}^2$	25.1	zCOSMOS
Deep - D 3	$0.82 \mathrm{deg}^2$	25.2	DEEP2
Deep - D4	$0.82 \mathrm{deg}^2$	25.1	aucune
Wide - W1	$49 \; (38.94) \; \mathrm{deg}^2$	> 24.1	VVDS deep
Wide - $W2$	$25 \ (18.23) \ \mathrm{deg^2}$	> 24.1	aucune
Wide - W3	$30 \ (22.16) \ \mathrm{deg}^2$	> 24.1	DEEP2
Wide - W4	$20 \ (15.49) \ \mathrm{deg}^2$	> 24.1	VVDS F22

CFHTLS version T0005

inattendue est aussi trouvée pour le filtre i', mais reste inférieure (= 0.024) à la dispersion moyenne déduite de la comparaison avec le SDSS (~ 0.03).

TAB. 4.2 – Offsets systématiques déduits pour les champs du deep et du wide. Version T0005. Les échantillons sont coupés à $i'_{AB} = 22.5$.

Champ/spectroscopie	u^*	g'	r'	i'	z'
D1/VVDS deep	0.072	-0.054	0.003	-0.008	0.032
D2/zCOSMOS	0.041	-0.020	0.024	-0.014	0.001
D3/DEEP2	0.079	-0.063	-0.005	0.051	-0.008
W1/VVDS deep	0.066	-0.047	-0.006	0.020	-0.006
W3/DEEP2	0.106	-0.056	0.016	0.001	0.010
W4/VVDS F22	0.106	-0.052	0.021	0.001	0.005
Moyenne	0.078	-0.049	0.009	0.009	0.006
Dispersion	0.025	0.015	0.013	0.024	0.015
D1+D2+D3	0.080	-0.049	0.005	0.011	0.003
W1 + W2 + W3	0.098	-0.053	0.014	0.004	0.006

Les redshifts photométriques sont comparés aux redshifts spectroscopiques pour en mesurer la précision. Les échantillons sont construits de manière identique à ceux de la version T0004 (voir sec. 3.6), seul le champ W3 profite d'une augmentation significative du nombre d'objets pour la comparaison (les sous-champs en commun avec le relevé DEEP2 sont plus nombreux). Les résultats sont montrés à la figure 4.5. Nous observons une amélioration globale mais non significative de la précision des redshifts. La dispersion dans le deep est 0.027, 0.025 et 0.031 pour D1, D2 (limité à $i'_{AB} = 22.5$) et D3, respectivement alors que le taux d'erreurs catastrophiques est 3.49%, 1.41% et 4.08% pour D1, D2 et D3, respectivement. La dispersion dans le wide est 0.036, 0.038 et 0.039 pour W1, W3 et W4 alors que le



FIG. 4.5 – Comparaison des redshifts photométriques (z_p) avec les redshifts spectroscopiques (z_s) dans les champs du CFHTLS de la version T0005. Haut : résultats pour le champ D1 (gauche), D2 (milieu) et D3 (droite). L'échantillon spectroscopique plus brillant du relevé D2 est limité à $i'_{AB} = 22.5$. Bas : résultats pour le champ W1 (gauche), W3 (milieu) et W4 (droite). Dans chaque panneau, nous montrons la dispersion, $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)} = 1.48 \times \text{mediane}(|\Delta z|/(1+z_s))$, et le taux d'erreurs catastrophiques η , la proportion d'objets avec $|\Delta z| \ge 0.15 \times (1+z_s)$. Les triangles représentent les objets pour lesquels une seconde solution est trouvée dans la PDF(z).

taux d'erreurs catastrophiques est 2.97%, 3.94% et 3.52% pour W1, W3 et W4, respectivement. Les champs du deep ont gagné en profondeur, mais l'amélioration est peu visible en raison de la limite à $i'_{AB} = 24$ par la spectroscopie. Les champs du wide ont essentiellement gagné en taille et non en profondeur ce qui explique qu'aucune amélioration de la précision des *redshifts* ne soit observée.

Finalement, nous avons directement comparé les *redshifts* photométriques de la version T0005 avec ceux de la version T0004. Nous avons mis en commun les objets des deux catalogues pour les champs W1 et W4. Le résultat est montré à la figure 4.6. Nous avons tracé la densité en raison du grand nombre d'objets et calculé la dispersion et le nombre d'erreurs catastrophiques. La dispersion dans les deux cas (0.013 pour W1 et 0.014 pour W4) est significativement inférieure à celle trouvée lors de la comparaison avec les *redshifts* spectroscopiques et le nombre d'erreurs catastrophiques (2.09% pour W1 et 2.27% pour W4) est aussi inférieur.



FIG. 4.6 – Comparaison des *redshifts* photométriques (z_p) T0005 avec les *redshifts* photométriques T0004. La densité d'objets est tracée pour les champs W1 (gauche) et W4 (droite), ainsi que la dispersion (σ) et le taux d'erreurs catastrophiques (η) .

Aucun biais significatif n'a été trouvé entre T0004 et T0005 (la différence entre les *redshifts* moyens est 0.003 et 0.001 pour W1 et W4, respectivement). Nous en concluons que la différence entre les données T0004 et T0005 est très stable et que les *redshifts* photométriques de T0005 sont aussi robustes que ceux de T0004.

4.1.3 Nouveau filtre y

Nous rappelons qu'il existe des champs observés avec les filtres i et y. Bien que nous ayons choisi d'utiliser uniquement les données du filtre i pour calculer les *redshifts* photométriques de la version T0005, nous avons néanmoins décidé de tester et comparer les *redshifts* photométriques calculés avec le nouveau filtre y. Cette vérification est importante car les données finales contiendront plusieurs catalogues avec la bande y et il est intéressant de mesurer la validité des résultats. Les incertitudes attendues sont principalement dues (1) à la courbe de transmission différente - nous rappelons que les modèles ont été adaptés avec l'ancien filtre - et (2) aux régions du champ avec le nouveau filtre y et sans couverture spectroscopique où seront appliqués les offsets systématiques mesurés avec l'ancien filtre i.

Nous avons effectué les tests dans le champ D1 pour lequel les catalogues issus des deux filtres sont disponibles. Nous avons appliqué la méthode d'estimation des *redshifts* décrite à la section 3.2 en calculant à nouveau les bibliothèques de magnitudes pour le filtre y. Nous avons calculé les *redshifts* photométriques avec le filtre y en utilisant deux séries d'offsets systématiques :

1. les offsets systématiques calculés avec le filtre y, ce qui nous permet de tester le cas où l'information spectroscopique est disponible,



FIG. 4.7 – redshifts photométriques dans le champ D1 (version T0005) comparés aux redshifts spectroscopiques du VVDS deep. Gauche : les offsets systématiques sont dérivés et appliqués avec le filtre i. Milieu : les offsets systématiques sont dérivés et appliqués avec le filtre y. Droite : les offsets systématiques sont dérivés avec le filtre i et appliqués au filtre y.

2. et ceux calculés avec le filtre *i*, pour tester le cas où il n'y a pas de spectroscopie.

La précision des *redshifts* photométriques est mesurée à l'aide des *redshifts* spectroscopiques du relevé VVDS deep et les résultats sont montrés à la figure 4.7.

La précision des *redshifts* est stable dans tous les cas. Lorsque la même procédure (dérivation et correction des offsets pour le même filtre) est appliquée pour le filtre i et y, le nombre d'erreurs catastrophiques est 3.49% et 3.57%, respectivement, et la dispersion est 0.027 et 0.028, respectivement. Lorsque l'offset systématique est dérivé avec le filtre i et appliqué au filtre y, le taux d'erreurs catastrophiques augmente de 3.49% à 3.81% et la dispersion est identique au cas où l'offset est dérivé (et appliqué) sur la bande y. Nous en concluons que le nouveau filtre y a très peu d'impact sur la précision des *redshifts* photométriques.

4.2 Impact des offsets systématiques

Nous rappelons que la calibration photométrique présente des offsets systématiques d'un sous-champ à l'autre. Bien que la solution photométrique (voir sec. 3.1.2) soit calculée sur l'ensemble du champ, il reste cependant une variation des offsets de l'ordre de 0.03 en magnitude. Les offsets sont corrigés dans les zones couvertes par la spectroscopie mais ils constituent une source d'erreur pour les *redshifts* photométriques dans le cas contraire. Nous avons calculé à la section 3.2.4 une augmentation de 21 % et 14 % de la dispersion moyenne des *redshifts* photométriques limités à $i'_{AB} = 22.5$ et $i'_{AB} = 24.0$, respectivement, et une augmentation de 13 % et 17 % du nombre d'erreurs catastrophiques pour les mêmes magnitudes limites.

Le problème est particulier aux champs du wide pour les quels une petite surface seulement profite de la calibration des offsets sy tématiques par les *redshifts* spectroscopiques. Pour les données T0005, une dizaine de sous-champs sont concernés so it moins de 10 % de la surface totale disponible. Certes la dégradation de la qualité des *redshifts* photométriques est démontrée mais quel est l'impact sur la distribution en *redshift*? Une variation des offsets de 0.03 mais nulle en moyenne peut-elle introduire un biais systématique dans la mesure des quantités cosmologiques?

Pour quantifier ces incertitudes, nous avons adopté une procédure identique à celle décrite à la section 3.2.4 en calculant les *redshifts* photométriques sur un champ dont nous avons fait varier artificiellement les offsets systématiques. Ces derniers sont tirés d'une distribution gaussienne de largeur 0.03 et de moyenne égale aux offsets mesurés à l'aide des *redshifts* spectroscopiques. L'opération a été répétée 100 fois puis nous avons utilisé ces échantillons pour mesurer la dispersion de la distribution en *redshift*, de la fonction de corrélation angulaire et la mesure du cisaillement gravitationnel.

4.2.1 La collaboration CFHTLenS

Créée en 2008, elle compte 27 membres dans une dizaine de laboratoires dans le monde, parmi les experts de la mesure des effets de lentille gravitationnelle et des *redshifts* photométriques. Elle est dirigée par L. van Waerbecke (PI), Y. Mellier, H. Hoekstra, T. Erben et C. Heymans. Les objectifs de la collaboration sont de réduire les erreurs systématiques observées dans certains sous-champs du relevé, d'améliorer la mesure du cisaillement gravitationnel et celle des *redshifts* photométriques. Au départ CARS (*CFHTLS-Archive-Research Survey*, Erben et al., 2009) était une initiative indépendante menée par T. Erben pour la réduction des données du CFHTLS en vue de l'étude du cisaillement gravitationnel cosmologique (cosmic shear). Les données réduites et les catalogues ont été comparés à ceux de TERAPIX et un très bon accord a été trouvé entre les deux (y compris pour les *redshifts* photométriques, voir fig. 4.11). Les deux équipes collaborent désormais ensemble pour produire les données avec les meilleures caractéristiques pour la mesure des effets de lentilles gravitationnelles.

Je suis particulièrement impliqué dans la partie « redshifts photométriques » et l'étude présentée dans cette section est une composante à part entière des travaux de recherche de la collaboration. Les tests présentés ici ont été effectués sur les catalogues T0005, où les redshifts ont été estimés à partir de l'estimateur de magnitude MAG_ISO (le seuil de détection est l'isophote minimale) au lieu de MAG_AUTO, visiblement plus robuste pour les objets faibles⁴, comme montré à la figure 4.11. Sur la figure à droite apparaissent les mêmes objets detectés et calculés à partir des données CARS par H. Hildebrandt (Hildebrandt et al., 2009) ; comme il se doit (les données proviennent des mêmes images), les résultats sont équivalents. La figure 4.8 montre la comparaison objet par objet entre les catalogues de Terapix calculés par *Le Phare* et les catalogues CARS calculés par *Bpz*. Nous avons observé une différence systématique à bas *redshift*. Les calculs croisés entre les données TERA-PIX/CARS et les programmes *Le Phare/Bpz* ont montré que le problème venait de la méthode. La piste suivie est celle du prior utilisé par la méthode *Bpz*.

Le programme Bpz (voir sec. 2.2.3) donne le paramètre ODDS qui mesure la somme de la PDF(z) contenue dans le pic principal. En principe une coupure telle

⁴Nous gardons cependant une réserve quant à cette affirmation : des tests sont en cours pour comparer les *redshifts* photométriques calculés avec MAG_ISO et MAG_AUTO, il n'est pas évident que les deux estimateurs se comportent de la même façon face aux offsets systématiques par exemple.



FIG. 4.8 – Comparaison des *redshifts* photométriques objet par objet entre les données TERAPIX calculées par Le Phare et CARS calculées par Bpz.



FIG. 4.9 - Redshifts photométriques du champ W1 comparés au *redshifts* spectroscopiques du relevé VVDS deep. Les deux panneaux de gauche montrent les résultats produits par *Le Phare* sur les données T0005 avec, à gauche, l'estimateur de magnitude MAG_AUTO (utilisé en dehors de cette section) et, au milieu, MAG_ISO (utilisé uniquement dans cette section). A droite, la même comparaison est faite mais avec les *redshifts* photométriques estimés par *Bpz* sur les données CARS avec MAG_ISO.

que ODDS > 0.80 signifie que l'on garde les objets les mieux estimés, pour lesquels il n'existe pas de seconde solution probable. Cette coupure permet d'éliminer une majorité des erreurs catastrophiques. D'un autre côté *Le Phare* donne plus d'information sur les propriétés des galaxies, comme la magnitude absolue ou les valeurs d'ajustement selon le modèle d'étoile (χ^2_{star}) et de galaxie (χ^2_{gal}) , utiles pour la séparation étoile/galaxie. Les deux codes sont complémentaires et sont indispensables à la validation des résultats. A ce titre les informations des deux catalogues se trouveront dans le catalogue final. Nous avons déjà calculé les *redshifts* photométriques dans 90 deg² du champ wide. La même méthode expliquée à la section 4.1.2 a été employée et de nouveaux offsets systématiques ont été calculés dans les zones couvertes par la spectroscopie. Les offsets dérivés pour les données CARS sont similaires à ceux des catalogues de TERAPIX.

Les 90 deg² sont répartis dans les champs W1, W2, W3 et W4 et sont disponibles pour les membres de la collaboration.

Les recherches menées dans le cadre de la collaboration CFHTLenS sont toujours en cours et les résultats ne sont pas appliqués dans le reste de cette étude.

4.2.2 Distribution en redshift

La quantification des erreurs à la section 3.2.4 a été réalisée avec au plus 3 300 objets. Ici, toujours sur un sous-champ de 1 deg², nous estimons l'impact des offsets systématiques sur la distribution en *redshifts* (nul besoin des *redshifts* spectroscopiques, donc) avec 44 571 galaxies limitées à $i'_{AB} = 24$ et 14 937 limitées à $i'_{AB} = 22.5$. La figure 4.10 montre la distribution en *redshift* et la dispersion observée après tirage de 100 offsets sytématiques aléatoires dans tous les filtres. On observe une variation de ~ 10% lorsque la largeur des intervalles est $\Delta_z = 0.1$ avec une amplitude particulièrement élevée à bas *redshift* (z < 0.2). La distribu-

tion en *redshift moyenne* est remarquablement proche de l'originale, calculée sans variation d'offset. La variation des offsets possède en effet une moyenne nulle : il est donc rassurant de n'observer aucun biais dans la distribution en *redshift*. La figure montre aussi la matrice de covariance des erreurs associées aux offsets systématiques. Les deux échantillons, bien que coupés à une magnitude très différente présentent la même amplitude relative pour les erreurs et le même « motif » de corrélation. L'impact des offsets systématiques n'est donc pas une fonction très sensible à la magnitude.

Dans le but de comparer ces erreurs avec les erreurs statistiques, nous avons calculé l'incertitude sur la distribution en *redshift* à partir de l'erreur *estimée* des *redshifts* photométriques. Le résultat est montré à la figure 4.11 : chaque *redshift* est tiré aléatoirement d'une gaussienne centrée sur la valeur donnée par *Le Phare* et de largeur égale à l'erreur statistique estimée par le programme, puis la distribution en *redshift* est calculée. La procédure est répétée 100 fois. La dispersion mesurée sur la distribution en *redshift* traduit les erreurs statistiques des *redshifts*. Nous constatons que ces erreurs sont négligeables devant celles causées par les offsets systématiques.

La corrélation observée entre intervalles de *redshifts* ne signifie pas forcément que les *redshifts* passent d'un intervalle distant à un autre mais que les causes produisent les mêmes effets (corrélation positive) ou les effets inverses (corrélation négative), à plusieurs intervalles de *redshift*. Il est clair que les offsets ont plus d'impact dans un filtre où une caractéristique dominante de la SED est présente (par exemple la discontinuité de Balmer dans le filtre r à $z \sim 0.5$), mais peuvent concerner une autre caractéristique à un *redshift* différent, d'où la corrélation.

Pour vérifier la contamination entre intervalles de redshift, nous avons calculé la fonction de corrélation à deux points croisée. Cette dernière mesure le taux d'agrégation des galaxies et si les offsets systématiques produisent des fuites d'un intervalle à un autre, la corrélation croisée entre les deux doit être non nulle. Nous avons choisi l'estimateur de Landy & Szalay (1993) pour mesurer la fonction de corrélation à deux points entre deux intervalles de redshift:

$$w_{LS} = \frac{N_{r,1}(N_{r,2}-1)}{N_{d,1}(N_{d,2}-1)} \frac{D_1 D_2}{R_1 R_2} - \frac{N_{r,2}-1}{N_{d,1}} \frac{D_1 R_1}{R_1 R_2} - \frac{N_{r,1}-1}{N_{d,2}} \frac{D_2 R_2}{R_1 R_2} + 1, \qquad (4.2)$$

où $N_{d,1}$ et $N_{d,2}$ sont les nombres d'objets des données dans l'intervalle « 1 » et « 2 », respectivement, et $N_{r,1}$ et $N_{r,2}$ le nombre d'objects positionnés aléatoirement pour les intervalles « 1 » et « 2 », respectivement. La construction des catalogues d'objets aléatoires est décrite à la section 4.3.2.

Les résultats sont montrés à la figure 4.12 pour laquelle nous avons choisi au hasard une réalisation d'offsets systématiques puis calculé la fonction de corrélation croisée par intervalle de *redshift* $\Delta z = 0.1$. Nous n'observons pas de large contamination entre intervalles distants. En revanche il existe une corrélation significative entre intervalles adjacents. Nous constatons que la contamination peut s'étendre sur $\Delta_z \sim 0.3$.

4.2.3 Impact sur la fonction de corrélation à deux points

La preuve est faite que la distribution en *redshift* est affectée par la variation des offsets systématiques. La question qui vient immédiatement est de savoir



FIG. 4.10 – Haut : Distributions en *redshift* d'un sous-champ de W1 (1 deg²) à $i'_{AB} < 22.5$ (à gauche) et $i'_{AB} < 24$ (à droite). Les barres d'erreur représentent la dispersion causée par la variation des offsets sytématiques ($\Delta_m = 0.03$). L'histogramme en pointillés est la distribution en *redshift* sans variation d'offset. Bas : matrice de covariance des erreurs sur la distribution en *redshift* tracée au dessus.



FIG. 4.11 – Distribution en *redshift* (à gauche) et erreurs estimées à partir des erreurs statistiques des *redshifts* photométriques. A droite : matrice de covariance des erreurs sur la distribution en *redshift*. La PDF(z) pour chaque objet est modélisée par une gaussienne centrée sur le *redshift* et de largeur égale à l'erreur statistique estimée, ce qui explique la faible corrélation entre les intervalles de *redshifts*.

comment les quantités physiques qui en dépendent vont être affectées. Nous avons quantifié cette incertitude pour la fonction de corrélation à deux points : la mesure est faite par intervalle en *redshift* donc nous nous attendons à observer une fluctuation des galaxies par échantillon. De plus la fonction de corrélation angulaire doit être *déprojetée* à l'aide de la distribution en *redshift* pour estimer la fonction de corrélation spatiale (la procédure est détaillée à la section 4.3.2). La pente γ et l'amplitude A_w sont mesurées sur la fonction de corrélation angulaire. Le paramètre r_0 est calculé à partir de A_w et de la distribution en *redshift*. C'est pour ce paramètre que nous attendons la plus grande dispersion.

Nous avons mesuré la fonction de corrélation angulaire puis ajusté la pente γ et l'amplitude avec une fonction de puissance (voir sec. 4.3.2). Nous avons aussi estimé la longueur de corrélation r_0 , le *redshift* moyen $\langle z \rangle$ ainsi que le nombre d'objets N pour un champ de 1 deg² soumis aux variations des offsets sytématiques. La procédure a été répétée 100 fois et les résultats présentés au tableau 4.3. Ils montrent la valeur moyenne, la dispersion calculée sur les 100 échantillons et la valeur sans variation pour le cas $i'_{AB} < 22.5$ et le cas $i'_{AB} < 24$. Il semble qu'aucun biais systématique n'affecte les paramètres. Encore une fois cette constatation est un résultat important, signifiant que si la variation des offsets est nulle en moyenne, celle des quantités qui en dépendent aussi. La pente et l'amplitude de la fonction de corrélation angulaire ne change que très peu. Nous avons montré précédemment que la contamintion entre intervalles de *redshift* distant était faible, nous n'attendions donc pas une variation angulaire moyennée sur l'ensemble des fonc-



FIG. 4.12 – Fonction de corrélation croisée calculée pour un échantillon affecté des offsets systématiques et à $i_{AB} < 22.5$. La diagonale représente l'autocorrélation dans l'intervalle de *redshift*.

tions calculées pour deux limites en magnitude. L'amplitude des erreurs relatives semble constante avec la magnitude. En bas de la figure, la fonction de corrélation du cisaillement gravitationnel est montrée pour différents intervalles de *redshift*. Comme pour la fonction de corrélation angulaire, aucun biais n'est observé.

Notons que les paramètres les plus sensibles sont la longueur de corrélation r_0 et le nombre de galaxies total. La dispersion pour l'échantillion brillant est un peu plus elevée que pour l'échantillon plus profond, où l'erreur sur r_0 (~ 2, $3h^{-1}$ Mpc) va de 0.24 (~ 10%) à 0.6 (~ 17%), alors que pour $i'_{AB} < 24$ cette erreur va de 0.13 (~ 6%) à 0.57 (~ 15%). De même pour l'erreur sur le nombre d'objets qui varie de 10% à 20%. L'incertitude sur le *redshift* moyen est de l'orde de 0.1% et ne dépasse pas 5 % pour γ .

< 22.5	$\langle z \rangle$ N	-0.24 0.14 (0.14) \pm 0.01 1393 (1438) \pm 336	-0.24 0.35 $(0.35) \pm 0.004$ 5855 $(5593) \pm 548$	$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	-0.24 0.79 $(0.79) \pm 0.01$ 2498 $(2656) \pm 318$	-10.60 0.99 $(0.99) \pm 0.004$ 1074 $(1059) \pm 272$	-0.45 1.17 (1.17) \pm 0.01 347 (312) \pm 135		< 24.0	$\langle z \rangle$ N	$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$0.16 0.35 \ (0.35) \pm 0.003 13021 \ (12316) \pm 1361$	$0.27 0.60 \ (0.60) \pm 0.003 8211 \ (8345) \pm 931$	$0.13 0.79 \ (0.80) \pm 0.01 6912 \ (7336) \pm 1185$	$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$0.57 1.58 \ (1.59) \pm 0.01 3344 \ (3361) \pm 490$
	r	15 2.21 (2.25)	32 3.56 $(3.69$	33 3.02 (2.94)	1.72 1.84 (1.72	3.56 (3.77	00 6.26 (6.18)			r_0	1.61(1.79)	2.81(2.91)	$2.37\ (2.49)$	2.24(2.25)	2.61(2.48)	1.93(1.89)	3.74(3.80)
	K	$1.70(1.71) \pm 0.0$	$1.75 \ (1.74) \pm 0.0$	$1.87 (1.87) \pm 0.0$	$2.10(2.15) \pm 0.0$	$1.80 (1.80) \pm 0.0$	$1.80 (1.80) \pm 0.0$			λ	$1.62\ (1.59)\pm 0.03$	$1.67 \ (1.67) \pm 0.02$	$1.86 \ (1.84) \pm 0.05$	$1.84 \ (1.85) \pm 0.03$	$1.79\ (1.76)\pm 0.06$	$1.98(2.01) \pm 0.07$	$1.83 (1.82) \pm 0.08$
	*	0.0-0.2	0.2 - 0.5	0.5-0.7	0.7-0.9	0.9-1.1	1.1 - 1.3			*	0.0-0.2	0.2-0.5	0.5-0.7	0.7 - 0.9	0.9-1.1	1.1 - 1.3	1.3-2.1

TAB. 4.3 - Paramètres physiques et incertitudes calculés pour un échantillon sélectionné en redshift et soumis aux variations des offsetssystématiques . La valeur entre parenthèses indique la valeur dérivée sans variation.

4.2.4 Résumé

Bien que les offsets soient corrigés dans les zones qui possèdent des *redshifts* spectroscopiques, la variation de champ à champ est de l'ordre de $\Delta m = 0.03$. Cette variation affecte la mesure des *redshifts* photométriques dans les champs où l'information spectroscopique n'est pas disponible.

Nous avons evalué l'impact de ces offsets systématiques sur l'estimation de plusieurs paramètres. Notamment sur la distribution en *redshift* et les quantités physiques qui en dépendent. Nos conclusions sont les suivantes :

- l'erreur relative sur la distribution en redshift découpée en intervalle $\Delta z=0.1$
- est de 10 % en moyenne, et vaut 20 % à bas redshift (z < 0.2),
- $-\,$ elle est très peu sensible à la coupure en magnitude,
- seuls les intervalles en *redshift adjacents* sont contaminés, les offsets systématiques ne provoquent pas une augmentation significative des erreurs catastrophiques,
- ainsi les estimateurs qui ne dépendent que de la coupure en redshift (par exemple la pente et l'amplitude de la fonction de corrélation angulaire) sont peu affectés,
- en revanche les estimateurs qui dépendent de la forme de la distribution en redshift ont une dispersion comprise entre 10% et 20%,
- enfin, si la variation des offsets est nulle en moyenne et distribuée de manière gaussienne, alors la réponse des paramètres est linéaire. Aucun biais particulier n'a été observé ni sur la distribution en *redshift* ni sur les paramètres de corrélation.

Ces résultats ont été calculés sur un champ de 1 deg². Si les variations d'offsets sont indépendantes de champ à champ (ce que nous supposons) la valeur de l'erreur se réduit à Δ_i/\sqrt{N} où N est le nombre de sous-champs utilisés et Δ_i l'erreur sur le paramètre « i ».

4.3 Agrégation des galaxies

Le modèle standard cosmologique prévoit que la matière dans l'Univers soit dominée par une composante noire non collisionnelle et distribuée en halos dans l'espace. Il est aujourd'hui admis que la matière baryonique (dont la masse représente 20 % de la matière) réside dans ces halos et s'accrète pour former des galaxies. Alors que le spectre de puissance de la matière totale dans un Univers ACDM est bien compris, il est cependant difficile à observer en raison de sa nature non lumineuse. Au contraire, la distribution spatiale des galaxies est plus facilement mesurable mais soumise à de nombreuses incertitudes quant à son interprétation. La théorie de croissance des perturbations et d'effondrement de la matière, ainsi que les simulations numériques, nous apportent des indices pour relier la distribution en matière noire avec celle des galaxies. Nous savons par exemple que les galaxies se forment à l'intérieur des halos et subissent des collisions et des fusions lors de l'interaction entre halos qui les abritent et entre elles-mêmes.

En mesurant l'agrégation des galaxies (*clustering*), nous nous dotons d'un moyen pour décrire la relation entre les galaxies et leur environnement. Pour rafiner notre analyse, les *redshifts* photométriques nous permettent d'observer l'évolution en temps, en luminosité et en type de galaxie.



FIG. 4.13 – Fonction de corrélation à deux points angulaire mesurée (en haut) et fonction de corrélation du cisaillement gravitationnel prédite (en bas), calculée par M. Kilbinger (Fu et al., 2008). Les barres d'erreur proviennent de la variation des offsets systématiques ($\Delta m = 0.03$) dans l'estimation des *redshifts* photométriques qui affectent la sélection en *redshift*.

Nous avons utilisé les catalogues de *redshifts* photométriques décrits à la section précédente pour mesurer l'agrégation des galaxies dans le CFHTLS wide. Nous avons profité du grand nombre de d'objets pour couper l'échantillon en type de galaxie, en intervalles de magnitude absolue et de *redshift* pour former des échantillons limités en volume. Nous commençons notre étude par modéliser l'agrégation des galaxies par une loi de puissance. Cette étape nous permet de comparer nos résultats avec ceux mesurés dans le CFHTLS deep (McCracken et al., 2008, noté M08 dans la suite), et ceux mesurés dans le VVDS deep (Le Fèvre et al., 2005b), puis nous introduisons le modèle de distribution d'occupation dans les halos (HOD dans la suite), qui se base sur les propriétés physiques des halos pour décrire l'agrégation des galaxies. Nous avons ajusté ce modèle sur les données du CFHTLS wide et nous présentons les résultats à la fin de cette section.

4.3.1 Sélection des échantillons

La sélection des galaxies est identique à celle décrite à la section 3.4. Les échantillons du relevé deep sont coupés en magnitude apparente à $i'_{AB} = 24$ et ceux du relevés wide à $i'_{AB} = 22.5$. Les magnitudes absolues ont été calculées par *Le Phare* dans les filtres u^*, g', r', i' et z'. Nous rappelons (voir sec. 3.1.2) que le calcul de la magnitude absolue est effectué de manière optimale dans le filtre le plus proche correspondant au décalage spectral, réduisant ainsi la dépendance au modèle de galaxie. Pour cette raison, la sélection en magnitude absolue a été faite relativement à la magnitude M_g pour laquelle l'intervalle en *redshift* 0 < z < 1 est couvert par les magnitudes apparentes g', r', i' et z'. Au total nous disposons d'un échantillon de 1 985 822 galaxies dans le wide $(i'_{AB} < 22.5)$ et 231 413 galaxies dans le deep $(i'_{AB} < 24.0)$. Nous avons coupé cet échantillion en *redshift* pour comparer nos résultats avec ceux de la littérature. Une fois la méthode validée, nous nous sommes concentrés sur l'étude du sondage wide qui, après la coupure en magnitude absolue (voir tableau 4.4) et en *redshift* nous a permis de construire des échantillons limités en volume de 469 433 galaxies rouges et de 697 339 galaxies bleues $(i'_{AB} < 22.5)$.

Sélection en type

Comme décrit à la section 3.2, nous avons utilisé les quatres modèles CWW et deux modèles de starbursts pour modéliser les types de galaxies. Le code Le Phare donne pour chaque objet un modèle qui correspond au meilleur ajustement parmi les 62 modèles (provenant des six modèles originaux interpolés linéairemement). Nous avons choisi le découpage habituel en galaxies « rouges » et « bleues », justifié par la distribution bi-modale des galaxies en couleur. Nous avons appliqué une coupure nette parmi les modèles de SED, où les galaxies rouges correspondent aux deux types les plus précoces (E à Sbc, modèles 1 à 31) et les galaxies bleues correspondent à tous les types plus tardifs (y compris les starbursts, donc les modèles 32 à 62). L'avantage d'utiliser les SEDs pour la sélection en couleur est qu'elle ne dépend pas de l'extinction interne des galaxies (prise en compte dans l'ajustement des modèles). Afin de vérifier la précision de la sélection en type, nous avons tracé la distribution des galaxies bleues et rouges en fonction de la magnitude absolue M_q (voir fig. 4.14). Nous constatons que la distribution bimodale rouge/bleu est bien respectée par la sélection des modèles sur l'ensemble du domaine en magnitude absolue et en *redshift* dans le deep et le wide.



FIG. 4.14 – Distributions en couleur $M_u - M_r$ des galaxies rouges (à gauche) et bleues (à droite) en fonction de la magnitude absolue M_g et du *redshift*, dans le champ deep (en haut, $i'_{AB} < 24$) et le champ wide (en bas , $i'_{AB} < 22.5$).

0.0 < z < 0.2	$M_g < -15.8$	0.0 < z < 0.2	$M_g < -16.8$
0.2 < z < 0.5	$M_g < -17.8$	0.2 < z < 0.5	$M_g < -19.2$
0.5 < z < 0.7	$M_g < -18.8$	0.5 < z < 0.7	$M_g < -20.3$
0.7 < z < 0.9	$M_g < -19.9$	0.7 < z < 0.9	$M_g < -21.4$
0.9 < z < 1.1	$M_{g} < -20.9$	0.9 < z < 1.1	$M_{g} < -22.4$
1.1 < z < 1.3	$M_{g} < -21.8$	1.1 < z < 1.3	$M_{g} < -23.4$
1.3 < z < 2.1	$M_{g}^{-} < -23.1$	1.3 < z < 2.1	$M_{g}^{-} < -23.8$

TAB. 4.4 – Echantillons limités en volume, coupés en *redshift* et en luminosité.

Champ deep : $17.5 < i'_{AB} < 24.0$ Champ wide : $17.5 < i'_{AB} < 22.5$

Sélection en redshift

Le large domaine en *redshift* couvert par le CFHTLS nous permet de constituer des échantillons entre z = 0 et z = 2 (voir fig. 3.19). Le *redshift* moyen à $i'_{AB} < 22.5$ est $z \sim 0.7$ et à $i'_{AB} < 24$, $z \sim 0.9$. Le découpage en *redshift* correspond aux intervalles choisis par M08 et Le Fèvre et al. (2005b). Une série d'échantillons uniquement limités en magnitude apparente et en *redshift* a été crée pour la comparaison avec ces deux études. Les intervalles sont 0 < z < 0.2, 0.2 < z < 0.5, 0.5 < z < 0.7, 0.7 < z < 0.9, 0.9 < z < 1.1, 1.1 < z < 1.3 et 1.3 < z < 2.1.

Sélection en luminosité

Nous avons ensuite constitué des échantillons limités en volume, coupés en magnitude absolue (donc en luminosité) de sorte que l'échantillon soit complet (voir fig. 4.15). Les coupures en magnitude absolue ont été estimées sur la distribution des galaxies rouges, car plus brillantes à grand *redshift* et appliquées aux échantillons de galaxies rouges *et* bleues. La sélection en *redshift* et en magnitude absolue est donnée au tableau 4.4 et tracée à la figure 4.15. Nous avons observé l'apparition de « stries » dans le diagramme *redshift*/magnitudes absolues, dont la cause pourrait être due à l'utilisation de modèles de SED discrets. L'origine de ce phénomème est en cours d'investigation.

Finalement, dans chaque intervalle de *redshift*, les échantillons sont coupés par tranche de luminosité. Au total 28 échantillons limités en volume pour les galaxies rouges et autant pour les galaxies bleues ont été créés dans le deep et le wide.

4.3.2 Mesure de l'agrégation

L'agrégation des galaxies est mesurée à l'aide de la fonction de corrélation à deux points. Nous avons décrit cet estimateur dans le cas d'un champ de densité continu (voir sec. 1.4.3) et nous l'exprimons ici dans le cas discret pour la position des objets.

La fonction de corrélation à deux points

La fonction de corrélation à deux points discrète traduit la tendance des objets à se regrouper en fonction de la distance qui les sépare. De manière équivalente



FIG. 4.15 – Diagramme M_g/z pour les galaxies rouges dans le champ deep (à gauche, $i'_{AB} < 24.0$) et le champ wide (à droite, $i'_{AB} < 22.5$). Les rectangles rouges représentent la sélection des échantillons limités en volume.

elle exprime la probabilité, sachant la position d'un objet, d'en trouver un autre à proximité (Peebles, 1980) :

$$\delta P = n^2 \,\delta V_1 \,\delta V_2 \left[1 + \xi(r_{12})\right],\tag{4.3}$$

où n est la densité d'objets et r_{12} est la distance qui sépare les deux objets. Pour un champ où les objets sont non corrélés (distribution poissonienne), les probabilités sont indépendantes et

$$\delta P = n^2 \,\delta V_1 \,\delta V_2 \,. \tag{4.4}$$

La fonction de corrélation mesure donc l'excès de probabilité de trouver une paire d'objets par rapport à un champ où ils sont uniformément distribués. Il suffit en principe de compter le nombre de paires d'objets d'un échantillon et de le comparer à un nombre de paires de points distribués aléatoirement. Elle s'écrit, dans sa forme la plus simple,

$$1 + \xi(r) = \frac{DD(r)}{RR(r)}.$$
(4.5)

RR(r) peut être calculé analytiquement mais en raison des effets de bords il est commun de distribuer aléatoirement des points dans un espace identique à celui où se trouvent les objets et de mesurer les paires RR et DD numériquement.

Estimation de la fonction de corrélation

Les relevés spectroscopiques (par exemple, Meneux et al., 2009) et certains relevés photométriques multi-bandes (par exemple, Phleps et al., 2006) disposent d'une estimation des *redshifts* suffisament précise pour mesurer la fonction de corrélation spatiale, $\xi(r)$. Cependant, lorsque le nombre de filtres est limité, les *redshifts* photométriques ne sont en général pas assez précis pour mesurer la fonction de corrélation dans l'espace. Dans cette étude nous avons donc choisi de mesurer la fonction de corrélation angulaire par intervalle de redshift, définie par :

$$1 + w(\theta) = \frac{DD(\theta)}{RR(\theta)}, \qquad (4.6)$$

où θ est la séparation angulaire. L'estimation de la fonction de corrélation spatiale s'effectue ensuite par déprojection de $w(\theta)$ suivant l'approximation de Limber (1953). Connaissant la distribution en *redshift* n(z), les deux fonctions sont reliées par :

$$w(\theta) = \int_0^{+\infty} \mathrm{d}z \, \left(\frac{\mathrm{d}\chi(z)}{\mathrm{d}z}\right)^{-1} \, n^2(z) \, \int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{d}u \, \xi[r(u,\theta,z)] \,, \tag{4.7}$$

avec

$$r \simeq \sqrt{u^2 + \chi^2(z) \theta^2} \quad \text{(Peebles, 1980)}, \tag{4.8}$$

où $\chi(z)$ est la distance comobile *radiale*, et n(z) la distribution en *redshift normalisée*. Nous rappelons (voir sec. 1.2.5) que $\chi(z)$ dépend de la cosmologie et s'écrit :

$$\frac{\mathrm{d}\chi(z)}{\mathrm{d}z} = \frac{1}{H_0} \frac{c}{E(z)} \,. \tag{4.9}$$

Landy & Szalay (1993) ont montré que l'estimateur simple (eq. 4.6) est biaisé aux grandes échelles et possède une grande variance. Ils ont introduit un estimateur⁵ alternatif pour réduire ces erreurs (Voir aussi Wall & Jenkins, 2003) :

$$w_{LS} = \frac{N_r(N_r - 1)}{N_d(N_d - 1)} \frac{DD}{RR} - \frac{N_r - 1}{N_d} \frac{DR}{RR} + 1, \qquad (4.10)$$

où N_d sont les nombres d'objets des données et N_r le nombre d'objects positionnés aléatoirement (*random*). Nous avons utilisé cet estimateur avec un rapport $N_r/N_n \sim 2$ et construit les catalogues d'objets aléatoires avec une densité constante sur l'ensemble du champ, pour chaque échantillon. Les galaxies et les objets aléatoires dans les zones masquées ont été enlevés de l'échantillon.

Optimisation de la mesure de $w(\theta)$ et des erreurs

La mesure classique de la fonction de corrélation (en comptant une à une toutes les paires) s'avère extrêmement longue dans le cas d'un gros catalogue comme celui du CFHTLS wide (pour deux millions de galaxies, compter un mois de calcul sur une machine de travail). En collaboration avec M. Kilbinger, H. J. McCracken et Y. Mellier, nous avons developpé un code en arbre (swot) pour mesurer la fonction de corrélation angulaire de manière plus rapide. Le code utilise une approximation à grande échelle où des « boîtes » sont corrélées (au lieu des points) si la taille des boîtes est petite devant la distance qui les sépare. Nous avons choisi un angle d'ouverture OA = 0.05, égal au rapport de la taille de la boîte sur la distance) au dessous duquel l'approximation est utilisée. La vitesse du code est de l'ordre de $n \log(n)$, au lieu de n^2 pour un code habituel (pour deux millions de galaxies, le temps de calcul est ramené à une valeur raisonnable de quelques heures). L'intervalle de mesure s'étend de $\theta_{min} = 0.0001 \text{ deg} à \theta_{max} = 10 \text{ deg divisé en 20}$ intervalles logarithmiques.

⁵le « 2 » est omis devant le DR car seule la moitié des paires pour RR et DD est estimée.

L'erreur de Poisson sur le nombre de galaxies et celui des objets aléatoires est une source d'erreur pour $w(\theta)$. Une solution pour réduire l'incertitude sur la mesure de $w(\theta)$ est d'augmenter le nombre d'objets aléatoires, mais la taille des catalogues est limitée par le temps de calcul. Pour obtenir une estimation sur cette erreur nous avons utilisé la méthode « *bootstrap* », qui consiste à tirer aléatoirement (avec remise) le même nombre d'objets, d'estimer w_i puis de calculer l'écart-type entre les tirages :

$$\sigma_{w,poisson}^2 = \frac{1}{N_b - 1} \sum_{N_b} (\langle w \rangle - w_i)^2 \,, \tag{4.11}$$

où N_b est le nombre de tirages ($N_b = 50$ dans notre cas).

Cependant le bruit de Poisson est faible pour les gros échantillions (> 100 000 galaxies) et la source principale d'erreur provient de la variance cosmique et des erreurs de *redshifts* photométriques. Nous avons estimé cette variance directement sur les données en calculant l'écart-type de $w(\theta)$ de champ à champ ; entre D1, D2, D3 et D4 pour le champ deep et entre W1, W2, W3 et W4 pour le champ wide, où nous avons supposé que les champs du wide étaient de même surface :

$$\sigma_{w,erreur}^2 = \frac{1}{N_c - 1} \sum_{N_c} (\langle w \rangle - w_i)^2 , \qquad (4.12)$$

avec N_c , le nombre de champs.

En première approximation cet estimateur inclut toutes les sources d'incertitudes, y compris le bruit de poisson, et nous l'avons donc utilisé comme erreur sur $w(\theta)$ dans la suite de cette étude. Mais, conscients de la faible valeur statistique de notre estimateur, nous avons entrepris une mesure plus rigoureuse des incertitudes, en particulier pour intégrer les effets des variations d'offsets systématiques dans le bilan des erreurs.

4.3.3 Modélisation par une loi de puissance

La fonction de corrélation à deux points des galaxies peut être modélisée par une loi de puissance. Bien que cette fonction ne trouve pas son origine dans les processus physiques qui régissent l'agrégation des galaxies, elle en est cependant une bonne approximation et nous est utile (1) pour évaluer la qualité de nos mesures et (2), pour paramétrer l'agrégation et mesurer les différences entre les populations de galaxies. Nous avons utilisé la paramétrisation classique :

$$\xi(r) = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\gamma}, \qquad (4.13)$$

où r_0 est appelé longueur de corrélation (correlation length) et γ , la pente.

Un autre avantage de la forme en loi de puissance de $\xi(r)$ est que la projection suivant l'équation de Limber peut être calculée analytiquement. Il est alors possible d'exprimer $w(\theta)$ à partir de $\xi(r)$ par :

$$w(\theta) = \frac{\sqrt{\pi}\Gamma[(\gamma - 1)/2]}{\Gamma(\gamma/2)} \int \left(\frac{\mathrm{d}\chi(z)}{\mathrm{d}z}\right)^{-1} \chi^{1-\gamma} n(z) r_0^{\gamma}(z) \,\mathrm{d}z \,\theta^{1-\gamma} \,, \tag{4.14}$$

où Γ est la fonction Gamma. Si l'on suppose r_0 constant dans l'intervalle de redshift

considéré et que l'on écrit $w(\theta)$ sous la forme

$$w(\theta) = A_w \theta^{1-\gamma} \,, \tag{4.15}$$

alors, de (4.14), il nous est possible d'exprimer r_0 à partir de A_w :

$$r_0(\langle z \rangle) = A_w \left[\frac{\sqrt{\pi} \Gamma[(\gamma - 1)/2]}{\Gamma(\gamma/2)} \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{\mathrm{d}\chi(z)}{\mathrm{d}z} \right)^{-1} \chi^{1-\gamma} n(z) \,\mathrm{d}z \right]^{-1}, \qquad (4.16)$$

où n(z) est la distribution en *redshift* photométrique normalisée, dans l'intervalle $z_1 < z < z_2$ et $\langle z \rangle$, le *redshift* moyen de la distribution.

Les paramètres A_w et $1 - \gamma$ sont mesurés par ajustement⁶ de la fonction $w(\theta)$ sur les données dans l'intervalle $0.001 < \theta < 0.1$. Bien que la surface des champs du CFHTLS wide permette d'explorer l'agrégation des galaxies sur de plus grandes échelles, nous avons intentionnellement choisi cette limite supérieure pour pouvoir comparer nos résultats avec la littérature. Le but de cette section est de montrer que la mesure de l'agrégation est correcte. Ensuite, pour notre étude scientifique des propriétés d'agrégation à la section 4.4, le potentiel à grande échelle est pleinement exploité.

4.3.4 Correction de la contrainte integrale (integral constraint)

En raison de la surface finie du champ, la fonction de corrélation est biaisée d'un facteur w_C , appelé « *integral constraint* » :

$$w_{mes}(\theta) = w(\theta) - w_C. \qquad (4.17)$$

En effet le nombre total de paires égale celui des paires aléatoires, alors qu'il ne devrait pas si la densité d'objets varie sur des échelles de la taille du champ. Il est possible de corriger cet effet en écrivant que

$$\iint_{\infty} w(\theta) \,\mathrm{d}\Omega_1 \mathrm{d}\Omega_2 = 0\,. \tag{4.18}$$

et donc

$$w_C = \frac{1}{\Omega^2} \iint w(\theta) \,\mathrm{d}\Omega_1 \mathrm{d}\Omega_2 \,, \tag{4.19}$$

où Ω^2 est la surface du champ. Nous avons utilisé la forme paramétrée de $w(\theta)$ pour évaluer l'integral constraint dans nos données :

$$w(\theta) = A_w \theta^{1-\gamma} - w_C = w(\theta) = A_w (\theta^{1-\gamma} - C), \qquad (4.20)$$

et la constante C est évaluée par intégration monte-carlo sur le nombre de paires aléatoires, ce qui permet de prendre en compte les effets de masque (Roche et al., 2002) :

$$C = \frac{\sum RR(\theta) \,\theta^{1-\gamma}}{\sum RR(\theta)} \,. \tag{4.21}$$

⁶Nous avons utilisé le code d'ajustement par minimisation des moindres carrés de la bibliothèque numérique publique GSL : http://www.gnu.org/software/gsl/



FIG. 4.16 – Fonction de corrélation angulaire $w(\theta)$ mesurée sur les champs du deep (catalogue combiné) dans l'intervalle 0 < z < 0.2. Les barres d'erreur représentent la variation de champ à champ, estimée à partir des quatres champs D1, D2, D3 et D4. La courbe en pointillés noirs est le meilleur ajustement de la fonction $w(\theta) = Aw(\theta^{1-\gamma} - C)$ où C est calculée avec une loi de puissance de pente $1 - \gamma = -0.8$ (en haut) et avec une loi de puissance dont la pente a été estimée sur les données (en bas).

Dans la littérature la valeur $1 - \gamma = -0.8$ est souvent choisie pour le calcul de C, mais nous avons observé que cette valeur peut changer significativement pour certaines populations de galaxies (pour lesquelles γ varie jusqu'à 30 %), alors nous avons utilisé la valeur de γ mesurée sur les données. Pour les quatres champs du deep (4 deg²) et θ en radians, nous avons observé que C pouvait varier de 22 (si mesuré avec $1 - \gamma \sim -0.6$) à 60 ($1 - \gamma \sim -0.8$), comme illustré à la figure 4.16.

- Nous résumons ici la procédure adoptée pour la mesure de ${\cal C}$:
- 1. nous avons ajusté la fonction $w(\theta) = A_{w,0}\theta^{1-\gamma_0}$ sur les données,
- 2. nous avons estimé C par intégration monte-carlo selon (4.21) avec la pente $1-\gamma_0$ calculée à l'étape précédente,
- 3. finalement nous avons ajusté la fonction $w(\theta) = A_w(\theta^{1-\gamma} C)$ et utilisé les paramètres A_w et 1γ pour la déprojection.

Pour θ en radians, les valeurs typiques de C sont ~ 70 pour un champ du deep (1 deg^2) et entre 13 et 20 pour un champ du wide (pour une surface comprise entre 20 deg^2 et 49 deg^2).

4.3.5 Résultats

Nous avons mesuré la fonction de corrélation pour chaque champ du sondage deep (D1,D2,D3 et D4) et du wide (W1, W2, W3 et W4) ainsi que pour le champ combiné du deep (D1+D2+D3+D4) et celui du wide (W1+W2+W3+W4). La



FIG. 4.17 – Fonctions de corrélation angulaire mesurée dans le CFHTLS wide (haut) et deep (bas). Les surfaces des champs du wide sont comprises entre 20 deg^2 et 49 deg² alors que la surface d'un champ du deep est de 1 deg². La courbe en pointillés est la fonction de corrélation mesurée sur les catalogues combinés. Les barres d'erreurs représentent la variation de champ à champ.

fonction de corrélation totale pour chacun des huit champs est montrée à la figure 4.17. Nous avons ensuite calculé la constante C puis ajusté la fonction $w(\theta) = Aw(\theta^{1-\gamma} - C)$ entre $\theta = 0.001 \deg$ et $\theta = 0.1 \deg$ dans le deep et le wide en utilisant comme erreurs la dispersion de champ à champ. En dessous de 0.001 (3.6 "), les effets de confusion des objets (*blending*) faussent la détection et diminue artificiellement le nombre de paires de galaxies. Au dessus de 0.1, le rapport signal sur bruit de $w(\theta)$ dans le deep est trop faible pour une estimation précise des paramètres de corrélation. Nous avons décidé de limiter aussi l'intervalle d'ajustement à $\theta < 0.1$ pour le wide en raison des effets à grandes échelles qui s'écartent d'une simple forme en loi de puissance. Nous verrons à la section suivante que la fonction de corrélation à grande échelle est, au contraire, très bien prédite par le modèle des halos.

Le paramètre r_0 est estimé à partir de l'amplitude A_w et de la pente γ de la fonction de corrélation en utilisant la relation (4.16). En raison de la forte corrélation entre les deux paramètres, nous avons décidé d'estimer les erreurs à partir de la fonction de vraisemblance du χ^2 , calculé sur une grille dans l'espace r_0/γ :

$$\mathcal{L} \propto \exp(-\chi^2/2) \,. \tag{4.22}$$

Nous avons fait varier r_0 dans l'intervalle $0 < r_0 < 10$ et γ dans l'intervalle $1.0 < \gamma < 2.5$. La figure 4.18 montre les résultats pour différents intervalles en *red-shift* dans le deep. Finalement pour estimer l'erreur sur un paramètre, nous avons marginalisé sur l'autre paramètre et calculé les limites inférieure et supérieure pour



FIG. 4.18 – Valeurs du χ^2 provenant de l'ajustement de la fonction en loi de puissance sur la fonction de corrélation à deux points dans le champ deep. Les barres d'erreur utilisées sont celles de la variance champ à champ. Les contours sont calculés pour $\Delta\chi^2 = 2.3$, 6.17 et 11.8, correspondant à 68.3 %, 95.4 % et 99.73 % d'indice de confiance, respectivement.

 $\Delta \chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{min} = 1$, correspondant à 68 % d'indice de confiance (Press et al., 1986). L'intervalle entre les deux limites est pris comme erreur :

$$\sigma_x = \frac{x_{68,sup} - x_{68,inf}}{2} \,. \tag{4.23}$$

Echantillons limités en magnitude apparente

La figure 4.19 montre la fonction de corrélation mesurée dans le deep et le wide pour plusieurs intervalles de *redshift*. La sélection est uniquement basée sur la magnitude apparente des objets. La courbe en pointillés est le meilleur ajustement de la fonction paramétrée $w(\theta)$ et corrigée de la constante C (integral constraint). Les valeurs de r_0 et γ sont données pour le deep limité à $i'_{AB} = 24$, au tableau 4.5 et tracés à la figure 4.20.

L'interprétation de ces résultats est difficile car les échantillons ne sont pas complets et la magnitude absolue varie en fonction du *redshift*. Il est en revanche pertinent de les comparer aux études précédentes. Ainsi la figure 4.20 montre la comparaison avec les résultats de M08, calculés sur les mêmes champs du CFHTLS deep à partir de la version T0003 des données et avec la même magnitude limite. La comparaison est aussi effectuée avec les résultats de Le Fèvre et al. (2005b), où la fonction de corrélation a été mesurée avec les *redshifts* spectroscopiques du VVDS



FIG. 4.19 – Fonctions de corrélation angulaires $w(\theta)$ mesurées sur les champs combinés du deep (en haut) et du wide (en bas) en fonction du *redshift*. Les barres d'erreur représentent la variation de champ à champ, estimé à partir des quatres champs D1, D2, D3 et D4 pour le deep et W1, W2, W3 et W4 pour le wide. La courbe en pointillés noirs est le meilleur ajustement de la fonction $w(\theta) = Aw(\theta^{1-\gamma} - C)$.



FIG. 4.20 – longueur de corrélation r_0 et pente γ de la fonction de corrélation $\xi(r)$ estimées pour le CFHTLS deep limité à $i'_{AB} = 24.0$ et comparées avec les valeurs de Le Fèvre et al. (2005b) et M08. Les barres d'erreur représentent la variance champ à champ (pour cette étude et M08) et ont été estimées sur des simulations pour Le Fèvre et al. (2005b).

deep. Les deux échantillons présentent une sélection similaire (voir les détails dans M08). Les résultats sont cohérents pour γ et r_0 dans les deux cas. Les valeurs sont très proches de M08, comme attendu, et les barres d'erreur sont du même ordre de grandeur de celles de Le Fèvre et al. (2005b), calculées à partir des simulations sur un champ de ~ 1 deg². Tout comme M08, nous notons cependant une différence significative pour r_0 dans l'intervalle 0.2 < z < 0.5 (très prononcée dans notre cas).

Nous concluons que la mesure des paramètres et l'estimation des erreurs sont robustes. Nous avons aussi comparé l'amplitude de $w(\theta)$ avec celle mesurée par Postman et al. (1998) et trouvé un bon accord avec nos mesures.

Types de galaxies

Nous analysons à présent le champ wide avec des échantillons complets, limités en volume. Nous avons coupé l'échantillon en type et magnitude absolue pour différents intervalles de *redshift* (voir le tableau 4.6). Il est difficile d'interprétrer de manière simple l'évolution en *redshift* d'une population puisque la magnitude moyenne augmente avec le *redshift* (l'étude est faite plus bas, avec les échantillons coupés en luminosité), mais nous pouvons comparer la *différence* entre les galaxies rouges et bleues en fonction du *redshift*. Les résultats (fonctions de corrélation et paramètres r_0 et γ) sont montrés à la figure 4.21. Nous remarquons immédiatement que les galaxies rouges sont plus brillantes en moyenne et plus corrélées que les galaxies bleues, sur l'ensemble du domaine en *redshift* couvert. Le biais entre les deux populations (le rapport des fonctions de corrélation, voir sec. 1.4.5) semble diminuer avec le *redshift*.

Enfin grâce à la précision des données, nous constatons que dans certains in-

TAB. 4.5 – Paramètres de la fonction de corrélation mesurés dans le relevé deep. Pour chaque échantillon, nous avons mesuré le *redshift* moyen $\langle z \rangle$ et la magnitude absolue moyenne $\langle M_q \rangle - 5 \log h$.

		1 1	AD		
redshift	$\langle z \rangle$	$\langle M_g \rangle - 5 \log h$	N_{gal}	$r0 \ (h^{-1}{\rm Mpc})$	γ
0.0 < z < 0.2	0.14	-16.44	13345	1.78 ± 0.41	1.60 ± 0.11
0.2 < z < 0.5	0.35	-18.50	53055	3.68 ± 0.40	1.64 ± 0.05
0.5 < z < 0.7	0.60	-19.75	33290	2.74 ± 0.25	1.84 ± 0.06
0.7 < z < 0.9	0.81	-20.37	43445	2.80 ± 0.36	1.76 ± 0.09
0.9 < z < 1.1	1.00	-20.93	28925	2.62 ± 0.18	1.86 ± 0.07
1.1 < z < 1.3	1.18	-21.50	21052	2.36 ± 0.29	1.94 ± 0.11
1.3 < z < 2.1	1.61	-22.01	27467	3.44 ± 0.44	1.78 ± 0.13

Champ deep : $i'_{AB} < 24.0$

tervalles de *redshift* une simple loi de puissance n'est pas complétement appropriée pour ajuster la fonction de corrélation angulaire.

Evolution en redshift

Nous avons pu approndir l'analyse de l'agrégation des galaxies en découpant chaque intervalle de *redshift* en plusieurs intervalles de luminosité. Nous avons fixé à ~ 10 000 le nombre minimum d'objets nécessaire à l'estimation de r_0 et γ . Le tableau 4.7 montre les échantillons constitués pour la mesure des paramètres en fonction du *redshift* et de la luminosité pour les deux populations de galaxies, rouges et bleues. Les résultats montrés à la figure 4.22 confirment que les galaxies rouges sont plus corrélées que les bleues, r_0 et γ étant plus grands sur tout l'intervalle de *redshift* sondé (0.2 < z < 0.9). Pour les galaxies bleues nous remarquons que la longueur de corrélation est plus stable à grand *redshift* (~ 3.5 h¹ Mpc), et γ présente de fortes variations, mais non significatives en comparaison avec les barres d'erreur. Seule la longueur de corrélation pour les galaxies rouges, montrant d'ailleurs peu de variation entre les champs diminue significativement en fonction du *redshift*. Il semble donc que les galaxies rouges aient été moins corrélées dans le passé.

Dépendance en luminosité

A partir des mêmes échantillons construits précédemment (et rappellons-le, décrits au tableau 4.7), nous avons isolé des échantillons coupés en magnitude mais à *redshift* constant. Nous avons pu explorer la dépendance de la corrélation à la luminosité dans un intervalle de *redshift* pour les galaxies bleues et dans deux intervalles de *redshifts* pour les galaxies rouges. Les résultats sont montrés à la figure 4.23. Nous observons à nouveau une corrélation plus forte pour les galaxies rouges. Les valeurs de γ changent significativement en fonction de la luminosité; il est clair que la pente augmente avec la luminosité et cette tendance est bien visible sur la figure 4.23. Il semble que l'agrégation des galaxies rouges très lumineuses soit plus forte aux petites échelles. L'amplitude aux grandes échelles (traduit par r_0 à



FIG. 4.21 – Fonctions de corrélation pour les galaxies rouges et bleues dans le CFHTLS wide. Les échantillons sont coupés en magnitude absolue et donc limités en volume. Haut : fonction de corrélation angulaire mesurée sur le catalogue combiné et barres d'erreur estimées par la variance entre les quatres champs. La coupure en magnitude est indiquée en haut des cadrants. Bas : estimation des paramètres de la fonction de corrélation spatiale pour les mêmes échantillons.



FIG. 4.22 – Evolution en *redshift* de la fonction de corrélation pour les galaxies bleues et rouges. En haut sont tracées les fonctions de corrélation angulaires des deux populations pour trois intervalles de *redshift* à luminosité constante et en bas les paramètres r_0 et γ résultants.

TAB. 4.6 – Echantillons limités en magnitude absolue et découpés selon le type de galaxies : bleu ou rouge. Les résultats sont montrés pour différents intervalles de redshifts. $M'_q = M_g - 5 \log h$.

 M'_q $\langle M'_g \rangle$ N_{gal} $r\overline{0 \ (h^{-1}\mathrm{Mpc})}$ redshift $\langle z \rangle$ γ $M_g < -19.2$ 0.2 < z < 0.50.38 -20.71 $193\,534$ 6.50 ± 0.22 1.78 ± 0.03 $M_g < -20.3$ 0.5 < z < 0.70.61-21.36 $149\,472$ $4.64\,\pm\,0.18$ $1.96\,\pm\,0.03$ $M_g < -21.4$ 0.7 < z < 0.9-22.080.80 $78\,315$ 4.72 ± 0.40 1.96 ± 0.06 0.9 < z < 1.11.00 $M_g < -22.4$ -22.85 $21\,651$ $6.86\,\pm\,0.87$ $1.86\,\pm\,0.09$

Champ wide : galaxies rouges $i'_{AB} < 22.5$

01	• 1	1 •	1 1	•1	· 00 F
Champ	wide .	galaxies	blettes	1'	< 22.5
Champ	wide .	Satarios	bicaco	" A R	< 44.0

				11D		
redshift	$\langle z \rangle$	M'_g	$\langle M'_g \rangle$	N_{gal}	$r0 \ (h^{-1}{\rm Mpc})$	γ
0.2 < z < 0.5	0.40	$M_g < -19.2$	-20.09	284782	3.50 ± 0.11	1.52 ± 0.03
0.5 < z < 0.7	0.61	$M_g < -20.3$	-20.96	193977	3.10 ± 0.16	1.62 ± 0.05
0.7 < z < 0.9	0.81	$M_g < -21.4$	-21.86	79911	3.58 ± 0.33	1.66 ± 0.09
0.9 < z < 1.1	1.02	$M_{g} < -22.4$	-22.75	14712	5.34 ± 0.90	1.42 ± 0.14

 $\theta \sim 1)$ augmente légèrement pour les deux populations en fonction de la luminosité sauf pour les galaxies rouges peu lumineuses pour les quelles la corrélation remonte soudainement. La pente pour les galaxies bleues est plus stable que pour les galaxies rouges mais l'amplitude augmente avec la luminosité.



FIG. 4.23 – Dépendance de la fonction de corrélation à la luminosité des galaxies rouges et bleues. En haut nous avons tracé la fonction de corrélation angulaire pour les deux populations dans un intervalle de *redshift* et pour trois magnitudes différentes. Les résultats pour r_0 et γ sont montrés en bas. Pour les galaxies rouges, nous avons rajouté trois valeurs prises dans un intervalle de *redshift* plus élevé.

ats		
ésult		
es re		
é. L		
losit		
ımir		
en lı		
nce		
nda		
dépe		
t la e		
ift et		
edsh		
en r		
ion		
<i>v</i> olut		
r l'év		
udie		
ır éti		
nod		
ume		
lov 1		
és er	$\log h$	
imite	- 51	
ins li	M_g .	
ltillc	$\frac{1}{g}$	
char	γ . M	
les é	et	
age c	le r_0	
3dno	aur G	
Déc	vale	
- 7 -	ıt la	
B. 4	nner	
$\mathbf{T}_{\mathbf{A}}$	цор	

$_{3} < 22.5$
$^{\prime}AE$
es rouges i
: galaxi
wide
Champ

	8	1.56 ± 0.03	1.72 ± 0.04	1.84 ± 0.06	1.84 ± 0.04	1.94 ± 0.03	1.88 ± 0.18	1.96 ± 0.05	1.84 ± 0.12	1.82 ± 0.14			5	1.50 ± 0.08	1.76 ± 0.09	1.52 ± 0.04	
Champ wide : galaxies rouges $i'_{AB} < 22.5$	$r_0 \; (h^{-1} \mathrm{Mpc})$	9.48 ± 0.30	6.44 ± 0.32	5.86 ± 0.48	4.96 ± 0.24	4.96 ± 0.20	6.48 ± 0.32	4.40 ± 0.25	6.56 ± 1.01	6.78 ± 1.13		as $i^\prime_{AB} < 22.5$	$r_0 \; (h^{-1}\mathrm{Mpc})$	2.40 ± 0.25	2.32 ± 1.08	3.56 ± 0.18	
	N_{gal}	69808	79359	38144	85396	50551	11838	59860	16200	19587			es $i'_{AB} < 22.5$	N_{gal}	103475	12613	190429
	$\langle M'_g angle$	-19.79	-20.83	-21.80	-20.85	-21.83	-22.72	-21.84	-22.74	-22.76				$\langle M_g' \rangle$	-17.75	-19.66	-19.69
	M_g'	$-20.3 < M_g < -19.2$	$-21.4 < M_g < -20.3$	$-22.4 < M_g < -21.4$	$-21.4 < M_g < -20.3$	$-22.4 < M_g < -21.4$	$-23.4 < M_g < -22.4$	$-22.4 < M_g < -21.4$	$-23.4 < M_g < -22.4$	$-23.4 < M_g < -22.4$		imp wide : galaxies bleu	M_g'	$-19.2 < M_g < -16.8$	$-20.3 < M_g < -19.2$	$-20.3 < M_q < -19.2$	
	$\langle z \rangle$	0.37	0.38	0.39	0.61	0.61	0.61	0.80	0.81	1.00		Cha	$\langle z \rangle$	0.15	0.15	0.40	
	redshift	0.2 < z < 0.5	0.2 < z < 0.5	0.2 < z < 0.5	0.5 < z < 0.7	0.5 < z < 0.7	0.5 < z < 0.7	0.7 < z < 0.9	0.7 < z < 0.9	0.9 < z < 1.1			redshift	0.0 < z < 0.2	0.0 < z < 0.2	0.2 < z < 0.5	

 $\begin{array}{c} \pm \ 0.08 \\ \pm \ 0.19 \\ \pm \ 0.07 \\ \pm \ 0.07 \\ \pm \ 0.09 \\ \pm \ 0.12 \\ \pm \ 0.10 \end{array}$

 $\begin{array}{c} 1.60\\ 1.58\\ 1.58\\ 1.60\\ 1.80\\ 1.56\\ 1.54\\ 1.36\end{array}$

 $\begin{array}{c} 3.20 \pm 0.26 \\ 5.24 \pm 1.09 \\ 3.00 \pm 0.18 \\ 3.48 \pm 0.302 \\ 3.52 \pm 0.29 \\ 5.90 \pm 1.053 \\ 5.28 \pm 1.269 \end{array}$

 $\begin{array}{c} 79341\\ 14045\\ 156478\\ 34288\\ 71787\\ 7581\\ 7581\\ 13864\end{array}$

< -21.4

 $\begin{array}{c} 0.41\\ 0.41\\ 0.61\\ 0.61\\ 0.81\\ 0.81\\ 0.81\\ 1.02\end{array}$

0.5 < z < 0.70.7 < z < 0.9

0.7 < z < 0.90.9 < z < 1.1

20.7421.7320.75

< -20.3< -21.4< -20.3

-21.4 < -22.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 < -21.4 <-21.4 < -21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.4 <-21.

 $\begin{array}{l} 0.2 < z < 0.5 \\ 0.2 < z < 0.5 \\ 0.5 < z < 0.7 \end{array}$

 $\omega < M_g$, $< M_g$ $< M_g$

-21.75 -21.76 -22.68 -22.69

< -21.4< -22.4< -22.4

 $\begin{array}{l} -22.4 < M_g < \\ -22.4 < M_g < \\ -23.4 < M_g < \\ -23.4 < M_g < \end{array}$

4.3.6 Résumé

Nous avons montré que notre échantillon était en bon accord avec les études précédentes, dont celle effectuée avec les *redshifts* spectroscopiques très précis du VVDS et l'étude précédente du sondage deep du CFHTLS. Par ailleurs, nous avons pu vérifier que l'estimation des erreurs sur les paramètres r_0 et γ , estimée par la variance champ à champ, était correcte (les conclusions présentées ci-dessous sont similaires à celle de M08).

Pour les galaxies rouges (ou précoces, de forme elliptique) la formation et l'évolution ne sont pas encore totalement comprises. Il semble cependant que ces galaxies puissent être formées par collision puis fusion avec d'autres galaxies. Les galaxies bleues, (ou tardives, appelées aussi galaxies de champ), sont distribuées plus uniformément dans l'espace. Leur forme en général spirale, due à l'effondrement gravitationnel de la matière est très bien expliquée par les simulations. Les galaxies rouges sont donc supposées plus corrélées que les bleues en raison des interactions plus nombreuses avec leurs voisines. En séparant l'échantillon limité en volume, par type de galaxies, il nous a été permis d'étudier la relation entre les galaxies rouges et les galaxies bleues. Nous avons observé une différence significative entre les deux populations, en accord avec les prédictions, l'amplitude de corrélation des galaxies rouges étant en moyenne de 4–6 h⁻¹ Mpc et celle des galaxies bleues de 3–4 h⁻¹ Mpc. Les résultats montrent aussi une réduction de l'écart entre les amplitudes des galaxies rouges et bleues lorsque le *redshift* augmente.

Nous avons ensuite construit des échantillons limités en volume, coupés en magnitude absolue et par intervalle de *redshift*. Le nombre d'objets dans les échantillons va de ~ 10 000 à ~ 200 000. L'évolution en *redshift* a été mesurée pour les galaxies rouges et bleues dans un intervalle de magnitude $-22.4 < M_g - 5 \log(h) < -21.4$. Le premier constat est que l'évolution en *redshift* est relativement constante pour les deux types de galaxies dans l'intervalle 0.2 < z < 0.9. L'amplitude et la pente des galaxies rouges est supérieure en tout point à celles des bleues. On observe une diminution de l'amplitude en fonction du *redshift* pour les galaxies rouges. Cela serait compatible avec un scénério où les galaxies rouges se forment par collision de galaxies spirales. Le nombre de galaxies elliptiques, et leur corrélation, serait donc croissant à mesure que le *redshift* diminue. L'amplitude de corrélation pour les galaxies bleues diminue à bas *redshift* puis devient constante à haut *redshift*. Nous resterons cependant prudents sur l'interprétation de la corrélation des galaxies bleues en raison des larges incertitudes sur r_0 à bas *redshift*.

La dépendance de la corrélation à la luminosité montre des caractéristiques plus complexes. L'amplitude de corrélation et la pente pour les galaxies bleues augmentent faiblement avec la luminosité dans l'intervalle $-19 < M_g - 5 \log(h) <$ -22. Pour les galaxies rouges nous avons montré les résultats pour deux intervalles de redshifts 0.2 < z < 0.5 et 0.5 < z < 0.7, ce qui nous a permis de couvrir l'intervalle $-19 < M_g - 5 \log(h) < -23$ en magnitude absolue. Nous avons observé une augmentation de la corrélation pour les galaxies rouges (pente et amplitude) en fonction de la luminosité à haut redshift mais une augmentation soudaine de l'amplitude de corrélation à bas redshift pour les galaxies moins lumineuses. Ces objets pourraient appartenir aux amas de galaxies, où des galaxies satellites, rouges et petites se formeraient dans l'amas (voir discussion dans M08).

4.4 Modèle de distribution d'occupation des halos

Le modèle utilisé précédemment ne semble pas s'accorder parfaitement avec la fonction de corrélation des galaxies sur toutes les échelles. Le modèle de *distribution d'occupation des halos* (Halo Occupation Distribution, HOD) représente une alternative prométeuse à la fonction en loi de puissance pour décrire l'agrégation des galaxies. Bien que empirique, il inclut cependant les résultats obtenus par les simulations et la théorie de croissance des structures. Dans ce modèle, la contribution des galaxies à la fonction de corrélation est divisée en deux parties. L'une provient de l'agrégation des galaxies au sein des halos de matière noire et l'autre de la corrélation entre les halos. Nous appliquons dans cette section le modèle HOD aux données du CFHTLS.

4.4.1 Cadre théorique

Les halos de matière noire

Le modèle des halos (Neyman & Scott, 1952; Scherrer & Bertschinger, 1991) est une représentation réaliste de la distribution en matière noire dans l'Univers (pour une revue détaillée, voir Cooray & Sheth, 2002). Dans ce modèle, les halos se forment par effondrement gravitationnel suivant les fluctuations de densité dans l'Univers. Les halos peuvent alors entrer en collision puis grandir en fonction du temps; ce modèle d'évolution de bas en haut (de petit halos vers de plus gros) est appelé « bottom-up ». Il est alors possible de décrire la distribution spatiale de matière noire par la fonction de masse des halos (le nombre de halos en fonction de leur masse), le profile de densité et le facteur de biais (*biaising*, qui mesure la différence d'amplitude des fluctuations de densité dans cette étude est celui de Navarro, Frenk et White (NFW, Navarro et al., 1997) et la fonction de masse des halos est celle de Sheth & Tormen (1999). Les paramètres sont ajustés par les simulations numériques dans le cas d'un Univers ACDM.

Nous savons que les halos habritent les galaxies qui se forment dans les puits de potentiel de matière et évoluent au sein des halos. Il nous restent donc deux ingrédients à évoquer pour compléter notre modèle HOD, le nombre moyen de galaxies par halo et leur distribution à l'intérieur du halo. Ces quantités sont l'élement central de la paramétrisation HOD. Alors que les fonctions qui décrivent la distribution de halo ne dépendent que de la cosmologie, l'agrégation des galaxies dépend certainement du type, de la taille et de l'évolution. Par conséquent si nous supposons une cosmologie, ce modèle se révèle être un outil remarquable pour contraindre les modèles de formation et d'évolution des galaxies. La modélisation adoptée ici est identique à celle de Hamana et al. (2004). Elle est basée sur les travaux de Berlind & Weinberg (2002), Bullock et al. (2002) et Moustakas & Somerville (2002).

La distribution des galaxies

Le modèle de distribution d'occupation des halos repose sur la description de la répartition des galaxies dans les halos. Nous suppons ici que la densité de galaxies suit le profil de densité de la matière, soit un profil NFW. Elle est alors reliée à la
fonction de masse des halos par l'équation suivante :

$$n_{g,z} = \int_{M_{min}}^{\infty} \mathrm{d}M n_{halo}(M, z) N_g(M) \,, \tag{4.24}$$

où n_{halo} est la fonction de masse des halos de Sheth & Tormen (1999). Nous décrivons la distribution des galaxies selon Bullock et al. (2002), où le nombre de paires dans un halo suit la forme empirique suivante :

$$\langle N_g(N_g-1)\rangle(M) = \begin{cases} N_g^2(M) & \text{si } N_g > 1, \\ N_g^2(M) \log[4N_g(M)]/\log 4 & \text{si } 0.25 < N_g(M) < 1, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases}$$
(4.25)

Cela signifie que la distribution de galaxies est supposée aléatoire au sein du halo et que la dispersion est poissonienne pour $N_g(M) > 1$ et inférieure pour $N_g(M) < 1$. Enfin, le nombre moyen de galaxies par halo est paramétré en fonction de la masse du halo M selon :

$$N_g(M) = \begin{cases} (M/M_1)^{\alpha} & \text{si } M > M_{min}, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases}$$
(4.26)

où M_{min} représente la masse minimum du halo pour qu'une galaxie puisse s'y former, alors que la normalisation M_1 est la masse caractéristique au dessus de laquelle le halo peut loger plus d'une galaxie. La pente α traduit la dépendance de la formation galactique à la masse du halo.

Les simulations numériques montrent que la taille des halos est souvent bien inférieure à la distance qui les sépare. Ainsi l'agrégation des galaxies peut être décomposée en une contribution intra-halo, dominée par les interactions entre galaxies, et un terme inter-halo, dominé par les fluctuations de matière noire à grande échelle. La fonction de corrélation qui en résulte montre deux régimes intervenant à des échelles différentes. L'amplitude à grande échelle (plusieurs Mpc) dépend essentiellement de la masse des halos, donc de M_{min} , mais augmente avec α . A petite échelle, l'amplitude dépend de M_{min} , M_1 et de α , de manière plus complexe. La pente à petite échelle dépend fortement de α . La figure 4.24 montre les deux termes qui composent la fonction de corrélation et l'influence des paramètres M_1 , M_{min} et α sur l'amplitude et la pente.

Modélisation de la fonction de corrélation angulaire

Pour modéliser la fonction de corrélation à deux points, nous écrivons le spectre de puissance des galaxies. Celui se compose du spectre issu des paires à l'intérieur du halo (terme intra-halo) et celui des paires entre les halos (terme inter-halo) :

$$P_g(k) = P_q^{1h}(k) + P_q^{2h}(k).$$
(4.27)

Le terme inter-halo est calculé à partir du spectre de puissance de la matière $P_{lin}(k)$ (Smith et al., 2003) et du facteur de biais des halos b(M). Comme nous avons supposé que la distribution des galaxies suivait simplement celle de la densité



FIG. 4.24 – Fonction de corrélation angulaire à deux points des galaxies, calculée dans le cadre du modèle de distribution d'occupation des halos. Les trois cadrants montrent l'influence des paramètres M_1 (en haut à gauche), M_{min} (en haut à droite) et α (en bas). Figures extraites de Hamana et al. (2004).

des halos, il vient (Seljak, 2000) :

$$P_g^{2h}(k) = P_{lin}(k) \left[\frac{1}{n_{g,z}} \int dM \, n_{halo}(M) \, N_g(M) \, b(M) \, y(k,M) \right]^2 \,, \tag{4.28}$$

où y(k, M) est la transformée de Fourier du profil de masse normalisé des halos $y(k, M) = \tilde{\rho}(k, M)/M$, et $\rho(r, M)$, le profil NFW.

Le terme intra-halo est donné par :

$$P_g^{1h}(k) = \frac{1}{(2\pi)^3 n_{g,z}^2} \int dM \, n_{halo}(M) \, \langle N_g(N_g - 1) \rangle(M) \, |y(k,M)|^p \,, \tag{4.29}$$

où p = 2 pour $\langle N_g(N_g - 1) \rangle > 1$ et p = 2 pour $\langle N_g(N_g - 1) \rangle < 1$ (Seljak, 2000).

Finalement, la fonction de corrélation angulaire s'obtient en projetant la transformée de Fourier du spectre de puissance total des galaxies (Limber, 1953) :

$$w(\theta) = \int \mathrm{d}r q^2(r) \int \frac{\mathrm{d}k}{2\pi} \, k \, P_g(k,r) \, J_0(f_k(r)\theta k) \,, \qquad (4.30)$$

où q(r) est la fonction de sélection normalisée et $J_0(x)$, la fonction de Bessel à l'ordre zero, avec, dans notre cas (Univers plat), $f_k(r) = r(z)$, la distance comobile radiale. La densité de galaxies est calculée suivant :

$$n_g = \frac{\int \mathrm{d}z \left[\mathrm{d}V(r)/\mathrm{d}z \right] q(r) n_{g,z}(r)}{\int \mathrm{d}z \left[\mathrm{d}V(r)/\mathrm{d}z \right] q(r)} \,, \tag{4.31}$$

avec

$$\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}z} = r^2(z)\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}z}\,,\tag{4.32}$$

le volume comobile par unité d'angle solide. Par ailleurs nous introduisons les quantités physiques suivantes, pour lesquelles nous pourrons poser des contraintes à partir des paramètres HOD mesurés. La masse moyenne des halos

$$\langle M \rangle = \frac{\int_{M\min}^{\infty} \mathrm{d}M \, M \, N_g(M) \, n_{halo}(M)}{\int_{M\min}^{\infty} \mathrm{d}M \, N_g(M) \, n_{halo}(M)}, \tag{4.33}$$

et le nombre moyen de galaxies par halo

$$\langle N_g \rangle = \frac{\int_{M\min}^{\infty} \mathrm{d}M \, N_g(M) \, n_{halo}(M)}{\int_{M\min}^{\infty} \mathrm{d}M \, n_{halo}(M)} \,. \tag{4.34}$$

4.4.2 Résultats

Cette étude présente les résultats préliminaires de la mesure des paramètres HOD dans le CFHTLS wide. Nous avons utilisé les échantillons limités en volume et découpés en intervalles de *redshift* et de luminosité décrit précédemment. La mesure de $w(\theta)$ est identique à la section précédente, mais dans cette section l'ajustement de la fonction de corrélation est réalisé dans l'intervalle $0.001 < \theta < 1.0$. En effet le modèle des halos nous permet d'explorer les grandes échelles sur lesquelles nous avons mesuré l'agrégation des galaxies.

Nous avons adopté la formulation de Hamana et al. (2004) pour l'expression

du χ^2 :

$$\chi^2(M_{min}, M_1, \alpha) = \sum_{\theta_{bin}} \frac{[\omega^{obs}(\theta_{bin}) - \omega^{model}(\theta_{bin})]^2}{\sigma_w^2(\theta_{bin})} + \frac{[\log n_g^{obs} - \log n_g^{model}]}{\sigma_{\log n_g}^2},$$
(4.35)

où la densité de galaxies est prise logarithmiquement car le nombre de galaxies et la masse M_1 sont reliés par une loi de puissance. σ_w est l'erreur sur $w(\theta)$ estimée à partir de la variance champ à champ entre W1, W2, W3 et W4. $\sigma_{\log n_g}^2$ est l'erreur sur la densité de galaxies dans l'échantillon, aussi évaluée à partir de la variance de champ à champ du nombre de galaxies.

La figure 4.25 montre les résultats obtenus en calculant le meilleur ajustement du χ^2 pour les paramètres pris dans les intervalles suivants :

$$10 < \log(M_{min}) < 13 \quad (\Delta_{\log(M_{min})} = 0.1)$$
(4.36)

$$12 < \log(M_1) < 15 \quad (\Delta_{\log(M_{min})} = 0.1$$
(4.37)

$$0.2 < \alpha < 1.5 \quad (\Delta_{\alpha} = 0.05), \qquad (4.38)$$

L'unité des masses est $h^{-1}M_{\odot}$. Les paramètres M_{min} , M_1 et α sont donnés pour la meilleure valeur du χ^2 et les erreurs sont évaluées en marginalisant la vraisemblance sur les deux autres paramètres, puis en calculant les limites inférieure et supérieure pour $\Delta \chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{min} = 9$, correspondant à 99.73 % d'indice de confiance. L'intervalle entre les deux limites est finalement pris comme estimation de l'erreur :

$$\sigma_x = \frac{x_{99,sup} - x_{99,inf}}{2} \,. \tag{4.39}$$

Types de galaxies

De même qu'à la section précédente avec l'étude de la fonction de corrélation en loi de puissance, nous commençons notre analyse par la comparaison entre types de galaxie. Les paramètres de la distribuion des galaxies dans les halos ont été mesurés pour plusieurs intervalles de *redshift* complets, limités en volume. Les résultats sont montrés au tableau 4.8 et tracés à la figure 4.26.

Nous constatons avant tout le bon accord général entre la fonction de corrélation angulaire mesurée et celle estimée du modèle de distribution d'occupation des halos ($0.5 < \chi^2/dof < 4.0$). Le comportement à grande échelle semble très bien correspondre aux prédictions d'agrégation des halos de matière noire prévu par la théorie et les simulations. Le différence à petite échelle est plus marquée, où le modèle sous-estime systématiquement l'amplitude de l'agrégation. Puisque nous n'avons pas introduit de composante pour les galaxies satellites dans notre modèle, il se peut que la différence provienne du manque d'agrégation dans le modèle à ces échelles.

Nous observons une forte augmentation de la masse des halos avec le *redshift*; l'explication réside sans doute dans l'augmentation de la luminosité moyenne des échantillons (voir plus bas), mais l'interprétation reste limitée en raison de l'évolution en *redshift*. Une caractéristique remarquable est la différence de masse des halos qui habritent les galaxies rouges et bleues. Nous observons que la masse minimum des halos contenant les galaxies rouges est supérieure à celle des galaxies



FIG. 4.25 – Valeurs du χ^2 ajustées sur la fonction de corrélation à deux points mesurée dans le CFHTLS wide (la selection ici est : $i'_{AB} < 22.5$, 0.5 < z < 0.7 et $M_g < -20.3$). Les contours sont tracés pour $\Delta \chi^2 = 2.3$, 6.17 et 11.8, correspondant aux intervalles de confiance à 68 %, 95.4 % et 99.73 %. La vraisemblance, à partir de laquelle nous avons estimé l'erreur, est montrée pour chaque paramètre après marginalisation sur les deux autres.



FIG. 4.26 – Paramètres HOD (à droite) pour les galaxies rouges et bleues à différents *redshifts*, et paramètres physiques dérivés pour les halos (à gauche). Les échantillons sont coupés en luminosité absolue. Les masses sont données en unité logarithmique de $h^{-1}M_{\odot}$. b(M) représente le biais de la matière noire et b(gal) le biais des galaxies.

bleues, parfois de deux ordres de grandeur. Cela signifie qu'il faut des halos plus massifs pour accueillir les galaxies rouges. Si l'on suppose que les galaxies rouges sont formées par fusion entre au moins deux galaxies, il est donc logique qu'elles se trouve dans des halos plus gros, initialement occupés par plus d'une galaxie (donc supérieur à M_{min}). Ce résultat n'est pas surprenant sachant que les deux populations présentent une corrélation différente.

Nous remarquons que la densité d'objets est systématiquement surestimée $(n_{gal} < n_{gal,model})$ alors que les barres d'erreur sont sous-estimées, en particulier pour les galaxies bleues. Les erreurs systématiques des *redshifts* photométriques pourraient être à l'origine de cette incertitude. Une investigation plus précise sur l'erreur de la densité de galaxies est nécessaire.

es dans les halos pour les échantillons du CFHTLS wide limités en	tion de vraisemblance sur les deux autres paramètres, où les erreurs	t données en unité logarithmique de $h^{-1}M_{\odot}$.
TAB. 4.8 – Paramètres α , M_{min} et M_1 de la distribution des g	volume. Les incertitudes sont mesurées par marginalisation de la	sur $w(\theta)$ proviennent de la variance champ à champ. Les masses

		G	hamp wide : gala	xies rouges i'_{\downarrow}	$_{MB} < 22.5$		
redshift	$\langle z \rangle$	$M_g - 5\log h$	$\langle M_g angle - 5 \log h$	$n_{gal} imes 1000$	σ	M_{min}	M_1
0.0 < z < 0.2	0.15	$M_g < -16.8$	-18.99	1.21 ± 0.14	0.87 ± 0.14	10.97 ± 0.31	13.44 ± 0.33
0.2 < z < 0.5	0.38	$M_{g} < -19.2$	-20.71	2.21 ± 0.25	0.88 ± 0.10	10.83 ± 0.64	13.14 ± 0.30
0.5 < z < 0.7	0.61	$M_g < -20.3$	-21.36	0.84 ± 0.03	0.72 ± 0.16	11.70 ± 0.35	13.52 ± 0.14
0.7 < z < 0.9	0.80	$M_g < -21.4$	-22.08	0.34 ± 0.04	0.28 ± 0.26	12.40 ± 0.35	13.90 ± 0.63
0.9 < z < 1.1	1.00	$M_g < -22.4$	-22.85	0.08 ± 0.01	0.33 ± 0.43	12.80 ± 0.44	14.41 ± 0.26
		C	hamp wide : gala	xies bleues i'_{A}	$_B < 22.5$		
redshift	$\langle z \rangle$	$M_g - 5 \log h$	$\langle M_g angle - 5 \log h$	$n_{gal} \times 1000$	α	M_{min}	M_1
0.0 < z < 0.2	0.15	$M_g < -16.8$	-18.04	6.18 ± 0.27	0.20 ± 0.03	10.90 ± 0.106	14.60 ± 0.31
0.2 < z < 0.5	0.40	$M_g < -19.2$	-20.09	2.78 ± 0.14	0.58 ± 0.17	10.52 ± 0.579	13.45 ± 0.24
0.5 < z < 0.7	0.61	$M_g < -20.3$	-20.96	1.16 ± 0.04	0.75 ± 0.12	10.32 ± 0.378	13.75 ± 0.13
0.7 < z < 0.9	0.81	$M_{g} < -21.4$	-21.86	0.31 ± 0.01	0.76 ± 0.30	11.12 ± 0.461	14.17 ± 0.26
0.9 < z < 1.1	1.02	$M_{g}^{-} < -22.4$	-22.75	0.06 ± 0.01	0.54 ± 0.40	12.60 ± 1.268	14.65 ± 0.24

Evolution en redshift

Les échantillons sont coupés en *redshift* et en luminosité, et nous donnons les résultats au tableau 4.9. La figure 4.27 montre l'ajustement des paramètres HOD sur la fonction de corrélation pour plusieurs intervalles de *redshifts*. Les valeurs des paramètres et des quantités physiques dérivées sont tracées à la figure 4.28.

La différence pour M_{min} se confirme immédiatement entre les galaxies rouges et bleues. Les échantillons sont rigoureusement sélectionnés de la même manière et il est donc evident que les données favorisent des halos plus massifs pour les galaxies rouges. L'évolution en *redshift* est plus difficile à observer et les paramètres montrent des effets contractictoires. Il est possible que les fortes dégénérescences entre les paramètres causent de fausses estimations des paramètres. En conformité avec les prévisions des simulations numériques, nous constatons une augmentation de la masse moyenne des halos avec le temps. Ce résultat demande l'évaluation des incertitudes sur la paramètres physiques et doit donc être pris avec grande précaution.

Nous constatons à nouveau que la densité de galaxies bleues est surestimée.

umètres	
des para	
minosité	
nce en lu	
lépendar	$I_{\odot}.$
<i>ift</i> et la c	de $h^{-1}N$
en redsh	hmique
volution	é logarit
udier l'é	s en unit
e pour ét	donnée
a volume	sses sont
limités ei	Les ma
ntillons l	LS wide.
des écha:	CFHTI
soupage ($\frac{1}{1}$ dans le
1.9 - Déc	$_{vin}$ et M_{-}
TAB. 4	α, M_m

modebift	/~/	Uham M 510m b	$\frac{p \text{ wide : galaxies}}{\sqrt{M} \sqrt{5 \log h}}$	rouges $i'_{AB} < $	22.5	. 11	M.
ifuspal	$\langle z \rangle$	$M_g = 0.00 h$	$\langle Mg \rangle = 0 \log n$	$n_{gal} \times 1000$	α	Mmin	1M1
0.2 < z < 0.5	0.39	$-22.4 < M_g < -21.4$	-21.80	0.42 ± 0.05	0.55 ± 0.28	12.40 ± 0.52	14.15 ± 0.20
0.5 < z < 0.7	0.61	$-21.4 < M_g < -20.3$	-20.85	0.49 ± 0.03	0.70 ± 0.17	11.80 ± 0.44	13.78 ± 0.20
0.5 < z < 0.7	0.61	$-22.4 < M_g < -21.4$	-21.83	0.28 ± 0.01	0.28 ± 0.11	12.35 ± 0.93	13.95 ± 0.58
0.5 < z < 0.7	0.61	$-23.4 < M_g < -22.4$	-22.72	0.06 ± 0.01	0.98 ± 0.17	11.60 ± 0.29	14.44 ± 0.24
0.7 < z < 0.9	0.80	$-22.4 < M_g < -21.4$	-21.84	0.27 ± 0.02	0.28 ± 0.20	12.40 ± 0.29	14.11 ± 0.60
		Cham	p wide : galaxies	bleues $i'_{AB} <$	22.5		
redshift	$\langle z \rangle$	$M_g - 5 \log h$	$\langle M_g angle - 5 \log h$	$n_{gal} imes 1000$	σ	M_{min}	M_1
0.2 < z < 0.5	0.41	$-22.4 < M_g < -21.4$	-21.73	0.14 ± 0.02	0.53 ± 0.32	12.32 ± 1.16	14.68 ± 0.21
0.5 < z < 0.7	0.61	$-21.4 < M_g < -20.3$	-20.75	0.96 ± 0.04	0.75 ± 0.14	10.32 ± 0.49	13.89 ± 0.17
0.5 < z < 0.7	0.61	$-22.4 < M_g < -21.4$	-21.75	0.19 ± 0.00	0.90 ± 0.14	10.30 ± 0.67	14.36 ± 0.21
0.5 < z < 0.7	0.62	$-23.4 < M_g < -22.4$	-22.67	0.01 ± 0.00	1.07 ± 0.12	10.00 ± 0.88	15.00 ± 0.11
0.7 < z < 0.9	0.81	$-22.4 < M_g < -21.4$	-21.76	0.28 ± 0.01	0.81 ± 0.14	10.63 ± 0.41	14.27 ± 0.17

Dépendance en luminosité

Nous avons finalement étudié la dépendance en luminosité pour un intervalle de *redshift* donné. Les fonctions de corrélations sont tracées à la figure 4.29 et les paramètres HOD et physiques sont montrés à la figure 4.30.

De gros halos pour les galaxies rouges sont aussi observés dans ce cas. La différence est significative pour tous les paramètres et pour tout l'intervalle de magnitude $-20 < M_g < -23$. Elle est surtout prononcée pour M_{min} comme nous l'avons remarqué dans les autres échantillons.

De plus, une valeur moins élevée de α implique que pour un même nombre de galaxies, le halo qui les habrite doit être plus massif que si α était plus grand. Dans un modèle où les galaxies fusionnent avec le temps, il est cohérent de trouver moins de galaxies rouges que de galaxies bleues dans un halo de même masse.

L'évolution en luminosité est significative. Les paramètres α et M_1 sont les plus sensibles à la luminosité. La masse moyenne des halos confirme que plus les galaxies sont lumineuses, plus les halos qui les habritent sont massifs.

De la figure 4.30, nous confirmons le désaccord observé entre le modèle et la fonction de corrélation angulaire aux petites échelles, pour les deux types de galaxies. Il semble que le modèle ait des difficultés pour recréer l'agrégation de ces galaxies. L'introduction d'une composante pour les galaxies satellites dans notre modèle pourrait aider à affiner le résultat aux petites échelles.

4.4.3 Résumé

Nous avons mesuré la fonction de corrélation angulaire dans le CFHTLS wide et montré que le modèle de distribution d'occupation des halos était bien adapté à sa modélisation, bien qu'il échoue à reproduire l'agrégation à petite échelle. La valeur de α mesurée est comprise entre 0.28 à 1.7 et la masse M_{min} est comprise entre $\sim 10^{10}$ et $\sim 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$, alors que la masse M_1 est comprise entre $\sim 10^{13}$ et $\sim 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$. Par la séparation de notre échantillon en galaxies rouges et bleues, nous avons constaté que les galaxies rouges occupaient des halos plus massifs, parfois jusqu'à 10 fois plus gros que ceux des galaxies bleues. En particulier la contrainte sur la masse minimum M_{min} implique qu'elle doit être plus importante pour les galaxies rouges, ce qui est compatible avec un scénario de formation par fusion. Par ailleurs, nous avons mesuré une augmentation de la taille des halos avec la luminosité des galaxies. L'évolution en *redshift* est plus incertaine. Nous avons pu mesurer une augmentation de la masse moyenne des halos mais ce résultat reste incertain tant que nous n'aurons pas estimé précisément les incertitudes.



FIG. 4.27 – Evolution en *redshift* de la fonction de corrélation angulaire pour le CFHTLS wide dans l'intervalle -22.4 < Mg < 20. La courbe superposée correspond au meilleur ajustement des paramètres HOD, où la courbe en pointillés représente le terme intra-halo et la courbe en tirets, le terme inter-halo.



FIG. 4.28 – Evolution en *redshift* des paramètres α , M_{min} et M_1 de la distribution des galaxies dans les halos pour les échantillons du CFHTLS wide. Les incertitudes sont mesurées par marginalisation de la fonction de vraisemblance sur les deux autres paramètres, où les erreurs sur $w(\theta)$ proviennent de la variance champ à champ. Les masses sont données en unité logarithmique de $h^{-1}M_{\odot}$. b(M) représente le biais de la matière noire et b(gal) le biais des galaxies.



FIG. 4.29 – Dépendance en luminosité de la fonction de corrélation angulaire pour le CFHTLS wide dans l'intervalle 0.5 < Mg < 0.7. La courbe superposée correspond au meilleur ajustement des paramètres HOD, où la courbe en pointillés représente le terme intra-halo et la courbe en tirets, le terme inter-halo.



FIG. 4.30 – Dépendance en luminosité des paramètres α , M_{min} et M_1 de la distribution des galaxies dans les halos pour les échantillons du CFHTLS wide. Les incertitudes sont mesurées par marginalisation de la fonction de vraisemblance sur les deux autres paramètres, où les erreurs sur $w(\theta)$ proviennent de la variance champ à champ. Les masses sont données en unité logarithmique de $h^{-1}M_{\odot}$. b(M)représente le biais de la matière noire et b(gal) le biais des galaxies.

Chapitre 5

Le relevé spectroscopique VIPERS

N otre étude se poursuit avec la description du relevé spectroscopique VIPERS, pour lequel j'ai activement participé. Le sondage s'inscrit dans la continuité des relevés du VVDS, avec le même instrument, VIMOS, au télescope VLT. Il adopte la même magnitude limite que le VVDS F22 ($i'_{AB} < 22.5$) mais sur une surface environ six fois plus grande et répartie sur deux champs indépendants. De plus les objets sont sélectionnés à z > 0.5 et l'échantillon ne contient pas (ou très peu) d'étoiles. La stratégie d'observation de l'instrument VIMOS a été optimisée pour atteindre un taux d'échantillonnage de 50% des cibles à $i'_{AB} < 22.5$. Dans la section 5.1 nous présenterons le sondage et les objectifs scientifiques. Nous décrirons la préparation du relevé à la section 5.2. Les catalogues du CFHTLS ont été utilisés pour la sélection des sources et l'expérience des *redshifts* photométriques a permis une sélection précise et robuste des galaxies à observer.

5.1 Présentation

5.1.1 Stratégie d'observation

Le VIMOS Public Extragalactic *redshift* Survey (VIPERS¹, PI : Luigi Guzzo) est un grand sondage spectroscopique en cours d'observation au VLT. Il fait partie des grands programmes d'observation de l'Observatoire Austral Européen (European Southern Observatory, ESO). La collaboration regroupe 44 membres répartis dans 12 instituts en Italie, en France, en Allemagne, au Royaume-Uni, en Pologne et aux États-Unis.

Le but du projet est de réaliser un sondage spectroscopique sur une grande surface (24 deg²) mais avec la même profondeur que le VVDS F22 ($i'_{AB} < 22.5$), profitant de la grande capacité d'acquisition de *redshifts* (*multiplex capacity*) du spectrographe VIMOS (VIsible Multi-Object Spectrograph, voir fig. 5.1). A basse résolution ($R \sim 200$), l'instrument est capable d'observer plusieurs centaines d'objets dans son champ de vision. Ainsi chaque pointé ne nécessite qu'un seul passage du spectrographe (au total le champ compte 288 pointés de VIMOS). En améliorant la correction des franges, Scodeggio et al. (2009) ont montré qu'il était

¹http://vipers.lambrate.inaf.it



FIG. 5.1 – Champ de vue de l'instrument VIMOS. Source : collaboration VIPERS.

possible d'augmenter le nombre de cibles. Le taux d'échantillonage des objets, après sélection, est de 50% et le nombre total de *redshifts* observés sera d'environ $100\,000$.

La stratégie adoptée est de maximer le nombre de galaxies à grand *redshift*. Ainsi la sélection des sources a été faite en éliminant au maximum les étoiles et en réalisant une coupure en couleur (voir fig. 5.2) pour choisir les sources dans l'intervalle 0.5 < z < 1.2. Les objets ont été sélectionnés à partir des catalogues photométriques du CFHTLS. Le relevé est divisé en deux champs indépendants couvrant une partie du champ W1 du CFHTLS ($2 \times 8 \text{ deg}^2$) et l'autre couvrant une partie du champ W4 ($2 \times 4 \text{ deg}^2$).

5.1.2 Objectifs scientifiques

Les applications scientifiques de VIPERS sont nombreuses. Comme les précédents relevés spectroscopiques, il profitera d'un échantillon profond d'objets permettant l'étude de l'évolution et de la formation des galaxies et, en raison de la grande couverture angulaire, il sera possible de sonder les grandes structures dans l'Univers. Voici une liste des projets prévus avec VIPERS :

– mesure du taux de croissance des structures par les distortions redshift/espaceréel (redshift/space distortions). La méthode comprend la mesure de la fonction de corrélation à deux points et des distortions dans l'espace des redshiftscausées par les vitesses propres des galaxies. Guzzo et al. (2008) ont montré qu'il était possible d'en extraire des informations sur les paramètres cosmologiques à partir du paramètre de compression β (voir fig. 5.3). Comme la précision sur β est inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre



FIG. 5.2 – Sélection en couleur (r' - i') en fonction de $u^* - g$ des sources pour maximiser l'observation des galaxies dans l'intervalle 0.5 < z < 1.2. Source : O. Ilbert/collaboration VIPERS.

d'objets, le volume sondé par VIPERS devrait reduire par trois les incertitudes sur les paramètres,

- agrégation des galaxies :
 - évolution du spectre de puissance en fonction du *redshift*,
 - taux d'agrégation des galaxies en fonction du type
 - étude des modèles de population des halos (Halo Occupation Distribution),
- biais galaxies/matière noire,
- amas de galaxies,
- évolution des galaxies et lien avec leur environnement,
- galaxies rares (très brillantes) et leur fonction de luminosité,
- études des AGNs et QSOs,
- cisaillement gravitationnel (calibration des *redshifts* photométriques),
- etc.

5.2 Sélection des cibles

5.2.1 Catalogues photométriques

Les cibles spectroscopiques à observer ont été sélectionnées dans les catalogues photométriques du CFHTLS produits par TERAPIX, correspondant à la version T0005 des données. L'objectif de cette opération est (1) de profiter de la précision astrométrique des catalogues de TERAPIX et (2) de pouvoir réaliser une sélection en couleur pour maximiser le nombre de galaxies dans l'intervalle 0.5 < z < 1.2. Les sources sont observées dans l'intervalle $17.5 < i'_{AB} < 22.5$.

Les catalogues photométriques ont été assemblés par Luigi Guzzo, Paolo Franzetti et Marco Scodeggio. Un catalogue par champ a été créé (un pour W1 et un pour W4). Une attention particulière a été donnée pour les objets situés dans les zones de recouvrement des sous-champs adjacents. Pour ne pas sélectionner deux



FIG. 5.3 – Estimation du taux de croissance des structures par la méthode des distortions *redshift*/espace réel. Gauche : valeur du taux de croissance mesuré par le paramètre de distortion β et relié au le biais linéaire b_L par $f = \beta b_L$ (Guzzo et al., 2008). Droite : fonction de corrélation dans l'espace des *redshifts* estimée, pour le relevé VIPERS (source : site Internet VIPERS).

fois le même objet, la procédure suivante a été adoptée. Les bords sont masqués pour éliminer les fausses détections (voir fig. 5.4), alors que dans la bande centrale contenant les objets en commun (large d'environ 30''), l'objet du catalogue avec les meilleures caractéristiques est choisi :

- celui avec le plus petit marqueur photométrique (\equiv flag TERAPIX) est choisi (cela favorise les galaxies non masquées ou non confondues avec d'autres objets),
- sinon, si la différence de magnitudes est faible ($\Delta_{i_{AB}} < 0.3$), les deux objets sont considérés comme identiques et le premier est pris arbitrairement,
- sinon, celui qui est le plus éloigné du bord est choisi.

L'assemblage se fait horizontalement dans un premier temps, puis les bandes sont assemblées verticalement dans un second temps.

Les magnitudes sont corrigées de l'extinction Galactique E_{B-V} (donnée pour chaque objet) avec les coefficients suivants ($m_{corr} = m_{obs} - \text{coeff}(\text{filtre}) \times E_{B-V}$) :

- $-\operatorname{coeff}(u^*): 4.716$
- $\operatorname{coeff}(g') : 3.654$
- $\operatorname{coeff}(r') : 2.691$
- $\operatorname{coeff}(i') : 1.998$
- $\operatorname{coeff}(z') : 1.530$

Les catalogues sont coupés à $i'_{AB} = 23$ en tenant compte de la correction de l'extinction galactique. Chaque objet reçoit un nouveau numéro d'identification CSSIIIII, où C est le champ (1 pour W1 et 4 pour W4), SS est le numéro du sous-champ (01 à 27 pour W1 et 01 à 11 pour W4) et IIIIII le numéro initial donné par SExtractor dans les catalogues T0005 de TERAPIX. La couverture des données utilisées pour la sélection des cibles et les pointés de VIMOS sont illustrés à la figure 5.5 pour W1 et à la figure 5.6 pour W4. La liste complète des sous-champs est donnée dans le tableau 5.1.



FIG. 5.4 – Détail d'un sous-champ du CFHTLS wide utilisé pour l'assemblage du catalogue des cibles de VIPERS. La zone en rouge (180'') représente la zone de superposition avec le sous-champ adjacent. La partie extérieure est éliminée (à droite sur la figure) pour éviter les fausses détections (par exemple les objets entourés par les ellipses vertes) et les objets dans la bande centrale (30'') sont pris dans le catalogue avec les meilleures caractéristiques.

5.2.2 Séparation étoile/galaxie

Dans le but d'observer un maximum de galaxies, la séparation étoile/galaxie est une étape importante dans la sélection des sources, en particulier pour le champ W4, où 50% des objets sont des étoiles pour une magnitude limite $i'_{AB} = 22.5$. Nous avons utilisé le code *Le Phare* et notre méthode basée sur la taille et la couleur (voir sec. 3.3) pour sélectionner les galaxies. Nous avons appliqué la même méthode et les mêmes offsets systématiques décrits à la section 4.1.2 pour la production des catalogues de *redshifts* photométriques. La séparation étoile/galaxie a été réalisée suivant les conditions suivantes :

- les objets avec $i_{AB}^\prime < -2.5 r_h + 24.65$ sont systématiquement considérés comme des étoiles,
- sinon, si $i'_{AB} < 21$, une étoile est un objet avec $r_h < r_h limit$, où le $r_h limit$ est calculé pour chaque sous-champ et donné dans le tableau 5.1,
- sinon, si $21 \leq i'_{AB} < 23$, l'information en couleur est utilisée : une étoile est définie par $\chi^2_{star}/2 < \chi^2_{gal}$ et $r_h < r_h limit$ (inversement une galaxie est définie par $\chi^2_{gal} < \chi^2_{star}/2$ ou $r_h > r_h limit$), où χ^2_{star} et χ^2_{gal} sont calculés à partir des bibliothèques de SED pour les galaxies et les étoiles, respectivement (voir sec. 3.3).

La séparation étoile/galaxie est illustrée à la figure 5.7 et la table ci dessous montre les résultats après comparaison avec les échantillons spectroscopiques VVDS deep pour W1 et VVDS F22 pour W4 :



FIG. 5.5 – Haut : champ W1 du CFHTLS (données T0005) et les sous-champs en rouge (1 à 24) utilisés pour la sélection des cibles spectroscopiques de VIPERS. Bas : pointés de VIMOS pour VIPERS et statut des observations au 15 octobre 2009.



FIG. 5.6 – Haut : champ W4 du CFHTLS (données T0005) et les sous-champs en rouge (1 à 11) utilisés pour la sélection des cibles spectroscopiques de VIPERS. Bas : pointés de VIMOS pour VIPERS et statut des observations au 15 octobre 2009.



FIG. 5.7 – Séparation étoile/galaxie dans le plan r_h/i'_{AB} . Dans la zone où les deux types d'objets sont confondus, l'information en couleur est utilisée pour les distinguer.

1	$7.5 < i'_{AB}$	< 22.5	
Champ	Etoiles	Inc.	Cont.
W1	19.4%	2.4%	1.1%
W4	49.1%	0.6%	6.4%

5.2.3 Sélection en couleur

La cosmologie et l'étude des galaxies nécessitent l'observation d'objets lointains (pour un sondage limité à $i'_{AB} = 22.5$, le *redshift* moyen se situe à ~ 0.6–0.7). Ainsi, il est justifié de cibler un sous-échantillon à haut *redshift* pour gagner en efficacité. La fonction de sélection doit être bien connue pour calculer, par exemple, la fonction de luminosité ou la distribution en *redshift*. Alors que les *redshifts* photométriques ont une fonction de sélection complexe (et donc difficile à reproduire), une sélection en couleur est un outil simple et efficace pour couper l'échantillon de galaxies. O. Ilbert a proposé un critère pour seléctionner les galaxies à haut *redshift* en utilisant les quatre filtres u^*, g', r', i' : les cibles choisies sont les objets pour lesquels $(r-i) \ge 0.5(u-g)$ ou $(r-i) \ge 0.7$ (les magnitudes sont corrigées de l'extinction Galactique). La comparaison avec les *redshifts* spectroscopiques montre (voir fig. 5.8) que les cibles se situent en majorité dans l'intervalle à $z \gtrsim 0.5$. L'estimateur est construit pour prendre en compte un maximun de galaxies à haut *redshift* en acceptant une fraction de galaxies à bas *redshift*.

Par ailleurs la sélection en couleur ne permet pas de réduire significativement la contamination en étoiles (voir fig. 5.9) et la séparation étoile/galaxie expliquée à la section précédente est toujours indispensable.

Les offsets sytématiques constituent une source d'erreur dans la sélection en

	WI	1	
Sous-champ	μ_{rh}	σ_{rh}	$rhlimit = \mu_{rh} + 3\sigma_{rh}$
W1 020241-060400 (1)	2.207823	0.049441	2.35615
W1 020631-060400 (2)	2.453410	0.066312	2.65235
W1 021021-060400 (3)	2.539487	0.066286	2.73834
W1 021410-060400 (4)	1.807449	0.053767	1.96875
W1 021800-060400 (5)	1.983330	0.128123	2.3677
W1 022150-060400 (6)	2.673884	0.140103	3.09419
W1 022539-060400 (7)	2.708805	0.130883	3.10145
W1 022929-060400 (8)	2.728503	0.177737	3.26171
W1 023319-060400 (9)	2.577254	0.132650	2.9752
W1 020241-050800 (10)	2.143090	0.074261	2.36587
W1 020631-050800 (11)	2.387364	0.066059	2.58554
W1 021021-050800 (12)	2.518759	0.060283	2.69961
W1 021410-050800 (13)	1.987409	0.172147	2.50385
W1 021800-050800 (14)	1.798503	0.146063	2.23669
W1 022150-050800 (15)	2.481858	0.122332	2.84885
W1 022539-050800 (16)	2.706159	0.144418	3.13941
W1 022929-050800 (17)	2.182920	0.077750	2.41617
W1 023319-050800 (18)	2.829514	0.146031	3.26761
W1 020241-041200 (19)	2.277428	0.066435	2.47673
W1 020631-041200 (20)	2.277404	0.057718	2.45056
W1 021021-041200 (21)	2.361182	0.055148	2.52663
W1 021410-041200 (22)	2.434778	0.138127	2.84916
W1 021800-041200 (23)	2.477025	0.108111	2.80136
W1 022150-041200 (24)	2.471717	0.142687	2.89978
W1 022539-041200 (25)	2.404161	0.145493	2.84064
W1 022929-041200 (26)	2.692273	0.151405	3.14649
W1 023319-041200 (27)	2.743202	0.208951	3.37006

TAB. 5.1 – Sous-champs du CFHTLS utilisés pour la sélection des cibles spectroscopiques de VIPERS. Le $r_h limit$ est utilisé pour la séparation étoile/galaxie.

W4

μ_{rh}	σ_{rh}	$rhlimit = \mu_{rh} + 3\sigma_{rh}$
1.796201	0.065335	1.99221
2.450612	0.054995	2.6156
2.204683	0.051190	2.35825
2.307741	0.079637	2.54665
1.771057	0.056249	1.9398
1.961760	0.049120	2.10912
1.595770	0.080723	1.83794
1.949741	0.048694	2.09582
2.695168	0.070674	2.90719
2.183155	0.061302	2.36706
1.865953	0.076370	2.09506
	$\begin{array}{r} \mu_{rh} \\ \hline 1.796201 \\ 2.450612 \\ 2.204683 \\ 2.307741 \\ 1.771057 \\ 1.961760 \\ 1.595770 \\ 1.949741 \\ 2.695168 \\ 2.183155 \\ 1.865953 \end{array}$	$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $



FIG. 5.8 – Distribution en couleur des galaxies. Les carrés bleus montrent les galaxies identifiées à z > 0.5 par la spectroscopie et la ligne en pointillés verts la sélection en couleur appliquée au cibles de VIPERS. Les échantillons sont coupés à $i'_{AB} = 22.5$. Gauche : galaxies du champ W1/VVDS deep. Droite : galaxies du champ W4/VVDS F22.



FIG. 5.9 – Distribution en couleur des galaxies (triangles noirs) et des étoiles (astérisques jaunes) dans le champ W4 et identifiées par le relevé spectroscopiques VVDS F22. La ligne en pointillés verts représente la sélection en couleur des cibles VIPERS.

couleur. Nous savons que la variation typique des offsets de champ à champ est de l'ordre de 0.03 et s'ajoute dans l'espace des couleurs. La sélection en *redshift* peut alors perdre en précision et, plus important, risque de présenter des inhomogénéités de champ à champ. la collaboration a donc décidé d'appliquer une correction *relative* aux couleurs pour garantir l'homogénéité de l'échantillon. Les offsets en couleur pour $u^* - g'$, g' - r' et r' - i' ont été mesurés sur les étoiles de la séquence principale non corrigées de l'extinction Galactique. Les résultats sont donnés au tableau 5.2. La position du minimum de la distribution, $\min(u - g)$, est calculée à partir de l'histogramme de u - g, puis ZP_{g-r} (Zero Point) et ZP_{r-i} sont dérivés de l'ajustement des fonctions $0.5 \times (u - g) + ZP_{g-r}$ et $0.26 \times (u - g) + ZP_{r-i}$, respectivement. La correction des offsets (voir fig. 5.10) est faite relativement au sous-champ de référence, le n° 25 (022539-041200) de W1, où le critère de sélection en couleur a été calibré à l'aide de l'échantillon spectroscopique du VVDS deep.

Finalement la sélection est appliquée sur les couleurs corrigées :

$$(r-i)_{corr} \ge 0.5 \times (u-g)_{corr} \text{ ou } (r-i)_{corr} \ge 0.7,$$
 (5.1)

avec

$$(u-g)_{corr} = (u-g) - \Delta_{u-g},$$
 (5.2)

$$(q-r)_{corr} = (q-r) - \Delta_{q-r}, \qquad (5.3)$$

$$\operatorname{et} (r-i)_{corr} = (r-i) - \Delta_{r-i}, \qquad (5.4)$$

où

$$\Delta_{u-g} = \min(u-g) - \min(u-g)_{ref}, \qquad (5.5)$$

$$\Delta_{g-r} = 0.5 \times \Delta_{u-g} + ZP_{g-r} - ZP_{g-r,ref}, \qquad (5.6)$$

$$\Delta_{r-i} = 0.26 \times \Delta_{u-g} + ZP_{r-i} - ZP_{r-i,ref}.$$
(5.7)

avec l'indice « ref » signifie que les valeurs ont été mesurées dans le sous-champ de référence, ici le n° 25 de W1.

5.2.4 Echantillon d'AGNs

Les AGNs (Active Galactic Nuclei) représentent un grand intérêt en cosmologie car ils peuvent être observés sur de très grandes distances. De plus la physique à l'origine de ces « géants » n'est comprise que partiellement et fait l'objet de nombreuses recherches. Bien que très rares dans l'Univers, ils constituent neanmoins une partie non négligeable (quelques pourcents) de l'échantillon en raison de leur forte brillance. La petite taille de ces objets sur l'image conduit souvent à une confusion avec les étoiles. De même que pour la séparation étoile/galaxie, nous pouvons en principe utiliser une bibliothèque de modèles d'AGN et construire un estimateur basé sur le χ^2 des AGNs et les χ^2_{gal} et χ^2_{star} habituels. Malheureusement le faible nombre d'AGNs et les incertitudes sur les modèles d'AGN rendent la tâche difficile. Il a donc été décidé de « repêcher » les cibles potentielles d'AGN parmi les étoiles. Ainsi les objects en dehors de la séquence principale ont été remis dans l'échantillon des cibles suivant leur position dans le diagramme u-g/g-r, corrigés des offsets en couleur. La sélection a été réalisée selon les conditions suivantes (et

TAB. 5.2 – Offsets en couleur *mesurés* pour u - g, g - r et r - i: $\min(u - g)$ est le minimum u - g de la distribution. ZP_{g-r} et ZP_{r-i} sont dérivés par ajustement des fonctions $0.5 \times (u - g) + ZP_{g-r}$ et $0.26 \times (u - g) + ZP_{r-i}$, respectivement (voir le point rouge sur la figure 5.10).

	** 1		
Sous-champ	$\min(u-g)$	ZP_{g-r}	ZP_{r-i}
W1 021021-060400 (3)	0.60	-0.145	-0.143
W1 021410-060400 (4)	0.74	-0.190	-0.133
W1 021800-060400 (5)	0.64	-0.142	-0.079
W1 022150-060400 (6)	0.64	-0.184	-0.086
W1 022539-060400 (7)	0.56	-0.078	-0.104
W1 022929-060400 (8)	0.62	-0.111	-0.053
W1 023319-060400 (9)	0.60	-0.089	-0.118
W1 021021-050800 (12)	0.60	-0.051	-0.145
W1 021410-050800 (13)	0.62	-0.120	-0.073
W1 021800-050800 (14)	0.64	-0.172	-0.019
W1 022150-050800 (15)	0.66	-0.225	-0.068
W1 022539-050800 (16)	0.64	-0.123	-0.118
W1 022929-050800 (17)	0.62	-0.110	-0.072
W1 023319-050800 (18)	0.62	-0.123	-0.125
W1 021021-041200 (21)	0.56	-0.057	-0.141
W1 021410-041200 (22)	0.60	-0.147	-0.033
W1 021800-041200 (23)	0.60	-0.156	-0.055
W1 022150-041200 (24)	0.58	-0.155	-0.068
W1 022539-041200 (25)	0.60	-0.089	-0.140
W1 022929-041200 (26)	0.68	-0.144	-0.142
W1 023319-041200 (27)	0.66	-0.093	-0.122

W1

W4

Sous-champ	$\min(u-g)$	ZP_{g-r}	ZP_{r-i}
W4 220154+011900 (1)	0.72	-0.181	-0.116
W4 220542 $+011900$ (2)	0.72	-0.162	-0.145
W4 220930 $+011900$ (3)	0.62	-0.115	-0.069
W4 221318+011900 (4)	0.70	-0.107	-0.149
W4 221706 $+011900$ (5)	0.66	-0.180	-0.020
W4 222054 $+011900$ (6)	0.68	-0.162	-0.090
W4 220154+021500 (7)	0.70	-0.137	-0.101
W4 220542+021500 (8)	0.68	-0.095	-0.124
W4 220930+021500 (9)	0.60	-0.060	-0.101
W4 221318+021500 (10)	0.66	-0.078	-0.152
W4 221706+021500 (11)	0.68	-0.211	-0.048



FIG. 5.10 – Diagrammes couleur/couleur pour les étoiles (non corrigées de l'extinction Galactique et dans l'intervalle $17.5 < i'_{AB} < 22.5$). Gauche : distribution pour deux sous-champs dans W4 pour lesquels la différence est importante. Droite : mêmes objets avec la correction en couleur utilisée pour la sélection des cibles VIPERS.

illustrées à la figure 5.11) :

- $ext{ si } g r < 1 ext{ et } :$
 - $\sin u g < 0.6,$
 - sinon si 0.6 < u g < 1.2 et $g r > 0.5 \times (u g) + 0.125$,
 - sinon si 0.6 < u g < 2.6 et $g r < 0.5 \times (u g) 0.125$,
 - sinon si u g > 2.6.

5.2.5 Filtrage des fausses détections

Nous remarquons que la sélection des cibles dépend de la qualité photométrique des sources. Or nous savons que les champs du CFHTLS wide sont complets jusqu'à $i'_{AB} \equiv 24.5$ et que les *redshifts* photométriques sont fiables jusqu'à $i'_{AB} \equiv 24.5$ et donc nous savons que la sélection des cibles était robuste. Il existe cependant des zones de l'image où la photométrie est imprécise (autour des étoiles brillantes, dans le cas d'erreur de lecture des CCDs, sur les bords des images, etc.). Les masques photométriques produits automatiquement par TERAPIX ont été inspectés et corrigés visuellement, en particulier pour couvrir les zones manquantes dues aux erreurs de lectures des CCDs. Bien que les sources dans ces zones masquées seront observées (un spectre peut être mesuré dans un halo d'étoile), il est important de conserver l'information sur les masques photométriques puisque la sélection des objects est sensible aux erreurs photométriques. Une proposition pour observer à nouveau toutes les images avec des parties manquantes a été récemment acceptée au CFHT.

Afin d'identifier les cas isolés de fausse (ou mauvaise) détection, nous avons analysé les objets aux couleurs inhabituelles, en utilisant leurs χ^2_{star} et χ^2_{aal} . En



FIG. 5.11 – « Repêchage » des cibles potentielles d'AGNs dans l'échantillon d'étoiles.

effet si un objet présente un χ^2 elevé (> 1000) dans les deux cas (χ^2_{star} et χ^2_{gal}), l'ajustement par un modèle de galaxies ou d'étoiles n'a plus aucun sens.

Nous avons visuellement inspecté ces objets et nous avons confirmé qu'il s'agissait soit de fausses détections (par exemple dans les pics de luminosité des étoiles) soit, le plus souvent, d'objets dont une ou plusieures bandes étaient manquantes (voir fig. 5.12). Il a été choisi de garder ces objets pour lesquels $\chi^2_{star} > 1000$ et $\chi^2_{gal} > 1000$, car il en existe peu (< 0.5%) et la plupart d'entre eux sont de vrais objets.

5.2.6 Résumé

Voici, en résumé, les étapes de sélection des cibles du relevé VIPERS :

- 1. Les catalogues photométriques produits par TERAPIX (version T0005) sont assemblés et les objets en double sont supprimés dans les zones où les souschamps se superposent mais aucun autre masque n'est utilisé. Un catalogue pour W1 (couvrant au total 27 deg², mais les cibles sont sélectionnées seulement dans 21 deg² car les données dans les filtres u^* et z' ne sont pas encore disponibles dans les sous-champs n° 1,2,10,11,19 et 20) et un pour W4 (couvrant 11 deg²) sont créés.
- 2. Les cibles sont sélectionnées dans l'intervalle $17.5 < i'_{AB} < 22.5$ (où i'_{AB} est corrigé de l'extinction galactique).
- 3. La séparation étoile/galaxie est effectuée dans l'espace i'_{AB}/r_h et l'information en couleur est utilisée dans le cas où les objets sont confondus.
- 4. Une correction relative est appliquée aux couleurs de sorte que la sélection soit homogène sur l'ensemble du champ. La référence est prise dans le souschamp de W1 en commun avec les *redshifts* spectroscopiques du VVDS deep, utilisés pour la calibration de la sélection en couleur.



FIG. 5.12 – Détections présentant une anomalie dans les couleurs. De gauche à droite : images dans les filtres u, g, r, i et z puis image « χ^2 » et enfin image couleur gri. Le chiffre donné est la magnitude mesurée dans le filtre. Source : H. J. McCracken.

- 5. Les galaxies sont sélectionnées en couleur pour sonder l'intervalle z > 0.5.
- 6. Les étoiles sont retirés de l'échantillon mais les quelques objets en dehors de la séquence principale sont gardés parmi les cibles comme potentiels AGNs.

Le tableau ci-dessous comptabilise le nombre d'objets issus des différentes sélections.

$17.5 < i'_{AB} < 2$	22.5			
Sélection	W1	W4		
Total	419882	264058		
Etoiles	70878	81067		
Galaxies « $z<0.5$ »	146516	71455		
Cibles : galaxies « $z > 0.5$ »	202488	111536		
AGNs	5227	3923		
Cibles avec $\chi^2_{>1000}$	885	296		
Sélection fina	ale			
z > 0.5 + AGN 207 371 115 4				

La zone couverte par les pointés de VIMOS est légèrement inférieure à la surface totale des sous-champs du CFHTLS, réduisant ainsi le nombre total des cibles.

Finalement, les objets sont tirés aléatoirement pour construire les masques d'observation spectroscopique dont le taux d'échantillonnage est d'environ 50%.

Conclusions

N ous avons commencé ce manuscript par une courte revue sur la cosmologie moderne qui place cette étude dans le contexte du modèle standard cosmologique. Nous y avons appris que l'Univers est né d'une singularité appelée Big Bang, solidement confirmé par les observations, et que son expansion est aujourd'hui dans une phase d'accélération. Une composante en énergie noire, ou constante cosmologique Λ , est nécessaire pour expliquer ce comportement. Nous savons aussi que la matière visible représente une petite partie seulement de la matière totale (20 %) et que dans le modèle Λ CDM, la matière noire constitue 80 % de la matière totale et représente 25 % ($\Omega_m = 0.25$) du bilan total en matière et énergie. Bien que la nature physique de la matière noire soit encore inconnue, sa distribution (spectre de puissance) et son évolution (modèles de halos et d'effondrement sphérique) sont à présent bien connues. En particulier la théorie des halos, confirmée et affinée par les simulations numériques, constitue un des grands succès récents de la cosmologie moderne.

La confrontation avec les observations n'est cependant pas une tâche facile en raison de la nature non lumineuse de la matière noire. Nous avons évoqué la mesure du cisaillement gravitationnel cosmologie (cosmic shear) qui utilise les lentilles gravitationnelles pour sonder directement les fluctuations en matière noire dans l'Univers. Cette méthode est très prometteuse pour la cosmologique puisqu'elle ne dépend que de la distribution en masse. De plus la répartition et l'évolution des galaxies est fortement liée à la distribution sous-jacente en matière noire, qui peut être déduite de la mesure de l'agrégation des galaxies. Dans tous les cas l'information sur la distance des galaxies est nécessaire. D'une part pour étudier l'évolution des paramètres mesurés et d'autre part pour constituer des échantillons limités en volume. La mesure du *redshift* est alors indispensable aux relevés cosmologiques de nouvelle génération. Nous avons montré qu'il faut faire un choix entre des redshifts spectroscopiques très précis mais peu nombreux et des *redshifts* photométriques pour tous les objets mais soumis à de grandes incertitudes. Plus que les erreurs statistiques dont ils souffrent, ce sont les erreurs systématiques qui préoccupent les cosmologistes de nos jours.

Il en est de même pour la mesure du signal de cosmic shear qui montre encore des biais importants dans la mesure. Ce problème a justifié la création d'une collaboration internationale, CFHTLenS, à laquelle nous avons eu la chance de participer. Notre implication dans le groupe de travail se focalise sur l'étude des erreurs systématiques des *redshifts* photométriques ainsi que leur impact sur la mesure du cosmic shear.

Notre travail de thèse s'est articulé principalement autour des données du Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey, un relevé cosmologique profond de 171 deg², arrivées en parallèle du déroulement de ma thèse. Nous avons expliqué dans ce manuscript comment la mesure des *redshifts* photométriques pouvait être calibrée par les *redshifts* spectroscopiques. Une méthode particulièrement innovante a été developpée par O. Ilbert dans le relevé CFHTLS deep. En collaboration avec O. Ilbert, M. Kilbinger, H. J. McCracken, Y. Mellier, S. Arnouts et les chercheurs de la collaboration VVDS, nous avons appliqué cette méthode dans le CFHTLS wide. Après comparaison avec les *redshifts* spectroscopiques, nous avons trouvé une précision inférieure à $0.4 \times (1+z)$, équivalente, voire meilleure, à celle trouvée dans la littérature. Nous avons du faire face à plusieurs problèmes dans cette étude : (1) la recalibration de la photométrie nous a forcé à ré-estimer les offsets systématiques dans le champ D1 et dans les régions où de nouvelles données spectroscopiques sont apparues, (2) la variation des offsets systématiques de champ à champ a révélé un impact important sur la qualité des *redshifts* photométriques et nous avons entrepris une estimation de cet impact et (3) la coupure brillante dans le sondage wide nous a imposé d'améliorer la séparation étoile/galaxie pour diminuer la contamination stellaire dans les échantillons.

Une importante partie du travail de thèse réalisé s'est ensuite focalisée sur la mesure de l'agrégation des galaxies dans le CFHTLS wide, en utilisant les catalogues de *redshifts* photométriques produits auparavant. Nous nous sommes longuement interessés à la mesure de l'agrégation à partir des données. Nous avons developpé un code en arbre efficace pour mesurer rapidement la fonction de corrélation angulaire et nous avons considéré les effets de masquages et les variations de densité avec beaucoup de prudence. En particulier nous avons trouvé un impact non négligeable des offsets systématiques dans la mesure de la fonction de corrélation. Nous avons utilisé le modèle simple en loi de puissance pour vérifier et valider nos résultats puis, en utilisant le modèle d'occupation de distribution des halos, nous avons contraint les paramètres physiques des halos. Nos conclusions sont proches de celles trouvées dans la littérature. Avant tout les galaxies rouges sont plus corrélées que les galaxies bleues et ce, dans tout l'intervalle en *redshift* et en luminosité couvert. Nous avons observé une masse minimum des halos plus importante pour les galaxies rouges que pour les bleues. Aucune évolution significative en *redshift* n'a pu être identifiée mais la masse des halos dépend significativement de la luminosité des galaxies qu'ils contiennent. En résumé, il est clair que plus les galaxies sont brillantes et plus les halos qui les abritent sont massifs.

Dans le dernier chapitre de ce manuscript nous avons détaillé la sélection des sources du relevé spectroscopique VIPERS. Les catalogues du CFHTLS ont été utilisés pour la sélection des sources et nous nous sommes beaucoup impliqués dans la construction du catalogue, notamment pour la séparation étoile/galaxie et la sélection en couleur. La participation à cette collaboration représente une grande opportunité pour utiliser les *redshifts* spectroscopiques dans la calibration des *redshifts* photométriques sur une grande surface et pour la comparaison avec les résultats d'agrégation obtenus.

Ce travail de thèse s'est déroulé dans un contexte passionnant et extrêmement vivant. Il a été riche en opportunités, en collaborations, et en données. Je suis très impatient de poursuivre l'exploitation des données du cosmic shear dans le CFHTLS, combinées aux *redshifts* photométriques, pour explorer la matière noire et l'énergie noire dans l'Univers.

Annexe A

Publications

A.1 Coupon et al. 2009 : mesure des *redshifts* photométriques dans le CFHTLS

Photometric redshifts for the CFHTLS T0004 deep and wide fields*

J. Coupon¹, O. Ilbert², M. Kilbinger¹, H. J. McCracken¹, Y. Mellier¹, S. Arnouts³, E. Bertin¹, P. Hudelot¹, M. Schultheis⁴, O. Le Fèvre⁵, V. Le Brun⁵, L. Guzzo⁶, S. Bardelli⁷, E. Zucca⁷, M. Bolzonella⁷, B. Garilli⁶, G. Zamorani⁷, A. Zanichelli⁸, L. Tresse⁵, and H. Aussel⁹

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, UMR 7095 CNRS, Université Pierre et Marie Curie, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France e-mail: coupon@iap.fr

² Institute for Astronomy, 2680 Woodlawn Dr., University of Hawaii, Honolulu, Hawaii, 96822, USA

³ Canada-France-Hawaii telescope, 65-1238 Mamalahoa Highway, Kamuela, HI 9674, USA

- ⁴ Observatoire des Sciences de l'Univers de Besançon, UMR 6213 CNRS, 41bis avenue de l'Observatoire, 25010 Besançon, France
 ⁵ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (UMR 6110), CNRS-Université de Provence, 38 rue Frédéric Joliot-Curie,
- 13388 Marseille Cedex 13, France

⁶ INAF-Osservatorio Astronomico di Brera, via Bianchi 46, 23807 Merate (LC), Italy

- ⁷ Osservatorio Astronomicoq di Bologna, via Ranzani 1, 40127 Bologna, Italy
- ⁸ IRA-INAF, via Gobetti, 101, 40129 Bologna, Italy
- ⁹ Service d'Astrophysique, CEA-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

Received 25 November 2008 / Accepted 8 April 2009

ABSTRACT

Aims. We compute photometric redshifts in the fourth public release of the Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey. This unique multi-colour catalogue comprises u^*, g', r', i', z' photometry in four deep fields of 1 deg^2 each and 35 deg^2 distributed over three wide fields.

Methods. We used a template-fitting method to compute photometric redshifts calibrated with a large catalogue of 16 983 high-quality spectroscopic redshifts from the VVDS-F02, VVDS-F22, DEEP2, and the zCOSMOS surveys. The method includes correction of systematic offsets, template adaptation, and the use of priors. We also separated stars from galaxies using both size and colour information.

Results. Comparing with galaxy spectroscopic redshifts, we find a photometric redshift dispersion, $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)}$, of 0.028–0.30 and an outlier rate, $|\Delta z| \ge 0.15 \times (1 + z_s)$, of 3–4% in the deep field at $i'_{AB} < 24$. In the wide fields, we find a dispersion of 0.037–0.039 and an outlier rate of 3–4% at $i'_{AB} < 22.5$. Beyond $i'_{AB} = 22.5$ in the wide fields the number of outliers rises from 5% to 10% at $i'_{AB} < 23$ and $i'_{AB} < 24$, respectively. For the wide sample the systematic redshift bias stays below 1% to $i'_{AB} < 22.5$, whereas we find no significant bias in the deep fields. We investigated the effect of tile-to-tile photometric variations and demonstrated that the accuracy of our photometric redshifts is reduced by at most 21%. Application of our star-galaxy classifier reduced the contamination by stars in our catalogues from 60% to 8% at $i'_{AB} < 22.5$ in our field with the highest stellar density while keeping a complete galaxy sample. Our CFHTLS T0004 photometric redshifts are distributed to the community. Our release includes 592 891 ($i'_{AB} < 22.5$) and 244 701 ($i'_{AB} < 24$) reliable galaxy photometric redshifts in the wide and deep fields, respectively.

Key words. galaxies: distances and redshifts – cosmology: observations – cosmology: large-scale structure of Universe

1. Introduction

It is now evident that the exploration of large-scale structure and the high-redshift Universe with the Canada France Hawaii Telescope Legacy Survey (CFHTLS) requires precise magnitudes and redshifts for millions of sources (Benjamin et al. 2007; Parker et al. 2007; McCracken et al. 2008; Fu et al. 2008; Bergé et al. 2008; Kilbinger et al. 2009; Tereno et al. 2009).

To date, only "photometric redshift" techniques can provide (with a comparatively modest expenditure of telescope time) redshifts of enormous numbers of galaxies with sufficient precision ($\sim 1-5\%$) to the faintest limiting magnitudes of the CFHTLS cosmological surveys. The construction of well-defined, accurate and reliable photometric redshift catalogues is therefore an indispensable task following photometric catalogue production.

Several photometric redshift codes are now publicly available and have been applied with reasonable success to many photometric catalogues of galaxies (see Hildebrandt et al. 2008, and references therein). Some recent photometric redshift studies, like the COMBO-17 survey (Wolf et al. 2003), CFHTLS (Ilbert et al. 2006, hereafter I06), SWIRE (Rowan-Robinson et al. 2008), or COSMOS (Mobasher et al. 2007; Ilbert et al. 2009), contain up to 1 000 000 galaxies as faint as $i'_{AB} \sim 25$. In particular, the "*Le Phare*" photometric redshift code (Arnouts et al. 1999, 2002; Ilbert et al. 2006) has shown to be well adapted for joint photometric and spectroscopic surveys like the CFHTLS. I06 used *Le Phare* with the CFHTLS-deep photometric catalogues and VIMOS VLT deep Survey (VVDS) spectroscopic redshifts (Le Fèvre et al. 2005b) to calculate photometric

^{*} Based on observations obtained with MegaPrime/MegaCam, a joint project of CFHT and CEA/DAPNIA, at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council (NRC) of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) of France, and the University of Hawaii. This work is based in part on data products produced at TERAPIX and the Canadian Astronomy Data Centre as part of the Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey, a collaborative project of NRC and CNRS.

redshifts with an accuracy of ~3% at i'_{AB} < 24. The redshift distribution of sources has been used to calibrate the absolute gravitational shear signal presented in Fu et al. (2008).

By combining photometric and spectroscopic measurements they were able to derive a set of optimised Spectral Energy Distributions (SEDs). By computing the mean difference between magnitudes in each filter of objects with known redshifts and those derived from these optimised SEDs one can "tune" the CFHTLS photometry. This method improves photometric redshifts for all galaxies, even those for which there are no spectroscopic measurements.

More spectra and deeper data can lead to a better calibration. With the advent of new CFHTLS photometric data and much larger spectroscopic catalogues we can now extend the application of *Le Phare* to more complex surveys composed of many MegaCam fields like the CFHTLS wide.

Most photometric redshift studies either explore shallow very wide fields covering thousands of deg² (Ball et al. 2008, for the SDSS and references therein) where visible photometric data are sufficient to sample the whole redshift range of galaxies, or those which focus on deep beams of few deg² (like the CFHTLS deep or COSMOS) comprising both visible and near infrared photometric data. To date, the only moderately deep visible survey currently available for photometric redshift studies covering a large area is the CFHTLS wide.

The aim of this work is the calibration and production of a flux limited photometric redshift catalogue based on the CFHTLS deep and wide surveys. When completed, the CFHTLS wide will cover 170 deg² in five optical filters spread over four separate regions of the sky which also contain subsets of several deep spectroscopic surveys. Ultimately, a catalogue of more than ten million galaxies down to $i'_{AB} = 24.5$, with reliable five-band photometry will be available for photometric redshift measurement. In this paper, we use *Le Phare* to compute photometric redshifts for the "T0004" CFHTLS release. In addition to the four CFHTLS deep fields that were already analysed in previous works, T0004 includes a new large wide catalogue, covering 35 deg² in five bands u^*, g', r', i', z' in three independent fields.

To construct our photometric redshift catalogues we use the template-fitting method described in I06. Template calibration is carried out using several thousand spectroscopic redshifts covering all galaxy types. As we will see, this method allows us to reach an accuracy of about a few percent with only small (and well-defined) systematic errors To calibrate the photometric redshifts new spectroscopic data are added to the *VVDS* "deep" sample (Le Fèvre et al. 2005b). It includes the *DEEP2* redshift survey (Davis et al. 2003, 2007), the *VVDS* "wide" sample (Garilli et al. 2008) and the "zCOSMOS-bright" sample (Lilly et al. 2007).

The photometric redshifts of the new CFHTLS deep fields are computed first and then compared to those derived by I06. Once validated, we extend the analysis to the wide data. We then compare the photometric redshift catalogues with the new spectroscopic redshift samples to assess the robustness of the calibration, to derive a detailed error budget for each photometric redshift and to estimate the sensitivity of the method to parameters like redshift or magnitude. Finally, we derive the redshift distribution and its field-to-field variance.

The paper is organised as follows. In Sect. 2 we describe the data used in this analysis. We show how the "T0004" photometry is used and we explain how the spectroscopic redshifts are evaluated in the *VVDS F02* (hereafter "VVDS deep") and *F22* (hereafter "VVDS wide") fields, the zCOSMOS and the *DEEP2* survey. Section 3 describes the principles of *Le Phare*, including the recent improvements for the photometric redshift calibration using new spectroscopic redshift samples, and shows the comparison between photometric redshifts of the deep and wide CFHTLS sample with the spectrocopic samples. Section 4 focuses on the star/galaxy separation and an analysis on photometric reshifts is given in Sect. 5.

Throughout the paper, we use a flat Lambda cosmology ($\Omega_{\rm m} = 0.3$, $\Omega_{\Lambda} = 0.7$ and $H_0 = 70$ km s⁻¹ Mpc⁻¹). Magnitudes are given in the AB system. Photometric and spectroscopic redshifts are denoted by $z_{\rm p}$ and $z_{\rm s}$, respectively, Δz represents $z_{\rm p} - z_{\rm s}$.

2. Data

This Section describes the photometric data used to compute the photometric redshifts and the spectroscopic data used for their calibration.

2.1. Photometric data

2.1.1. The CFHTLS

The CFHTLS, a joint Canadian and French survey, is composed of three imaging surveys of different depths, shape and sky coverage: the CFHTLS deep, the CFHTLS wide and the CFHTLS Very wide. The survey started in 2003 and will last for 450 nights until finishing in January 2009. When completed, the CFHTLS deep will cover $4 \times 1 \text{ deg}^2$ at a limiting magnitude of $i'_{AB} = 27.5$ (point source, S/N = 5, 1.15" aperture, seeing 0.8") and the wide will cover 170 deg² over 4 fields with a limiting magnitude of $i'_{AB} = 25.5$.

The CFHTLS is conducted at the 3.6 m Canada-France-Hawaii Telescope, equipped with the new MegaPrime primefocus assembly and the MegaCam wide field camera (Boulade et al. 2000). MegaCam is composed of 36 2080×4644 pixel EEV CCDs. MegaCam has a pixel scale of 0.186"/pixel and therefore covers the entire $0.96 \times 0.98 \text{ deg}^2$ unvingnetted MegaPrime focal plane. The CCD assembly leaves small gaps between each detector and two blind lanes of 62" width along the X-axis (E-W direction). For this reason each field is observed in a dithering pattern to fill the gaps between the CCDs and help in removing systematic CCD features. MegaPrime is equipped with u^*, g', r', i', z' broad band filters that provide continuous coverage over the whole spectral range 3500 Å < λ < 9400 Å.

The positions of the four deep fields and the three wide fields used here are listed in Table 1. Each wide field has a different geometry and sky coverage: W1 ($8^{\circ} \times 9^{\circ}$ "tiles" of $1^{\circ} \times 1^{\circ}$ each), W3 ($7^{\circ} \times 7^{\circ}$), W4 (a $7^{\circ} \times 3.5^{\circ}$ strip along the South-East/North-West direction), and is composed of a contiguous mosaic of MegaCam fields. The name and position of all fields can be found on the TERAPIX web pages¹. W1 and W3 overlap with D1 and D3, whilst W4 is located a few degrees distant from D4. Each MegaCam "tile" (which is an elementary $1^{\circ} \times 1^{\circ}$ MegaCam area paving the sky) composing a wide field overlaps with its eight neighbouring fields. The width of overlap regions is around 2' in both directions. The overlap between pointings can be used for the astrometric and photometric calibrations.

¹ http://terapix.iap.fr/cplt/oldSite/Descart/ summarycfhtlswide.html



Fig. 1. Sky coverage of the CFHTLS deep fields (D1, D2, D3, D4) and wide fields (W1, W3 and W4) overlapped with spectroscopic surveys: VVDS F02, F22, zCOSMOS and DEEP2.

2.1.2. The T0004 release

The data used in this work are part of the CFHTLS T0004 release produced at the TERAPIX data centre. The release consists of all CFHTLS deep and wide images observed from June 1st, 2003 to October 24th, 2006.

We consider only fields with observations in all five photometric bands. Our parent sample is therefore reduced to u^*, g', r', i', z' images, namely:

- the 4×1 deg² deep fields with longer integration times than the previous T0003 release (~0.2 mag deeper) used in I06, and
- the 35 deg² of the wide field that are completed in all filters and distributed as follows: 19 deg² in W1, 5 deg² in W3 and 11 deg² in W4.

The sky coverage of the complete parent data set is shown in Fig. 1.

For each deep field, TERAPIX produces two stacks per filter. One contains the 25% best seeing images and the other consists of the 85% best seeing images. Since both types of deep stacks have seeing better than one arc-second and we are primarily interested in very deep galaxy catalogues, we used the deepest 85% to compute the photometric redshifts. Table 1 summarises the data used for this study and also in Ilbert et al. (2006).

2.1.3. Production of T0004 catalogues

Full details of the processing and content of the T0004 release are described in the TERAPIX pages². Further details on

² http://terapix.iap.fr/rubrique.php?id_rubrique=241
Ilbert et al. (2006). CFHTLS release T0003						
Field	Centre Position	Area (unmasked)	80% completeness limit (i'_{AB})	Spectroscopic data		
Deep – D1	$02^{h}25^{m}59^{s}, -04^{\circ}29'40''$	0.77 deg^2	25.1	VVDS deep		
Deep – D2	$10^{h}00^{m}28^{s}, +02^{\circ}12'30''$	0.69 deg^2	24.9	no		
Deep – D3	$14^{h}19^{m}27^{s}, +52^{\circ}40'56''$	0.83 deg^2	25.7	по		
Deep – D4	$22^{h}15^{m}31^{s}, -17^{\circ}43'56''$	0.82 deg^2	25.3	по		
This study. CFHTLS release T0004.						
Field	Centre Position	Area (unmasked)	80% completeness limit (i'_{AB})	Spectroscopic data		
Field Deep – D1	Centre Position 02 ^h 25 ^m 59 ^s , -04°29'40"	Area (unmasked) 0.78 deg ²	80% completeness limit (i'_{AB}) 25.3	Spectroscopic data VVDS deep		
Field Deep – D1 Deep – D2	Centre Position 02 ^h 25 ^m 59 ^s , -04°29′40″ 10 ^h 00 ^m 28 ^s , +02°12′30″	Area (unmasked) 0.78 deg^2 0.80 deg^2	80% completeness limit (<i>i</i> ' _{AB}) 25.3 25.1	Spectroscopic data VVDS deep zCOSMOS		
Field Deep – D1 Deep – D2 Deep – D3	Centre Position 02h25m59s, -04°29'40'' 10h00m28s, +02°12'30'' 14h19m27s, +52°40'56''	$\begin{array}{c} \text{Area (unmasked)} \\ 0.78 \ \text{deg}^2 \\ 0.80 \ \text{deg}^2 \\ 0.83 \ \text{deg}^2 \end{array}$	80% completeness limit (<i>i</i> ' _{AB}) 25.3 25.1 25.9	Spectroscopic data VVDS deep zCOSMOS DEEP2		
Field Deep – D1 Deep – D2 Deep – D3 Deep – D4	$\begin{array}{r} \hline Centre Position \\ 02^{h}25^{m}59^{s}, -04^{\circ}29'40'' \\ 10^{h}00^{m}28^{s}, +02^{\circ}12'30'' \\ 14^{h}19^{m}27^{s}, +52^{\circ}40'56'' \\ 22^{h}15^{m}31^{s}, -17^{\circ}43'56'' \\ \end{array}$	Area (unmasked) $0.78 \ deg^2$ $0.80 \ deg^2$ $0.83 \ deg^2$ $0.82 \ deg^2$	80% completeness limit (i' _{AB}) 25.3 25.1 25.9 25.5	Spectroscopic data VVDS deep zCOSMOS DEEP2 no		
$\begin{tabular}{c} Field \\ \hline Deep - D1 \\ Deep - D2 \\ Deep - D3 \\ Deep - D4 \\ Wide - W1 \end{tabular}$	$\begin{array}{r} \hline Centre Position \\ 02^{h}25^{m}59^{s}, -04^{\circ}29'40'' \\ 10^{h}00^{m}28^{s}, +02^{\circ}12'30'' \\ 14^{h}19^{m}27^{s}, +52^{\circ}40'56'' \\ 22^{h}15^{m}31^{s}, -17^{\circ}43'56'' \\ 02^{h}18^{m}00^{s}, -07^{\circ}00'00'' \\ \end{array}$	Area (unmasked) 0.78 deg^2 0.80 deg^2 0.83 deg^2 0.82 deg^2 $19 (15.73) \text{ deg}^2$	80% completeness limit (i'_{AB}) 25.3 25.1 25.9 25.5 >24.3	Spectroscopic data VVDS deep zCOSMOS DEEP2 no VVDS deep		
$\begin{tabular}{c} Field \\ \hline Deep - D1 \\ Deep - D2 \\ Deep - D3 \\ Deep - D4 \\ Wide - W1 \\ Wide - W3 \end{tabular}$	$\begin{array}{r} \hline Centre \ Position \\ 02^{h}25^{m}59^{s}, \ -04^{\circ}29'40'' \\ 10^{h}00^{m}28^{s}, \ +02^{\circ}12'30'' \\ 14^{h}19^{m}27^{s}, \ +52^{\circ}40'56'' \\ 22^{h}15^{m}31^{s}, \ -17^{\circ}43'56'' \\ 02^{h}18^{m}00^{s}, \ -07^{\circ}00'00'' \\ 14^{h}17^{m}54^{s}, \ +54^{\circ}30'31'' \\ \end{array}$	Area (unmasked) 0.78 deg ² 0.80 deg ² 0.83 deg ² 0.82 deg ² 19 (15.73) deg ² 5 (4.05) deg ²	$ \begin{array}{r} 80\% \text{ completeness limit } (i'_{AB}) \\ 25.3 \\ 25.1 \\ 25.9 \\ 25.5 \\ >24.3 \\ >24.4 \end{array} $	Spectroscopic data VVDS deep zCOSMOS DEEP2 <i>no</i> VVDS deep DEEP2		

Table 1. Summary of the data used in this study and in I06.

calibration and stacking and catalogue production can also be found in McCracken et al. (2008) and in the Mellier et al. (2005) explanatory document³. In what follows we summarise briefly how the input catalogues used for the photometric redshifts have been produced.

Pre-processing of raw images (masking bad pixels, removing the overscan, subtracting the dark and the bias, flat fielding and illumination correction) is performed by the Elixir pipeline at CFHT (Magnier & Cuillandre 2004). The data are then transferred to TERAPIX to produce the stacked images and the final catalogues. Figure 2 shows the flowchart of the T0004 release production. Each image is first examined by the TERAPIX QualityFITS image quality control tool. During the QualityFITS step (hereafter QFITS-in) a set of quality assessements is produced, all individual input images are inspected and evaluated and a weightmap image as well as an input catalogue are produced. This catalogue will be used later for the astrometric calibration. It is produced using SExtractor (Bertin & Arnouts 1996) with appropriate settings for saturation levels to eliminate any spurious objects which could lead to an incorrect computation of the flux re-scaling during the astrometric matching process. A QFITS-in web page summarises the inspection and is used as an ID-card of each image. All QFITS-ed images are then graded "A", "B" or "C", after a visual inspection of each web-page.

With the QFITS-in information available, TERAPIX selected the T0004 image sample by applying the following criteria:

- TERAPIX class: A or B grades (all images within the CFHTLS specifications; grade B are images that may show minor problems or with specifications very close to limits);
 exposure time higher than 60 s.;
- seeing less than 1.3", except for u^* (less than 1.4");
- airmass less than 1.7;
- skyprobe value lower than 2.0 mag (security limit).

Rejected images will no longer be considered. TERAPIX then uses the QFITS-in catalogues of the remaining images to derive the astrometric and photometric calibrations for the release.

The astrometric solution is computed using SCAMP⁴ (Bertin 2006). SCAMP first examines all image headers and then split the

exposures into a series of astrometric "contexts". Each context separates blocks of observing epochs where the instrument focal plane is in a fixed and (almost) stable configuration. The detections and positions of astrometric sources on MegaCam images are derived by the cross-identification of sources of the QFITSin catalogue with the 2MASS astrometric reference catalogue. For the T0004 release, the source matching exploration radius is set to 2" for all deep and wide fields. A polynomial distortion model is then derived by minimising a weighted quadratic sum of differences in positions between the 2MASS and the QFITSin matched sources, and, internally, between different QFITS-in catalogues with overlap regions. Using this information, SCAMP can then compute external and internal errors.

For the wide data, the astrometric solution is performed only once for each wide field by using all image catalogues simultaneously, regardless the filter and the epoch. All images of a given wide field are then calibrated globally and in a homogeneous way. For the 85% deep data, the solution must be computed differently. The number of observing runs produces too many astrometric contexts which results in a matrix that cannot be inverted with the current TERAPIX computing resources. The deep field images are then divided into five sub-samples, one for each filter. In order to improve the consistency and the robustness of the solutions found for each filter, a common set of extra images surrounding the field and shifted by about 30' with respect to deep centre positions is added to each sub-sample. The consistency of each solution has been checked afterwards.

In both cases, the deep and the wide calibrations worked well. For T0004, the rms internal error of wide and deep astrometric solution is 0.017'' and the mean rms external error is 0.21'' in both directions. After inspection, if acceptable, the astrometric solution is then written in the .head file attached to each image.

SCAMP is also used to derive a relative photometric calibration by minimizing a weighted, quadratic sum of magnitude differences on the overlap regions between images. Images flagged as "photometric" by CFHT are used as anchor points and their CFHT magnitude zero point is written in the .ahead file. For the photometric calibration, SCAMP minimises the quadratic sum of magnitudes using the overlap region between images. The fluxes of non-photometric images are then re-scaled accordingly. Typical re-scaling amplitudes in T0004 are ± 0.02 magnitude. However, for some highly non-photometric images it may reach ± 0.50 magnitudes. For these extreme outliers, the re-scaling

³ http://terapix.iap.fr/cplt/oldSite/Descart/

NewterapixdocT0002.pdf

⁴ http://terapix.iap.fr/soft/scamp



T0004: Terapix data flow and data products

Fig. 2. Details of the data processing performed by TERAPIX.

itself becomes more and more unreliable and the observed error on the rescaling value can be significantly higher than the typical ± 0.02 value. For this reason all images with rescaling greater than 0.15 magnitudes were removed from the input list.

After this post-SCAMP selection process images are divided into filter and tile positions and images are then resampled and co-added with SWarp⁵ (Bertin et al. 2002). An ASCII polygon mask is produced at each tile position which can be visualised using the "DS9" image display software. Each wide stack is only composed of images centred at the tile position and the overlapping pixels of nearest neighbour tiles are not used. For each stack a 1 deg × 1' strip masks the boundaries of fields in order to drop regions with highly elongated PSF and low signal-to-noise.

T0004 stacks are produced by a median filter and a Lanczos-3 interpolation kernel. All stacks have 19354×19354 pixels of 0.186" (i.e. exactly $1 \times 1 \text{ deg}^2$) and have a magnitude zero point set to 30. For the wide survey, a stack is produced at each centre position listed in the TERAPIX web page⁶. A SExtractor catalogue is then produced for each stack that is used to run QualityFITS and produce a QFITS-out "ID-card" of each stack. QFITS-out as well as all quality control data of all stacks are publicly available at http://terapix.iap.fr/article.php?id_article=724. They have been used to carry out visual inspections and the validation of the T0004 release.

If g'-, r'- and i'-band data are available, TERAPIX automatically produces a "chi2 image" based on these three stacks (Szalay et al. 1999). Then SExtractor is run in dual-image mode on both the chi-squared image and each stacked image (r', g', i', as well as u^* and z', if any). All catalogues contain parameter values for all quantities listed in http://terapix.iap. fr/article.php?id_article=628. In this study, we use the merged (u^*, g', r', i', z') catalogues produced by TERAPIX that include a limited number of parameters (only MAG_AUTO

⁵ http://terapix.iap.fr/soft/swarp

⁶ http://terapix.iap.fr/cplt/oldSite/Descart/ summarycfhtlswide.html

magnitudes, for example) plus the E(B - V) value at each source position derived from dust map images Schlegel et al. (1998).

After removing the masked areas, the effective field-of-view is 0.78, 0.80, 0.83 and 0.82 deg² for the D1, D2, D3 and D4, respectively and 15.73, 4.05 and 8.87 deg² for the W1, W3 and W4, respectively. Effective areas for each individual tile in the wide fields are given in the http://terapix.iap.fr/ cplt/table_syn_T0004.html table. Resampling of images during the stacking process introduces a slight noise correlation that is not taken into account in the flux errors computed by SExtractor. We computed the correction factor to these flux errors by measuring the variance of the sky background noise on empty regions inside apertures of 2" and by comparing it to the median SExtractor flux error for faint sources. We found a factor of 1.5 that we applied to all SExtractor flux errors.

Finally, a series of post-processing analysis is carried out in order to make quality assessments for each stack and for the whole release. The QFITS-in, SCAMP, QFITS-out output files are part of the quality assessment data. More specific control files are also created using the merged (u^*, g', r', i', z') catalogues, like stellar colour-colour plots and comparisons between the T0004 stellar photometry and the Sloan Digital Sky Survey (SDSS)⁷. This quality control data are available at http://terapix.iap.fr/cplt/table_syn_T0004.html.

The comparison between CFHTLS T0004 and SDSS photometry is made using stars in common in the magnitude range 17 < AB < 21.1. The results are shown at http://terapix. iap.fr/article.php?id_article=713. The mean offset between CFHTLS and SDSS, $\Delta_{CFHTLS-SDSS}$, varies from stack to stack in the range $-0.03 < \Delta_{CFHTLS-SDSS} < 0.03$ magnitude. A calibration problem was noticed on u^* -band images obtained during the period from March 2006 until October 24th, 2006 showing a mean offset of 0.21 mag. with respect to SDSS. Following the TERAPIX table all u^* -band values obtained during this period were corrected for the offset derived from the SDSS. In the few CFHTLS fields with no overlap with SDSS, we applied a correction of 0.2 mag.

2.1.4. Field-to-field photometric stability

The **TERAPIX** pipeline uses common sources in overlap regions between each contiguous MegaCam field to derive a photometric magnitude zero-point correction after a field-to-field flux rescaling. It is computed by SCAMP to produce a wide survey as uniform as possible over all W1, W2, W3 and W4 fields. The recipe relies on the CFHT magnitude zero points and photometric flags written in the FITS header and in the observing logs, respectively. It is possible that some series of marginally photometric images produce a poor flux rescaling solution. We minimised this risk by removing photometric outlier images from the T0004 sample during the post-SCAMP selection process (See Sect. 2.1.3). However, some fields may still show residuals, in particular at the borders of the survey where the field-to-field rescaling cannot be done using the four MegaCam boundaries of each stack. The comparison between CFHTLS and SDSS photometry confirms the uniformity is good to within ± 0.03 mag. over all fields, but there are a few fields that are off by as much as ~0.10 mag.

This problem can be partially overcome by *Le Phare*. The code uses spectroscopic redshifts to correct the magnitude offsets (hereafter systematic offsets) in the CFHTLS wide fields that overlap with spectroscopic fields. The estimate of the

field-to-field magnitude variations and how it can affect the photometric redshift accuracy is discussed in Sect. 3.5.

2.2. Spectroscopic data

We used spectroscopic redshifts (spectro-*z*'s) from the VVDS survey for the D1 and W1 fields. The VVDS data were obtained with the VIsible Multi-Object Spectrograph (VIMOS⁸) installed at the ESO-VLT. The deep spectroscopic sample VVDS-0226-04 was selected in the magnitude range $17.5 \le I_{AB} \le 24.0$ and has a median redshift of ~0.67 (Le Fèvre et al. 2005a). Keeping only sources with a confidence level in the redshift measurement greater than 97% (class 3 and 4), our parent VVDS-0226-04 spectroscopic sample is composed of 3880 galaxies. We matched 3276 galaxies in the D1 field and 3356 galaxies in the W1 field with $i'_{AB} \le 24$.

We also used the public spectroscopic redshifts from the zCOSMOS-bright (hereafter "zCOSMOS") survey (Lilly et al. 2007) which overlaps with the D2 field. The zCOSMOS spectra were obtained with the VIMOS spectrograph and were selected at $I_{AB} \le 22.5$. 3915 spectro-*z*'s with a confidence level greater than 99% are usable for the D2 field.

In addition, our spectroscopic calibration sample includes 5936 spectro-*z*'s from the third data release of the DEEP2 survey (Davis et al. 2003, 2007). This sample overlaps with the D3 field and covers a small area in the W3 field (see Fig. 1). Spectra were obtained by the spectrograph DEIMOS⁹ mounted on the Keck II telescope. For the VVDS sample we used the most secure spectro-*z*'s, with quality flag 3 or 4, corresponding to confidence level greater than 95%. The DEEP2 data taken in the Extended Groth Strip region have been preselected in the range 18.5 $\leq R_{AB} \leq 24.1$, with a selection based on colour and surface brightness only aimed at maximizing the number of galaxies over the number of stars (in contrast with the rest of the DEEP2 survey where selection criteria to target only higher-redshift galaxies are used). A smaller subsample of 310 spectro-*z*'s are available in the W3 field.

Finally, the VVDS-wide survey (VVDS-F22 field, Garilli et al. 2008) overlaps with the W4 field. The VVDS-wide covers a 4 deg^2 contiguous area in the W4 field. The spectro*z* catalogue includes 11 228 galaxies, 167 type I AGNs, and 6748 stars. Using the most secure spectro-*z* (confidence level greater than 97%, class 3 or 4) our final sample comprises 3854 galaxies in the magnitude range $17.5 \le I_{AB} \le 22.5$.

D4 is the only field without any spectroscopic coverage.

3. Photometric redshifts for the CFHTLS-T0004 catalogue

3.1. Photometric redshift computation with Le Phare

Photometric redshifts were computed using a standard χ^2 template-fitting procedure and calibrated using spectroscopic redshifts. We used the code *Le Phare*¹⁰ described in Arnouts et al. (1999) and Arnouts et al. (2002) with the addition of the optimisation procedure presented in I06.

We first selected a set of reference SED templates. These were the same CFHTLS-optimised templates as I06 used. The original set of templates is composed of four observed galaxy

⁷ http://www.sdss.org/data

⁸ http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/

instruments/vimos/overview.html

⁹ http://loen.ucolick.org//Deimos/deimos.html

¹⁰ http://www.oamp.fr/people/arnouts/LE_PHARE.html

spectra from Coleman et al. (1980) (hereafter CWW) and two starburst galaxy spectra from Kinney et al. (1996). The ultraviolet ($\lambda < 2000$ Å) parts of the spectra have been linearly extrapolated and the near infrared parts are extrapolated using the synthetic models proposed by Bruzual & Charlot (2003). It is clear that the broad variety of galaxy spectra observed in the Universe cannot be represented by only a small number of optimised templates. However, adding too many templates creates degeneracies between observed colours and redshifts. For this reason we use only a small number of spectral types.

The six CWW templates were "optimised" for the CFHTLS using 2867 spectroscopic redshifts from the VVDS deep survey. The optimisation procedure consists of "blue-shifting" the observed photometric data using the VVDS spectroscopic redshift. The optimised templates are then built up through the following steps. First u, q, r, i, z data are converted to rest frame fluxes using the spectroscopic redshift and the best fit CWW template is found. Each original template is then corrected according to the averaged photometric data in order to provide the best to the data (see Fig. 5 of I06). Finally, the templates were linearly interpolated between spectral types in order to cover the full redshiftcolour space. In total, 62 optimised templates are generated. Each SED template was then redshifted onto a grid of interval $\delta z = 0.04$ and convolved with the filter transmission curves (including instrument efficiency). The photometric redshifts were derived by determining which SED template provides the best match to the observed colours (minimisation of the χ^2 merit function). The galaxy internal reddening, E(B-V), was included as a free parameter in the template-fitting procedure. The values allowed for E(B - V) were derived from the Small Magellanic Cloud (SMC) extinction law (Prevot et al. 1984), varying from 0 to 0.2 for Scd and later types, and no reddening was allowed for earlier types.

Ilbert et al. (2009) recently showed that the Calzetti extinction law (Calzetti et al. 2000) is better suited for highly starforming galaxies, while the SMC extinction works better for the earlier type galaxies. However, in our study (with only five bands and no infrared data), we found no significant difference when using one or the other law and we choosed to use only the SMC extinction law for consistency with I06.

Since no near infrared data were available to break the colour-redshift degeneracies between z < 0.5 and z > 2.5 (in general caused by an inability to distinguish between the Balmer and Lyman breaks), a "prior" on the redshift distribution has been applied following the Bayesian approach described in Benítez (2000). For our prior we used redshift distributions measured in the VVDS deep spectroscopic survey as a function of spectral type and apparent magnitude. On the basis of the luminosity functions measured by Ilbert et al. (2005) we reject solutions with $M_{g'} < -24$ (for 0.8% of objects in the wide survey ($i'_{AB} < 22.5$) and 1.5% of objects in the deep survey ($i'_{AB} < 24$)).

A redshift Probability Distribution Function (PDFz) is computed for each object using the χ^2 merit function, PDFz $\propto \exp(-\chi^2(z)/2)$. The PDFz is measured every $\delta z = 0.04$. The best redshift is estimated via a parabolic interpolation of the PDF. If a second peak is found in the PDF with a height larger than 5% of the main peak, the corresponding redshift is given as a second solution.

In addition to the best χ^2 derived from the galaxy library (hereafter χ^2_{gal}), a best χ^2 computed using the stellar library of Pickles (1998) is derived for each object (hereafter χ^2_{star}). Both χ^2 's are use to compute the star-galaxy classification as it will be explained in Sect. 4.

3.2. Correction of systematic offsets

As demonstrated by Brodwin et al. (2006), I06 and Ilbert et al. (2009), systematic offsets are often found between the best-fit SED templates and the observed apparent magnitudes in a given filter. Uncertainties in the zero-point calibration of the photometric data as well as imperfect knowledge of galaxy SEDs or of filter transmission curves are responsible these offsets. They may produce additional biases in the photometric redshift measurements and must be corrected. In this work, we recomputed these offsets to account for the changes in our spectroscopic and photometric catalogues with respect to those used in I06. These changes are:

- the T0004 catalogues have been regenerated after a complete re-processing of all data;
- the CFHTLS wide data were not used by I06. These new stacks cover 35 deg² and combine many MegaCam tiles;
- new spectroscopic samples are now available for many CFHTLS fields. It is now possible to compute offsets for many new fields and to derive field-to-field systematic offsets.

For template optimisation we use spectroscopic redshifts to derive all sytematic offsets. Once the best fit template and the normalisation factor are found, the systematic offset in each band, s^{f} , is computed by minimising

$$\psi^2 = \sum_{i' \le 21.5}^{N_{\text{gal}}} \left(\left(A \times F_{\text{pred}}^{\text{f}} - F_{\text{obs}}^{\text{f}} + s^{\text{f}} \right) / \sigma_{\text{obs}}^{\text{f}} \right)^2 \tag{1}$$

where $F_{\text{pred}}^{\text{f}}$ is the predicted flux, *A* the normalisation and $F_{\text{obs}}^{\text{f}}$ the observed flux. Since *A* and the best fit template may change after the offset correction, the process is repeated several times until convergence is reached (a variation of less than 0.003 in s^{f}). We found that, usually, 3–4 iterations are necessary. In contrast with the method described in Feldmann et al. (2006) (in which photometric redshifts can also be used), we only use objects with spectroscopic redshifts to derive the offsets. However, we show later in this section that the spectroscopic sample is sufficient to derive accurate systematic offsets even if it is much smaller than the whole galaxy photometric sample.

To compute this correction we use spectroscopic redshifts limited to $i'_{AB} \le 22.5$. As shown by I06 the photometric correction depends only weakly on the spectroscopic limiting magnitude. Each offset correction was derived and applied independently for each field covered with spectroscopic data (see Sect. 2.2). Table 2 shows the systematic offsets derived for the deep and wide fields in each band. The systematic offsets vary from -0.041 (g') to 0.077 (u*) magnitudes and show a small dispersion between the fields, on the order of 0.01 mag. For this reason we added 0.01 mag in quadrature to the error estimate to account for the systematic offset uncertainties. D4 is the only field which does not overlap with any spectroscopic survey. For this field we used a mean offset correction, computed using a combined catalogue of D1/VVDS deep, D2/zCOSMOS and D3/DEEP2.

3.3. Photometric/spectroscopic comparison for the T0004 deep fields

We evaluate in the two following sections the photometric redshift accuracy by comparing photometric redshifts against spectro-*z*'s. We first consider the deep fields; in the following section we consider the wide fields.

Band	D1/VVDS	D2/zCOSMOS	D3/DEEP2	W1/VVDS	W3/DEEP2	W4/VVDS f22	Mean	Dispersion
$\mathcal{U}*$	0.068	0.078	0.045	0.055	0.064	0.077	0.065	0.013
g'	-0.055	-0.047	-0.038	-0.035	-0.030	-0.040	-0.041	0.009
r'	0.016	0.025	0.021	0.003	0.040	0.032	0.022	0.015
i'	0.003	-0.001	0.001	0.022	0.008	0.001	0.006	0.009
z'	0.001	-0.009	-0.004	-0.022	-0.037	-0.010	-0.014	0.014

Table 2. Systematic offsets of $i'_{AB} < 22.5$ limited samples for the deep and wide fields.

As in I06, we define two relevant quantities:

- the photometric redshift dispersion, $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)}$. It is defined using the normalised median absolute deviation $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)} =$ $1.48 \times \text{median}(|\Delta z|/(1+z_s))$, a robust approximate of the standard deviation,
- and the *outlier rate*, η , also called catastrophic errors, defined as the proportion of objects with $|\Delta z| \ge 0.15 \times (1 + z_s)$,

where z_p is the photometric redshift, z_s the spectroscopic redshift, and $\Delta z = z_p - z_s$.

For the VVDS deep and DEEP2 surveys we compare with spectroscopic redshifts to i'_{AB} < 24. In the D2 field, for the brighter zCOSMOS survey, comparisons cannot be made fainter than $i'_{AB} = 22.5$. Figure 3 shows the comparison between photometric and VVDS spectroscopic redshifts for the D1 field, zCOSMOS for the D2 field and DEEP2 for the D3 field. The dispersion ($\sigma_{\Delta z/(1+z_s)}$) for D1 and D3 in the range 17.5 < i'_{AB} < 24 is 0.028 and 0.030 respectively, and the dispersion for D2 in the range $17.5 < i'_{AB} < 22.5$ is 0.026. The outlier rate (η) is 3.57% in D1, 3.62% in D3 and 1.35% in D2. These results demonstrate that the photometric redshift accuracy is comparable for the three deep fields. Slightly better results are found in D2 as this sample has a brighter limiting magnitude. We checked this assumption by restricting the limiting magnitudes for the D1 and D3 at 17.5 < i'_{AB} < 22.5. We found the same dispersion for the three fields, $\sigma_{\Delta_z/(1+z_s)} = 0.026$, as well as slightly different but better outlier rates for the three fields: 1.68 for D1, 1.35 for D2 and 2.36 for D3.

The consistent results found for these three deep fields are reassuring. Although our templates have been optimised using one single field (D1) with one set of spectra (VVDS deep), they can be used with confidence on other deep fields without reducing the photometric redshift accuracy or increasing the fraction of outliers.

3.4. Photometric/spectroscopic comparison for the T0004 wide fields

Photometric redshift accuracy is a function of the signal-to-noise ratio (hereafter S/N) of the photometric data (e.g. Margoniner & Wittman 2008). Since the wide survey is considerably shallower than the deep survey the median S/N is lower at a given magnitude in the wide than in the deep (see Fig. 4 for the D1 and W1 fields). Therefore, we expect less accurate photometric redshifts for the wide in comparison with the deep fields at the same magnitude.

First, we measured the photometric redshift accuracy as a function of decreasing S/N in the wide fields. Noise is estimated using magnitude errors from SExtractor's MAG_AUTO, Δm , rescaled by a factor 1.5 (See Sect. 2.1.3). Using the VVDS deep spectroscopic sample, we measured the accuracy of our photometric redshifts to $i'_{AB} = 24$. In Table 3, we show the dispersion and the outlier rate for the W1 field as a function of limiting magnitude. We found that $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)}$ is larger at fainter magnitudes.

At $i'_{AB} < 24$ the dispersion is 0.053. However the number of outliers increases dramatically beyond $i'_{AB} = 23$, reaching 10% at $i'_{AB} < 24$. We conclude that photometric redshifts are reliable down to $i'_{AB} = 22.5$ in the wide field (with a median S/N = 33). Fainter than $i'_{AB} = 23$ the number of outliers becomes important.

Next we compared the photometric redshift accuracy between the different wide fields. We restricted the comparison to $i'_{AB} < 22.5$ (corresponding to S/N = 33) which is the limiting magnitude of the zCOSMOS and VVDS-wide spectrocopic surveys. Figure 5 shows the comparison between photometric and spectroscopic redshifts (W1 against VVDS deep, W3 against DEEP2 and W4 against VVDS wide). The dispersion $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)}$ is identical for all fields, ranging from 0.037 to 0.039 (0.037 for W1 and W3, and 0.039 for W4). The outlier rate, η , is 2.81%, 3.55% and 3.79% for W1, W3 and W4, respectively. As for the deep survey, these results show that one can successfully use templates optimised in an independent field to reach comparable accuracy.

We also noticed that despite being calibrated with a small spectroscopic sample, the photometric redshift accuracy and outlier rate in the W3 field are comparable to the other fields. For photometric redshift calibration we conclude that for a fixed amount of spectroscopic survey time it is more important to cover a larger area to brighter magnitudes redshifts (which can correct for inhomogeneities in the photometric calibration) rather covering a smaller area to a fainter limiting magnitude.

Finally, in order to perform a fair comparison between the deep and wide photometric redshifts one must consider samples with equal S/N. Therefore, in order to match the median S/N = 43 corresponding to $i'_{AB} < 24$ in the deep, we limit the magnitude to $i'_{AB} = 22$ in the wide (from Fig. 4) and measure a dispersion of 0.032, similar to the value of 0.028 found for the D1 photometric redshifts.

3.5. Effects of the tile-to-tile systematic offset variation

From Fig. 1 one can see that CFHTLS fields have only incomplete spectroscopic coverage. The offset calibration can only be performed in sub-areas where there is spectroscopic coverage and we assume the systematic offsets measured in a sub-area of the field can be applied to the whole field.

This assumption is appropriate for the CFHTLS deep fields since each spectroscopic sample fits within one tile but more questionable for the CFHTLS wide fields which are ten times larger and are composed of many continuous tiles. As it was discussed in Sect. 2.1.4, the $\Delta m_{CFHTLS-SDSS}$ photometric comparison performed by TERAPIX shows the differences with SDSS have a mean scatter of ±0.03 magnitudes which corresponds to the photometric scatter from tile to tile. Table 2 confirms these trends in our calibrations.

Only 15 of 35 tiles in the wide fields have spectroscopic data (not all centred in the tile). Therefore, the calibration of the systematic offsets cannot be performed tile by tile in the wide fields. Instead, they are averaged over several tiles (W1 has four



Fig. 3. Photometric redshift accuracy in the deep survey. We compare photometric redshifts with spectro-*z*'s for D1 with VVDS deep (*left*), for D2 with zCOSMOS (*middle*) and for D3 against DEEP2 (*right*). The brighter zCOSMOS survey is limited to $t'_{AB} = 22.5$. In each panel we show the dispersion, $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)} = 1.48 \times median(|\Delta z|/(1+z_s))$, and the outlier rate, η , the proportion of objects with $|\Delta z| \ge 0.15 \times (1+z_s)$. In *the top panel*, triangles represent objects for which we found a second solution in the PDF. In *the bottom panel*, the object density in the photometric/spectroscopic redshift plane is plotted.

overlapping tiles over 19 with VVDS deep, W3 has two overlapping tiles in five with DEEP2 and W4 has nine overlapping tiles in 11 with VVDS wide). Therefore, tile-to-tile photometric calibration variations are an additional source of error which degrades the photometric redshift accuracy in the wide fields. We assessed the impact on the photometric redshift accuracy of this additional source of error, assuming a tile-to-tile variation of 0.03 mag (see Sect. 2.1.3). We simulated variations of the photometric calibration on fields with spectroscopic data as follows:

- 1. we computed the systematic offsets from a field with spectroscopic data (with unchanged photometry);
- 2. we modelled the tile-to-tile zero-point variation with a Gaussian distribution with zero mean and a dispersion of 0.03. We applied offsets to this field but for each of the five bands independently (i.e. we computed an independent value for each band);
- 3. we computed the photometric redshifts but we kept the offset corrections derived at the first step. Since we did not compute

the systematic offsets again this sequence is equivalent to deriving systematic offsets from one field and apply them to all the other fields;

4. finally, we estimated the uncertainties (photometric redshift dispersion and outlier rate).

We repeated this procedure 1000 times and computed the mean and standard deviation for the photometric redshift dispersion σ , and for the outlier rate, η .

Figure 6 shows the results for the deep and wide fields. On average, $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)}$ is 21% greater for the deep field and 14% greater in the wide field. In both cases objects were selected to have comparable *S*/*N*; this difference between wide and deep arises from the fact that for the deep fields (which are dominated by fainter objects) the flux offsets represent a larger fraction of the object's flux. The outlier rate shows a similar trend, with a value 13% worse in the deep sample and 17% in the wide sample. This analysis shows the importance of spectroscopic surveys covering large areas.



Fig. 4. Median signal-to-noise ratio with respect to the limiting magnitude in the wide (W1) and the deep (D1) field. The S/N is $1.0857/\Delta m$, taken in the *i'* band. The dashed line represents the median S/N = 33, corresponding to the value of the wide sample cut at $i'_{AB} < 22.5$.

3.6. Wide/deep comparison

As described in Sect. 2.1, wide and deep fields have been independently reduced. The systematic offsets were also calibrated independently. For this reason, galaxies common to a deep and a wide field may have two different photometric redshift values. To check if results from wide and deep surveys are consistent, we compared photometric redshifts from both surveys using overlapping sources in the W1 and D1 fields. We selected 14 484 common sources in D1 and W1 in the range $17.5 < i'_{AB} < 22.5$.

The Fig. 7 shows the W1 photometric redshifts versus the D1 photometric redshifts. We find the dispersion between the wide and deep photometric redshift samples is $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)} = 0.026$, whilst the outlier rate is $\eta = 2.71$ similar to values found for the D1 sample, demonstrating that the wide and deep photometric redshifts are consistent with each other.

4. Star/galaxy selection

Bright samples ($i'_{AB} < 22.5$) can be highly contaminated by stars. For example in the CFHTLS W4 field stellar sources comprise up to 50% of sources and can be problematic for analyses sensitive to such mis-classifications. As in Schultheis et al. (2006), we used the VVDS spectroscopic data to improve the star/galaxy selection.

Thanks to purely flux limited selection of the VVDS spectroscopy survey, we can test our ability to separate stars and galaxies at the depth of the wide and deep CFHTLS surveys. We have derived an efficient technique to separate stars from galaxies based on both morphological and multi-colour information.

4.1. Size selection

A widespread technique to separate stars from galaxies involves comparing the size of sources with the local shape of the PSF. Bright objects comparable in size to the local PSF are identified as stars while those with larger size are selected as galaxies. Figure 8 illustrates the difference in size between galaxies and stars for two tiles of the W1 and W4 fields. The size of the sources is characterised by the half-light radius, r_h , which is defined as the radius which encloses 50% of the object flux. The lower panels of Fig. 8 show the size (r_h)-magnitude (i'_{AB}) diagram (Fahlman et al. 1994). Due to statistical measurement errors of r_h and to the large PSF variation over the MegaCam field of view the dispersion of the r_h distribution is broad.

Table 3. Photometric redshift accuracy in the W1 and D1 fields for a range of limiting magnitudes.

		W1	
$i'_{AB} <$	S/N	$\sigma_{\Delta z/(1+z_s)}$	η (%)
20.5	64	0.025	1.12
21.0	60	0.026	1.57
21.5	52	0.029	1.39
22.0	43	0.032	2.25
22.5	33	0.037	2.81
23.0	24	0.043	4.91
23.5	16	0.048	7.63
24.0	11	0.053	10.13
		D1	
$i'_{AB} <$	S/N	$\sigma_{\Delta z/(1+z_s)}$	η (%)
20.5	72	0.030	0.54
21.0	72	0.027	1.17
21.5	72	0.025	1.32
22.0	68	0.026	1.30
22.5	68	0.026	1.82
23.0	60	0.026	2.11
23.5	54	0.027	2.59
24.0	43	0.028	3.57

Spectroscopic redshifts can be used to securely distinguish stars and galaxies and to clearly define star-galaxy selection criteria calibrated on bright sources. We define a "true" star as an object with $z_s = 0$ and a "true" galaxy as an object with a secure spectroscopic redshift $z_s > 0$. Figure 8 shows the positions of spectroscopically confirmed stars (asterisks) and spectroscopically confirmed stars (black squares) in the r_h vs. i'_{AB} diagram for two tiles in the W1 and W4 fields. Both fields have different characteristics; W1 overlaps with a deeper spectroscopic sample and has a low stellar density, whereas W4 has a larger proportion of stars but a brighter spectroscopic limit. At bright magnitudes, a stringent cut in r_h can reliably separate stars from galaxies. We then set this cut on each CFHTLS deep field and wide tile independently: at $i'_{AB} < 21$ the r_h distribution is predominantly composed of stars.

The histogram of r_h values is close to a normal distribution, slightly skewed towards larger r_h by the galaxies (top panel of Fig. 8). For this reason we fit the r_h distributions at $i'_{AB} < 21$ of all deep and wide tiles independently by a Gaussian. We denote μ_{r_h} and σ_{r_h} the best fit mean and standard deviation values respectively. In the Gaussian approximation of the r_h distribution, almost all stars should lie in the range $0 < r_h < \mu_{r_h} + 3\sigma_{r_h} = r_{\text{hlimit}}$.

4.2. Colour selection

A purely size-based selection as described in the previous section limits reliable star-galaxy classification to only the brightest sources. As shown in Fig. 8 the proportion of spectroscopically identified galaxies fainter than $i'_{AB} = 21$ which satisfies the size criterion $r_h \le r_{hlimit}$ increases towards fainter magnitudes, where galaxy and star populations become increasingly mixed. Adding an additional colour-based selection can improve the star-galaxy separation at fainter limits.

Following the galaxy spectral type classification based on the galaxy template fitting criteria (namely, χ^2_{galaxy}), we also characterise each source by its stellar spectral type, based on a fitting of stellar templates (namely, χ^2_{star}). We used a set of templates from



Fig. 5. Photometric redshift accuracy in the wide survey at $t'_{AB} < 22.5$. We compare photometric redshifts with spectroscopic ones for the W1 field with the VVDS deep (*left*), for W3 with DEEP2 (*middle*) and for W4 with VVDS wide (*right*). In each panel we show the dispersion, $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)} = 1.48 \times \text{median}(|\Delta z|/(1+z_s))$, and the outlier rate, η , the proportion of objects with $|\Delta z| \ge 0.15 \times (1+z_s)$. In *the top panel*, triangles represent objects for which we found a second solution in the PDF. *Bottom*: density of objects in the photometric/spectroscopic redshift plane is plotted.

Pickles (1998) to estimate χ^2_{star} . Ideally, a galaxy would satisfy the relation $\chi^2_{\text{gal}} < \chi^2_{\text{star}}$. However, χ^2_{galaxy} and χ^2_{star} were derived from independent SED libraries and with a different number of parameters. The relevance and the statistical significance of the comparison between χ^2_{galaxy} and χ^2_{star} have been assessed by using the spectroscopic sample. We used a free parameter to account for the differences between each χ^2 estimate and found that the criterion $\chi^2_{\text{gal}} < \chi^2_{\text{star}}/2$ is robust and can be applied to all sources up to $i'_{\text{AB}} = 23$.

When only optical data (u^*, g', r', i', z') are used, stellar and galaxy colours overlap (shown in Fig. 9 is the χ^2 distributions for stars and galaxies in the spectroscopic sample). As in the case of a purely size-based selection, a selection based solely on a multi-colour criterion cannot be used in isolation. The most robust star-galaxy separation consists in using both the χ^2 estimate and the size criterion. Each source is therefore defined by three parameters: its size, r_h , its galaxy index, χ^2_{galaxy} , and its stellar index χ^2_{star} .

4.3. Quality of the star/galaxy classification

In order to assess the accuracy of the method we tested our selection against a strict spectroscopic selection. We defined the *incompleteness* of the parent galaxy sample as the number of galaxies lost after the selection compared to the number of galaxies and the *star contamination* of the final galaxy sample as the number of stars misidentified as galaxies compared to the number of galaxies.

At $i'_{AB} < 21$, stars are purely selected with their sizes. At fainter magnitude $21 < i'_{AB} < 23$, we defined a galaxy as an object with $r_h \ge \mu_{r_h} + 3\sigma_{r_h}$ or $\chi^2_{gal} < \chi^2_{star}/2$ ("or" is used to have a galaxy sample as complete as possible). Stars are defined as $r_h < \mu_{r_h} + 3\sigma_{r_h}$ and $\chi^2_{star} < 2\chi^2_{gal}$. Beyond $i'_{AB} > 23$ all objects are flagged as galaxies. Table 4 shows the results in the D1, W1 and W4 fields. The star contamination is greatly reduced even for the fields where the proportion of stars is more than 50%.



Fig. 6. Reduction of the photometric redshift accuracy if the systematic offsets are derived from a given tile and applied to another tile. The results show the variation of the outlier rate (*left panels*) and photometric redshift accuracy (*right panels*) if the photometry varies of the order of 0.03 mag. *Top panels*: D1 deep field at $i'_{AB} < 24$ (compared with $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)} = 0.028$ and $\eta = 3.57\%$, represented by the red dashed lines, with no variation added in the photometry). *Lower panels*: W1 wide field at $i'_{AB} < 22.5$ (compared with $\sigma_{\Delta z/(1+z_s)} = 0.037$ and $\eta = 2.81\%$, represented by the red dashed lines, with no photometric perturbation applied).

This methods works best for good-seeing data leading to a small r_{hlimit} (<2.5 pixels). The colour-based selection is helpful to keep the galaxy sample as complete as possible for worse-seeing data e.g. $r_{\text{hlimit}} \sim 3$ pixels (the incompleteness being 10% instead of 3%, otherwise).

4.4. Conclusion

The need for reliable star/galaxy selection is essential for the W4 field where there are many stars. Usual methods of star/galaxy separation work best for bright objects ($i'_{AB} < 21$) but become less reliable at fainter magnitudes. For these fainter sources the results depend strongly on the fraction of genuine faint stars and the seeing. To address this issue we developed a reliable estimator that takes into account both object size and colour. For unresolved faint galaxies that may be mis-classified as stars using the usual size criteria, we use the colours of sources (through the χ^2) to improve the classification and preserve them into the galaxy sample. The selection uses the χ^2 values, derived from the galaxy template and the star template libraries, and the criterion is built and calibrated with the spectroscopic sample.

Using this method, our incompleteness is always below 3% (in the worse seeing case) while we significantly reduced the star contamination (from 50% down to 7% in average). In the best-seeing cases (small "PSF" and low stellar density), the method attains 1.1% of star contamination with less than 1% of incompleteness.



Fig. 7. Photometric redshifts for the wide field (W1, *y*-axis) compared with photometric redshifts for the deep field (D1, *x*-axis). The sample is selected at $17.5 < i'_{AB} < 22.5$. We fit in the range [0.2, 0.7] to make a better estimate of remaining systematic differences.

5. Photometric redshift analysis

From this section onwards we consider only "reliable" photometric redshifts. These are defined as redshift of a source estimated from five photometric bands located in unmasked regions and which fulfilled the size-colour star-galaxy classification described in the previous Section. The source must have $17.5 < i'_{AB} < 24$ for the deep fields and $17.5 < i'_{AB} < 22.5$ for the wide fields. Hereafter we focus on these reliable photometric redshift samples to assess the quality of our redshift catalogues, to derive error estimates and compute the redshift distribution in both the wide and deep fields.

5.1. Error estimates

"Le Phare" computes an estimate of the photometric redshift uncertainty from the redshift Probability Distribution Function (PDF) of each object. By determining the redshifts where $\Delta \chi^2(z) = \chi^2(z) - \chi^2_{\min} = 1$, we determine a low (z_{left}) and a high (z_{right}) redshift value corresponding to a 68% confidence interval.

We define the error estimated by "Le Phare" σ_{z_p} as follows:

$$\sigma_{z_{\rm p}} = \frac{|z_{\rm left}(68\%) - z_{\rm right}(68\%)|}{2} \,. \tag{2}$$

The reliability of this error estimate is examined as follows. We first compare σ_{z_p} to the variance of the difference between spectroscopic and photometric redshifts Δz . We then use σ_{z_p} to assess the accuracy of the photometric redshifts over the entire range of magnitudes and redshifts. Figure 10 shows the distribution of differences between the spectroscopic and the photometric redshifts (Δz), for the wide W1, W3 and W4 fields (left) and for the deep D1 and D3 (right) fields. On this Figure is overlaid a



Fig. 8. Star/galaxy separation in one tile of the W1 field, 022539-041200 (*left panel*), and one from the W4 field, 221706+002300 (*right panel*). *Top:* r_h distribution and the corresponding Gaussian fitting. The red line is the $\mu_{r_h} + 3\sigma_{r_h}$ cut. *Bottom:* i'_{AB} vs. r_h in pixels. Squares and asterisks are VVDS deep and VVDS wide spectroscopically identified galaxies and stars, respectively.



Fig. 9. χ^2 distributions for "true" stars and "true" galaxies (according to the VVDS wide spectroscopy) in the field W4. *Top*: all objects. *Middle*: objects larger with $r_h > r_{hlimit}$. *Bottom*: objects with $r_h < r_{hlimit}$.

Table 4. Star/galaxy selection results, the table shows the galaxy incompleteness (Inc.) and the star contamination (Cont.) for the W1 field, with a large PSF size and the highly star crowded field, W4. "Stars" represent the intrinsic proportion of stars in the field.

Dee	$p(i'_{AB} <$	24)		
Field	$r_{ m hlimit}$	Stars	Inc.	Cont.
D1	2.7	11.0%	0.80%	1.1%
W1	$(i'_{1D} < 2)$	2.5)		
Field	r _{hlimit}	Stars	Inc.	Cont.
022539-050800	3.1	23.5%	3.1%	0.4%
022539-041200	2.8	18.8%	2.3%	0.9%
022929-041200	3.1	20.6%	2.9%	0.7%
All	3.0	19.0%	2.6%	1.0%
WA	(1 - 2	2 5)		
W 4	$(l_{AB} < 2)$	2.3)		
Field	$r_{\rm hlimit}$	Stars	Inc.	Cont.
221318-003100	2.2	57.2%	0.6%	7.7%
221318+002300	2.1	52.5%	0.0%	9.0%
221318+011900	2.6	44.7%	0.8%	2.5%
221706-003100	2.7	53.2%	1.0%	7.9%
221706+002300	2.3	51.9%	1.0%	6.4%
221706+011900	1.9	51.7%	0.4%	7.3%
222054-003100	2.5	52.6%	1.0%	6.1%
222054+002300	2.4	52.8%	1.2%	7.3%
222054+011900	2.1	45.8%	0.3%	6.3%
All	23	51.8%	0.8%	69%

Gaussian with a mean of zero and a standard deviation equal to the dispersion derived from the data, that is $\sigma_{\Delta z-\text{wide}/(1+z_s)} =$ 0.038 and $\sigma_{\Delta z-\text{deep}/(1+z_s)} =$ 0.029. An excellent agreement is found in the deep and wide fields demonstrating that the errors are nearly Gaussian. The distribution shows an extended tail and departs from the Gaussian approximation for large errors which is caused by the outliers. The distribution shows a slight bias in the wide field only of $\Delta z_{sys} = \text{median}((z_p - z_s)/(1+z_s)) = -0.005$. A closer examination of the bias as a function of the magnitude shows slightly underestimated photometric redshifts for very bright objects ($i'_{AB} < 20.0$) and overestimated photometric

redshifts at fainter magnitude (see Table 5), but this bias is always less than 1%.

The cumulative distributions of the estimated errors compared to the photometric/spectroscopic error can also be computed. Assuming a Gaussian error distribution we expect that 68% of the objects have a photometric redshift within the range $z_s \pm 1\sigma_{z_p}$, recalling that σ_{z_p} is the uncertainty estimated by "Le Phare". Figure 11 shows the cumulative distribution



Fig. 10. Histogram of Δz for the wide (W1, W3 and W4, *left*) and the deep (D1, D3, *right*) fields. A Gaussian function with a mean of 0 and a dispersion corresponding to the photometric redshift dispersion is superimposed.

 Table 5. Median photometric redshift bias in magnitude slices in the field W1.

$i'_{\rm AB}$	$\Delta z_{\rm sys}$
17.5-20.0	0.0070
20.0-20.5	-0.0016
20.5-21.0	-0.0055
21.0-21.5	-0.0080
21.5-22.0	-0.0078
22.0-22.5	-0.0073

of $|z_p - z_s|/1\sigma_{z_p}$. From the two panels, we find that 71.3% of sources in the wide and 70.8% in the deep satisfy the relation $|z_p - z_s| < 1\sigma_{z_p}$, showing the reliability of the Gaussian approximation of error estimates. For the remainder of this work photometric redshift errors will be derived from σ_{z_p} of "Le Phare".

We can use this error model to investigate the accuracy of photometric redshifts over the complete magnitude and redshift ranges of our catalogues. Figure 12 shows the fraction of photometric redshifts in the deep survey with $\sigma_{z_p} < 0.15 \times (1 + z_p)$ as function of i'_{AB} apparent magnitude. For photometric redshifts without outliers one would expect to find almost all objects in this range. As seen from the comparisons with spectroscopic redshifts a small number of objects have catastrophic errors at z < z0.2 and z > 1.5 where degeneracies in the colour-template space becomes important. Part of the degeneracies can be explained by the incorrect identification of Lyman and Balmer breaks that can move galaxies from high to low redshift. Additional nearinfrared bands would also help in reducing the number of catastrophic outliers in the 1 < z < 2 range. In this study we focused only on optical data since infrared coverage of the survey is partial. The solid and dashed lines show the photometric redshift errors for the galaxies in common between T0003 (I06) and T0004 (this work). Both studies show comparable results with a slight improvement in T0004 for z > 0.2.

The comparison between photometric redshift errors in wide and deep fields is shown in Fig. 13. 95% of sources have an error within $\pm 0.15 \times (1 + z_p)$, for $i'_{AB} < 24$ in the deep field and $i'_{\rm AB}$ < 22.5 in the wide fields. This result is consistent with the comparisons with spectroscopic redshifts where the outlier rate never exceeds 5%.

The dependence of photometric redshift errors on redshift is illustrated in Fig. 14. As already pointed out in I06, the photometric redshift errors in the deep survey is lowest for z < 1.5.

5.2. Redshift distribution

The redshift distributions of the T0004 deep and wide sources were derived from the histogram of photometric redshifts.

We took into account three sources of uncertainties in the redshift distribution: the uncertainties on the photometric redshift, the cosmic variance and the Poisson error. We derived the photometric redshift uncertainties on the redshift bins as follows. Following Fu et al. (2008), we model the PDF by a normalised Gaussian distribution with $rms \sigma_{z_p} = |z_{left}(68\%) - z_{right}(68\%)|/2$ and *mean* z_p for each galaxy. From each individual PDF we randomly drew a redshift and built the histogram of the redshift distribution for the whole sample. We repeated the process 100 times and computed the dispersion for each redshift bin. Cosmic variance and Poisson errors are combined into one single error value, where the field-to-field variance is estimated directly from the data. In the deep field, we simply computed the field-to-field scatter over the four independent fields and divided it by $\sqrt{4}$.

In the wide field, the effective area is different for W1, W3 and W4, so we estimated the field-to-field variance in a different way. We cut W1 into compact subareas and computed the relative field-to-field variance as function of their angular size (see Fig. 15). We then fitted the results by a power law, $8.2 \times A^{-0.2}$ (where *A* is the field area), and extrapolated the results to derive the field-to-field variance corresponding to the full size of each wide field. Due to a correlation between adjacent subareas, the field-to-field variance is probably an understimate. As for the deep field, we divided by $\sqrt{3}$ the error, assuming the three wide fields are independent.



Fig. 11. Cumulative errors for the wide (W1, W3 and W4) and the deep (D1, D3) fields. As expected for a Gaussian error distribution, the photometric redshifts fall within $z_s \pm 1\sigma_{z_p}$ 68% of the time where $1\sigma_{z_p}$ is the estimated error.



Fig. 12. Photometric redshifts errors as function of magnitude and redshift for the deep fields for this study (solid line) and for I06 (dashed line).

Finally we fit the redshift distribution by an analytic function. We use the parameterised form proposed by Van Waerbeke et al. (2001):

$$n(z) = \frac{\beta}{z_0 \Gamma\left(\frac{1+\alpha}{\beta}\right)} \left(\frac{z}{z_0}\right)^{\alpha} \exp\left(-\left(\frac{z}{z_0}\right)^{\beta}\right)$$
(3)

and we fit over the range 0.0 < z < 1.5 for the wide redshift distribution and over the range 0.0 < z < 2.5 for the deep

Table 6. Mean and median redshifts in the deep and wide fields, for several limiting magnitudes. Both values are computed directly from the data.

	d	eep	W	vide
$i'_{AB} <$	$\langle z \rangle$	Z_{median}	$\langle z \rangle$	Zmedian
20.5	0.36	0.34	0.37	0.35
21.0	0.40	0.37	0.41	0.39
21.5	0.46	0.42	0.46	0.44
22.0	0.51	0.47	0.51	0.49
22.5	0.58	0.54	0.56	0.55
23.0	0.65	0.62	0.62	0.60
23.5	0.74	0.70	0.68	0.65
24.0	0.84	0.77	0.73	0.70
24.5	0.93	0.83	0.77	0.75
25.0	1.00	0.88	0.81	0.70

one. Figure 16 shows the redshift distribution derived for the fields W1, W3, W4 and D1, D2, D3, D4 grouped in a wide and deep redshift distributions, respectively. Error bars show the uncertainty for the full deep field, computed from the field-to-field variance between D1, D2, D3 and D4 and multiplied by a factor $1/\sqrt{4}$, since all 4 deep fields are independent. In the wide field, the field-to-field variance were computed for several subareas and extrapolated to the size of the wide fields and finally divided by $\sqrt{3}$, as the three wide fields are also independent. As expected, the cosmic variance is lower in the wide field which covers 35 deg².

We estimated the mean redshift of the deep and wide fields for several limiting magnitude. Table 6 shows the mean and median redshift computed directly from the data for several limiting magnitudes. As expected, the mean and median redshifts increase as the limiting magnitude of the sample increases.

The top panel of Fig. 17 compares the wide and deep redshift distributions and their fit for a same magnitude selection at $17.5 < i'_{AB} < 22.5$. The redshift distributions of the deep and wide fields agree well when the same magnitude limit is adopted.



Fig. 13. Photometric redshift errors as function of magnitude and redshift for both the wide (W1) and the deep fields (*upper panel*). *Lower panel*: a zoom of the redshift range 0.2 < z < 1.5.

Conclusions

We computed photometric redshifts for the release T0004 of the deep and wide CFHT Legacy Survey produced by TERAPIX. In this work, only T0004 fields observed in all filters (u^* , g', r', i', and z') have been used. Our photometric catalogues cover four independent deep fields of 1 deg² each (D1 to D4) and 35 deg² distributed over three independent wide fields (W1, W3 and W4).

We define "reliable" photometric redshifts as redshifts derived for sources classified as galaxies according to a joint sizecolour star-galaxy classification criterion, located in unmasked regions with five-band photometric data and with $\chi^2_{gal} < 1000$. These objects have a magnitude in the range $17.5 < i'_{AB} < 22.5$ and $17.5 < i'_{AB} < 24$ for the wide and deep samples, respectively. In total, the photometric redshift catalogues contain 244 701



Fig. 14. Estimated photometric redshift error for the wide (W1) and deep (D1) fields as function of redshift. Errors are binned in redshift with an interval = 0.04. Only a few objects have z > 2 in the wide field so errors are less reliable in this range.



Fig. 15. Relative field-to-field variance of subareas in W1 as function of the area (overplotted is the Poisson error). Results are extrapolated to derive an estimate of the total field-to-field variance in the wide field. Uncertainties on the field-to-field variance were derived from the data using a Jackknife estimator.

reliable redshifts in the deep field within the magnitude range $17.5 < i'_{AB} < 24$ and 592,891 reliable redshifts in the wide fields within the range $17.5 < i'_{AB} < 22.5$.

Our photometric redshift method is based on a SED template fitting procedure using the code "Le Phare". Following Ilbert et al. (2006) spectroscopic redshifts were used to optimise our SED templates and to correct the systematic offsets between the observations and SEDs. A Bayesian prior is used to break the colour-redshift degeneracies.

A total of 16983 spectroscopic redshifts from the VVDS deep, VVDS wide, DEEP2 and zCOSMOS spectroscopic surveys provide a spectroscopic coverage for each field (except D4). The large quantity of spectroscopic data enabled an independent systematic offset correction for each field. A mean correction was applied to D4. These offsets vary only by a small amount



Fig. 16. Redshift distribution in the deep (*top*) and wide (*bottom*) fields. Error bars comprise the photometric redshift error and the field-to-field variance (cosmic variance and Poisson error).

between the fields, on the order of 0.01 mag, demonstrating the excellent field-to-field stability of the CFHTLS photometry.

We estimated the accuracy of our photometric redshifts by comparing them to spectroscopic catalogues. The deep field photometric redshifts were compared to the VVDS deep and DEEP2 spectroscopic samples limited at 17.5 < i'_{AB} < 24, and to the zCOSMOS sample, limited to i'_{AB} < 22.5. We found a stable dispersion of 0.028–0.030 and an outlier rate of about 3–4%. For the wide fields, the dispersion is 0.037–0.039 and the outlier rate is about 3–4% in the range 17.5 < i'_{AB} < 22.5 (comparing with VVDS deep, VVDS wide and DEEP2). The systematic bias between the input spectroscopic samples and the photometric redshifts derived with *Le Phare* stays less than 1% over 17.5 < i'_{AB} < 22.5 for the wide fields and no significant bias is found in the deep fields. We noticed that the dispersion is constant or slightly increasing for S/N > 40, with a more significant increase at lower S/N values. The outlier rate increases dramatically in the wide beyond $i'_{AB} = 23$ (5% and 10% at $i'_{AB} < 23$ and $i'_{AB} < 24$). Our results are comparable to similar analyses conducted in the same CFHTLS wide fields by Erben et al. (2009) and Brimioulle et al. (2008).

Each CFHTLS wide field is composed of several 1 deg² tiles. Unfortunately, the spectroscopic coverage is not sufficient to perform a calibration of the systematic offsets for each tile. We investigated the effect of tile-to-tile photometric offsets on the accuracy of our photometric redshifts. Taking an uncertainty of 0.03 mag for the photometric calibration in each band, we found that the photometric redshifts can be degraded up to 14%



Fig. 17. Distribution of the photometric redshifts ($i'_{AB} < 22.5$) computed on the new data release (T0004) for the wide fields, plotted separately on *the lower panel* and plotted combined on *the upper panel*.

in the wide and 21% in the deep. Future wide-field spectroscopic surveys such as VIPERS will help to reduce this effect.

Some wide fields contain as much as 60% of stars at i'_{AB} < 22.5. A reliable galaxy/star separation is important to scientifically exploit these catalogues. We combined both the size and multi-colour data to perform a robust star/galaxy separation. The star selection is purely based on size criteria for the brightest sources (i'_{AB} < 21). Since some galaxies are unresolved at fainter magnitudes, we added multi-colour information to avoid rejecting galaxies. Using the spectroscopic data to assess the quality of our classification, we found that our criteria reduces the stellar contamination from 60% (in W4, the field with the highest stellar density) to 8%, while keeping a galaxy sample more than 98% complete. Star contamination is as low as 1–2% in some other fields, like W1 or D1.

Finally, we used the spectroscopic redshifts to evaluate the 68% error estimate computed by "Le Phare" for the photometric redshifts. The error distribution, found to be very well approximated by a Gaussian, was in excellent agreement with the real photometric redshift dispersion. Confident with the 68% error estimate for each photometric redshift, we determined the accuracy of our photometric redshifts over a larger magnitude and redshift. Our photometric redshifts are most accurate in the range 0.2 < z < 1.5.

The redshift distributions for the deep and wide fields have been modelled using empirical formula of Van Waerbeke et al. (2001). The distributions and the z_{median} and mean $\langle z \rangle$ derived

from the deep and wide samples are consistent with I06, Fu et al. (2008) as well as the recent CFHTLS-wide studies of Erben et al. (2009) and Brimioulle et al. (2008).

The photometric redshifts calculated here will be an essential tool in realising the full potential of the CFHTLS survey. In particular, cosmological parameter estimation, galaxygalaxy lensing, galaxy biasing studies and investigation of the halo occupation function for galaxies will greatly benefit from this homogeneous and well-calibrated set of photometric redshifts. Additionally, upcoming large spectroscopic surveys like VIPERS will benefit from the increased observing efficiency that pre-selection using photometric redshifts can offer.

Our CFHTLS T0004 deep and wide photometric redshifts are made available to the community through the TERAPIX¹¹ and CENCOS¹² databases.

Acknowledgements. We acknowledge the CFHT, TERAPIX and CADC staff and also the CFHTLS Steering Group for their assistance and considerable work in producing the CFHTLS data. We also acknowledge the VVDS consortium for providing the spectroscopic redshift catalogues. This work has made use of the VizieR catalogue access tool, CDS, Strasbourg. We thank S. Colombi, T. Erben, H. Hildebrandt, B. Ménard, S. Seitz and L. van Waerbeke for useful discussions and advice. MK is supported by the CNRS ANR "ECOSSTAT", contract number ANR-BLAN-0283-04. This research has also been supported by the CNRS-ANR grant "DESIR" contract number ANR-07-BLAN-0228. We acknowledge the CNRS-Institut National des Sciences de l'Univers (INSU) and the French Programme National de Cosmologie (PNC) for their support for the CFHTLS.

References

- Arnouts, S., Cristiani, S., Moscardini, L., et al. 1999, MNRAS, 310, 540 Arnouts, S., Moscardini, L., Vanzella, E., et al. 2002, MNRAS, 329, 355 Ball, N. M., Brunner, R. J., Myers, A. D., et al. 2008, ApJ, 683, 12 Benítez, N. 2000, ApJ, 536, 571
- Benjamin, J., Heymans, C., Semboloni, E., et al. 2007, MNRAS, 381, 702 Bergé, J., Pacaud, F., Réfrégier, A., et al. 2008, MNRAS, 385, 695
- Bertin, E. 2006, in Astronomical Data Analysis Software and Systems XV, ed. C. Gabriel, C. Arviset, D. Ponz, & S. Enrique, ASP Conf. Ser., 351, 112 Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, A&AS, 117, 393

- Bertin, E., Mellier, Y., Radovich, M., et al. 2002, in Astronomical Data Analysis Software and Systems XI, ed. D. A. Bohlender, D. Durand, & T. H. Handley, ASP Conf. Ser., 281, 228
- Boulade, O., Charlot, X., Abbon, P., et al. 2000, SPIE Conf. Ser. 4008, ed. M. Iye, & A. F. Moorwood, 657
- Brimioulle, F., Lerchster, M., Seitz, S., Bender, R., & Snigula, J. 2008 [arXiv:0811.3211]
- Brodwin, M., Brown, M. J. I., Ashby, M. L. N., et al. 2006, ApJ, 651, 791
- Bruzual, G., & Charlot, S. 2003, MNRAS, 344, 1000
- Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., et al. 2000, ApJ, 533, 682 Coleman, G. D., Wu, C.-C., & Weedman, D. W. 1980, ApJS, 43, 393
- Davis, M., Faber, S. M., Newman, J., et al. 2003, in Discoveries and Research Prospects from 6- to 10-Meter-Class Telescopes II, ed. P. Guhathakurta, Proc. SPIE, 4834, 161
- Davis, M., Guhathakurta, P., Konidaris, N. P., et al. 2007, ApJ, 660, L1
- Erben, T., Hildebrandt, H., Lerchster, M., et al. 2009, A&A, 493, 1197
- Fahlman, G., Kaiser, N., Squires, G., & Woods, D. 1994, ApJ, 437, 56
- Feldmann, R., Carollo, C. M., Porciani, C., et al. 2006, MNRAS, 372, 565
- Fu, L., Semboloni, E., Hoekstra, H., et al. 2008, A&A, 479, 9
- Garilli, B., Le Fèvre, O., Guzzo, L., et al. 2008, A&A, 486, 683
- Hildebrandt, H., Wolf, C., & Benítez, N. 2008, A&A, 480, 703
- Ilbert, O., Tresse, L., Zucca, E., et al. 2005, A&A, 439, 863
- Ilbert, O., Arnouts, S., McCracken, H. J., et al. 2006, A&A, 457, 841
- Ilbert, O., Capak, P., Salvato, M., et al. 2009, ApJ, 690, 1236
- Kilbinger, M., Benabed, K., Guy, J., et al. 2009, A&A, 497, 677
- Kinney, A. L., Calzetti, D., Bohlin, R. C., et al. 1996, ApJ, 467, 38
- Le Fèvre, O., Guzzo, L., Meneux, B., et al. 2005a, A&A, 439, 877
- Le Fèvre, O., Vettolani, G., Garilli, B., et al. 2005b, A&A, 439, 845
- Lilly, S. J., Le Fèvre, O., Renzini, A., et al. 2007, ApJS, 172, 70
- Magnier, E. A., & Cuillandre, J.-C. 2004, PASP, 116, 449
- Margoniner, V. E., & Wittman, D. M. 2008, ApJ, 679, 31
- McCracken, H. J., Ilbert, O., Mellier, Y., et al. 2008, A&A, 479, 321
- Mobasher, B., Capak, P., Scoville, N. Z., et al. 2007, ApJS, 172, 117
- Parker, L. C., Hoekstra, H., Hudson, M. J., van Waerbeke, L., & Mellier, Y. 2007, ApJ, 669, 21
- Pickles, A. J. 1998, PASP, 110, 863
- Prevot, M. L., Lequeux, J., Prevot, L., Maurice, E., & Rocca-Volmerange, B. 1984, A&A, 132, 389
- Rowan-Robinson, M., Babbedge, T., Oliver, S., et al. 2008, MNRAS, 386, 697
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, ApJ, 500, 525
- Schultheis, M., Robin, A. C., Reylé, C., et al. 2006, A&A, 447, 185
- Szalay, A. S., Connolly, A. J., & Szokoly, G. P. 1999, AJ, 117, 68
- Tereno, I., Schimd, C., Uzan, J.-P., et al. 2009, A&A, 500, 657
- Van Waerbeke, L., Mellier, Y., Radovich, M., et al. 2001, A&A, 374, 757
- Wolf, C., Meisenheimer, K., Rix, H.-W., et al. 2003, A&A, 401, 73

¹¹ http://terapix.iap.fr

¹² http://cencos.oamp.fr/CFHTLS

A.2 Fu et al. 2008 : mesure du cisaillement gravitationnel dans le CFHTLS

A&A 479, 9–25 (2008) DOI: 10.1051/0004-6361:20078522 © ESO 2008

Astronomy Astrophysics

Very weak lensing in the CFHTLS wide: cosmology from cosmic shear in the linear regime^{*,**}

L. Fu^{1,2}, E. Semboloni^{1,3}, H. Hoekstra^{4,***}, M. Kilbinger^{1,3}, L. van Waerbeke⁵, I. Tereno^{1,3}, Y. Mellier¹,

C. Heymans^{1,5}, J. Coupon¹, K. Benabed¹, J. Benjamin⁵, E. Bertin¹, O. Doré⁶, M. J. Hudson⁷, O. Ilbert^{8,9}, R. Maoli^{1,10}, C. Marmo¹, H. J. McCracken¹, and B. Ménard⁶

- ¹ Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, 98 bis boulevard Arago, 75014 Paris, France e-mail: fu@iap.fr
- ² Shanghai Normal University, 100 Guilin RD, Shanghai 200234, PR China
- ³ Argelander-Institut für Astronomie, Universität Bonn, Auf dem Hügel 71, 53121 Bonn, Germany
- ⁴ Department of Physics and Astronomy, University of Victoria, Victoria, B.C. V8P 5C2, Canada
- ⁵ University of British Columbia, Department of Physics and Astronomy, 6224 Agricultural Road, Vancouver, B.C. V6T 1Z1, Canada
- ⁶ Canadian Institute for Theoretical Astrophysics, University of Toronto 60 St. George Street Toronto, Ontario, M5S 3H8, Canada
- ⁷ Department of Physics and Astronomy, University of Waterloo, Waterloo ON N2L 3G1, Canada
- ⁸ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, UMR 6110 CNRS-Université de Provence, BP 8, 13376 Marseille Cedex 12, France
- ⁹ Institute for Astronomy, 2680 Woodlawn Drive, Honolulu, HI 96822-1897, USA
- ¹⁰ Department of Physics, University La Sapienza, Pl. A. Moro 2, 00185 Roma, Italy

Received 21 August 2007 / Accepted 27 November 2007

ABSTRACT

Aims. We present an exploration of weak lensing by large-scale structure in the linear regime, using the third-year (T0003) CFHTLS Wide data release. Our results place tight constraints on the scaling of the amplitude of the matter power spectrum σ_8 with the matter density Ω_m .

Methods. Spanning 57 square degrees to $i'_{AB} = 24.5$ over three independent fields, the unprecedented contiguous area of this survey permits high signal-to-noise measurements of two-point shear statistics from 1 arcmin to 4 degrees. Understanding systematic errors in our analysis is vital in interpreting the results. We therefore demonstrate the percent-level accuracy of our method using STEP simulations, an E/B-mode decomposition of the data, and the star-galaxy cross correlation function. We also present a thorough analysis of the galaxy redshift distribution using redshift data from the CFHTLS T0003 Deep fields that probe the same spatial regions as the Wide fields.

Results. We find $\sigma_8(\Omega_m/0.25)^{0.64} = 0.785 \pm 0.043$ using the aperture-mass statistic for the full range of angular scales for an assumed flat cosmology, in excellent agreement with WMAP3 constraints. The largest physical scale probed by our analysis is 85 Mpc, assuming a mean redshift of lenses of 0.5 and a Λ CDM cosmology. This allows for the first time to constrain cosmology using only cosmic shear measurements in the linear regime. Using only angular scales $\theta > 85$ arcmin, we find $\sigma_8(\Omega_m/0.25)^{0.53}_{lin} = 0.837 \pm 0.084$, which agree with the results from our full analysis. Combining our results with data from WMAP3, we find $\Omega_m = 0.248 \pm 0.019$ and $\sigma_8 = 0.771 \pm 0.029$.

Key words. gravitational lensing – cosmological parameters – cosmology: observations – large-scale structure of Universe

1. Introduction

A primary scientific goal of the Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey (CFHTLS¹) is the exploration of the

properties of the dark matter power spectrum and its evolution with redshift using weak gravitational lensing. The weak lensing signal manifests itself in a modification of the apparent galaxy ellipticity induced by the cumulative weak gravitational shear effects of large-scale structure (hereafter cosmic shear). The statistical properties of the distortion field, as a function of angular scale, reflect the properties of the Universe and of the dark matter power spectrum projected along the line of sight (see reviews from Bartelmann & Schneider 2001; Van Waerbeke & Mellier 2003; Refregier 2003; Munshi et al. 2006).

The CFHTLS Deep and Wide surveys have been designed to maximise the scientific reward of the CFHT MEGAPRIME/MEGACAM instrument and in particular to produce a high-quality cosmic shear survey. The Deep and Wide surveys provide image quality, depth and survey size optimised for weak lensing studies as well as (u^*, g', r', i', z') colours over the whole field to get photometric redshifts (Ilbert et al. 2006). Both

^{*} Based on observations obtained with MEGAPRIME/MEGACAM, a joint project of CFHT and CEA/DAPNIA, at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council (NRC) of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) of France, and the University of Hawaii. This work is based in part on data products produced at TERAPIX and the Canadian Astronomy Data Centre as part of the Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey, a collaborative project of NRC and CNRS.

^{**} Appendix B is only available in electronic form at

http://www.aanda.org

^{***} Alfred P. Sloan Fellow.

¹ http://www.cfht.hawaii.edu/Science/CFHTLS/

depth and field of view have been increased by roughly one order of magnitude as compared to the first-generation of weak lensing surveys, like the Red Cluster Sequence (RCS, Hoekstra et al. 2002a) and VIRMOS-DESCART (Van Waerbeke et al. 2000, 2001, 2002, 2005) surveys that were carried out at CFHT.

The first CFHTLS cosmic shear results were analysed by Semboloni et al. (2006) and Hoekstra et al. (2006) who demonstrated that MEGAPRIME/MEGACAM provides excellent quality data for weak lensing studies. Despite the optical distortion of the MegaPrime Wide field corrector, after correction, no significant B-modes, nor any obvious critical systematic residuals that may affect the weak lensing signal at the percent level, were found. The shear statistics as a function of angular scale were in good agreement with the theoretical predictions of the most popular cosmological models, and Semboloni et al. (2006) showed that the amplitude of shear signal convincingly increased with depth, as expected from its sensitivity to redshift. These early CFHTLS cosmic shear data were used by Semboloni et al. (2006) and Hoekstra et al. (2006) to derive constraints on $\Omega_{\rm m}$ - σ_8 and by Schimd et al. (2007) to explore some physical models of dark energy. The results were consistent with the past CFHT weak lensing surveys but their precision was still limited by the small sky coverage of the early CFHTLS data and by the poor knowledge of the redshift distribution of sources. Benjamin et al. (2007, hereafter B07) overcame these limitations by using the early CFHTLS Wide data together with the Red Cluster Sequence survey, VIRMOS-DESCART and the Garching-Bonn Deep Survey (GaBoDS, Hetterscheidt et al. 2007) weak lensing surveys, and the photometric redshifts of the joint CFHTLS-VIMOS VLT Deep Survey (VVDS) analysis (Ilbert et al. 2006). They then derived much more reliable and accurate $\Omega_{\rm m}$ - σ_8 constraint, lowering the upper limits on σ_8 to be fully consistent with Spergel et al. (2007).

The early CFHTLS weak lensing analysis, the joint B07 and the recent Cosmic Evolution Survey studies (COSMOS, Massey et al. 2007b) explore only small scale lensing. Their cosmological interpretation is therefore sensitive to the non-linear evolution of the dark matter power spectrum and several other physical and systematic effects that primarily contaminate the lensing signal at small scales. The most serious are the high contribution of non-Gaussianity to the error budget (Semboloni et al. 2007) and the signal contamination on scales below ~20 arcmin by the shear-shape correlation (Hirata & Seljak 2004; Heymans et al. 2006b) and by the intrinsic ellipticity correlation (King & Schneider 2002; Heymans & Heavens 2003).

The CFHTLS Wide survey has been designed to probe angular scales up to 8 degrees (the largest scale explored by all Wide fields). The exploration of angular scales beyond one degree is technically challenging due to the decreasing amplitude of the lensing signal. Systematics in this unexplored territory are also still poorly understood or unknown. However, they depend on the large-scale accuracy and stability of field-to-field astrometric, photometric and Point Spread Function (PSF) calibrations, and thus there is a need for data homogeneity when analysing galaxy pairs separated by more than the one-degree MEGACAM field of view.

The third release CFHTLS T0003 circumvents these issues: the T0003 Wide data explore angular scales up to 8 degrees, that is more than one order of magnitude larger than the largest non-linear angular scales. It covers a total field of view slightly smaller than B07, but with the great advantage of forming a single homogeneous sample and of being easily calibrated using the CFHTLS-VVDS photometric redshifts of Ilbert et al. (2006) that are also derived from the T0003 release.

This work presents a weak lensing analysis of the CFHTLS T0003 i'-band Wide survey. It extends the previous analysis of the CFHTLS Wide to angular scales up to 230 arcmin (about 85 Mpc, assuming $\Omega_{\rm m} = 0.27$ and h = 0.72, a flat Universe and a mean lens redshift of 0.5). Its sky coverage is 57 square degrees, that is nearly two times larger than early CFHTLS data and about 35% of the final CFHTLS wide sky coverage. Furthermore, it includes a new uncorrelated field, W2, providing a better estimate of the field-to-field variance. The shear measurement pipeline is calibrated and its performance is evaluated using simulated images produced by the Shear TEsting Programme (STEP, Heymans et al. 2006a; Massey et al. 2007b). The signal error budget includes non-Gaussian corrections to the cosmic variance, using the fitting formulae proposed by Semboloni et al. (2007). The effective redshift distribution of sources is determined from the CFHTLS T0003 Deep survey and calibrated using the VVDS (Ilbert et al. 2006).

The paper is organized as follows: in Sect. 2 we give a description of the data set, including the image stacking procedure used in this work. In Sect. 3 we describe the production of weak lensing catalogues. After a brief review of the theoretical background, we present the two-point shear results, together with the sky curvature correction needed at large angular scales in Sect. 4. The redshift distribution is discussed in Sect. 5. In Sect. 6 we show the cosmological parameter estimates, discuss the constraints from linear scales and compare to other data sets. In Sect. 7 we discuss the contamination to our weak lensing measurement from shear-shape correlations. Finally, we summarise and give our conclusions in Sect. 8.

2. Data description

2.1. Overview of the CFHTLS T0003 release

The Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey (CFHTLS) is a 5-year project set up jointly by the Canadian and French agencies. The Deep and Wide observations are all carried out in service mode by the CFHT operation staff using the MEGAPRIME/MEGACAM instrument mounted at the prime focus of the telescope. The MEGACAM camera is composed of an array of 9×4 CCDs (2048 \times 4612 pixels each). The pixel size at MEGAPRIME focus is 0'.'186, so that MEGACAM comprises a compact field of view of $1^{\circ} \times 1^{\circ}$ (Boulade et al. 2003).

Details on the Deep and Wide fields have been introduced in Semboloni et al. (2006) and Hoekstra et al. (2006), respectively. After completion the W1, W2 and W3 Wide fields will be composed of 8×9 , 7×7 , 7×7 different MEGACAM pointing positions, respectively². Each centre position is separated by its nearest neighbour fields by about one degree. For each field, a sequence of 7×620 -s *i'*-band exposures, separated by a small dither, is taken. The dithering pattern is encompassed within a $3' \times 4'$ box. Hence, neighboring pointings overlap in right ascension by a minimum of two and a maximum of three arc minutes, whereas the overlap in declination is bounded between three and four arc minutes. The overlapping regions are used for the pointing-to-pointing internal astrometric calibration and flux-rescaling processes.

The CFHTLS Wide T0003 release is produced from all MEGACAM CFHTLS images obtained between June 1st, 2003 and September 5th, 2005, that passed both the CFHT and initial Terapix validation processes. Each individual raw image has

² http://terapix.iap.fr/cplt/oldSite/Descart/ summarycfhtlswide.html

been pre-processed (bias/dark/fringe subtractions and flatfielding), CCD-to-CCD flux-rescaled and photometrically calibrated at CFHT using the Elixir pipeline (Magnier & Cuillandre 2004). The Elixir products are archived at CADC and then transferred to the Terapix data centre for further higher level processing and the production of the CFHTLS releases³.

In this paper we use the i'-band pointings from the T0003 release, but we introduce a more severe image selection in order to optimise and homogenise the depth and the image quality over the whole field used for weak lensing studies. Each i'-band image must fulfil the following second-level criteria before entering into the calibration and stacking processes:

- half-light diameter of the Point Spread Function below 0."9;
- individual exposure time larger than 500 s;
- at least 4 exposures per stack.

Field-to-field seeing and depth variations are then minimised. Over the 63 i'-band pointings, 57 pass the second level weak lensing criteria and have been included in this work. They are distributed as follows: 19 pointings on W1, 8 on W2, and 30 on W3 (see Fig. 1). The W2 field is significantly less covered than W1 and W3 but is useful in order to derive an estimate of the CFHTLS Wide field-to-field variance.

2.2. Image production

The input stack images used in this work are produced using the same Terapix procedures and software tools as the T0003 CFHTLS release. Terapix first generates individual weight map images and individual primary catalogues. It then proceeds to astrometric calibration, MEGACAM field-to-field photometric rescaling, image re-centering, image resampling, image warping and, finally, image stacking. Both a co-added image and its weight map are produced, as well as an ASCII DS9 readable mask file and a series of quality control meta-data. A description of these processing steps and software tools can be found on the Terapix web site⁴ as well as on the Terapix release document (Mellier et al. 2005). All T0003 configuration files, parameter lists and processing command lines are archived at CADC. Only i'-band images are considered in this work since other filters cover a much smaller field of view, with a large scatter in sky coverage and depth between each filter.

All fields are astrometrically calibrated and flux-rescaled using SCAMP⁵ (Bertin 2005a, 2006). The astrometric reference catalogue is USNO-B1, which is sufficiently accurate for the external astrometric precision needed for this work. Internal astrometry and MEGACAM pointing-to-pointing flux rescaling is done by identifying common objects located in each overlap area. The image re-centering, resampling and stacking are produced by SWarp⁶ (Bertin 2005b), using the same configuration and image processing parameters as those discussed by McCracken et al. (2003). All stacked images have a pixel size of 0.' 186.

The astrometric calibration was performed for each pointing individually. For each pointing, only exposures located inside a circle of radius of 1.5 degrees were selected. This circle encompasses all images at the centre field position together with all exposures located around, at the 8 nearest neighbour centre



Fig. 1. Sky coverage of the W1, W2 and W3 fields used in this work. Each CCD is drawn as a small rectangle and each MEGACAM field is a squared mosaic of 36 rectangles. The small white holes are regions with missing data.

positions. We experienced that selecting images located beyond this radius did not improve the accuracy and stability of the astrometric solution, and sometimes would have even degraded it. The 8 nearest neighbour fields provide enough common stars in overlap regions to stabilise the solutions at the boundary of each field. The internal rms error estimates of the astrometric calibration derived from the common objects of nearest neighbour fields is 0.030 ± 0.010 for both MEGACAM directions, where

³ Details on the T0003 release can be found at

http://terapix.iap.fr/rubrique.php?id_rubrique=208

⁴ http://terapix.iap.fr/soft

⁵ http://terapix.iap.fr/soft/scamp

⁶ http://terapix.iap.fr/soft/swarp

the uncertainty denotes the mean field-to-field scatter. The external rms error is totally dominated by the USNO-B1 internal error, which is 0.35 in both directions.

In contrast, each stack does not use nearest neighbour images, but only composes together a sequence of exposures having a small dither with respect to a centre field. Each stack is produced by SWarp, using the weighted median value of each pixel and a Lanczos3 interpolation kernel. All output images have 19354 \times 19354 pixels of 0.186, with North-East orientation along the X and Y pixel coordinates. For all images we use a tangent projection and the Equatorial J2000.0 astrometric coordinate system.

The reference photometric zero-point has been derived by CFHT using standard Landoldt calibration fields (Landoldt 1992), but all catalogues produced prior to weak lensing analysis have a default zero point magnitude set to 30.0. The magnitude system is instrumental *AB*. An inspection of stellar colour–colour diagrams of each field observed in 5 bands shows that the field-to-field scatter in the overlapping regions is 0.03 mag. Comparison of SDSS and CFHTLS common stars shows that the *i'*-band photometry agrees within 0.01-0.02 mag rms⁷. However, only 10 W3 and 2 W1 fields have common objects with SDSS, so similar external quality assessments cannot be done for all Wide pointings.

The mask files produced at image processing consist on a set of polygons defined for each pointing in WCS coordinates. They mask the periphery of each MEGACAM field of view and all halos and saturated spikes produced by bright stars. In order to avoid contamination by halos or diffusion from very luminous objects, all bright stars located up to a radius of 45 arcmin from the centre position are automatically masked. The size of polygons is scaled to their apparent magnitude provided in the USNO-B1 catalogue.

The masks are then tuned by adding or modifying polygons from a visual inspection of each stacked image. This step is necessary to clean all images from non-stellar contamination or stellar defects that were missed by the automatic masking process. This includes big halos produced by extremely bright stars, nearby galaxies or any features that may produce a diffuse light component with sufficiently steep gradient to contaminate the second moments of a galaxy's surface brightness profile which is used to derive its ellipticity. Regions with low signal-to-noise ratio are also masked. In particular, the imprints of gaps between CCDs as well as the boundary of each field are discarded and masked systematically. They are revealed by low-noise strips with a typical rectangular shape that draws the border of each detector. Finally, meteorite, asteroid and aeroplane tracks that may still remain in the stacks are masked as well. The size of each polygon is generally significantly larger than the visual size of the defect it masks. Using this conservative masking process, the final effective sky coverage of the 57 selected Wide fields drops to 34.2 deg^2 , roughly 60% of the total field.

3. Production of weak lensing catalogues

Our shear measurement pipeline was optimised and calibrated using the STEP1 and STEP2 simulations from Heymans et al. (2006a) and Massey et al. (2007b). See Appendix A for a description of both our pipeline and the STEP simulations. Table A.1 lists the optimised parameter values of our pipeline.

3.1. Object selection

The lensing catalogue is generated by the IMCAT software (Kaiser et al. 1995). The size of each object is defined by the aperture radius parameter r_g given by the IMCAT peak finding algorithm. The significance detection threshold, as defined by the IMCAT parameter v, is set to v = 8 (i.e. above the rms noise). This value was set according to the STEP tests in order to maximise the number of objects detected while still keeping the bias on the shear components negligible. The catalogue is then filtered to remove objects with radius smaller than the seeing or larger than 6.75 pixels (about 1.3 arcsec). Pairs with angular separation smaller than 10 pixels (1''.86) are also discarded in order to avoid contamination from overlapping isophotes.

The magnitude of each object is derived by computing its flux within an aperture radius of $3 \times r_g$. Only objects with IMCAT magnitude $21.5 \le i'_{AB} \le 24.5$ are kept into the final analysis catalogue. Beyond this limit, the sample completeness drops significantly below 50%, most objects are too noisy and their shapes are no longer reliable for the precision needed for weak lensing studies. The final catalogue based on the T0003 release of CFHTLS W1, W2 and W3 fields contains roughly two million galaxies. Due to the different weighting applied during the sample selection, the effective number of galaxies used for the weak lensing analysis is 1.7 million, spread over the effective area of 34.2 deg^2 . It corresponds to a galaxy number density of $13.3 \text{ gal/arcmin}^2$. The shapes of these galaxies are quantified by measuring their ellipticities.

3.2. PSF correction

The ellipticities of galaxies are corrected from the PSF produced by telescope, detector, optical and atmospheric effects, using the Kaiser, Squires and Broadhurst method (Kaiser et al. 1995; Luppino & Kaiser 1997; Hoekstra et al. 1998), hereafter KSB+. Our implementation of KSB+ is based on the one used in Van Waerbeke et al. (2000, 2001, 2002, 2005, referenced as "LV" in Heymans et al. 2006a). We calibrated it and modified its input parameters after a new series of optimisations made with the STEP simulations. The results are presented in Appendix A. The version used in this work recovers shear with an underestimation of only 1% to 3% on the simulated images.

The PSF is measured at the stellar positions. After identifying the stars in the images and assuming the PSF changes smoothly across the field, the KSB-quantities known at the stellar positions can be estimated at the galaxies positions by using a polynomial fit. The typical pattern of the PSF anisotropy across one 1 deg² field shows a significant variation across the whole camera (Fig. 2) which suggests the need to perform the fit in each CCD separately. Each CCD covers 7×4 arcmin² and contains an average of 43 stars, which allows an accurate mapping of the PSF with a second order polynomial function.

A weight, w, is assigned to the ellipticity components of each galaxy and used in the shear measurement (see Eq. (10)). We use the Hoekstra et al. (2002b) weighting scheme

$$w = \frac{P_{\gamma}^2}{\sigma_e^2 P_{\gamma}^2 + \sigma_e^2},\tag{1}$$

where σ_e is the error on the ellipticity measurement defined in Hoekstra et al. (2002b) and P_{γ} is a shear polarisability (Luppino & Kaiser 1997). The weight also depends on the intrinsic ellipticity dispersion, σ_{ϵ} , which is derived from the mean intrinsic ellipticity dispersion of the whole galaxy catalogue. We find a value of $\sigma_{\epsilon} = 0.42$.

⁷ http://terapix.iap.fr/article.php?id_article=593



Fig. 2. The pattern of the PSF anisotropy in an example pointing $W3 + 2 + 0 - CFHTLS_W_i_143023 + 543031$. Ticks represent the observed ellipticities at stellar locations. On top of the figure a 10% ellipticity modulus is shown for comparison.



Fig. 3. The average galaxy weight (with arbitrary normalisation) as a function of i'_{AB} in the range of [21.5; 24.5].

The shape of the weighting as function of the magnitude is shown in Fig. 3. It decreases for fainter magnitudes since the error on the ellipticity increases when the signal-to-noise ratio decreases.

4. Two-point cosmic shear statistics

4.1. Theoretical background

The cosmic shear power spectrum is identical to the lensing convergence power spectrum, P_{κ} , which is a projection of the dark matter power spectrum, P_{δ} , along the line of sight (see for example Bartelmann & Schneider 2001):

$$P_{\kappa}(\ell) = \frac{9}{4} \Omega_{\rm m}^2 \left(\frac{H_0}{c}\right)^4 \int_0^{\chi_{\rm lim}} \frac{\mathrm{d}\chi}{a^2(\chi)} P_{\delta}\left(\frac{\ell}{f_K(\chi)};\chi\right) \\ \times \left[\int_{\chi}^{\chi_{\rm lim}} \mathrm{d}\chi' n(\chi') \frac{f_K(\chi'-\chi)}{f_K(\chi')}\right]^2, \qquad (2)$$

where χ is the comoving distance along the light ray and χ_{lim} is the limiting comoving distance of the survey; $f_K(\chi)$ is the comoving angular diameter distance; $n(\chi)$ is the redshift distribution of the sources and ℓ is the modulus of a two-dimensional

wave vector perpendicular to the line of sight. Equation (2) shows that the cosmological information contained in the lensing power spectrum is degenerate with the redshift of the sources.

The convergence power spectrum can be derived from the two-point shear correlation functions. In particular, the ξ_{\pm} correlation functions relate to the power spectrum according to

$$\xi_{\pm}(\theta) \equiv \xi_{\rm tt}(\theta) \pm \xi_{\times\times}(\theta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \mathrm{d}\ell \,\ell \, P_{\kappa}(\ell) J_{0,4}(\ell\theta),\tag{3}$$

where $\xi_{tt}(\theta)$ and $\xi_{\times\times}(\theta)$ are the tangential and rotated ellipticity correlation functions (given in Eq. (10)), θ is the angular separation between galaxy pairs, and $J_{0,4}$ are Bessel functions of the first kind.

Other two-point functions of the shear field may be derived from ξ_{\pm} , such as the top-hat filtered variance of the shear and the variance of the aperture-mass, in circular apertures (Schneider et al. 2002b). Respectively,

$$\langle |\gamma|^2 \rangle_{\mathrm{E,B}}(\theta) = \int_0^\infty \frac{\mathrm{d}\vartheta \,\vartheta}{2\theta^2} \left[S_+ \left(\frac{\vartheta}{\theta}\right) \xi_+(\vartheta) \pm S_- \left(\frac{\vartheta}{\theta}\right) \xi_-(\vartheta) \right]; \quad (4)$$

and

$$\langle M_{\mathrm{ap},\perp}^2 \rangle(\theta) = \int_0^{2\theta} \frac{\mathrm{d}\vartheta \,\vartheta}{2\theta^2} \left[T_+ \left(\frac{\vartheta}{\theta} \right) \xi_+(\vartheta) \pm T_- \left(\frac{\vartheta}{\theta} \right) \xi_-(\vartheta) \right]. \tag{5}$$

The filter functions $S_{+/-}$ and $T_{+/-}$ are defined in Schneider et al. (2002b),

$$S_{+}(x) = \frac{1}{\pi} \Big[4 \arccos(x/2) - x \sqrt{4 - x^2} \Big] H(2 - x);$$

$$S_{-}(x) = \frac{1}{\pi x^4} \times \Big[x \sqrt{4 - x^2}(6 - x^2) - 8(3 - x^2) \arcsin(x/2) \Big], (6)$$

$$T_{+}(x) = \frac{6(2-15x^{2})}{5} \left[1 - \frac{2}{\pi} \arcsin(x/2) \right] + \frac{x\sqrt{4-x^{2}}}{100\pi} \times \left(120 + 2320x^{2} - 754x^{4} + 132x^{6} - 9x^{8} \right) H(2-x);$$

$$T_{-}(x) = \frac{192}{35\pi} x^{3} \left(1 - \frac{x^{2}}{4} \right)^{7/2} H(2-x),$$
(7)

where *H* denotes the Heaviside step function.

All second-order statistics are different filtered versions of the convergence power spectrum. Therefore they probe different properties of the same power spectrum.

The cosmological shear field is (to first order) curl-free and is called an E-type field. It is useful to decompose the observed shear signal into E (non-rotational) and B (rotational) components. A detection of non-zero B-modes indicates a nongravitational contribution to the shear field, which reveals a likely systematic contamination to the lensing signal. Crittenden et al. (2002) and Pen et al. (2002) derived an analogous decomposition for the shear correlations, which is also used in this work:

$$\xi_{\mathrm{E,B}}(\theta) = \frac{\xi_{+}(\theta) \pm \xi'(\theta)}{2},\tag{8}$$

where the definition of ξ' is also given in Schneider et al. (2002b)

$$\xi'(\theta) = \xi_{-}(\theta) + \int_{\theta}^{\infty} \frac{\mathrm{d}\vartheta}{\vartheta} \xi_{-}(\theta) \left(4 - 12 \left(\frac{\theta}{\vartheta} \right)^{2} \right). \tag{9}$$

Both S_{-} and ξ' have infinite support, which implies the E/B decomposition of the shear correlation function and of the top-hat

shear variance are non-local. They can be computed from data, up to an offset value which depends on the largest angular separation ϑ_{max} . This offset is a constant for $\xi_{\text{E,B}}$ and a function of θ for $\langle |\gamma|^2 \rangle_{\text{E,B}}(\theta)$. In contrast, the aperture-mass variance decomposition is local, providing an unambiguous decomposition. In practice, however, a lower limit on the angular separation of galaxy pairs imposed by contamination of overlapping isophotes may bias its amplitude. The lack of galaxy pairs closer than around 3" causes an underestimation of the aperture-mass dispersion. This bias is small, of order 5% for $\theta = 1'$ and smaller than one percent on scales larger than 2 arcmin (Kilbinger et al. 2006).

4.2. Sky curvature correction at large angular scales

The shear correlations are computed as follows:

$$\xi_{tt}(\theta) = \frac{\sum w_i w_j e_t(\mathbf{x}_i) \cdot e_t(\mathbf{x}_j)}{\sum w_i w_j};$$

$$\xi_{x\times}(\theta) = \frac{\sum w_i w_j e_{\times}(\mathbf{x}_i) \cdot e_{\times}(\mathbf{x}_j)}{\sum w_i w_j},$$
(10)

where $\theta = |x_i - x_j|$ is the separation of pairs. The ellipticities are locally decomposed in each pair frame in a tangential and a cross-component. The tangential component is computed orthogonal to the line connecting each galaxy pair. The crosscomponent is derived at a $\pi/4$ angle to the connecting line. Using Eqs. (4)–(8) we estimate the E and B modes of the top-hat variance, of the aperture-mass variance and of the shear correlations.

We correlate galaxies which are up to more than seven degrees apart. At such large angles the curvature of the sky is no longer negligible. To avoid a potential bias due to projections we calculate distances and angles in spherical co-ordinates as follows.

The distance *d* between two objects at right ascension and declination (α_i, δ_i) , i = 1, 2, computed along the great-circle connecting the 2 objects is given by

$$\cos d = \cos(\alpha_1 - \alpha_2)\cos\delta_1\cos\delta_2 + \sin\delta_1\sin\delta_2. \tag{11}$$

In order to decompose the ellipticity in tangential and cross components, we need to consider the angle between the great circle defined by the two galaxies and a parallel, since each pointing is aligned with lines of constant declination. This is the course angle, given by

$$\tan \varphi = \frac{\sin(\alpha_1 - \alpha_2)\cos \delta_2}{\cos \delta_1 \sin \delta_2 - \sin \delta_1 \cos \delta_2 \cos(\alpha_1 - \alpha_2)} \cdot$$
(12)

Not only the distances but also the galaxy ellipticities are affected by the sky curvature. The ellipticity modulus of a galaxy remains virtually unchanged, curvature on scales of a few arcsec is negligible. However, since ellipticity is also characterized by its orientation, one has to be careful when correlating ellipticities at large angular distances (Castro et al. 2005). In our case, the ellipticity components e_1 and e_2 are measured in the local Cartesian co-ordinate frame given by the X- and Y-axes of the corresponding individual CFHTLS Wide pointing. Since each pointing is projected using its own tangent point and defines its own co-ordinate frame, we correlate ellipticities of galaxies from different pointings by using their components measured in the respective local co-ordinate systems. In doing that, the sky curvature is neglected over the scale of a single pointing but it is taken into account between pointings. The effect in a single pointing corresponds to a small ellipticity rotation for galaxies which are at a finite distance from the pointing centre, at most 43 arcmin.

We compared the shear statistics computed using spherical co-ordinates and using the following simple projection: Cartesian co-ordinates (X, Y) of a galaxy with right ascension α and declination δ are defined by $X = \alpha \cos \delta_c$ and $Y = \delta$, where δ_c is the declination of the field centre. The relative error is on the order of a couple of percent on average. On larger scales, where the shear signal is small, this relative error can be much higher. Therefore, throughout this paper we take the sky curvature into account by calculating the shear statistics in spherical co-ordinates.

4.3. Results

The shear correlation functions ξ_{\pm} are computed in narrow bins. We use angular separations in the range between a conservative lower limit of 3 arcsec and a maximum separation ϑ_{max} where the number of pairs per bin becomes very small. For each field, the number of pairs per bin shows a similar "top-hat" behavior: a very steep increase from $\vartheta = 0$ followed by a roughly constant value up to a ϑ_{max} where it starts a very steep decrease to zero. This separation ϑ_{max} is 400′ for W1, 240′ for W2, and 462′ for W3.

From the two-point shear correlation functions we calculate the shear top-hat variance and the aperture-mass dispersion up to a radius of θ_{max} which is half of the largest separation ϑ_{max} , according to Eqs. (4) and (5).

The missing information for $\xi_{E,B}(\theta)$ and $\langle |\gamma|^2 \rangle_{E,B}(\theta)$ on scales larger than $2\theta_{max}$ is accounted for by adding theoretical predictions of these off-sets to the data using a fiducial cosmological model. Alternatively, we may set the B-modes of the shear correlation function and top-hat variance to zero on the angular scales where we measure zero aperture-mass dispersion B-modes. We checked that both methods produce very similar and small offset values and thus this procedure does not bias the cosmological interpretation towards the fiducial model used. Furthermore, our cosmological estimates are made using the aperture-mass dispersion and are free of this small arbitrariness.

The three statistics are plotted in Fig. 4 and the corresponding values and errors are provided in Tables B.1, B.2 in Appendix B. It is worth noting that this is the first time that a cosmic shear signal has been measured down to $i'_{AB} = 24.5$, beyond scales of one degree. Notice also that the independent measurements of the shear statistics made in the three individual fields W1, W2, W3 are statistically consistent at all scales. This is illustrated by Fig. 5, where the three measurements of top-hat dispersion are shown.

In Fig. 4 the error bars of the E-modes include statistical noise and cosmic variance calibrated for non-Gaussianity, while the error for the B-modes only includes statistical uncertainty. We find a clear E-mode signal and a B-mode which is consistent with zero throughout the explored range of angular scales, except between 50 and 130 arcmin where there is a small but significant feature in all three second-order functions. This bump of the B-mode peaks at about 60–80 arcmin which are the side and diagonal sizes of a Megacam field. We therefore guess it is due to a correlation in PSF residuals on the scale of the camera. In Sect. 6 we show that our cosmological results are not biased by this level of residual systematics on this range of angular scales.

On very large scales (120'-230') we find a very small B-mode, much smaller than both the E-mode amplitude and cosmic variance, but which is not always within 1σ of a zero detection. Notice that the errors on the B-mode shown in Fig. 4 are



Fig. 4. Two-point statistics from the combined 57 pointings. The error bars of the E-mode include statistical noise added in quadrature to the non-Gaussian cosmic variance. Only statistical uncertainty contributes to the error budget for the B-mode. Red filled points show the E-mode, black open points the B-mode. The enlargements in each panel show the signal in the angular range 35'-230'.

theoretical (statistical) and not estimated from the data, which would include systematics (for example error contributions may arise from the incomplete PSF correction). Moreover, the signalto-noise with the present CFHTLS Wide data is so high, even for B-modes, that subtle effects may dominate the very small



Fig. 5. The top-hat E-mode shear signals of W1 up to 200', of W2 up to 120' and of W3 up to 230' are shown. The error bars includes statistical noise and cosmic variance for each individual field.

Poissonian error, particularly on large scales where there are a significant number of galaxy pairs.

The field-to-field variation of the B-modes is a possible way to assess these effects on the error buget. We tried to measure this by splitting the 3 Wide fields into 11 blocks of $2 \times 2 \text{ deg}^2$ each, which allows to calculate the B-modes on scales up to 60 arcmin in each block. We obtained B-modes with amplitude very similar to Fig. 4 but the field-to-field scatter is larger than the plotted error bars and reaches a factor of 2 at 60'. This is an interesting indication that we are likely underestimating the error on B-modes, even though it is not a precise measurement due to the small number of independant fields. A thorough analysis of this noise contribution needs many more field and is left to a future analysis of the CFHTLS four year data.

4.4. Cross-check and control of systematics

We cross-checked the shear measurement by using an independent analysis on the same data sets. This analysis was done with another version of KSB+ that has been tested with the STEP1+2 simulations ("HH" in Heymans et al. 2006a; Massey et al. 2007b). Hereafter, we refer to our analysis as "Pipeline I" and to the "HH" results as "Pipeline II".

The left panel of Fig. 6 shows the shear estimated for each galaxy by each of the pipelines. The results are in good agreement for ellipticity values per component between -0.6 and 0.6. For ellipticities outside this range the dispersion between the pipelines is larger and a trend for an underestimation of the shear from Pipeline I with respect to Pipeline II can be seen. Note however that the pipelines are not optimised for large ellipticities, since the STEP simulation galaxies have ellipticities that are smaller than 0.1.

We then compare the two-point functions using the aperturemass variance. We choose this statistic because angular scales are less correlated than for the top-hat dispersion. Moreover, it does not have any ambiguity related to a non-local E/B decomposition. The values of M_{ap} are calculated from the two pipelines using only objects detected by both pipelines. Because the pipelines have different selection criteria the common objects are only two-thirds of the whole sample. Each object is assigned a weight which is the product of its weights in each of the two pipelines. The largest radius explored in the



Fig. 6. *Left panel*: binned scatter plot of the shear estimates (one component) using the two pipelines. Dark colours show highest density of points. The bin size is 0.05 in e_1 . *Right panel*: the aperture-mass variance from W1, W2 and W3 measured with the two pipelines up to scale 210 arcmin, using only objects which are detected in both pipelines. For clarity of the comparison, the error bars only show the statistical errors, but the cosmological analysis of this work includes the whole error budget (see text). These error bars are larger than the one of Fig. 4 because number of common objects are smaller the full catalogue. Note that the large negative B-mode on small scales is not present in the full catalogue, see Fig. 4.

comparison is 210 arcmin. As can be seen in Fig. 6 (right panel), the E- and B-modes of the two pipelines are remarkably similar. The differences are within the 1σ errors on all angular scales. The small B-mode bump appears in both results at 60–80 arcmin, as in Fig. 4. It also drops to nearly zero at all scales beyond 120 arcmin for both pipelines. The bias between the two pipelines at large ellipticities, seen in the left panel of Fig. 6 is not visible here. The reason is that the large ellipticity galaxies represent less than 4% of the sample. Furthermore these galaxies are typically downweighted; large ellipticities are difficult to measure, resulting of a larger error on the ellipticity measurement, and the shear polarisability increases with ellipticities. They have consequently a lower weight according to Eq. (1).

These results are not expected to be identical to the aperture mass dispersion computed with the whole sample, shown in Fig. 4, because the number of objects in the two samples is different. They are however similar, except for the large B-modes on scales smaller than 2', which are detected by both pipelines on the smaller sample. Since both analyses use KSB, these B-modes may be due to similar residuals of the PSF correction, but we cannot rule out an intrinsic B-mode contribution. Whatever the origin we only use angular scales larger than 2' for the cosmological parameter constraints (see also Sect. 4.1) in order to avoid any contamination.

The most common and problematic source of contamination of the lensing signal is the imperfect PSF anisotropy correction. The angular dependence of any PSF systematic residual may be checked by computing the correlation between the corrected galaxy and uncorrected stellar ellipticities. Following Bacon et al. (2003) we normalise this quantity by the star-star uncorrected ellipticity correlation in order to assess its amplitude

$$\xi_{\text{sys}}(\theta) = \frac{\langle e^{\star}(x)\gamma(x+\theta)\rangle^2}{\langle e^{\star}(x)e^{\star}(x+\theta)\rangle},\tag{13}$$

where the symbol \star indicates a stellar quantity. Figure 7 shows this cross-correlation compared to the shear signal $\xi_{\rm E}$ up to 230'. Overall, the amplitude is at least one order of magnitude smaller

than the signal. This demonstrates that the PSF correction is under control in our shear analysis up to an angular scale of nearly 4 degrees.

5. Source redshift distribution

The calibration of the source redshift distribution in the the CFHTLS Wide fields cannot be calculated from the Wide photometric data since only a few fields have already been observed in 5 bands. However, the CFHTLS Deep fields overlap, or are located very close to, the Wide fields. One can therefore use the photometric redshifts derived for the CFHTLS Deep data (Ilbert et al. 2006) as a representative sample of the Wide galaxy population, in particular for W1 that covers the D1 field.

5.1. Building of the parent Deep n(z) histogram

The Ilbert et al. (2006) catalogue samples photometric redshifts of more than 500 000 objects in the four CFHTLS Deep fields⁸, with an i'_{AB} limiting magnitude much fainter than that of the Wide survey, covering the range $0 \le z \le 6$. It has been calibrated with spectroscopic redshifts obtained by the VVDS Survey in the CFHTLS Deep D1 field (Le Fèvre et al. 2005). In this photometric redshift catalogue 318 776 galaxies have a magnitude matching the range used in the Wide survey, i.e. $21.5 \le i'_{AB} \le 24.5$. This sub-sample is used to build up our redshift distribution.

For each object in Ilbert et al. (2006), the released photometric redshift catalogue provides the maximum likelihood redshift z_p and error estimates such as the left and right 1σ error. In order to estimate the redshift distribution we build a normalised Gaussian probability distribution for each galaxy, with mean z_p and dispersion given by the mean of the left and right error. We then draw a redshift z randomly and repeat the procedure 1000 times. The variance of these 1000 randomizations is considered into the final error budget.

⁸ http://terapix.iap.fr/rubrique.php?id_rubrique=227



Fig. 7. The cross-correlation function ξ_{sys} (Eq. 13) between galaxies and stars is shown as a function of angular scale up to 230' (black filled). The amplitude of the cross-correlation is always at least one order of magnitude smaller than the shear signal $\xi_{\rm E}$ (red open).

5.2. Rescaling to the Wide population

To take into account the different selection functions between the Deep parent sample and the Wide catalogue used in this work, each galaxy is weighted according to the ratio of the Wide to Deep galaxy number density, see Fig. 8. In addition, we include the weak lensing weight (Fig. 3) to match the redshift distribution to the weighted galaxy population selected for weak lensing. The redshift distribution is built up with all photometric redshifts in the range $0 \le z \le 4$.

5.3. Error budget

The errors on the histogram have several contributions. First, the uncertainty in the photometric redshifts is estimated from the variance of the 1000 randomizations from the CFHTLS Wide redshift histogram constructed in Sect. 5.1. Second, Poisson noise, $\sigma_{\rm P}$ is added as \sqrt{n} , where *n* is the number of galaxies per redshift bin. Third, we need to include sample variance, σ_{sv} , since we estimate the redshift distribution from a reference catalogue. The sample variance is given as a function of Poisson noise and redshift for various survey areas in Van Waerbeke et al. (2006). We use the $\sigma_{\rm sv}/\sigma_{\rm P}$ ratio of a one square degree survey, corrected for our bin size. We further rescale it according to the weak-lensing selection function, since this reduces the total number of galaxies, on which the ratio depends, as $\sigma_{\rm sv}/\sigma_{\rm P} \propto n/\sqrt{n}$. Note that we do not divide the ratio by $\sqrt{4}$ to account for having four independent Deep fields, since the Poisson error is calculated for the sum of the four fields.

With the large number of galaxies in our sample and the high accuracy reached by the photometric redshifts at $z \sim 1$, the sample variance is the dominating contribution to the error budget. Poisson noise and redshift uncertainties only contribute ~5% at z = 1 but become dominant for z > 3 where the number of galaxies is very low. As a cross-check, we have calculated the field-to-field variance of the four Deep photometric redshift catalogues. The result is consistent with the sample variance obtained by Van Waerbeke et al. (2006), using numerical simulations.



Fig. 8. Magnitude distributions for the Deep (solid line) and Wide (dotted). We use the ratio Wide/Deep for the rescaling of our redshift distribution. The Wide effective number density takes into account all weak lensing selection criteria and has been multiplied by their corresponding weights (Fig. 3).

5.4. Fitting n(z) of the Wide weak-lensing sample

A histogram of the sources redshifts is shown in Fig. 9, where the error bars include redshift uncertainty, Poisson noise and sample variance. Although sample variance is taken into account, the histogram shows a significant bump at redshift $z \sim 3$. We cannot exclude the possibility that this small peak might be partly a real feature resulting from the joint spectroscopic, photometric and weak lensing selection functions of our galaxy sample. It is however more likely to be an artifact due to systematic photometric redshift misidentifications arising from degeneracies that exist between the optical spectral energy distributions of galaxies with z < 0.2 and z > 1.5. The recent analysis of the spatial correlation of populations in different photo-z bins (Van Waerbeke et al. 2007, in prep.) confirms that more than 50% of galaxies in the peak are most probably at redshift $z \leq 0.4$.

We do not have a reliable estimate of the histogram bin-tobin correlation. Indeed, the off-diagonal sample variance was not calculated in the numerical simulation analysis of Van Waerbeke et al. (2006), and a field-to-field estimate using the four Deep fields is too noisy to be of practical and reliable use. Thus, in order not to propagate systematics present in the histogram into the cosmological constraints it is preferable to use a fitting function to the redshift distribution in the cosmological parameters estimation. For this we consider all galaxies in the range $0 \le z \le 2.5$ and fit the redshift distribution with the following function,

$$n(z) = A \; \frac{z^a + z^{ab}}{z^b + c}; \; A = \left(\int_0^{z_{\text{max}}} \frac{z^a + z^{ab}}{z^b + c} \, \mathrm{d}z \right)^{-1}. \tag{14}$$

The normalization A is determined by integrating until $z_{max} = 6$, the upper limit of the photometric redshift catalogue.

This function provides a better fit to the main peak and the tail of the distribution as compared to the power-law function used in B07. The distribution shown in Fig. 9 corresponds to the best-fit parameters listed in Table 1. As expected, the peak at $z \sim 3$ is no longer present. It is worth mentioning that, although the histogram shows a significant fluctuation with respect to the best-fit model at redshift $z \sim 3$, the mean redshift derived from the best-fit distribution is within 1% of the mean value of the histogram.



Fig. 9. Final normalised redshift distribution. Galaxies are selected in the range [0; 4], and the best-fit is given for function given in Eq. (14). Note that the fit is only performed in the interval [0; 2.5].

Table 1. Results of the fit to the redshift distribution $0 \le z \le 2.5$, using Eq. (14). The 1σ error bars of three parameters are shown as well. $\langle z \rangle$ is the mean, z_m the median redshift.

а	0.612 ± 0.043	Α	1.555
b	8.125 ± 0.871	$\langle z \rangle$	0.949
С	0.620 ± 0.065	$z_{\rm m}$	0.826

6. Cosmology with CFHTLS wide

6.1. Shear covariance

The covariance matrices for the shear two-point correlation functions are calculated using the expressions of Schneider et al. (2002a), valid for a Gaussian shear field. They consist of a statistical noise term, a cosmic variance term and a mixed term. To account for possible residual systematics in the shear signal, we add the measured B-mode at a given angular scale quadratically to the corresponding diagonal element of the covariance.

The first three terms are calculated using a Monte Carlo method applied to the measured galaxy positions and their weight similar to the bootstrapping defined in Sect. 5. In that way the survey geometry, boundary effects and the non-uniform, discrete galaxy distribution are taken into account (Kilbinger & Schneider 2004). Furthermore, this method allows to compute a statistical noise that not only includes the shape noise of the twopoint functions estimators but also takes into account Poisson or shot noise.

The non-Gaussianity of the shear field on small scales is considered by applying a correction to the cosmic variance term using the calibration formula of Semboloni et al. (2007). The parameters for the model shear correlation function are $\Omega_m =$ $0.27, \Omega_{\Lambda} = 0.73, h = 0.7, \Omega_b = 0.044, \sigma_8 = 0.8$ and $n_s = 1.0$, using the Smith et al. (2003, hereafter S03) non-linear prescription. The redshift distribution is the best-fit of the n(z) data (see Sect. 5). For the non-Gaussian calibration a mean redshift of 0.95 was assumed.

The top-hat variance, the aperture-mass statistic and the E-/B-correlation functions are functions of both ξ_+ and ξ_- (Eqs. (4)–(8)). Therefore, their covariance matrices depend on the full covariance of the combined data vector (ξ_+ , ξ_-). However, we use only C_{++} , the covariance of ξ_+ , since the non-Gaussian calibration to the cosmic variance was derived for this quantity (Semboloni et al. 2007). We divide the Poisson term of C_{++} by two, which compensates for the additional information of ξ_- . The other terms contributing to the total covariance (mixed,

Gaussian and non-Gaussian cosmic variance) do not depend on the number of galaxy pairs per bin. Therefore, they are not affected by not taking into account the Poisson-noise contribution from ξ_{-} and thus they are unchanged.

6.2. Parameter estimation

The theoretical model that we fit to the data is a flat Λ CDM cosmology with scale-free, adiabatic and Gaussian primordial perturbations. The transfer function is the "shape fit" from Eisenstein & Hu (1998) which takes into account baryonic suppression; we use a fixed $\Omega_b = 0.044$. The non-linear evolution of the power spectrum is approximated with the fitting formula of S03.

The assumption of scale-invariance is not crucial for our results. Indeed, marginalization over the primordial spectral index stretches the confidence regions mainly along the Ω_m - σ_8 degeneracy direction. The obtained normalisation for a given Ω_m or the Ω_m - σ_8 relation remains unchanged.

We calculate the log-likelihood on a grid of 6-dimensional parameter space: three cosmological parameters (Ω_m, σ_8, h) and three parameters of the redshift distribution (a, b, c).

The Gaussian lensing log-likelihood is

$$\Delta \chi^2 = \frac{1}{2} \sum_{ij} (d_i - m_i) (C^{-1})_{ij} (d_j - m_j), \qquad (15)$$

where an element d_i of the data vector is either one of the measured $\xi_E(\theta_i)$, $\langle |\gamma|^2 \rangle_E(\theta_i)$ or $\langle M_{ap}^2 \rangle(\theta_i)$, and *C* is the covariance of the corresponding estimator. The model m_i is the theoretical prediction of the shear statistic for the same angular separation θ_i , and is a function of cosmological and redshift parameters.

The grid intervals are [0.1; 1] for Ω_m , [0.4; 1.4] for σ_8 and [0.6; 0.8] for the Hubble parameter *h*. The redshift parameters values are taken inside of their 2σ range: [0.53; 0.69] for *a*, [6.90; 10.2] for *b* and [0.49; 0.77] for *c*. Translated into extreme $\langle z \rangle$ values, this corresponds to an exploration range of [0.71; 1.02]. Since the three redshift parameters are correlated, the grid includes models that should be rejected by the redshift likelihood alone. For this reason we multiply the likelihood, Eq. (15), by a prior given by the likelihood of the redshift distribution estimation,

$$\Delta \chi_z^2 = \frac{1}{2} \sum_i \frac{(n_i - n(z_i))^2}{\sigma_i^2} \,. \tag{16}$$

Here n_i is the (normalised) number of galaxies in the *i*th redshift bin of Fig. 9 and $n(z_i)$ the fitting function Eq. (14), evaluated at the redshift bin centre. The error on n_i is σ_i the error bar of the histogram, we neglect the cross-correlation between different bins.

6.3. Constraints

The left panel of Fig. 10 shows the marginalised 2D-likelihood contours for Ω_m and σ_8 using the n(z) of Table 1. A fit to the degeneracy direction yields

$$\sigma_8(\Omega_{\rm m}/0.25)^{0.46} = 0.784 \pm 0.049 \text{ for } \xi_{\rm E};$$

$$\sigma_8(\Omega_{\rm m}/0.25)^{0.53} = 0.795 \pm 0.042 \text{ for } \langle |\gamma|^2 \rangle_{\rm E};$$

$$\sigma_8(\Omega_{\rm m}/0.25)^{0.64} = 0.785 \pm 0.043 \text{ for } \langle M_{\rm ap}^2 \rangle.$$

The results for all three statistics are in excellent agreement. Because of the E-/B-mode mixing (Kilbinger et al. 2006) we do



Fig. 10. *Left panel*: likelihood contours $(1, 2\sigma)$ for Ω_m and σ_8 , from the shear correlation function between 1 and 230 arcmin (red solid lines), shear top-hat variance between 1 and 230 arcmin (blue dashed), and aperture-mass dispersion between 2 and 230 arcmin (green dotted-dashed). A flat, scale-free Λ CDM model with $\Omega_b = 0.044$ is assumed. We marginalise over *h* and the redshift parameters. *Right panel*: 1 σ likelihood contours for Ω_m and σ_8 , from the aperture-mass variance between 2 and 35 arcmin (red solid lines), for scales larger than 35 arcmin (blue dashed) and for scales larger than 85 arcmin (green dotted-dashed).

not use $\langle M_{ap}^2 \rangle$ on scales smaller than 2 arcmin, therefore we omit the first four data points for this statistic (see Tables B.1, B.2). If we use the Peacock & Dodds (1996, hereafter PD96) non-linear power spectrum, the resulting σ_8 is about 2% larger than for S03 for a fixed $\Omega_m = 0.25$.

6.4. Separating small and large scales

Because of the large connected area of the CFHTLS Wide, we are able to obtain interesting cosmological constraints by using large scales only. Although the error bars increase when small scales are not taken into account, the sensitivity to several systematic effects is strongly reduced. The deviation from the linear prediction of the shear top-hat dispersion is 20% at a scale of 35', for the redshift range probed by the Wide survey. The non-linear to linear ratio of $\langle M_{ap}^2 \rangle$ is 3 at 35' and 1.5 at 85', respectively. Our signal on large scales is therefore in the linear regime and the resulting constraints do not depend on the details of the non-linear modeling. In particular, we are not sensitive to the difference between PD96 and S03 as can be seen in Fig. 11. Other systematics which might bias the results on small scales are baryonic effects (e.g. Zhan & Knox 2004), intrinsic alignment and, maybe most important, shear-shape correlations. All these effects are not yet well understood as they depend on structure formation on small scales and the relationship between galaxies and dark matter. In particular, the shear-shape correlation leads to an underestimation of σ_8 (Hirata & Seljak 2004; Hirata et al. 2007). On scales larger than about 10' the shear field is Gaussian. The non-Gaussian calibration of the covariance matrix is not needed and also the Gaussian assumption of the likelihood is justified. These two factors will yield more accurate error estimates on the cosmological parameters.

In the right panel of Fig. 10 the results for small and large scales are shown. By using only small scales we obtain tighter constraints than by using only large scales, as the signal-tonoise ratio is higher. Using the aperture-mass dispersion, the



Fig. 11. The best-fit σ_8 as function of the minimum angular scale θ_{\min} that is used for the χ^2 -analysis. Results are shown for S03 (open symbols and 1σ error bars) and PD96 (filled symbols). The difference between the two non-linear models decreases at large scales.

constraints derived from the three angular ranges are in very good agreement, with all mean values within 1σ :

$$\begin{split} \sigma_8(\Omega_{\rm m}/0.25)^{0.66} &= 0.780 \pm 0.044 \ \mbox{for} \quad 2' < \theta < 35'; \\ \sigma_8(\Omega_{\rm m}/0.25)^{0.54} &= 0.780 \pm 0.060 \ \mbox{for} \quad 35' < \theta < 230'; \\ \sigma_8(\Omega_{\rm m}/0.25)^{0.53} &= 0.837 \pm 0.084 \ \mbox{for} \quad 85' < \theta < 230'. \end{split}$$

These results are stable to changes in the smallest angular scale used. For example, σ_8 changes by half a percent when only scales larger than 4 arcmin are used.

We checked that these constraints are not sensitive to possible systematics on angular scales between 50 and 130 arc minutes, where the B-mode shows a significant bump. We fit cosmological parameters using scales with $2' < \theta < 50'$ plus $130' < \theta < 230'$, and found the same results for Ω_m and σ_8 . On the other hand, fitting only the affected scales, $50' < \theta < 130'$, we get $\sigma_8 = 0.840 \pm 0.063$ for $\Omega_m = 0.25$, which is consistent with the results from other scales.



Fig. 12. *Left panel*: comparison $(1, 2, 3\sigma)$ between our results (bold lines) and the 100 square degree survey (B07, filled contours), using ξ_E in both cases. The redshift distribution is fitted in the range of [0.2; 1.5] to be consistent with B07. *Right panel*: comparison $(1, 2\sigma)$ between WMAP3 (green contours, Spergel et al. 2007) and our $\langle M_{ap}^2 \rangle$ -results between 2 and 230 arcmin (purple). The combined contours of WMAP3 and CFHTLS Wide are shown in orange.

6.5. Comparison with other data sets

Our results on cosmological parameters are in very good agreement with the most recent cosmic shear analysis which combined the first CFHTLS Wide data release, the RCS, the VIRMOS-DESCART and the GaBoDS surveys (the "100 square degree survey", B07). In order to compare the two results we construct a new Wide n(z) histogram that has a consistent redshift distribution. Following B07, we only use CFHTLS Deep galaxies with a photometric redshift maximum peak probability in the range [0.2; 1.5]. We fit an exponential function proposed by Baugh & Efstathiou (1993) and Van Waerbeke et al. (2002) in the same z-range. The mean redshift $\langle z \rangle = 0.792$ matches the one in B07. The left panel of Fig. 12 shows an excellent agreement between the two results. The comparatively smaller sky coverage of our survey is compensated by its larger range of angular scales. It is also interesting to notice that our results are in excellent agreement with the CTIO survey (Jarvis et al. 2003, 2006).

Next, we compare our results for Ω_m and σ_8 with the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe 3-year constraints (WMAP3, Spergel et al. 2007). We combine our likelihood with a CMB one computed for a flat Λ CDM cosmology using WMAP3 data only including temperature (TT), temperature polarisation (TE) and polarisation (EE) modes. The combination of the two data sets leads to remarkably smaller confidence levels as compared to individual ones. In particular, as shown in the right panel of Fig. 12, the combination of CFHTLS using the aperture-mass variance and WMAP3 breaks the severe Ω_m - σ_8 degeneracy. This translates into a reduction of the region allowed with 95% confidence level by a factor of 3.15 as compared to WMAP3 only. The marginalised constraints for each parameter are shown in Table 2. This corresponds to a relative accuracy of 8% in Ω_m and 4% in σ_8 , improving the WMAP3 constraints of Spergel et al. (2007, Table 5) by a factor of 1.82 and 1.77

Table 2. The combined constraints from CFHTLS and WMAP3 for Ω_m and σ_8 .

Two-point function	Angular scales	$\Omega_{ m m}$	σ_8
$\xi_{ m E}$	$(1' < \theta < 230')$	0.243 ± 0.020	0.771 ± 0.030
$\langle \gamma ^2 \rangle_{\rm E}$	$(2' < \theta < 230')$	0.249 ± 0.019	0.776 ± 0.029
$\langle M_{\rm ap}^2 \rangle$	$(2' < \theta < 230')$	0.248 ± 0.019	0.771 ± 0.029
ľ			
$\langle M_{ m ap}^2 angle$	$(85' < \theta < 230')$	0.255 ± 0.027	0.782 ± 0.038

respectively. The combinations of CFHTLS and WMAP3 using the shear correlation function and top-hat shear variance show consistent results for Ω_m and σ_8 as listed in Table 2.

In view of the weak lensing signal we found on large scales, we combine the WMAP3 data with the CFHTLS beyond one degree only, and examine the cosmological constraints derived from the linear regime. We look at the constraints on $\Omega_{\rm m}$ and σ_8 by separating the large angular scales (85'-230') from the whole sample, which is listed in Table 2. They are shown in Fig. 13. One can see that the large angular scales alone have a significant contribution to the total constraint, although the survey only covers 57 deg^2 . It is then realistic to predict from this figure that weak lensing surveys may soon be able to explore cosmological models using linear theory only, similar to CMB physics of primary anisotropies. This is very promising for future surveys with sky coverage much larger than CFHTLS Wide at the same depth. Equivalent constraints from the linear structures, similar to the ones shown in Fig. 13 will then be narrower by a factor of at least 10.

Our joint analysis with WMAP3 data is in full agreement with similar studies presented in Spergel et al. (2007), using several other data sets. Our estimate for the matter density also coincides with the result derived by Astier et al. (2006) based on their SNIa light curves only, for a flat Λ CDM Universe. The



Fig. 13. Comparison $(1, 2\sigma)$ between WMAP3 (green contours, Spergel et al. 2007) and our $\langle M_{ap}^2 \rangle$ -results in linear scale only (85'–230', purple). The combined contours of WMAP3 and CFHTLS Wide are shown in orange.

comparison with clusters of galaxies is, in contrast, less conclusive. Cluster observations estimate a broad range of σ_8 values, with some being fully consistent with our results Gladders et al. (2007), (see also Hetterscheidt et al. 2007, for a compilation of results), while a recent analysis of simulations argue for higher values (Evrard et al. 2007; Yepes et al. 2007). The trends for a high value of σ_8 are also derived from analyses of the Lyman-alpha forest (see Slosar et al. 2007, and reference therein).

7. Contamination by shear-shape correlation

The gravitational lensing signal may be contaminated by the intrinsic alignment and by the gravitational shear and intrinsic ellipticity (or shear-shape) correlations. We do not consider the first term since it would be negligible due to a broad redshift distribution of our sample. On the other hand, Mandelbaum et al. (2006) and Hirata et al. (2007) pointed out that the shear-shape anti-correlation may bias the estimate of σ_8 by 1 to 20% for a $\langle z \rangle = 1$ survey on angular scales that we have explored in this work. It is therefore important to estimate its amplitude and to which extent it may spoil our cosmological constraints.

We attempt a rather simple analysis of the shear-shape correlation (GI) contribution to the shear signal. We use the following simple model for the GI correlation function ξ_{GI} , which is motivated by numerical simulations (Heymans et al. 2006b)

$$\xi_{\rm GI}(\theta) = \mathcal{E}\frac{A}{\theta + \theta_0} \,. \tag{17}$$

The lensing efficiency \mathcal{E} is weighted by the source redshift distribution

$$\mathcal{E} = \int_{0}^{\chi_{\text{lim}}} \mathrm{d}\chi_{1} n(\chi_{1}) \int_{\chi_{1}}^{\chi_{\text{lim}}} \mathrm{d}\chi_{s} n(\chi_{s}) \frac{f_{K}(\chi_{1}) f_{K}(\chi_{s} - \chi_{1})}{f_{K}(\chi_{s})}.$$

For our fiducial flat model with $\Omega_m = 0.25$ and the redshift distribution of Table 1, we obtain $\mathcal{E} = 95.54 \text{ Mpc}/h$. We fix the



Fig. 14. The measured $\xi_{\rm E}$ and $\xi_{\rm B}$ (open symbols and error bars) with the lensing-only best-fit curve (solid blue line) and the allowed fractional $\pm 1\sigma$ -contribution of $\xi_{\rm GI}$ to the total signal (shaded cyan region).

scale θ_0 to 1 arcmin, and further set $\xi_{GI} = 0$ on scales larger than 1 degree.

We perform a combined likelihood analysis using the six cosmological parameters as described in Sect. 6.2 and the GI amplitude A. The sum $\xi_{\rm E} + \xi_{\rm GI}$ is fitted to the data. Since the 7D-likelihood analysis is very time-consuming, we use the marginalised 2σ likelihood-region from the pure lensing analysis (Sect. 6.3) as a flat prior and do not consider models outside this region. The marginalised result on A is consistent with zero. We find for the amplitude A in units of $[10^{-7} h/\text{Mpc} \text{ arcmin}]$,

$$A = 2.2^{+3.8}_{-4.6}$$
 for $1' < \theta < 230'$,

where the error indicates the 68% confidence region. Figure 14 shows there is no significant signal detected at any scales. The positive (negative) limit from all scales imply a +32% (-13%) contamination of the total signal by GI at one arcmin.

Although the confidence region for the constrained GI amplitude is large it favours positive correlations, whereas from theory we would expect the GI signal to be negative (Hirata & Seljak 2004). As a consistency check we used a cosmology prior given by the marginalised 1σ likelihood region from a pure lensing analysis of the large scale results with $\theta > 60$ arcmin. The model $\xi_E + \xi_{GI}$ is then fitted on scales with $\theta < 60$ arcmin. The resulting marginalised likelihood for A favours negative GI models but is still consistent with zero. This ansatz gives a high weight to the large-scale cosmic shear signal, and any systematics still present will influence the result. The large scale increase in the measured star-galaxy cross correlation shown in Fig. 7 highlights this concern. As we cannot currently distinguish between GI and other possible systematic effects we can only conclude from our simple analysis that we find no evidence for a non-zero GI signal.

If our galaxy sample is strongly dominated by high-redshift spiral galaxies, then the GI signal may be considerably weakened, as one can anticipate from the morphological analysis of Mandelbaum et al. (2006). We do not have enough colour data to explore in detail the spectral/morphological types of the galaxies used in this work. However, Zucca et al. (2006) pointed out that about 80% of the VVDS spectroscopic galaxy sample up to $i'_{AB} = 24$ is composed of spiral-like galaxies. It is then possible that the fraction of spirals is much higher than elliptical galaxies in the population we are sampling with cosmic shear. If so, it would reduce the contamination to a very small effective contribution (Heymans et al. 2006b). A more detailed investigation of the shear-shape analysis using photometric redshifts and spectrophotometric information of galaxies is therefore needed and will be discussed in a forthcoming paper.

8. Summary and conclusions

We have presented the weak lensing analysis of the CFHTLS T0003 Wide data. The survey covers 57 deg², about two times the size of the previous analysis by Hoekstra et al. (2006), and includes a new independent field W2.

The galaxy shape measurements of a homogeneous sample of two million galaxies down to $i'_{AB} = 24.5$ have been validated using the STEP1 and STEP2 simulations (Heymans et al. 2006a; Massey et al. 2007b). The top-hat shear variance, aperturemass dispersion and the two-point shear correlation functions show a significant signal, with no galaxy-star correlations, from 1 arcmin up to 4 degrees. The B-mode is consistent with zero on most of these angular scales. It shows, however, a statistically significant feature in the range 50–130 arcmin, of unknown origin. We have verified that this feature does not influence the cosmological results.

The two-point statistics show all expected properties of a cosmic shear signal up to angular scales 10 times larger than the largest non-linear scales of the survey. Hence, for the first time the cosmic shear signal can be explored with enough confidence to physical scales of about 85 Mpc assuming lenses at z = 0.5, for a flat Universe with h = 0.72 and $\Omega_m = 0.27$. This is by far the widest scale ever probed by weak lensing at that depth.

The weak lensing Wide data and the photometric redshifts sample of Ilbert et al. (2006) are both part of the CFHTLS T0003 release and cover common fields. The redshift distribution of the Wide data can therefore be calibrated using these photometric redshifts, assuming with a high confidence level that the two galaxy populations are similar. Taking into account the selection criteria of the weak lensing sample, we find a mean redshift of $\langle z \rangle = 0.949$ and a description of the redshift distribution in excellent agreement with B07.

Using this redshift distribution, an exploration of constraints on $\Omega_{\rm m}$ - σ_8 has been carried out within the angular range 1' $\leq \theta \leq 230'$. The marginalised result on $\Omega_{\rm m}$ - σ_8 derived from the aperture-mass variance

$$\sigma_8(\Omega_{\rm m}/0.25)^{0.64} = 0.785 \pm 0.043,$$

is in excellent agreement with those obtained by the two other statistics (see Fig. 10). These constraints perfectly match those from B07 as shown in the left panel of Fig. 12. This is interesting because the two samples result from complementary approaches: the B07 sample explores the consistency of weak lensing results obtained from a heterogeneous sample consisting of four surveys. In contrast, our work analyses a very homogeneous data set consisting of one single survey, and using photometric redshifts derived from the same CFHTLS release within the same fields as the CFHTLS Wide.

There is a clear trend towards a lower σ_8 as compared to Semboloni et al. (2006) and Hoekstra et al. (2006). This is a result of the less accurate redshift distributions used in these analyses which were estimated from the Hubble Deep Field photometric redshift sample. This is well confirmed when we combine our predictions on Ω_m and σ_8 with WMAP3 of Spergel et al. (2007), shown in the right panel of Fig. 12. There is a striking difference with respect to the early comparison done by Spergel et al. (2007), using the CFHTLS T0001 results. The 1.5σ tension is no longer visible; in contrast, there is a large overlap between the two data sets. The joint CFHTLS-WMAP3 likelihood analysis then leads to tight marginalised constraints on Ω_m and σ_8 ,

 $\Omega_{\rm m} = 0.248 \pm 0.019$ and $\sigma_8 = 0.771 \pm 0.029$,

corresponding to an accuracy of 8% and 4% on these two parameters. Hence, using a much better photometric redshift sample, based on the Deep CFHTLS T0003 data sets that directly calibrate the genuine CFHTLS galaxy population, removes one of the primary uncertainties of earlier CFHTLS weak lensing analysis.

Considering the potential nuisances of systematic effects related to non-linear scales, we split the sample into three ranges of angular scales: the "highly non-linear" $(2' \le \theta \le 35')$, the "intermediate" $(35' \le \theta \le 230')$ and the "linear" $(85' \le \theta \le 230')$ scales. The analysis of the three sub-samples do not reveal significant differences between each regime (see Fig. 10, right panel). The results are also stable to changes in the lower angular scales increasing from 2' to 4'. This shows that the CFHTLS Wide cosmic shear survey is not yet dominated by uncertainties related to our poor knowledge of astrophysical systematics at small scales. Finally, we find that excluding scales with a significant B-mode ($50' \le \theta \le 130'$) from the analysis does not change our results. The constraints on $\Omega_m - \sigma_8$ are therefore insensitive to the level of residual systematics in our data. All these tests strengthen the confidence and reliability of our results.

The very large range of angular scales explored by the CFHTLS Wide opens a new window to cosmic shear surveys. It enables for the first time a comparison of cosmic shear and WMAP3 signals using only linear scales. The constraints shown in Fig. 13 demonstrate that there is still great predictive power from the linear regime only. Future weak lensing surveys which cover areas significantly larger than the CFHTLS will be able to pin down a much narrower region in parameter space. Thus, it will be possible to obtain cosmological parameters to percent-level accuracy and below from combining CMB and weak lensing using *linear theory*.

Finally, the impact of the contamination by the shear-shape correlation on cosmic shear surveys like CFHTLS is still unclear. We find its amplitude to be very low and compatible with zero at all scales we explored. The low amplitude derived from Hirata et al. (2007), using a survey shallower than the CFHTLS Wide, had already suggested that it should be a small effect and a difficult-to-detect signal in the CFHTLS-Wide, in particular if our galaxy sample is dominated by high-redshift spiral galaxies (Zucca et al. 2006). At present, we can measure σ_8 to a precision of about 5% and so this bias is still reasonably low. With future work, however, this bias may become the main source of error.

The CFHTLS is still in progress and the next release will include more sky coverage and also a new field, W4. In this work, we only use the wide *i'*-band data together with the photometric redshift from the Deep T0003 u^* , g', r', i', z'. The next step is therefore a more detailed analysis of multi-colour data sets. A better check of systematics will be possible by crosscorrelating the lensing signal obtained independently in indifferent filters. The larger CFHTLS Wide sample with u^* , g', r', i', z'will also improve tomographic studies and will provide a photometric redshift to each individual galaxy. We will then be in the position to better control contaminations by intrinsic alignment and the shear-shape (GI) correlations (Bridle & King 2007) and to move towards a full tomographic exploration of the CFHTLS Deep and Wide surveys together. Acknowledgements. We warmly thank the CFHT, Terapix and CADC staff for their assistance and the considerable work they do to produce the CFHTLS data, and the VVDS consortium for providing the galaxy spectroscopic sample in the CFHTLS fields. This work has made use of the VizieR catalogue access tool, CDS, Strasbourg, France. We thank R. Massey and the STEP collaboration for producing the STEP simulations used in this analysis, and Caltech, the University of British Columbia and JPL for their support to STEP. We thank F. Bernardeau, T. Erben, B. Fort, M. Hetterscheidt, H. Hildebrandt, C. Schimd, P. Schneider, T. Schrabback-Krahe, U. Seljak, C. Shu, J.-P. Uzan for useful discussions. LF thanks the "European Association for Research in Astronomy" training site (EARA) and the European Commission Programme for the Marie Curie Doctoral Fellowship MEST-CT-2004-504604. E.S. aknowledges the support from the Alexander von Humboldt Foundation. J.C., L.F., M.K. and Y.M. thank the CNRS-Institut National des Sciences de l'Univers (INSU) and the French Programme National de Cosmologie (PNC) for their support to the CFHTLS cosmic shear program. I.T. and Y.M. acknowledge the support of the European Commission Programme 6th framework, Marie Curie Training and Research Network "DUEL", contract number MRTN-CT-2006-036133. IT thanks the Deutsche Forschungsgemeinschaft under the project SCHN 342/8-1 and the Priority Programme 1177. MK is supported by the CNRS ANR "ECOSSTAT", contract number ANR-05-BLAN-0283-04. LVW, HH and MH are supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council (NSERC), the Canadian Institute for Advanced Research (CIAR) and the Canadian Foundation for Innovation (CFI). CH acknowledges the support of the European Commission Programme 6th framework, Marie Curie Outgoing International Fellowship, contract number M01F-CT-2006021891.

Appendix A: STEP simulation calibration

One of the crucial issues for weak lensing studies is the reliability of galaxy shape measurement and the control of systematics. The detection and measurement of weak lensing is a technical challenge. Weak distortion induced by gravitational lensing in the observed shapes of galaxy images is only ~1%, much smaller than the typical intrinsic ellipticity dispersion ~30%. To further complicate the situation the observed shape of the galaxies is affected by the PSF. The Shear TEsting Programme⁹ (Heymans et al. 2006a; Massey et al. 2007b), hereafter STEP, is a collaborative project aiming to calibrate and improve weak lensing methods using realistic Wide field simulated images. The first and second generation of STEP simulations (hereafter STEP1 and STEP2) are designed for a ground-based survey. In order to check the reliability of the shear measurement used in this analysis, we calibrated the pipeline using all data sets from STEP1 and STEP2.

STEP1 simulations contain relatively simple galaxy morphologies generated using the SkyMaker software¹⁰. Five constant shears, $\gamma_1^{\text{input}} = [0.0, 0.005, 0.01, 0.05, 0.1]$, are applied to the galaxies, while the second component γ_2^{input} is always set to zero. Finally, galaxy and stellar point sources are convolved with six different constant PSFs which attempt to reproduce PSF shapes, that are typical of ground-based observations. In this way 30 sets of images, differing in PSF type and/or shear strength are produced. Each set is composed of 64 images. The sky noise is spatially uncorrelated.

STEP2 simulations contain complex galaxy morphologies produced using a shapelet simulation package (Massey et al. 2004). Six sets of 64 images with random constant input shears are convolved each with a different optical PSF. The six PSFs are chosen to span a range of realistic ground-based observing conditions. For each image, a twin image is produced, in which galaxies are rotated by 90° before applying the same shear and the same PSF. Combining the shear analysis on rotated and nonrotated images demonstrates the pure measurement bias, since the noise due to the scatter in a galaxies' intrinsic morphology

9 http://www.physics.ubc.ca/heymans/step.html

¹⁰ http://terapix.iap.fr/soft/skymaker

is removed. The model of the sky noise is also more complex than the one adopted to generate STEP1 simulations. It is in fact a correlated noise which aims to reproduce the noise of the drizzling process.

Our pipeline is an application of the KSB+ method. The observed galaxy shape is modeled as a convolution of the sheared galaxy with the PSF, which in turn is modeled as a circular profile convolved with a small anisotropy. Assuming the mean of the intrinsic ellipticity distribution of galaxies to be zero and the PSF anisotropy to be small, the first-order of the shear, γ , can be computed from the observed ellipticities of galaxies, e^{obs} as follows:

$$\gamma = \langle P_{\gamma}^{-1} \left(\boldsymbol{e}^{\text{obs}} - P^{\text{sm}} \boldsymbol{q} \right) \rangle, \tag{A.1}$$

where $P^{\rm sm}$ is the smear polarisability and $q = \frac{e^{\star}}{P^{\rm sm\star}}$ is the anisotropic component of the PSF. The symbol \star indicates those quantities are measured on stars. P_{γ} , defined in Luppino & Kaiser (1997), is the correction to the shear polarisability which includes circular smearing by the PSF.

We compute the stellar quantities, $P^{\text{sh}\star}$, $P^{\text{sm}\star}$ and q, with the same filter function $W(\theta, \sigma)$ in order to keep the calibration free of extra bias. Following Hoekstra et al. (1998) and the STEP results (Heymans et al. 2006a; Massey et al. 2007b), for each galaxy we compute all quantities, including those estimated from the stars, using a filter scale $\sigma = r_g$ as given by IMCAT.

We did not apply the same PSF anisotropy correction to small and large objects. Using the STEP1 and STEP2 simulated catalogues we found that the measurement of moments from small objects can be significantly improved and are more robust by first resampling the intensity of light in each pixel. Each image is oversampled by a factor of two and interpolated using a nearest neighbour interpolation kernel, prior to measure shapes of objects. The interpolation works very well for objects with a size close to the star size and does not produce any detectable extra bias. However, it fails and may even degrade the signal as the object size increases. STEP simulations show the transition arises when object size exceeds 1.2× seeing.

We approximate P_{γ} by half of its trace, $\text{Tr } P_{\gamma}/2$. Since individual $\text{Tr } P_{\gamma}$ are noisy, we derive their values from a fit as function of some galaxy properties. As described in Heymans et al. (2006a) and Massey et al. (2007b), the shear bias parameter *m* often depends on object sizes, r_g , and magnitudes *mag*. We therefore fit $\text{Tr } P_{\gamma}$ in the r_g -mag plane using a polynomial that only depends on these two parameters. The $\text{Tr } P_{\gamma}$ -dependence on mag is more scattered than that on r_g , so we choose a function that gives more weight on r_g :

$$\frac{\text{Tr } P_{\gamma}}{2} = a_1 + a_2 r_{\text{g}} + a_3 r_{\text{g}}^2 + a_4 mag.$$
(A.2)

Table A.1 summarises the key parameters of our shear measurement pipeline. As an illustration of its application, the left panel of Fig. A.1 shows a compilation of all PSF measurements for all stars of the 57 pointings used in this work. The distribution of corrected stars ellipticities in the right panel, shows a reduction by a factor of 10 in both the average ellipticity and dispersion, without showing a preferential direction.

Applying the pipeline to the STEP simulations, we quantify the STEP results using the fit defined in Heymans et al. (2006a) and Massey et al. (2007b), which expresses the difference between measured and input shear through a linear relation:

$$\langle \gamma_i \rangle - \gamma_i^{\text{input}} = m_i \gamma_i^{\text{input}} + c_i,$$
 (A.3)

Table A.1. Summary of the shear measurement pipeline.

Source Detection	hfindpeaks
PSF: 2D polynomial model	2nd order fit of $e^{\star}(r_g)$, $P^{\text{sm}\star}(r_g)$ and $P^{\text{sh}\star}(r_g)$
Galaxy radius size	rg from hfindpeaks
Quadrupole, P sm and P ^{sh} estimate	Interpolation (seeing $< r_g < 1.2 \times$ seeing), $\theta_{max} = 4r_g$ and $\Delta \theta = 0.5$ pixel
_	Approx ($r_g \ge 1.2 \times \text{seeing}$), $\theta_{\text{max}} = \text{Int}[4r_g]$ and $\Delta \theta = 1$ pixel
P_{γ} correction	Fit in (r_g, mag) to $\text{Tr}(P_\gamma)/2$
Weight	Hoekstra et al. (2002b)
Ellipticity cut	$\gamma^2 < 1.0$
Size cut	$r_{\rm h} > 1.05 r_{\rm h}^{\star}$ and 1.75 pixel < $r_{\rm g} < 6.75$ pixel
Significance cut	$\nu > 8$
P_{γ} cut	$0 < \text{TrP}_{\gamma}/2 < 2$
Close pairs	d < 10 pixel removed



Fig. A.1. *Left panel*: the observed ellipticities of all stars in the 57 pointings. The red cross marks the (0, 0) position. *Right panel*: the residual star ellipticity after PSF anisotropy correction. In both plots, the mean values of the two ellipticity components are given.



Fig. A.2. The calibration bias *m* and the residual offset *c* of our pipeline estimated using STEP simulations. *Left panel*: the results of STEP1 for the first component of shear. PSF models are labeled from 0 to 5. *Middle and right panels*: the results of STEP2 for the two shear components. PSF models are labeled from A to F.

where i = 1, 2 are the two shear components. For a perfect shear measurement, m_i and c_i would be zero. Figure A.2 shows the values of the residual shear offset c_1 and of the multiplicative calibration bias m_1 for each of the STEP1 PSF models of the simulation. Averaging over the six STEP1 PSF models, our shear measurement bias is less than 1% as can be seen in Fig. A.2 (left panel). The two right panels of Fig. A.2 show the bias found in the STEP2 simulations, once the rotated and unrotated images have been merged as described in Massey et al. (2007b). The two components of the shear are underestimated by about 3% on average. Model C is the most similar to the seeing found in our CFHTLS images. It is worth noting that our poorest results come from PSF 2 of STEP1 and PSFs D and E of STEP2 which have the strongest anisotropy of all the simulations. Every shear method tested on these particular simulations had difficulty recovering the correct shear.

These results show the residual bias is well constrained and reasonably low for our purposes. In fact, the shape measurement bias is much lower than the total error affecting the cosmological parameter estimation. It should also be noticed that the STEP1

simulations have characteristics much more similar to the Wide data than STEP2 simulations. In particular, the structure of the noise and the PSF types adopted to generate the STEP1 simulations are very close to the ones of our data. For this reason the effective bias in the CFHTLS Wide shear catalogue is expected to be about 1%.

References

- Astier, P., Guy, J., Regnault, N., et al. 2006, A&A, 447, 31
- Bacon, D. J., Massey, R. J., Refregier, A. R., & Ellis, R. S. 2003, MNRAS, 344, 673
- Bartelmann, M. & Schneider, P. 2001, Phys. Rep., 340, 297
- Baugh, C. M., & Efstathiou, G. 1993, MNRAS, 265, 145
- Benjamin, J., Heymans, C., Semboloni, E., et al. 2007, MNRAS, 820 (B07)
- Bertin, E. 2005a, in SCAMP v1.2.11 User's guide
- Bertin, E. 2005b, in SWarp v2.15.4 User's guide
- Bertin, E. 2006, in Astronomical Data Analysis Software and Systems XV, ed. C. Gabriel, C. Arviset, D. Ponz, & S. Enrique, ASP Conf. Ser., 351, 112
- Boulade, O., Charlot, X., Abbon, P., et al. 2003, in Proc. SPIE, ed. M. Iye, & A. F. M. Moorwood, 4841, 72
- Bridle, S., & King, L. 2007, [arXiv:0705.0166]
- Castro, P. G., Heavens, A. F., & Kitching, T. D. 2005, Phys. Rev. D, 72, 023516
- Crittenden, R. G., Natarajan, P., Pen, U.-L., & Theuns, T. 2002, ApJ, 568, 20
- Eisenstein, D. J., & Hu, W. 1998, ApJ, 496, 605
- Evrard, A. E., Bialek, J., Busha, M., et al. 2007,
- [arXiv:astro-ph/0702241]
- Gladders, M. D., Yee, H. K. C., Majumdar, S., et al. 2007, ApJ, 655, 128
- Hetterscheidt, M., Simon, P., Schirmer, M., et al. 2007, A&A, 468, 859
- Heymans, C., & Heavens, A. 2003, A&A, 339, 711
- Heymans, C., Van Waerbeke, L., Bacon, D., et al. 2006a, MNRAS, 368, 1323 Heymans, C., White, M., Heavens, A., Vale, C., & Van Waerbeke, L. 2006b, MNRAS, 371, 750
- Hirata, C. M., & Seljak, U. 2004, Phys. Rev. D, 70, 063526
- Hirata, C. M., Mandelbaum, R., Ishak, M., et al. 2007, MNRAS, 839
- Hoekstra, H., Franx, M., Kuijken, K., & Squires, G. 1998, ApJ, 504, 636
- Hoekstra, H., Yee, H. K. C., Gladders, M. D., et al. 2002a, ApJ, 572, 55
- Hoekstra, H., Franx, M., Kuijken, K., & VanDokkum, P. G. 2002b, MNRAS, 333.911
- Hoekstra, H., Mellier, Y., Van Waerbeke, L., et al. 2006, ApJ, 647, 116
- Ilbert, O., Arnouts, S., McCracken, H. J., et al. 2006, A&A, 457, 841

- Jarvis, M., Bernstein, G. M., Fischer, P., et al. 2003, AJ, 125, 1014
- Jarvis, M., Jain, B., Bernstein, G., & Dolney, D. 2006, ApJ, 644, 71
- Kaiser, N., Squires, G., & Broadhurst, T. 1995, ApJ, 449, 460
- Kilbinger, M., & Schneider, P. 2004, A&A, 413, 465
- Kilbinger, M., Schneider, P., & Eifler, T. 2006, A&A, 457, 15
- King, L., & Schneider, P. 2002, A&A, 396, 411
- Le Fèvre, O., Vettolani, G., Garilli, B., et al. 2005, A&A, 439, 845
- Luppino, G. A., & Kaiser, N. 1997, ApJ, 475, 20
- Magnier, E. A. & Cuillandre, J.-C. 2004, PASP, 116, 449
- Mandelbaum, R., Hirata, C. M., Ishak, M., Seljak, U., & Brinkmann, J. 2006, MNRAS, 367, 611
- Massey, R., Refregier, A., Conselice, C. J., David, J., & Bacon, J. 2004, MNRAS, 348, 214
- Massey, R., Rhodes, J., Leauthaud, A., et al. 2007a, ApJS, 172, 239
- Massey, R., Heymans, C., Bergé, J., et al. 2007b, MNRAS, 376, 13
- McCracken, H. J., Radovich, M., Bertin, E., et al. 2003, A&A, 410, 17
- Mellier, Y., Bertin, B., McCracken, H., et al. 2005, Terapix T0002/T0003 CFHTLS release explanatory document
- Munshi, D., Valageas, P., Van Waerbeke, L., & Heavens, A. 2006, [arXiv:astro-ph/0612667]
- Peacock, J. A., & Dodds, S. J. 1996, MNRAS, 280, L19 (PD96)
- Pen, U.-L., Van Waerbeke, L., & Mellier, Y. 2002, ApJ, 567, 31
- Refregier, A. 2003, ARA&A, 41, 645
- Schimd, C., Tereno, I., Uzan, J.-P., et al. 2007, A&A, 463, 405
- Schneider, P., Van Waerbeke, L., Kilbinger, M., & Mellier, Y. 2002a, A&A, 396,
- Schneider, P., Van Waerbeke, L., & Mellier, Y. 2002b, A&A, 389, 729
- Semboloni, E., Mellier, Y., Van Waerbeke, L., et al. 2006, A&A, 452, 51
- Semboloni, E., Van Waerbeke, L., Heymans, C., et al. 2007, MNRAS, 375, L6
- Slosar, A., McDonald, P., & Seljak, U. 2007, New Astron. Rev., 51, 327
- Smith, R. E., Peacock, J. A., Jenkins, A., et al. 2003, MNRAS, 341, 1311 (S03)
- Spergel, D. N., Bean, R., Doré, O., et al. 2007, ApJS, 170, 377
- Van Waerbeke, L., & Mellier, Y. 2003, [arXiv:astro-ph/0305089]
- Van Waerbeke, L., Mellier, Y., Erben, T., et al. 2000, A&A, 358, 30
- Van Waerbeke, L., Mellier, Y., Radovich, M., et al. 2001, A&A, 374, 757
- Van Waerbeke, L., Mellier, Y., Pelló, R., et al. 2002, A&A, 393, 369
- Van Waerbeke, L., Mellier, Y., & Hoekstra, H. 2005, A&A, 429, 75
- Van Waerbeke, L., White, M., Hoekstra, H., & Heymans, C. 2006, APh, 26, 91
- Van Waerbeke, L., Leauthaud, A., & Heymans, C. 2007, in prep.
- Yepes, G., Sevilla, R., Gottlöber, S., & Silk, J. 2007, ApJ, 666, L61
- Zhan, H., & Knox, L. 2004, ApJ, 616, L75
- Zucca, E., Ilbert, O., Bardelli, S., et al. 2006, A&A, 455, 879

Appendix B: Shear two-point correlation data

The data vectors and 1σ error bars plotted in Fig. 4, for the various shear two-point functions are listed in Tables B.1, B.2.

Table B.1. Values of the shear correlation function and the shear top-hat variance, as function of scale θ in arcmin. The errors include statistical errors and non-Gaussian-calibrated cosmic variance for the E-mode, while only statistical uncertainty contributes to the error of the B-mode.

θ	$\xi_{\rm E}$	$\xi_{ m B}$	$\delta \xi_{\rm E}$	$\delta \xi_{\rm B}$	$\langle \gamma ^2 \rangle_{\rm E}$	$\langle \gamma ^2 \rangle_{\rm B}$	$\delta \langle \gamma ^2 \rangle_{\rm E}$	$\delta \langle \gamma ^2 \rangle_{\rm B}$
1.00	9.704e-05	2.494e-05	3.416e-05	3.200e-05	1.158e-04	-1.809e-06	1.749e-05	1.036e-05
1.18	8.548e-05	2.546e-05	2.947e-05	2.739e-05	1.054e-04	-2.083e-06	1.566e-05	8.874e-06
1.39	6.511e-05	7.956e-06	2.555e-05	2.352e-05	9.631e-05	-1.422e-06	1.405e-05	7.606e-06
1.64	6.160e-05	-1.138e-05	2.209e-05	2.012e-05	8.777e-05	-1.570e-07	1.261e-05	6.521e-06
1.93	7.294e-05	-1.479e-05	1.925e-05	1.730e-05	7.933e-05	9.634e-07	1.133e-05	5.593e-06
2.28	6.865e-05	-2.900e-06	1.672e-05	1.486e-05	7.111e-05	1.695e-06	1.020e-05	4.800e-06
2.69	4.578e-05	1.275e-05	1.456e-05	1.277e-05	6.373e-05	2.020e-06	9.174e-06	4.122e-06
3.17	4.167e-05	6.394e-06	1.279e-05	1.101e-05	5.689e-05	2.544e-06	8.276e-06	3.542e-06
3.74	2.826e-05	2.609e-06	1.117e-05	9.473e-06	5.100e-05	2.656e-06	7.459e-06	3.045e-06
4.41	4.490e-05	-1.043e-06	9.840e-06	8.201e-06	4.615e-05	2.538e-06	6.735e-06	2.617e-06
5.20	2.325e-05	8.105e-06	8.646e-06	7.050e-06	4.190e-05	2.210e-06	6.081e-06	2.247e-06
6.13	2.908e-05	-9.270e-07	7.556e-06	5.996e-06	3.756e-05	1.671e-06	5.487e-06	1.929e-06
7.22	2.979e-05	1.723e-06	6.634e-06	5.099e-06	3.346e-05	1.241e-06	4.962e-06	1.656e-06
8.52	3.179e-05	-5.419e-06	5.846e-06	4.398e-06	2.986e-05	1.020e-06	4.483e-06	1.421e-06
10.04	1.668e-05	-4.458e-06	5.195e-06	3.793e-06	2.666e-05	7.947e-07	4.070e-06	1.219e-06
11.84	1.687e-05	2.365e-06	4.647e-06	3.257e-06	2.393e-05	5.714e-07	3.711e-06	1.044e-06
13.97	1.688e-05	1.362e-06	4.189e-06	2.748e-06	2.154e-05	4.431e-07	3.408e-06	8.937e-07
16.47	1.530e-05	-1.318e-06	3.830e-06	2.338e-06	1.944e-05	2.889e-07	3.159e-06	7.649e-07
19.42	1.579e-05	-3.319e-06	3.530e-06	2.004e-06	1.751e-05	1.432e-07	2.942e-06	6.548e-07
22.90	1.353e-05	7.628e-07	3.296e-06	1.727e-06	1.578e-05	-8.315e-08	2.763e-06	5.609e-07
27.00	1.207e-05	-5.854e-07	3.051e-06	1.477e-06	1.413e-05	-3.782e-07	2.600e-06	4.812e-07
31.84	9.731e-06	-1.522e-06	2.850e-06	1.274e-06	1.266e-05	-7.709e-07	2.453e-06	4.135e-07
37.54	1.057e-05	-2.188e-06	2.696e-06	1.110e-06	1.138e-05	-1.175e-06	2.316e-06	3.562e-07
44.26	6.947e-06	-2.544e-06	2.513e-06	9.671e-07	1.007e-05	-1.595e-06	2.179e-06	3.076e-07
52.19	9.153e-06	-5.789e-06	2.363e-06	8.417e-07	8.614e-06	-1.932e-06	2.051e-06	2.664e-07
61.54	7.506e-06	-3.359e-06	2.239e-06	7.335e-07	7.216e-06	-2.172e-06	1.922e-06	2.315e-07
72.57	4.613e-06	-4.799e-06	2.081e-06	6.492e-07	5.996e-06	-2.245e-06	1.799e-06	2.020e-07
85.57	1.110e-06	-2.967e-06	1.977e-06	5.706e-07	4.980e-06	-2.150e-06	1.680e-06	1.774e-07
100.90	2.006e-06	-3.665e-06	1.873e-06	5.117e-07	4.159e-06	-1.927e-06	1.567e-06	1.570e-07
118.98	2.416e-06	-2.401e-06	1.797e-06	4.636e-07	3.619e-06	-1.689e-06	1.465e-06	1.407e-07
140.29	1.982e-06	-1.174e-06	1.743e-06	4.272e-07	3.203e-06	-1.482e-06	1.373e-06	1.284e-07
165.42	1.672e-06	-4.094e-07	1.727e-06	4.059e-07	2.745e-06	-1.171e-06	1.301e-06	1.206e-07
195.06	3.439e-06	-9.141e-07	1.743e-06	3.961e-07	2.214e-06	-7.842e-07	1.259e-06	1.223e-07
230.00	1.780e-06	-1.420e-06	1.876e-06	4.081e-07	1.615e-06	-2.919e-07	1.333e-06	1.686e-07

Table B.2. Values of the the aperture-mass variance, as function of scale θ in arcmin.

θ	$\langle M^2_{ m ap} angle$	$\langle M_{\perp}^2 \rangle$	$\delta \langle M^2_{ m ap} angle$	$\delta \langle M_{\perp}^2 angle$
1.00	1.201e-05	1.143e-06	5.944e-06	5.695e-06
1.18	1.402e-05	-3.377e-06	5.138e-06	4.875e-06
1.39	1.448e-05	-3.000e-06	4.447e-06	4.173e-06
1.64	1.306e-05	-8.902e-07	3.856e-06	3.571e-06
1.93	1.107e-05	-2.830e-07	3.353e-06	3.059e-06
2.28	9.292e-06	-8.651e-07	2.923e-06	2.622e-06
2.69	8.821e-06	-1.441e-06	2.552e-06	2.248e-06
3.17	8.556e-06	-1.258e-06	2.238e-06	1.930e-06
3.74	8.472e-06	-9.641e-07	1.973e-06	1.657e-06
4.41	8.221e-06	-9.198e-07	1.743e-06	1.423e-06
5.20	7.676e-06	-7.686e-07	1.542e-06	1.222e-06
6.13	6.249e-06	-5.371e-07	1.364e-06	1.048e-06
7.22	5.030e-06	-1.800e-07	1.209e-06	8.971e-07
8.52	4.609e-06	3.606e-07	1.079e-06	7.693e-07
10.04	4.508e-06	5.421e-07	9.612e-07	6.611e-07
11.84	4.301e-06	4.289e-07	8.544e-07	5.684e-07
13.97	3.976e-06	3.853e-07	7.688e-07	4.874e-07
16.47	3.526e-06	3.019e-07	7.046e-07	4.171e-07
19.42	3.009e-06	2.118e-07	6.501e-07	3.572e-07
22.90	2.600e-06	1.249e-07	5.954e-07	3.066e-07
27.00	2.239e-06	4.597e-08	5.387e-07	2.633e-07
31.84	1.976e-06	2.932e-08	4.840e-07	2.261e-07
37.54	1.877e-06	8.679e-08	4.359e-07	1.944e-07
44.26	1.675e-06	1.961e-07	3.967e-07	1.674e-07
52.19	1.322e-06	3.382e-07	3.668e-07	1.443e-07
61.54	1.147e-06	4.524e-07	3.454e-07	1.245e-07
72.57	1.303e-06	5.266e-07	3.312e-07	1.077e-07
85.57	1.475e-06	5.585e-07	3.223e-07	9.356e-08
100.90	1.511e-06	4.750e-07	3.172e-07	8.174e-08
118.98	1.476e-06	2.712e-07	3.158e-07	7.206e-08
140.29	1.317e-06	3.462e-09	3.174e-07	6.437e-08
165.42	9.472e-07	-9.410e-08	3.220e-07	5.879e-08
195.06	5.901e-07	-1.055e-07	3.345e-07	5.692e-08
230.00	3.641e-07	-7.764e-08	3.966e-07	7.353e-08
A.3 Kilbinger et al. 2009 : contraintes sur l'énergie noire et erreurs systématiques sur les supernovæ et les lentilles gravitationnelles

Dark-energy constraints and correlations with systematics from CFHTLS weak lensing, SNLS supernovae Ia and WMAP5*

M. Kilbinger¹, K. Benabed¹, J. Guy², P. Astier², I. Tereno^{1,3}, L. Fu^{4,1,5}, D. Wraith^{6,1}, J. Coupon¹, Y. Mellier¹, C. Balland², F. R. Bouchet¹, T. Hamana⁷, D. Hardin², H. J. McCracken¹, R. Pain², N. Regnault²,

M. Schultheis⁸, and H. Yahagi⁹

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS UMR 7095 & UPMC, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France e-mail: kilbinger@iap.fr

² LPNHE, CNRS-IN2P3 and Universités Paris VI & VII, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France

³ Argelander-Institut für Astronomie, Universität Bonn, Auf dem Hügel 71, 53121 Bonn, Germany

⁴ INAF – Osservatorio Astronomico di Capodimonte, via Moiariello 16, 80131 Napoli, Italy

⁵ Shanghai Key Lab for Astrophysics, Shanghai Normal University, Shanghai 200234, PR China

⁶ CEREMADE, Université Paris Dauphine, 75775 Paris Cedex 16, France

⁷ National Astronomical Observatory of Japan, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan

⁸ Observatoire de Besançon, 41bis avenue de l'Observatoire, BP 1615, 25010 Besançon Cedex, France

⁹ Research Institute for Information Technology, University of Kyushu 6-10-1 Hakozaki, Higashi-ward, Fukuoka 812-8581, Japan

Received 28 October 2008 / Accepted 18 January 2009

ABSTRACT

Aims. We combine measurements of weak gravitational lensing from the CFHTLS-Wide survey, supernovae Ia from CFHT SNLS and CMB anisotropies from WMAP5 to obtain joint constraints on cosmological parameters, in particular, the dark-energy equation-of-state parameter *w*. We assess the influence of systematics in the data on the results and look for possible correlations with cosmological parameters.

Methods. We implemented an MCMC algorithm to sample the parameter space of a flat CDM model with a dark-energy component of constant *w*. Systematics in the data are parametrised and included in the analysis. We determine the influence of photometric calibration of SNIa data on cosmological results by calculating the response of the distance modulus to photometric zero-point variations. The weak lensing data set is tested for anomalous field-to-field variations and a systematic shape measurement bias for high-redshift galaxies.

Results. Ignoring photometric uncertainties for SNLS biases cosmological parameters by at most 20% of the statistical errors, using supernovae alone; the parameter uncertainties are underestimated by 10%. The weak-lensing field-to-field variance between 1 deg²-MegaCam pointings is 5–15% higher than predicted from *N*-body simulations. We find no bias in the lensing signal at high redshift, within the framework of a simple model, and marginalising over cosmological parameters. Assuming a systematic underestimation of the lensing signal, the normalisation σ_8 increases by up to 8%. Combining all three probes we obtain -0.10 < 1 + w < 0.06 at 68% confidence (-0.18 < 1 + w < 0.12 at 95%), including systematic errors. Our results are therefore consistent with the cosmological constant Λ . Systematics in the data increase the error bars by up to 35%; the best-fit values change by less than 0.15 σ .

Key words. cosmology: observations - cosmology: cosmological parameters - methods: statistical

1. Introduction

The Canada-France-Hawaii-Telescope Legacy Survey (CFHTLS¹) has yielded interesting constraints on cosmological parameters using different probes, for example weak gravitational lensing and supernovae of type Ia. In this paper

we combine two recent measurements from the CFHTLS: the cosmic shear data (Fu et al. 2008, hereafter F08) and supernova (SN) Ia data from the Supernova Legacy Survey (SNLS, Astier et al. 2006, hereafter A06). We complement these with CMB measurements from the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP5, Hinshaw et al. 2009, hereafter H09).

There are hundreds of type-Ia supernovae for which highquality observations are available. Many surveys spanning wide redshift ranges and using different telescopes and search strategies can be accessed. A recent compilation of various surveys and the derived cosmological constraints can be found in Kowalski et al. (2008). Despite this impressive number of available objects we have chosen to restrict ourselves to the SNLS sample. The resulting constraints will suffer from a greater statistical uncertainty; however, the systematic errors are better understood by using a single, homogeneous survey. By

^{*} Based on observations obtained with MEGAPRIME/MEGACAM, a joint project of CFHT and CEA/DAPNIA, at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council (NRC) of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) of France, and the University of Hawaii. This work is based in part on data products produced at TERAPIX and the Canadian Astronomy Data Centre as part of the Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey, a collaborative project of NRC and CNRS.

¹ http://www.cfht.hawaii.edu/Science/CFHTLS

providing imaging with a single telescope and camera for example, SNLS allows a common photometric calibration strategy for the whole survey.

The lensing data presented in F08 might suffer from systematic errors in the shear calibration and shape measurement. In this work, we performed two tests for the presence of systematics. First, we compared the variance between individual MegaCam pointings to simulations. Second, we quantified a potential systematic underestimation of the lensing signal at high redshifts. The influence on cosmological parameters was estimated. Due to the unknown origin of those systematics, the analysis must remain less rigorous than for the SNIa case. It is by no means comprehensive since we only quantify the effect of those systematics and do not investigate their origin, which is beyond the scope of this paper.

The analysis of the five-year WMAP data has yielded impressive results on many cosmological parameters from a great number of models (Dunkley et al. 2009; Hinshaw et al. 2009; Komatsu et al. 2009). Thanks to the rich features in the angular power spectrum, many cosmological parameters can be determined with high precision. However, degeneracies between parameters remain, in particular, for dark-energy models. In order to lift these degeneracies, measurements of CMB anisotropies have to be complemented with other probes.

The WMAP5 team has combined their data with other probes which are sensitive only to the geometry of the Universe, i.e. SNIa and baryonic acoustic oscillations (BAO). Other teams have included probes of structure growth, like counts of X-ray clusters (Mantz et al. 2008), SDSS and Ly α -forest (Xia et al. 2008). In this work, we combine WMAP5 with weak gravitational lensing which is sensitive to both the geometry and the growth of structure. Probing both domains will allow future surveys to distinguish between dark energy and modified gravity as a possible cause for the present acceleration of the Universe (e.g. Jain & Zhang 2008). Such a test will be feasible with upcoming and proposed surveys such as KIDS², DES³, LSST⁴, JDEM⁵ and Euclid⁶.

The first-year WMAP data has already been combined with weak lensing, using the RCS survey (Hoekstra et al. 2002), to improve constraints on Ω_m and σ_8 (Contaldi et al. 2003). In F08, cosmic shear has been supplemented with the third-year WMAP data. In this work we extend the latter, simple analysis by dropping the (not well motivated) priors on some parameters for lensing (Ω_b , n_s , h).

The "concordance" flat Λ CDM model of cosmology provides an excellent fit to WMAP5 and most other probes of the geometry and large-scale structure of the Universe. It only contains six free parameters, Ω_b , Ω_m , τ , n_s , h and σ_8 (or functions thereof). This model assumes a cosmological constant Λ as the cause of the observed accelerated expansion of the Universe today. The cosmological constant has yet evaded all plausible physical explanations of its nature and origin and, further, brings in problems of fine-tuning and coincidence. A signature of some "dark energy" beyond a simple cosmological constant might be an equation-of-state (eos) parameter $w = p/\rho c^2$ which deviates from the vacuum energy value of -1. We therefore extend the concordance six-parameter model by including the dark-energy

eos parameter w. Although this wCDM model with a constant w is not better motivated physically than the cosmological constant, a significant observed deviation from w = -1 will definitely be an indication for new physics. Moreover, the data at present are not good enough to constrain more dark energy parameters in a general way. This is only feasible for very specific models, e.g. quintessence (see Schimd et al. 2007) or early dark energy (Bartelmann et al. 2006; Francis et al. 2008), and will be subject of a future work using the CFHTLS data (Tereno et al., in prep.).

One goal of this paper is to focus on systematic errors, nuisance parameters and their interplay with cosmological parameters. For the SNIa data, apart from the usual light-curve parameters, we take into account photometric calibration errors. A joint Bayesian analysis including systematic and cosmological parameters is done and correlations are revealed. This will be mandatory for future surveys with statistical errors which will be smaller by several orders of magnitude as compared to today. To decrease systematics further and further is very challenging, and technical limitations might set a barrier to this endeavour. Therefore, it is important to quantify the effect of systematics and nuisance factors on cosmological constraints.

This paper is organised as follows. Section 2 contains a brief description of the data together with the likelihood used later in the analysis. It also discusses sources of systematics in the data and their correlations with cosmological parameters. In Sect. 3 we define the cosmological model tested in this work, introduce our implementation of the Monte Carlo Markov Chain (MCMC) technique and present the cosmological results of the analysis. We conclude with a discussion in Sect. 4 and an outlook in Sect. 5.

2. Data and method

2.1. CFHTLS-Wide cosmic shear

We use the cosmic shear results from the CFHTLS-Wide 3rd year data release (T0003, Fu et al. 2008). On 57 square degrees (35 sq. deg. effective area), about 2×10^6 galaxies with i_{AB} -magnitudes between 21.5 and 24.5 were imaged. The data, reduction analyses and shear pipeline are described in detail in F08. We use the aperture-mass dispersion (Schneider et al. 1998) measured between 2 and 230 arcmin. Due to the compensated nature of its filter, this second-order measure is least sensitive to large-scale systmatics in the data. The source redshift distribution is obtained by using the CFHTLS-Deep p(z) (Ilbert et al. 2006) and by rescaling it according to the Wide i_{AB} magnitue distribution and weak-lensing galaxy weights.

To ascertain that the quality and reliability of the shear measurements are sufficient for this work, we perform further tests of the data beyond what has been done in F08. This is addressed in Sects. 2.1.3 and 2.1.2 where we assess the importance of potential systematics for the current data, and estimate their influence on inferred cosmological parameters.

As in F08 the log-likelihood is $\ln L = -\chi^2/2 - \ln |C|/2 + \text{const.}$, where the χ^2 is modelled as

$$\chi^{2}_{wl}(\boldsymbol{p}) = \sum_{ij} \left(\left\langle M^{2}_{ap}(\theta_{i}) \right\rangle_{obs} - \left\langle M^{2}_{ap}(\theta_{i}, \boldsymbol{p}) \right\rangle \right) [C^{-1}]_{ij} \\ \times \left(\left\langle M^{2}_{ap}(\theta_{j}) \right\rangle_{obs} - \left\langle M^{2}_{ap}(\theta_{j}, \boldsymbol{p}) \right\rangle \right).$$
(1)

The predicted aperture-mass dispersion given by a model parameter vector \boldsymbol{p} is fitted to $\langle M_{ap}^2 \rangle_{obs}$ measured at angular scales θ_i .

² http://www.astro-wise.org/projects/KIDS

³ https://www.darkenergysurvey.org

⁴ www.lsst.org

⁵ http://universe.nasa.gov/program/probes/jdem.html

⁶ http://sci.esa.int/science-e/www/area/index.cfm? fareaid=102

The covariance *C* of $\langle M_{ap}^2 \rangle_{obs}$ is the one used in F08 and contains shape noise, (non-Gaussian) cosmic variance and the residual B-mode. Those parts of the covariance which depend on the shear correlation (mixed and cosmic variance terms) are calculated using a theoretical model of the large-scale structure and therefore depend on cosmological parameters. We ignore this dependence and keep the covariance constant, corresponding to the fiducial cosmology as in F08. This biases the posterior confidence regions, but the effect is weak over the region of parameter space permitted by CMB and lensing, see Eiffer et al. (2008) for a detailed discussion. Moreover, we can drop the term $\ln |C|/2$ in the log-likelihood because its parameter-dependence manifests itself only for very small survey areas (Kilbinger & Munshi 2006).

As usual, the following relation between the aperturemass dispersion and the weak lensing power spectrum holds (Schneider et al. 1998),

$$\langle M_{\rm ap}^2 \rangle(\theta) = \int \frac{\mathrm{d}\ell\,\ell}{2\pi} P_{\kappa}(\ell) \left[\frac{24\,\mathrm{J}_4(\theta\ell)}{(\theta\ell)^2} \right]^2 \,. \tag{2}$$

The lensing power spectrum is a projection of the 3d matterdensity power spectrum P_{δ} , weighted by the redshift distribution $p(\chi)$ (Kaiser 1992),

$$P_{\kappa}(\ell) = \frac{9}{4} \Omega_{\rm m}^2 \left(\frac{H_0}{c}\right)^4 \int_0^{\chi_{\rm lim}} \frac{\mathrm{d}\chi}{a^2(\chi)} P_{\delta}(\ell/\chi;\chi) \\ \times \left[\int_{\chi}^{\chi_{\rm lim}} \mathrm{d}\chi' p(\chi') \frac{\chi'-\chi}{\chi'}\right]^2.$$
(3)

For the non-linear evolution of the power spectrum, the fitting formula of Smith et al. (2003) is used. Although tested for ACDM models, it provides reasonable good fits to *w*CDM cosmologies as well (Ma 2007). The accuracy of any non-linear fitting function is limited; when using the ansatz of Peacock & Dodds (1996) instead of Smith et al. (2003), the resulting best-fit σ_8 differs by 2% (F08).

We parametrise the redshift distribution using the function

$$p(z) \propto \frac{z^a + z^{ab}}{z^b + c}; \quad \int_0^{z_{\max}} p(z) \, \mathrm{d}z = 1,$$
 (4)

which we fit to the obtained redshift histogram. The corresponding χ^2 is

$$\chi_z^2 = \sum_i \frac{\left[n_i - p(z_i)\right]^2}{\sigma_i^2} \,. \tag{5}$$

Here, n_i is the normalised number of galaxies in the *i*th redshift bin and $p(z_i)$ the fitting function, evaluated at the redshift bin centre. The uncertainty σ_i of n_i contains Poisson noise, photo-*z* uncertainty and cosmic variance, as described in F08 and Benjamin et al. (2007). The sum in Eq. (5) extends over the redshift range $0 \le z \le 2.5$. In this range, cosmic variance is the dominant uncertainty. As in F08 we neglect the cross-correlation between different bins.

2.1.1. Systematics in the lensing data

In the following two subsections we address the question of potential residual systematics in the cosmic shear data. We estimate the influence of some systematics on cosmological constraints. The shear catalogue used here has been extensively tested in F08. Internal consistency checks have been performed involving the comparison between two data reduction pipelines, residual B-modes and cross-correlations between galaxies and stars. In addition, the shape measurement pipeline has been calibrated with the STEP1 and STEP2 simulations (Heymans et al. 2006; Massey et al. 2007), and a bias of less than 3% has been determined.

Despite that, there are indications of remaining systematics which do not manifest themselves in the merged shear catalogue. For example, there are variations of the shear signal between individual MegaCam pointings which vanish on average. Moreover, with the help of photometric redshifts covering parts of the survey, a problem with the redshift-scaling of the shear correlation becomes apparent.

2.1.2. Variance between CFHTLS pointings

In F08 it was shown the systematics are small globally. The B-mode is consistent with zero on most scales (note however a significant detection around 100 arcmin). The level of systematics is low on average, e.g. the residual cross-correlation between uncorrected star ellipticities and galaxy shapes after PSF correction. There might however be systematics present on individual fields. Even if they vanish on average they are an additional noise source and increase the measurement error bars.

Here, we address the question whether individual pointings show anomalous variations which might be due to incorrect shape measurements or PSF correction. The field-tofield variance of the lensing signal is compared with numerical simulations.

We measure the shear aperture-mass dispersion on all 57 fields, each one corresponding to a 1 deg²-MegaCam image, and calculate the field-to-field variance. We use *N*-body simulations (Yahagi & Yoshii 2001; Yahagi 2005) through which we shoot light rays to obtain shear maps (Hamana & Mellier 2001) using a redshift distribution corresponding to the mean n(z) estimated for the observations. The underlying model is a flat WMAP3-cosmology ($\Omega_{\rm m} = 0.27, \Omega_{\rm b} = 0.044, n_{\rm s} = 0.95, h = 0.71, \sigma_8 = 0.77$).

An important issue are the correlations between CFHTLS-Wide pointings due to large-scale structure. Unfortunately, we cannot simulate the exact survey geometry of the CFHTLS-Wide T0003 survey which extends up to 8 degrees angular separation, since our simulations are only $3^{\circ} \times 3^{\circ}$ in size. We therefore use several (independent) ray-tracing simulations to cover the observed fields; three for W1, one for W2 and four for W3. This results in less-correlated fields and a smaller cosmic variance compared to the observations. We therefore expect the simulations to slightly underestimate the observed field-to-field variance. The galaxies on each simulated pointing are distributed homogeneously, we do not take into account masking. We do however simulate the varying number density between fields by applying the observed number densities to the simulations.

From Fig. 1 we see that the observed E-mode variance of $\langle M_{ap}^2 \rangle$ is 10–20% higher than the predicted value, on scales between 1 and 30 arcmin. The B-mode variance is in very good agreement, with a tendency to be slightly lower than predicted. From the fact that the B-mode variance is of the same order as the E-mode, one sees that the considered angular scales are shape-noise and not cosmic-variance dominated. The power-law shape of the variance is another indication for this. The low-level oscillations on scales on the order of the $\langle M_{ap}^2 \rangle$ -correlation length are probably due to noise.

The observed top-hat field-to-field variance is substantially greater than the one from simulations, in particular at large



Fig. 1. Variance of $\langle M_{\rm ap}^2 \rangle$ from the numerical simulations (solid lines) and CFHTLS data (dashed). The rms used for the merged catalogue (from Fu et al. 2008), which we use for the cosmological constraints, is the dotted line.

angular scales. This might be due to its higher sensitivity to residuals on large scales compared to the aperture-mass. Note however that because of the high correlations between different angular scales for top-hat, the significance of any discrepancy is hard to interpret. Due to the small number of simulations we cannot attempt an error estimate on the field-to-field variance.

Note that the variance for the merged catalogue used in F08, and this work for the cosmological constraints, is roughly a factor of four less than the one from individual fields.

The greater observed field-to-field fluctuations could be a sign for uncorrected residual systematics. We have not included in the simulations the varying mean redshift due to the different numbers of exposures for each field in the final stacks. The variance in limiting magnitude between fields is 0.25. With the empirical law between limiting magnitude and mean redshift from van Waerbeke et al. (2006) this translates into a z-variance of 0.03. Using the approximate relation from linear theory $\langle M_{\rm ap}^2 \rangle \propto z^{1.5}$ we find an additional expected variance of about 4.5%. We conclude that the observed E-mode field-tofield variance is higher than predicted by at most 5-15%. It is difficult to assess the influence of this additional error on the complete galaxy catalogue used here. First, we do not know how scales larger than 30 arcmin are affected. Second, the shear correlation used to constrain cosmology is calculated with many more galaxy pairs than in this field-to-field analysis, with a large number of pairs stemming from different MegaCam pointings.

Table 1. Shear top-hat variance at 5' and 25' and for five redshift ranges. The error bars are Poisson noise.

	$\langle \gamma^2(5') \rangle / 10^5$		$\langle \gamma^2(25') \rangle / 10^5$	
z-range	CFHTLS	prediction	CFHTLS	prediction
0.0 0.65	-0.3 ± 2.0	0.95	0.2 ± 0.5	0.29
0.02.5	1.9 ± 0.9	2.38	0.7 ± 0.2	0.73
0.65 0.95	2.9 ± 2.2	4.12	1.1 ± 0.5	1.27
0.65 2.5	3.3 ± 1.4	4.77	0.9 ± 0.3	1.48
0.952.5	-1.7 ± 3.7	7.46	0.04 ± 0.9	2.33

2.1.3. Systematics in the redshift-scaling of the shear signal

Preliminary analysis of weak lensing tomography of the CFHTLS-Wide shows that beyond a redshift of about unity, the cosmic shear signal does not increase as expected, but instead is systematically underestimated (Fu 2008). For this analysis we use the fourth CFHTLS data release (T0004) which provides five-band photometry on 35 square degrees. Photometric redshifts for each galaxy have been obtained using the template-fitting code Le Phare (Coupon et al. 2008). The quality of the new photo-*z*'s is compatible to those used in F08 (T0003 data release, Ilbert et al. 2006). An improvement has been obtained due to additional and larger spectroscopic samples. We take a sub-set of T0004 consisting of a contiguous area of 19 square degrees. The measured galaxy shapes are the same as in F08.

As an illustration, we show the top-hat shear variance measured at 5 and 25 arcmin for various redshift bins, see Table 1. The measured values, corresponding to 19 square degrees, are compared to predictions using a flat Λ CDM model with $\Omega_m =$ 0.25 and $\sigma_8 = 0.8$. For the highest bin with redshifts above 0.95, the measured values are clearly inconsistent with the predictions.

We have to assume that this anomalous redshift-scaling is also present in the shear catalogue used in this paper for the cosmology constraints. The redshifts for this preliminary analysis are taken from the CFHTLS Wide and are therefore slightly less accurate than the T0003-Deep ones, used to infer the F08 redshift distribution. However, the former do not suffer from cosmic variance. The calibration with spectroscopic redshifts assures their reliability for $i_{AB} \leq 24$. The depth of the F08 shear galaxies is only half a magnitude higher, and those faint galaxies are down-weighted in the weak lensing analysis. We therefore assume that the problem is mainly due to the shape measurement and not to the photometric redshifts. One reason for this could be a shear calibration bias which depends on galaxy properties that are a function of redshift. A bias in the shape measurement which is a function of galaxy size, magnitude or galaxy signalto-noise will affect low- and high-z galaxies differently.

For this work we choose a simple toy model to parametrise this potential underestimation of the redshift-scaling of the shear signal, see Lesgourgues et al. (2007) for a similar approach. This decrease of the lensing signal corresponds to an effective lensing efficiency which is lower than expected at high redshifts. To model this we multiply the redshift distribution n(z) with a constant $c_0 > 0$, for redshifts $z > z_0$. We chose z_0 to be 1.0. $c_0 = 1$ is the unbiased case with no degradation of the shear signal. $c_0 = 0$ is the pessimistic case where there is no shear signal for $z > z_0$. We allow values greater than unity corresponding to an overestimation of the shear signal. Note that we use the original, unaltered redshift distribution when fitting the n(z) histogram (Eq. (5)).

Using a model with fixed Ω_b and n_s and marginalising over h, σ_8 and redshift parameters we measure a value of c_0 consistent with unity but with large error margins, $c_0 = 1.1 \pm 0.6$ (68%)



Fig. 2. Left panel: 2d marginals (68% and 95%) for Ω_m and σ_8 for the two cases of including the high-*z* calibration bias (solid lines) and ignoring it (dashed curves), respectively. *Right panel*: 1d marginal likelihood for c_0 . The vertical lines indicate mean (dashed) and 68% confidence intervals (dotted).



Fig. 3. Left panel: 1d marginal for σ_8 for $\Omega_m = 0.25$, the vertical lines are as in Fig. 2. *Right panel*: correlation between c_0 and σ_8 (68% and 95% confidence levels) for $\Omega_m = 0.25$. The vertical lines indicate mean (dashed) and 68% confidence intervals (dotted).

(see also Fig. 2, right panel). At 95% confidence nearly the whole range of c_0 is permitted. Ignoring the high-*z* calibration error leads to smaller error bars for other parameters, in particular σ_8 (left panel of Fig. 2). For a fixed $\Omega_m = 0.25$ we respectively get $\sigma_8 = 0.78^{+0.08}_{-0.07}$ and $\sigma_8 = 0.77 \pm 0.05$ with and without modelling the systematic error. Because we allow the calibration to be smaller and greater than unity there is no significant bias on σ_8 . If we restrict c_0 to values smaller or equal 1, thus using the information about the underestimation of the shear signal as prior, we obtain a best-fit σ_8 of 0.83 ($\Omega_m = 0.25$). Thus, σ_8 might be underestimated by 8% which is about one sigma, provided our simple model is correct. From Fig. 3 (left panel) we see the potential shear measurement systematics shifts the like-lihood and introduces a tail for high σ_8 .

We repeat the above analysis with $z_0 = 0.8$ and 1.2 and find only small shifts $\Delta \sigma_8$ for the power-spectrum normalisation. Writing $\Delta \sigma_8 = \lambda (z_0 - 1)$, we find $\lambda = -0.03$ if c_0 is varied between 0 and 2, and $\lambda = -0.09$ for $c_0 < 1$, corresponding in both cases to a 2% change for σ_8 in the considered range for z_0 .

Interestingly, we see no correlation between c_0 and any other individual parameter when the whole posterior is considered. However, c_0 is of course correlated with the combination of Ω_m and σ_8 which determines the shear amplitude. When fixing Ω_m we see a strong correlation with σ_8 , as expected (Fig. 3, right panel).

To summarise the results on weak lensing systematics, we note that this study is far from complete. Other tests focusing on the PSF correction have been made in F08, and extensive studies going into much more detail as presented here will be published soon (van Waerbeke et al., in prep.).

2.2. SNLS supernovae la

The supernova data set corresponds to the first data release of the SNLS, see A06. We use 105 supernovae in total, 71 of which were observed with the CFHTLS. Their redshift range is between 0.25 and 1. The remaining 44 objects are nearby supernovae, with 0.015 < z < 0.13. In Sect. 2.2.1 we describe the ingredients of the standard likelihood analysis, ignoring systematics, which is similar to A06 with slight modifications. Section 2.2.2 introduces the photometric calibration parameters and defines the updated likelihood function including systematics.

2.2.1. Standard likelihood analysis

We use the results from the SNIa light-curve fits of A06. For each supernova the fit yields the rest-frame *B*-band magnitude m_B^* , the shape or stretch parameter *s*, and the colour *c*. These quantities are combined in the estimator of the distance modulus for the *i*th object as follows:

$$\mu_{B,i} = m_{B,i}^* - \bar{M} + \alpha(s_i - 1) - \beta c_i.$$
(6)

The universal absolute SNIa magnitude is \overline{M} ; α and β are universal linear response factors to stretch and colour, respectively.

The error needed for the likelihood includes: (1) the measured uncertainties of the light-curve parameters $m_{B,i}^*$, s_i , c_i and their correlations. The corresponding error contribution to $\mu_{B,i}$ can be written as $\sigma^2(\mu_{B,i}) = \theta_2^t W_2 \theta_2$ with the parameter vector $\theta_2 = (1, \alpha, \beta)$ and the covariance W_2 of the data vector ($m_{B,i}^*$, s_i , c_i). (2) An additional redshift uncertainty $\sigma_{pv,i} =$ $5/\ln 10 \cdot v_p/(c z_i)$ due to peculiar velocities corresponding to $v_p = 300 \text{ km s}^{-1}$. (3) An intrinsic scatter in absolute magnitude of $\sigma_{int} = 0.13$.

Those three errors are added in quadrature to the loglikelihood expression, which is

$$\chi_{\rm sn}^2(\boldsymbol{p}) = \sum_{i} \frac{\left[\mu_{B,i}(\boldsymbol{p}) - 5\log_{10}\left(\frac{d_{\rm L}(z_i,\boldsymbol{p})}{10\,{\rm pc}}\right)\right]^2}{\sigma^2(\mu_{B,i}) + \sigma_{\rm pv,i}^2 + \sigma_{\rm int}^2} \,. \tag{7}$$

The linear dependence on the Hubble constant of the luminosity distance $d_{\rm L}$ is taken out as an additional summand in Eq. (7) and integrated into the absolute luminosity. From now on we will use the parameter $M = \overline{M} - 5 \log_{10} h_{70}$.

The error term from the light-curve fit, $\sigma^2(\mu_{B,i})$, depends on the stretch and colour responsitivies α and β . A06 kept those parameters fixed during the χ^2 -minimisation and updated them iteratively in consecutive minimisation runs. This leads to a bias in those parameters of 7–15%. Instead, we include the dependence of α and β in the denominator in Eq. (7) to obtain unbiased bestfit results for those parameters which are therefore larger than those cited in A06, see Table 4.

We do not take into account the term involving the covariance determinant in the log-likelihood. Even though in this case this term is not a constant because of the parameter-dependent variance, we verified that the effect on cosmological parameters is very small. Moreover, it is in accordance to most other SNIa analyses (e.g. Astier et al. 2006; Kowalski et al. 2008).

2.2.2. Extended analysis with systematics

We extend the analysis of A06 by including the response of the distance modulus to a photometric zero-point shift in each of the seven filters (g, r, i, z, U, B, V) and in the Vega (B - R) colour

Table 2. List of SNIa systematic parameters and their symbols.

$M \\ lpha \\ eta \\ eta$	$ heta_{22} \\ heta_{23} heta_{23}$	Light-curve parameters
Δg	θ_{10}	
Δr Δi	θ_{11} θ_{12}	
Δz	θ_{13}	Zero-point shifts
ΔU	θ_{14}	
ΔB ΔV	θ_{15} θ_{16}	
$\Delta (B-R)_{\rm Vega}$	θ_{17}	

in the Landolt system. The reference photometric zero-points are those used in A06, which were estimated without using the Hubble diagram. If θ_1 denotes the vector of those eight zero-point magnitude shifts, the linear response $k_{i\alpha}$ is the change in distance modulus for the *i*th supernova for a small change of the α^{th} zero-point,

$$k_{i\alpha} = \frac{\Delta \mu_{B,i}}{\Delta \theta_{1\alpha}}; \quad \alpha = 0...7.$$
(8)

By changing the zero-points and redoing the light-curve fit, we obtain the values of $k_{i\alpha}$ for each supernova. We include this change to the distance modulus linearly in the model, which results in an additional term $k_i^t \cdot \theta_1$ in the likelihood.

We assume that the zero-point magnitude shift parameters θ_1 are uncorrelated variables, since the data in different optical bands have been reduced independently. The noise is the result from a number of different source and can therefore be well approximated to be Gaussian. By definition they mean of θ_1 is zero. The rms is taken to be $0^{m}01$ for all filters except for $z(\theta_{13})$ where we assume the rms to be $0^{m}03$. The numerical values of those uncertainties are taken from A06 (Sect. 4.1) and correspond to the limits of reproducibility of the photometric calibration. The corresponding (diagonal) covariance matrix is W_1 .

This prior information is multiplied to the SNIa-likelihood in the form of a multi-variate Gaussian likelihood. With the additional term, the log-likelihood expression corresponding to the extended analysis is then

$$\chi^{2}_{\text{sn+sys}}(\mathbf{p}) = \theta_{1}^{\text{t}} W_{1}^{-1} \theta_{1} + \sum_{i} \frac{\left[\mu_{B,i}(\mathbf{p}) + \mathbf{k}_{i}^{\text{t}} \cdot \theta_{1} - 5 \log_{10}\left(\frac{d_{L}(z_{i},\mathbf{p})}{10\text{pc}}\right)\right]^{2}}{\sigma^{2}(\mu_{B,i}) + \sigma_{\text{pv},i}^{2} + \sigma_{\text{int}}^{2}} \cdot \qquad (9)$$

Now, the parameter vector p contains the zero-point parameters θ_1 . The corresponding optical bands are indicated in Table 2.

2.2.3. Systematics for SNIa

Unlike systematics in weak lensing shape measurements which are difficult to model, the observation-related systematics for SN are more easily parametrised. In the next section we take into account errors in the estimated distance modulus due to uncertainties in the photometric calibration. The results of the MCMC analysis for the SNIa internal parameters are given in Table 4.

2.2.4. Bias due to systematics

We compare the case of ignoring the systematic errors, using Eq. (7) as the log-likelihood, with the case of fully taking into

Table 3. Parameter means and 68%-confidence intervals when, respectively, ignoring and taking into account the systematic errors in the form of photometric zero-point fluctuations, see Sect. 2.2.4.

	w = -1	
	With systematics	Ignoring systematics
$\Omega_{ m m}$	$0.34_{-0.18}^{+0.21}$	$0.30^{+0.19}_{-0.16}$
$\Omega_{ m de}$	$0.87^{+0.30}_{-0.27}$	$0.83^{+0.27}_{-0.23}$
$\Omega_{de}(\Omega_m=0.25)$	$0.76^{+0.10}_{-0.12}$	$0.75^{+0.09}_{-0.09}$
	Flat Universe	
	With systematics	Ignoring systematics
$\Omega_{ m m}$	$0.32^{+0.11}_{-0.20}$	$0.31_{-0.17}^{+0.11}$
w	$-1.38^{+0.46}_{-0.91}$	$-1.32^{+0.39}_{-0.80}$
$w(\Omega_{\rm m}=0.25)$	$-1.00^{+0.12}_{-0.12}$	$-1.01^{+0.09}_{-0.10}$

Table 4. Mean and 68% errors for SNIa internal parameters, for a flat *w*CDM model. The values of θ_{1i} , $i = 0 \dots 7$ are in units of 0.01 mag.

Parameter	Best-fit-value
-M	$19.337^{+0.036}_{-0.041}$
α	$1.62^{+0.14}_{-0.15}$
$-\beta$	$-1.80^{+0.17}_{-0.16}$
$\theta_{10} = \Delta g$	$-0.06^{+0.99}_{-1.00}$
$\theta_{11} = \Delta r$	$0.10^{+0.98}_{-0.96}$
$\theta_{12} = \Delta i$	$0.09^{+0.95}_{-0.95}$
$\theta_{13} = \Delta z$	$-1.0^{+2.5}_{-2.5}$
$\theta_{14} = \Delta U$	$-0.05^{+0.98}_{-0.99}$
$\theta_{15} = \Delta B$	$-0.04^{+0.99}_{-0.98}$
$\theta_{16} = \Delta V$	$-0.06^{+0.98}_{-0.97}$
$\theta_{17} = \Delta (B - V)_{\text{Vega}}$	$-0.05^{+0.99}_{-1.01}$

account the systematics according to the log-likelihood (9). As can be seen in Fig. 4, ignoring the zero-point errors leads to an asymmetric decrease of the error bars. The constraints get tighter, mainly along the direction of constant luminosity distance, which is the parameter-degeneracy direction. The error bars decrease by about 10%, see Table 3. The bias on parameter means is small, between 10% and 20% of the statistical uncertainty. The bias on the intrinsic SNIa parameters (M, α, β) is even smaller, not more than a few percent of the statistical uncertainty. For a fixed $\Omega_m = 0.25$, the absolute biases on both the eos parameter (for $\Omega_{de} = 1 - \Omega_m$) and the dark-energy density (for w = -1) are smaller than for the marginalised case, but remain to be about a tenth of the statistical error.

As mentioned in Sect. 2.2, we obtain unbiased best-fit values for the stretch and colour response parameters, α and β , respectively (see Table 4). These differ by about 15% from the (biased) values given in A06. The absolute magnitude *M* is consistent with A06.

The parameters describing the zero-point shifts (θ_{10} to θ_{17}) are all consistent with zero (Table 4). Except for $\theta_{13} = \Delta z$ they have zero mean and rms of about 0.^m01. The influence of the derivative (Eq. (8)) on the second term of the likelihood (Eq. (9)) is small in comparison with the first term. Nevertheless, correlations with other parameters are introduced as is discussed in the next section. The mean of the z-band zero-point shifts θ_{13} is negative (although not significantly so) and its variance smaller than the expected value of 0.^m03. It is also this parameters which shows the highest correlation with cosmological parameters.



Fig. 5. Correlations between the universal absolute SNIa magnitude *M* and the *B*-band (θ_{15} , *left panel*) and *V*-band (θ_{16} , *right panel*), respectively. The zero-point shift parameters θ_{1i} are given in units of 0.01 mag.

2.2.5. Correlation between systematic errors and cosmological parameters

In most cases the zero-point shifts θ_1 are uncorrelated with other parameters. However, some pairs of one or more nuisance parameters show correlations, most notably, the absolute SNIa magnitude M is correlated both with the B- and V-band uncertainty $\Delta B = \theta_{15}$ and $\Delta V = \theta_{16}$, respectively, see Fig. 5. This correlation can be explained by looking at the rest-frame colour parameter, $c = (B - V)_{Bmax} + 0.057$, which contains the B - V colour excess at the time of the B-band maximum. Redefining the Bor V-band zero-points causes a systematic change in c which is compensated by a corresponding change in M. The slope of the measured $M - \Delta V$ -correlation is about 1.5. The correlation between M and $\Delta B = \theta_{16}$ is much weaker and has a smaller slope of -0.3 to -0.4. The correlation between M and the difference $\Delta B - \Delta V$ is therefore on the order of the best-fit value of $\beta = 1.80$, which is expected from Eq. (6). The difference in correlation can be explained by the fact that the observed magnitudes of each object translate into different rest-frame bands for the light-curve fit depending on the object's redshift.

Further, the z-band zero-point offset (θ_{13}) shows a correlation with both Ω_m and w (Fig. 6). We find $\Delta w = 0.057 \Delta \theta_{13}/(0.03 \text{ mag})$ and $\Delta \Omega_m = -0.0159 \Delta \theta_{13}/(0.03 \text{ mag})$. The latter value can be compared to A06 (Table 5) who varied the zero-points to infer the influence on cosmological parameters; our value is of the same order of magnitude as the one from A06 but has opposite sign. For a fixed $\Omega_m = 0.25$ we obtain $\Delta w = -0.0135 \Delta \theta_{13}/(0.03 \text{ mag})$, about half of the value cited in A06 (Table 5).

Fig. 4. Confidence contours (68%, 95.5%, 99.7%) for full treatment of errors due to photometry zero-points (blue solid lines) and ignoring those errors (green dashed curves). These two cases correspond to the two cases in Table 3. *The left panel* corresponds to w = -1, *the right panel* is for a flat *w*CDM Universe. The constraints are obtained using SNIa alone.



Fig. 6. Correlations between the *z*-band zero-point offset (θ_{13}) and Ω_m (*left panel*) respectively *w* (*right panel*).

2.2.6. Further sources of systematics

A06 discussed further sources of systematic uncertainties which can affect cosmological results from SNIa. Some of those uncertainties could be parametrised and invoked in a joint analysis with cosmology as presented in this paper. We state a few more examples here and leave a thorough analysis for future work.

For example, the difference between measured rest-frame U-band magnitude and the one "predicted" from the light-curve fit using only two bands can be included in the likelihood function.

In addition, the Malmquist bias can be modelled as a function of redshift. The inclusion of this bias will be necessary when redshift-dependent dark-energy models are to be tested. This requires accurate knowledge of the sample and of selection effects.

Furthermore, weak gravitational lensing of distant SNIa can be modelled using the dark-matter power spectrum, either from (non-linear) theoretical prescriptions (Ménard & Dalal 2005) or numerical simulations (Martel & Premadi 2008).

2.3. WMAP5 CMB anisotropies

To calculate CMB temperature and polarisation power- and cross-spectra we use the publicly available package CAMB⁷ (Lewis et al. 2000). The likelihood is evaluated using the public WMAP5 code⁸ (Dunkley et al. 2009). We include all "standard" components which are the same for three- and five-year. Those are the low- ℓ TT and TE/EE/BB spectra, the high- ℓ TT and TE spectra, and the point-source TT correction. The

⁷ http://camb.info

⁸ http://lambda.gsfc.nasa.gov

low- ℓ ($\ell \leq 32$ for TT, $\ell \leq 23$ for polarisation) likelihoods are calculated using Gibbs sampling (Page et al. 2007; Dunkley et al. 2009). The high- ℓ sampling uses pseudo- C_{ℓ} according to Hinshaw et al. (2007).

In contrast to the published WMAP5 results, we do not include corrections due to SZ. The SZ amplitude is unconstrained by WMAP5 and is not degenerate with other parameters (Dunkley et al. 2009). A recent analysis found no biases for WMAP5 when ignoring the contribution of the thermal SZ effect from clusters (Taburet et al. 2009).

3. Parameter analysis and cosmological constraints

3.1. Cosmological model and parameters

We assume a flat dark-energy cold dark matter cosmology (*w*CDM) with the parameter vector ($\Omega_{\rm m}, \Omega_{\rm b}, \tau, w, n_{\rm s}, h, \sigma_8$). Clustering of dark energy is not taken into account. For CMB, instead of the normalisation defined at a scale of 8 Mpc/h, σ_8 , the parameter which is sampled is $\Delta_{\mathcal{R}}^2$, the curvature perturba-tions amplitude at the pivot scale $k_0 = 0.002 \text{ Mpc}^{-1}$. As stated in Sect. 2.1 we use the Smith et al. (2003) fitting formula to model the non-linear power spectrum needed for weak lensing. We do not include a massive neutrino component to the mass-energy tensor and assume $N_{\rm eff} = 3.04$ as the effective number of massless neutrinos (Mangano et al. 2002), which is the preferred value for WMAP5 (Dunkley et al. 2009). Tereno et al. (2008) obtained constraints on the neutrino mass using various probes including CFHTLS-Wide weak lensing, see also Gong et al. (2008) and Ichiki et al. (2009). Additional parameters are (a, b, c, c_0) from lensing and $(M, \alpha, \beta, \theta_{10}, \dots, \theta_{17})$ from SN Ia. These parameters are described in the respective subsections of Sect. 2; including systematics we sample a total of 22 parameters.

3.2. Sampling the parameter space with MCMC

We use an adaptive Metropolis-Hastings algorithm (Metropolis et al. 1953; Hastings 1970) to generate Monte Carlo Markov Chains (MCMC) as sample of the posterior. The Fisher matrix evaluated at the maximum-likelihood (ML) parameter serves as initial multi-variate Gaussian proposal. The ML point is estimated by a conjugate-gradient search (Press et al. 1992). For lensing and SNIa the typical chain length is 100 000 with an acceptance rate of about 15–20%. Every 1000 steps the chain covariance is updated and replaces the previous proposal. The proposal variance is multiplied by a factor 2.4/ $\sqrt{n_{dim}}$ which is optimal for a Gaussian posterior (Hanson & Cunningham 1998; Dunkley et al. 2005).

For WMAP5 on the other hand, we choose a different strategy. With acceptance rates as stated above we found the posterior not well sampled and as a consequence the parameter uncertainties largely underestimated. We refrain from updating the proposal but kept the initial guess, which is larger than the Fisher matrix, for the whole duration of the chain. This choice results in small acceptance rates of 3% to 10% but guarantees an unbiased sampling of the posterior.

The experiments are combined by multiplying the corresponding likelihoods or, equivalently, by summing up the loglikelihoods. The confidence intervals are obtained by creating histograms of the parameter vectors of the chain and estimating regions with 68%, 95% and 99.7% of the density.

In particular for WMAP5 the calculation of the converged chain is very time-consuming and takes a few days to a week



Fig. 7. 68% and 95% confidence levels for lensing only, assuming wCDM (solid red lines), Λ CDM (dashed red), and CMB only, for wCDM (solid blue), Λ CDM (dashed blue curves).

on a fast multi-core machine. To overcome this and other problems related to MCMC, such as the difficulty to assess convergence and the high correlation of a Markov chain, a new method called Population Monte Carlo (PMC, Cappé et al. 2004, 2007) has been developed which is based on adaptive importance sampling. In a companion paper, we test this method with simulations and apply it to cosmology posteriors (Wraith et al. 2009).

3.3. Combined constraints from lensing and CMB

The main contribution from cosmic shear (without tomographic information), in combination with CMB anisotropy measurements, are constraints on the normalisation σ_8 (Contaldi et al. 2003; Tereno et al. 2005). For a Λ CDM model, the degeneracy direction between Ω_m and σ_8 is orthogonal between lensing and CMB. Lensing is sensitive to the amount of structure and therefore, a high normalisation has to be countered by a smaller amount of the total matter. On the other hand, an overall increase of the CMB angular power spectrum by a higher normalisation has to be compensated by more matter to dampen the peaks.

This picture changes if the dark energy equation-of-state is a free parameter. Whereas the lensing contours for Ω_m and σ_8 do not broaden much, the CMB constraints increase dramatically. Most importantly, they increase along the lensing-direction of degeneracy, see Fig. 7. The result is that adding lensing to CMB data will not improve the constraints in the $\Omega_m - \sigma_8$ plane as much as it would do in the framework of a cosmological constant model.

Lensing without tomography is not very sensitive to w, thus leaving it a free parameter has a minor influence on the other parameters. For CMB however, strong correlations enter through the angular diameter distance which CMB measures only at z = 1100. Those degeneracies (see Fig. 9) can be broken by adding an additional distance measurement at low redshift as a lever, e.g. using BAO or SNIa, (Frieman et al. 2003; Blake & Glazebrook 2003; Seo & Eisenstein 2003).

Table 5. CMB, lensing and SNIa in various combinations. The mean and 68% marginals are given. For the first four cases systematics are ignored, the last column includes all systematics, from both lensing and supernovae (see Sect. 2.2.4).

Parameter	CMB	CMB+Lens	CMB+SN	CMB+Lens+SN	CMB+Lens+SN+sys
Ω _b	$0.045^{+0.020}_{-0.016}$	$0.041^{+0.016}_{-0.008}$	$0.0433^{+0.0028}_{-0.0026}$	$0.0432^{+0.0026}_{-0.0023}$	0.0428 ± 0.0029
Ωm	$0.262^{+0.099}_{-0.093}$	$0.242^{+0.092}_{-0.048}$	$0.257^{+0.025}_{-0.023}$	$0.253^{+0.018}_{-0.016}$	$0.251^{+0.023}_{-0.018}$
au	0.087 ± 0.016	$0.086^{+0.016}_{-0.017}$	$0.088^{+0.019}_{-0.016}$	$0.088^{+0.019}_{-0.015}$	0.088 ± 0.017
w	$-1.08^{+0.39}_{-0.53}$	$-1.09^{+0.24}_{-0.22}$	$-1.025^{+0.071}_{-0.072}$	$-1.010^{+0.059}_{-0.060}$	$-1.021^{+0.079}_{-0.081}$
n _s	$0.963^{+0.019}_{-0.014}$	$0.961^{+0.014}_{-0.016}$	0.962 ± 0.015	$0.963^{+0.015}_{-0.014}$	$0.963^{+0.014}_{-0.015}$
$10^9 \Delta_R^2$	$2.43^{+0.13}_{-0.14}$	$2.418^{+0.083}_{-0.110}$	$2.43^{+0.12}_{-0.11}$	$2.414_{-0.092}^{+0.098}$	2.41 ± 0.11
h	$0.74_{-0.12}^{+0.18}$	$0.754^{+0.096}_{-0.089}$	$0.719^{+0.025}_{-0.022}$	$0.720^{+0.023}_{-0.021}$	$0.723^{+0.027}_{-0.025}$
σ_8	$0.82^{+0.14}_{-0.15}$	$0.819\substack{+0.061\\-0.069}$	$0.807^{+0.044}_{-0.046}$	$0.795^{+0.030}_{-0.027}$	$0.798^{+0.037}_{-0.044}$



Fig. 8. 68% and 95% confidence levels for the three parameters which are affected most by systematics (Ω_m , w, σ_8). Solid (dashed) contours correspond to the case of ignoring (including) systematics.

3.4. Combined constraints from lensing, SNIa and CMB

We will now discuss the main results of this paper. Joint constraints using lensing, SNIa and CMB are compared for the two cases with and without taking systematics into account. In the former, both lensing and supernovae systematics are included. The results are given in Table 5, Figs. 8 and 9. We show the bestfit angular and 3d power spectra in Fig. 10. A CAMB parameter file with our best-fit parameter values is available for download⁹.

With the current data, SNIa is more efficient than lensing in helping decrease uncertainties. CMB+SNIa gives nearly as tight constraints as CMB+SNIa+lensing for most parameters. The reason is that SNIa data show different degeneracy directions, in particular for the pair $\Omega_m - w$ (see right panel of Fig. 4). This helps to pin down w and thus, the main degeneracy for CMB is largely lifted. As stated in the previous section, this is not the case for lensing – lensing without tomography cannot constrain w. The consequence is that even parameters to which SNIa is not sensitive, e.g. Ω_b , are very accurately determined for the combination CMB+SNIa.

Nevertheless, lensing improves constraints from WMAP5 substantially. Some CMB-related near-degeneracies which arise in the *w*CDM model are partially lifted in combination with lensing. In particular for (Ω_m , σ_8), there is a large gain when lensing data is added.

The effect of systematics on the parameters means and errors can be assessed by comparing the last two columns of Table 5. The shift of the best-fit values is less than 15% of the statistical error in all cases. Including systematics in the analysis increases the error bars by 10–35%, where Ω_m , w and σ_8 are affected most. Varying the lensing redshift for the bias z_0 from 1.0 to 0.8 and 1.2 changes the results by less then one percent.

4. Discussion

In this paper we combine three different cosmological probes to test a possible deviation from a cosmological constant: (1) weak gravitational lensing as a probe of structure formation and geometry in the redshift range of about 0.2 to 0.8. (2) Supernovae Ia as standard(isable) candles up to redshift unity. (3) CMB anisotropies supplying a wealth of information of the recombination era ($z \approx 1100$) and, to a lesser extend, of the Universe up to the re-ionisation epoch ($z \approx 6-15$). The data sets are (1) CFHTLS-Wide T0003 (see F08); (2) SNLS first-year (A06) and (3) WMAP five-year (H09), respectively.

We test models in the context of a flat CDM cosmology with a dark- or vacuum-energy component with free but constant equation-of-state parameter $w = p/\rho c^2$. This corresponds to the simplest extension of the "vanilla" ACDM model which goes beyond a cosmological constant.

The joint constraints including the modelled systematics in the data sets are $w = -1.02^{+0.08+0.14}_{-0.08-0.16}$ (68% and 95% confidence, respectively). Without taking the systematics into account, the result is $w = -1.01 \pm 0.06 \pm 0.12$, representing 25% smaller error bars. With the current data there is no evidence for a dynamical dark-energy component not being the cosmological constant.

Two potential sources of bias in the third-year CFHTLS-Wide lensing data are scrutinised. One, the measured variations of the shear signal (aperture-mass dispersion $\langle M_{ap}^2 \rangle$) between MegaCam pointings are compared to N-body simulations. We estimate the measured fluctuations to be higher than expected by not more than about 5% to 15% on scales below 30 arcmin. Whereas this might be a hint of systematics in the data, it is not straightforward to model and to assess its effect on cosmology.

⁹ http://www2.iap.fr/users/kilbinge/params.ini



Fig. 9. 68% and 95% confidence levels for CMB (orange, solid lines), CMB+lensing (green dashed), CMB+SNIa (magenta dotted) and CMB+lensing+SNIa (blue dash-dotted). Systematics are ignored in this plot.

The second issue are systematics in the shape measurements which seem to lead to an underestimation of the lensing signal at high redshift. We devised a very simple model of this potential systematics by multiplying the lensing efficiency above z = 1with a constant $c_0 > 0$, to mimic the effect of a decreased measured shear. Marginalising over cosmological parameters, using weak lensing alone, yields $c_0 = 1.1 \pm 0.6$. All probes combined do not constrain c_0 much better, we find $c_0 = 1.1 \pm$ 0.5. Restricting ourselves to $c_0 < 1$, implying an underestimation of the lensing signal, increases σ_8 by about 8% for a fixed $\Omega_m = 0.25$, which is roughly equal to the statistical error. Therefore, in the framework of this simple model, the value of σ_8 might be biased by 8% if this effect is ignored (as it has been in F08).

Combining all probes we assess the influence of systematics on the cosmological results. The contribution of systematics to the total error budget ranges between 5% and 40% (Table 5). The parameters which are affected most by systematics are Ω_m , σ_8 and w for which this contribution is greater than 20%. Those are the parameters for which weak lensing adds significantly to the joint constraints.

There are indications of more unaccounted systematics in the lensing data. Discussions about the origin of those systematics and ways to remove them are addressed elsewhere (van Waerbeke et al., in prep.). Our findings strengthen the confidence in cosmological results from cosmic shear, presented in this work and earlier, using the same data, in F08.

Our constraints are slightly tighter than Seljak et al. (2005) who obtained $w = -0.99^{+0.09+0.16}_{-0.09-0.20}$ using WMAP1, SNIa and, as probes of structure formation, SDSS galaxy correlations and Ly α forest clustering. Similar constraints were quoted in Wang & Mukherjee (2006), $w = -1.00^{+0.08+0.16}_{-0.08-0.17}$ from WMAP3, SNLS and SDSS. Our results are comparable to the ones stated by Komatsu et al. (2009), -0.11 < 1 + w < 0.14 (95%) stemming from WMAP5, BAO and SNIa. Consistency is also achieved with the constraints from Mantz et al. (2008) who combined WMAP5 with the X-ray cluster mass function, cluster baryon fraction and SNIa to get $w = -1.02 \pm 0.06$ (68.3%).



Fig. 10. The combined (lensing+SNIa+CMB) best-fit z = 0 matter power spectrum (*left panel*) and angular power spectrum (*right panel*). The shaded region corresponds to the 68% uncertainty including all systematics. Note that this error does not correspond to the uncertainty due to cosmic variance.

Earlier results including weak gravitational lensing used less wide and/or more shallow data. Using the first-year release of the CFHTLS (T0001, Hoekstra et al. 2006), and with rather tight priors on other cosmological parameters, an upper bound of w < -0.8 (68%) was derived. Jarvis et al. (2006) combined weak lensing from the 75 deg² CTIO survey with SNIa and CMB and obtained $w = -0.89^{+0.16}_{-0.21}$ (95%). The error estimate for the latter includes statistical uncertainty, PSF systematics and shape measurement calibration biases.

This paper puts particular emphasis on the treatment of systematics in the data. Known observation-related systematics are parametrised if possible and included in the analysis together with cosmological parameters. This allows us to directly quantify the influence of systematics on cosmology and to find possible correlations. For SNIa, we calculate the response of the distance modulus to fluctuations of the photometry zero-points. Ignoring these error sources leads to an underestimation of the parameter errors by 10%. The parameter values itself are biased by a fraction of 10% to 20% of the statistical uncertainty.

5. Outlook

For future, high-precision experiments it will be of great importance to understand and control systematic effects. In particular for exotic models, such as time-varying dark-energy or modifications of GR, more and more subtle influences of systematics mimicking a signal have to be excluded. This calls for combined analyses of cosmological and systematics parameters.

Weak lensing serves as an important and independent probe of σ_8 . The measurement of the lensing skewness will allow us to lift degeneracies between parameters, in particular between Ω_m and σ_8 (Kilbinger & Schneider 2005). Power and bi-spectrum tomography can be used to constrain the time-evolution of the dark-energy eos parameter (Takada & Jain 2004). In addition, as a complementary and nearly independent probe of the non-Gaussian, high-density regime of the large-scale structure, weak lensing cluster counts can improve dark-energy parameter constraints (Takada & Bridle 2007).

For lensing, systematic effects which have to be taken into account for future analyses include measurement errors (galaxy shapes, PSF correction, photo-z's), astrophysical sources

(intrinsic alignments, source clustering) and theoretical uncertainties (non-linear and baryonic physics). The modelling of all those effects, as suggested recently by Bernstein (2008), leads to a huge number of parameters, on the order of several dozens to hundreds, depending on the number of redshift bins. In case of simultaneous determination of cosmic shear and intrinsic alignments a high number of redshift bins is required (Bridle & King 2007; Joachimi & Schneider 2008).

Already with the present data, more general models of dark energy can be constrained. A wide variety of such models are tested with recent SNIa data (Rubin et al. 2008). Because dark energy and modified gravity can influence distances in a nondistinguishable way, it is important to include measures of the growth of structure. A survey like the CFHTLS-Wide reaches out into the linear regime and is less prone to small-scale uncertainties due to baryonic and non-linear physics, which makes such a survey an excellent probe of the present acceleration of the Universe.

Acknowledgements. We acknowledge the use of the Legacy Archive for Microwave Background Data Analysis (LAMBDA). Support for LAMBDA is provided by the NASA Office of Space Science. We thank the TERAPIX group for support and computational facilities. We acknowledge the CFHTLS lensing systematics collaboration for uncovering the weak-lensing systematics that are parametrised and marginalised over in this analysis. We thank O. Cappé, J.-F. Cardoso and O. Doré for helpful discussions, and E. Bertin, S. Prunet and B. Rowe for valuable comments on the manuscript. We also would like to thank the anonymous referee for helpful suggestions which improved the paper. MK is supported by the CNRS ANR "ECOSSTAT", contract number ANR-05-BLAN-0283-04. IT and LF acknowledge the support of the European Commission Programme 6-th framework, Marie Curie Training and Research Network "DUEL", contract number MRTN-CT-2006-036133.

References

- Astier, P., Guy, J., Regnault, N., et al. 2006, A&A, 447, 31 (A06)
- Bartelmann, M., Doran, M., & Wetterich, C. 2006, A&A, 454, 27
- Benjamin, J., Heymans, C., Semboloni, E., et al. 2007, MNRAS, 381, 702
- Bernstein, G. M. 2008, ApJ, submitted [arXiv:0808.3400]
- Blake, C., & Glazebrook, K. 2003, ApJ, 594, 665
- Bridle, S., & King, L. 2007, New J. Phys., 9, 444
- Cappé, O., Guillin, A., Marin, J.-M., & Robert, C. 2004, J. Comput. Graph. Statist., 13, 907
- Cappé, O., Douc, R., Guillin, A., Marin, J.-M., & Robert, C. 2007, in Statistics and Computing, in press [arXiv:0710.4242]
- Contaldi, C. R., Hoekstra, H., & Lewis, A. 2003, Phys. Rev. Lett., 90, 221303/1

- Coupon, J., Ilbert, O., Kilbinger, M., et al. 2008, A&A, submitted [arXiv:0811.3326]
- Dunkley, J., Bucher, M., Ferreira, P. G., Moodley, K., & Skordis, C. 2005, MNRAS, 356, 925
- Dunkley, J., Komatsu, E., Nolta, M. R., et al. 2009, ApJS, 180, 306
- Eifler, T., Schneider, P., & Hartlap, J. 2008, A&A, submitted
- [arXiv:0810.4254]
- Francis, M. J., Lewis, G. F., & Linder, E. V. 2008, MNRAS, accepted [arXiv:0808.2840]
- Frieman, J. A., Huterer, D., Linder, E. V., & Turner, M. S. 2003, Phys. Rev. D, 67.083505
- Fu, L. 2008, Ph.D. Thesis, Université Paris 6
- Fu, L., Semboloni, E., Hoekstra, H., et al. 2008, A&A, 479, 9 (F08)
- Gong, Y., Zhang, T.-J., Lan, T., & Chen, X.-L. 2008 [arXiv:0810.3572]
- Hamana, T., & Mellier, Y. 2001, MNRAS, 327, 169
- Hanson, K. M., & Cunningham, G. S. 1998, in Medical Imaging: Image Processing, 371
- Hastings, W. K. 1970, Biometrika, 57, 97
- Heymans, C., Van Waerbeke, L., Bacon, D., et al. 2006, MNRAS, 368, 1323
- Hinshaw, G., Nolta, M. R., Bennett, C. L., et al. 2007, ApJS, 170, 288
- Hinshaw, G., Weiland, J. L., Hill, R. S., et al. 2009, ApJS, 180, 225 (H09)
- Hoekstra, H., Yee, H. K. C., & Gladders, M. D. 2002, ApJ, 577, 595
- Hoekstra, H., Mellier, Y., van Waerbeke, L., et al. 2006, ApJ, 457, 116
- Ichiki, K., Takada, M., & Takahashi, T. 2009, Phys. Rev. D, 79, 023520
- Ilbert, O., Arnouts, S., McCracken, H. J., et al. 2006, A&A, 457, 841
- Jain, B., & Zhang, P. 2008, Phys. Rev. D, 78, 063503
- Jarvis, M., Jain, B., Bernstein, G., & Dolney, D. 2006, ApJ, 644, 71
- Joachimi, B., & Schneider, P. 2008, A&A, 488, 829
- Kaiser, N. 1992, ApJ, 388, 272
- Kilbinger, M., & Schneider, P. 2005, A&A, 442, 69
- Kilbinger, M., & Munshi, D. 2006, MNRAS, 366, 983
- Komatsu, E., Dunkley, J., Nolta, M. R., et al. 2009, ApJS, 180, 330
- Kowalski, M., Rubin, D., Aldering, G., et al. 2008, ApJ, 686, 749
- Lesgourgues, J., Viel, M., Haehnelt, M. G., & Massey, R. 2007, J. Cosmol. Astro-Part. Phys., 11, 8

- Lewis, A., Challinor, A., & Lasenby, A. 2000, ApJ, 538, 473
- Ma, Z. 2007, ApJ, 665, 887
- Mangano, G., Miele, G., Pastor, S., & Peloso, M. 2002, Phys. Lett. B, 534, 8
- Mantz, A., Allen, S. W., Ebeling, H., & Rapetti, D. 2008, MNRAS, 387, 1179
- Martel, H., & Premadi, P. 2008, ApJ, 673, 657
- Massey, R., Heymans, C., Bergé, J., et al. 2007, MNRAS, 376, 13
- Ménard, B., & Dalal, N. 2005, MNRAS, 358, 101
- Metropolis, N., Rosenbluth, A., Rosenbluth, M., Teller, A., & Teller, E. 1953, J. Chem. Phys., 21, 1087
- Page, L., Hinshaw, G., Komatsu, E., et al. 2007, ApJS, 170, 335
- Peacock, J. A., & Dodds, S. J. 1996, MNRAS, 280, L19
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Flannery, B. P., & Vetterling, W. T. 1992, Numerical Recipes in C (Cambridge University Press)
- Rubin, D., Linder, E. V., Kowalski, M., et al. 2008, ArXiv e-prints
- Schimd, C., Tereno, I., Uzan, J.-P., et al. 2007, A&A, 463, 405
- Schneider, P., van Waerbeke, L., Jain, B., & Kruse, G. 1998, MNRAS, 296, 873
- Seljak, U., Makarov, A., McDonald, P., et al. 2005, Phys. Rev. D, 71, 103515
- Seo, H.-J., & Eisenstein, D. J. 2003, ApJ, 598, 720
- Smith, R. E., Peacock, J. A., Jenkins, A., et al. 2003, MNRAS, 341, 1311
- Taburet, N., Aghanim, N., Douspis, M., & Langer, M. 2009, MNRAS, 392, 1153 Takada, M., & Bridle, S. 2007, New J. Phys., 9, 446
- Takada, M., & Jain, B. 2004, MNRAS, 348, 897
- Tereno, I., Doré, O., van Waerbeke, L., & Mellier, Y. 2005, A&A, 429, 383 Tereno, I., Schimd, C., Uzan, J.-P., et al. 2008, A&A, accepted
- [arXiv:0810.0555]
- van Waerbeke, L., White, M., Hoekstra, H., & Heymans, C. 2006, Astrop. Phys., 26,91
- Wang, Y., & Mukherjee, P. 2006, ApJ, 650, 1
- Wraith, D., Kilbinger, M., Benabed, K., Robert, C., et al. 2009, Phys. Rev. D, submitted
- Xia, J.-Q., Li, H., Zhao, G.-B., & Zhang, X. 2008, Phys. Rev. D, 78, 083524
- Yahagi, H. 2005, PASJ, 57, 779
- Yahagi, H., & Yoshii, Y. 2001, ApJ, 558, 463

A.4 Adami et al. 2009 : recherche d'amas dans le CFHTLS

Galaxy cluster searches by photometric redshifts in the CFHTLS *

C. Adami¹, F. Durret^{2,3}, C. Benoist⁴, J. Coupon^{2,3}, A. Mazure¹, B. Meneux⁵, O. Ilbert¹, J. Blaizot⁶, S. Arnouts⁷, A. Cappi⁸, B. Garilli⁹, L. Guennou¹, V. LeBrun¹, O. LeFèvre¹, S. Maurogordato⁴, H.J. McCracken^{2,3}, Y. Mellier^{2,3}, E. Slezak⁴, L. Tresse¹, and M.P. Ulmer¹⁰

- ¹ LAM, OAMP, Pôle de l'Etoile Site Château-Gombert 38, Rue Frédéric Juliot-Curie, 13388 Marseille, Cedex 13, France
- ² UPMC Université Paris 06, UMR 7095, Institut d'Astrophysique de Paris, F-75014, Paris, France
- ³ CNRS, UMR 7095, Institut d'Astrophysique de Paris, F-75014, Paris, France
- ⁴ OCA, Cassiopée, Boulevard de l'Observatoire, B.P. 4229, F-06304 NICE Cedex 4
- ⁵ MPE, Giessenbachstrasse, 85748 Garching, Germany
- ⁶ CRAL (UMR 5574), Université Claude Bernard Lyon 1 (UCBL), Ecole Normale Supérieure de Lyon (ENS-L), and Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS)
- ⁷ Canada-France-Hawaii Telescope Corporation, Kamuela, HI-96743, USA
- ⁸ INAF Osservatorio Astronomico di Bologna, via Ranzani 1, 40127 Bologna, Italy
- ⁹ INAF IASF Milano, via Bassini 15, 20133 Milano, Italy
- ¹⁰ Department Physics & Astronomy, Northwestern University, Evanston, IL 60208-2900, USA

Accepted . Received ; Draft printed: October 24, 2009

ABSTRACT

Context. Counting clusters is one of the methods to constrain cosmological parameters, but has been up to now limited both by the redshift range and by the relatively small sizes of the homogeneously surveyed areas.

Aims. In order to enlarge publicly available optical cluster catalogs, in particular at high redshift, we have performed a systematic search for clusters of galaxies in the Canada France Hawaii Telescope Legacy Survey (CFHTLS).

Methods. We considered the deep 2, 3 and 4 CFHTLS Deep fields (each $1 \times 1 \text{ deg}^2$), as well as the wide 1, 3 and 4 CFHTLS Wide fields. We used the Le Phare photometric redshifts for the galaxies detected in these fields with magnitude limits of i'=25 and 23 for the Deep and Wide fields respectively. We then constructed galaxy density maps in photometric redshift bins of 0.1 based on an adaptive kernel technique and detected structures with SExtractor at various detection levels. In order to assess the validity of our cluster detection rates, we applied a similar procedure to galaxies in Millennium simulations. We measured the correlation function of our cluster candidates. We analyzed large scale properties and substructures, including filaments, by applying a minimal spanning tree algorithm both to our data and to the Millennium simulations.

Results. We have detected 1200 candidate clusters with various masses (minimal masses between 1.0 10^{13} and 5.5 10^{13} and mean masses between 1.3 10^{14} and 12.6 10^{14} M_{\odot}) in the CFHTLS Deep and Wide fields, thus notably increasing the number of known high redshift cluster candidates. We found a correlation function for these objects comparable to that obtained for high redshift cluster surveys. We also show that the CFHTLS deep survey is able to trace the large scale structure of the universe up to $z \ge 1$. Our detections are fully consistent with those made in various CFHTLS analyses with other methods. We now need accurate mass determinations of these structures to constrain cosmological parameters.

Conclusions. We have shown that a search for galaxy clusters based on density maps built from galaxy catalogs in photometric redshift bins is successful and gives results comparable to or better than those obtained with other methods. By applying this technique to the CFHTLS survey we have increased the number of known optical high redshift cluster candidates by a large factor, an important step towards using cluster counts to measure cosmological parameters.

Key words. Surveys ; Galaxies: clusters: general; Cosmology: large-scale structure of Universe.

1. Introduction

The beginning of the 21st century is an exciting period for cosmological studies. Several methods now allow to put strong con-

Send offprint requests to: C. Adami e-mail: christophe.adami@oamp.fr

* Based on observations obtained with MegaPrime/MegaCam, a joint project of CFHT and CEA/DAPNIA, at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council (NRC) of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) of France, and the University of Hawaii. This work is based in part on data products produced at TERAPIX and the Canadian Astronomy Data Centre as part of the Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey, a collaborative project of NRC and CNRS. straints on cosmological parameters. We can for example reconstruct Hubble diagrams (supernovae or tomography) or use directly the primordial fluctuation spectrum. In addition, the cluster count technique is probably the oldest one (see e.g. Gioia et al., 1990). Up to now this technique was penalized by the redshift range of detected clusters, which was too low to make the difference between flat and open universes. Distant cluster surveys have also been mainly conducted in areas too small or with inhomogeneous selection functions. Besides cluster mass knowledge, this technique requires indeed large fi elds of view of several dozen square degrees to provide large numbers of cluster detections at $z \ge 1$ (e.g. Romer et al. 2001). Recent X-ray cluster surveys are beginning to produce cluster catalogs at high z (e.g. the XMM-LSS survey, Pierre et al., 2007) and it is the goal of the present paper to contribute to the production of similar large cluster catalogs based on optical Canada France Hawaii Telescope Legacy Survey data.

The Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Deep and Wide Surveys (CFHTLS-D and CFHTLS-W) respectively explore solid angles of 4 deg² and 171 deg² of the deep Universe, each in 4 independent patches (http://www.cfht.hawaii.edu/Science/CFHLS/). For both surveys, observations are carried out in five filters (u^*, k, r', i') and z') providing catalogs of sources that are 80% complete up to i_{AB} =26.0 (CFHTLS-D) and i_{AB} =24.0 (CFHTLS-W) (Mellier et al 2008, http://terapix.iap.fr/cplt/oldSite/Descart/CFHTLS-T0005-Release.pdf). The CFHTLS-W, in particular, encloses a sample of about 20 10^6 galaxies inside a volume size of ~ 1 Gpc³, with a median redshift of $z \sim 0.92$ (Coupon et al 2009). According to the standard cosmological model, the CFHTLS-W (W1, W2, W3, and W4 herafter) is then expected to contain 1000 to 5000 clusters of galaxies with accurate photometric redshifts, most of them in the 0.6 < z < 1.5 range. Likewise, the CFHTLS-D (D1, D2, D3, and D4 hereafter) should contain 50 to 200 clusters, with a signifi cant fraction at higher redshift than the CFHTLS-W. The two surveys are therefore complementary data sets. They can produce together two homogeneous optically selected samples of clusters of galaxies that can be reliably compared and used jointly to explore the mass function, the abundance of clusters of galaxies and the evolution of cluster galaxy populations as a function of lookback time.

The construction of homogeneous catalogs of optically selected clusters of galaxies is not, a simple task. Early searches for clusters of galaxies in the CFHTLS were performed by Olsen et al. (2007) based on a matched filter detection algorithm applied to the Deep fields (see also the recent paper by Grove et al. 2009). Galaxy density maps combined with photometric redshift catalogs were considered by Mazure et al. (2007) in the D1 field. Lensing techniques were also employed to detect massive structures in the CFHTLS (e.g. Cabanac et al. 2007, Gavazzi & Soucail 2007, Berg'e et al. 2008). Other cluster studies based on the CFHTLS data (e.g. the CFHTLS-CARS survey: Erben et al. 2009, Hildebrandt et al. 2009) and based for part of them on the red sequence in the color magnitude diagram are also in progress.

We present here a systematic search for galaxy clusters in the D2, D3 and D4 Deep fi elds (the D1 fi eld was already analyzed by Mazure et al. 2007), as well as in the regions of the W1, W3 and W4 Wide fi elds available in the T0004 release. Our approach is based on photometric redshifts computed for all the galaxies extracted in each field (Coupon et al. 2009). In this way, we take into account the full color information and not only two bands as for example in red sequence searches. We divided the galaxy catalogs in slices of 0.1 in redshift, each slice overlapping the previous one by 0.05, and built density maps for each redshift slice. Structures in these density maps were then detected with the SExtractor software in the different redshift bins. We applied the same method to similar size mock samples built from the Millennium simulation, in order to estimate the reliability of our detections. We measured the clustering properties of our catalog. We then analyzed substructuring and fi lamentary large scale properties by applying a minimum spanning tree algorithm both to our data and to the Millennium simulation.

In this paper we assume $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_{\Lambda} = 0.7$. All coordinates are given at the J2000 equinox and magnitudes are in the AB system.

2. Searching for clusters in the CFHTLS

A full description of the method applied to the D1 field is given in Mazure et al. (2007) and we adopt here the same method, which we briefly summarize below. We will not redo the D1 analysis because the D1 photometric redshifts in Mazure et al. (2007) have very similar quality compared to the present data. D1 cluster detections will only be considered for an internal crosscheck with the W1 detections of the present paper.

2.1. Photometric redshifts

We used the public photometric redshift catalogs from the CFHTLS data release T0004 (available at http://terapix.iap.fr/) in the D2, D3, D4, W1, W3 and W4 fi elds. The regions we selected inside the wide fi elds and covered by T0004 are mosaics of 19, 4 and 11 Megacam fi elds for W1, W3 and W4 respectively. In order to avoid incompleteness effects and strong systematic biases in photometric redshift computations, the catalogs were limited to i'=25 and 23 for the Deep and Wide fi elds respectively. This is slightly deeper than the recommended cuts of Coupon et al. (2009) but proved to not be a problem in our analysis.

Our approach is based on photometric redshifts, which can be estimated with good precision up to z~1.5 (Coupon et al. 2009) thanks to the optimal wavelength coverage achieved by the u*g'r'i'z' CFHTLS data. Photometric redshifts were computed for all the objects in the CFHTLS galaxy catalogs with the Le Phare software developed by S. Arnouts and O. Ilbert (Ilbert et al. 2006; also see http://www.ifa.hawaii.edu/ilbert/these.pdf.gz, pages 50 and 142). Details of this computation are given in Mellier et al. (2008). Briefly, these photometric redshifts were computed with a large set of templates, covering a broad domain in parameter space (see Coupon et al. 2009 for a full description of the method and sample). Spectroscopic redshifts from the VVDS (e.g. LeFèvre et al. 2004) were used to optimize the photometric redshift estimates. This step is extensively described by Coupon et al. (2009) and the process consists in shifting the magnitude zero points until the difference between photometric and spectroscopic redshifts is minimized. These shifts were all lower than 0.1 magnitude, see Table 2 of Coupon et al. (2009). The resulting statistical errors (including the 1 + z dependence) on the photometric redshifts are also given in Coupon et al. (2009). For example in the W1 fi eld, they continuously increase (between i'=20.5 and i'=24) from 0.025 to 0.053. At our limiting magnitude of i'=23, the redshift statistical error is 0.043. Deep fields have nearly constant redshift statistical errors of the order of 0.026 (maximum is 0.028) for i' magnitudes between 20.5 and 24.

We selected galaxies with photometric redshifts included in the range $0 \le z \le 1.5$ for the Deep fields and $0 \le z \le 1.2$ for the Wide fields.

For each CFHTLS field and subfield, we give in Table 1 the numbers of galaxies taken into account. This table will be useful for comparisons with future data releases.

2.2. Density maps

In order to obtain results directly comparable with those previously obtained by Mazure et al. (2007), we applied the same procedure. For each fi eld, galaxy catalogs were built in running slices of 0.1 in redshift (see also Mazure et al. 2007), displaced by 0.05 (i.e. the fi rst slice covers redshifts 0.0 to 0.1, the second 0.05 to 0.15 etc.). We assumed the most likely photomet-

Table 1. Number of galaxies in each CFHTLS field and subfield we studied. The considered magnitude limit is i'=23 for the wide fields and i'=25 for the deep fields.

Field	Subfield	Coordinates	Nb of galaxies
D2		100000+021220	376224
D3		141754+523031	500307
D4		221531-174405	458296
W1	1	021410-041200	221291
W1	2	021410-050800	216063
W1	3	021800-041200	218959
W1	4	021800-050800	237444
W1	5	021800-060400	221110
W1	6	022150-041200	224493
W1	7	022150-050800	205990
W1	8	022150-060400	218958
W1	9	022539-041200	228258
W1	10	022539-050800	195797
W1	11	022539-060400	177252
W1	12	022929-041200	181313
W1	13	022929-050800	201348
W1	14	022929-060400	183899
W1	15	022929-070000	195285
W1	16	023319-041200	220113
W1	17	023319-050800	198918
W1	18	023319-060400	200125
W1	19	023319-070000	190473
W3	1	135955+523831	241036
W3	2	140555+523831	226221
W3	3	141154+523831	208163
W3	4	141201+514231	204033
W4	1	220930+002300	231078
W4	2	220930-003100	204257
W4	3	221318+002300	235100
W4	4	221318-003100	230770
W4	5	221318+011900	210846
W4	6	221706+002300	207861
W4	7	221706-003100	171636
W4	8	221706+011900	213383
W4	9	222054+002300	197228
W4	10	222054-003100	215437
W4	11	222054+011900	221290

ric redshift for each object in order to assign it to a redshift slice. Density maps were then computed for each redshift slice, based on an adaptative kernel technique described in Mazure et al. (2007). The highest redshift slices were 1.30-1.40 and 1.35-1.50 for the Deep fi elds, and 1.05-1.15 for the Wide fi elds. An example of density map obtained is displayed in Fig. 1.

The SExtractor software (Bertin & Arnouts 1996) was then applied to the galaxy density maps to detect structures at predefined significance levels (called hereafter S/N) of $2\sigma_s$, $3\sigma_s$, $4\sigma_s$, $5\sigma_s$ and $6\sigma_s$ (where σ_s is the SExtractor detection threshold).

The structures were then assembled in larger structures (called *detections* in the following) using a friends-of-friends algorithm, as in Mazure et al. (2007). We assigned to a *detection* the redshift of its highest S/N component.

We had made several experimentations for the Mazure et al. (2007) preliminary work, and found that the 0.1 redshift width of most of the studied slices was the best compromise between the redshift resolution and the possible dilution in the density signal due to photometric redshift uncertainties. We chose to keep the slice width larger than the maximal photometric redshift 1σ uncertainty. For the wide fi elds, assuming the worse possible photometric redshift statistical error of $0.043 \times (1 + z)$



Fig. 1. Density maps for the D2 field for the z=0.65-0.75 redshift bin. Two clusters are detected at S/N ≥ 6 .

(for i'=23, see Coupon et al. 2009) leads to a 1σ error of 0.09 at z=1.15 (upper limit in redshift for the wide fi eld analyses). For the deep fi elds, assuming a redshift statistical error lower than $0.028 \times (1 + z)$ leads to a 1σ error of 0.07 at z=1.5. Both values are lower than the 0.1 slice width we choose.

By definition of a Gaussian function, ~ 32% of the objects will have a true redshift differing by more than 1σ from the most likely photometric redshift. This means that in the worse case (at the limiting magnitude and for the higher allowed redshift bin), slightly less than 30% of the objects (the slice width is slightly lower than the 1σ value) will be assigned to a wrong redshift slice (mostly in the immediately higher or lower redshift slices). At lower redshifts and for brighter magnitudes, the percentage of such lost objects is low and is not a concern regarding our analysis. If we are close to the study limitations, it is then likely that the lost objects will be numerous enough to still be detected as part of a structure in the adjacent slices. The friends-of-friends algorithm described earlier will therefore associate these structures shifted in redshift to their true parent structure, therefore not signifi cantly penalizing our analysis.

2.3. Modified Millennium catalogs

With this method, we obtained catalogs of galaxy cluster candidates in the various fields for a given significance level. In order to assess our detection levels we applied the same method to a modified version of the Millennium numerical simulation (e.g. Springel et al. 2005, http://www.mpagarching.mpg.de/galform/virgo/millennium/), as follows:

- We started from semi-analytic galaxy catalogues obtained by applying the prescriptions of De Lucia & Blaizot (2007) to the dark-matter halo merging trees extracted from the Millennium simulation (Springel et al. 2005). The Millennium run distributes particles in a cubic box of size 500 h⁻¹ Mpc. The simulation was built with a Λ CDM cosmological model. For details on the semi-analytic model, we refer to De Lucia & Blaizot (2007) and reference therein. Note that this model uses the Bruzual & Charlot (2003) population synthesis model and a Chabrier (2003) Initial Mass Function (IMF) to assign luminosities to model galaxies. The $1 \times 1 \text{ deg}^2$ light cones were generated with the code MoMaF (Blaizot et al. 2005) and are complete in apparent magnitude up to I_{AB} =24. We used the 4 cones that had the most massive structures, more adequate for investigating cluster search.

- For each simulated galaxy, magnitude errors were computed in order to reproduce the (magnitude, magnitude error) mean relation obtained from the CFHTLS catalogues in all photometric bands. Magnitudes were then recomputed in order to reproduce the spread of the (magnitude, magnitude error) diagram assuming a gaussian distribution.

- We took into account occultation effects of background galaxies by foreground galaxies. For a given galaxy, we searched for brighter galaxies located in the foreground and large enough to occult the given object (included within the disk size of the foreground galaxy as defined in the Millennium simulation). If such occulting objects were found, we removed the occulted objects from the simulation. This removed 8% of the objects of the Millennium simulation.

- We took into account possible lensing effects which could potentially re-include occulted galaxies. For this, we estimated the image displacement of a galaxy due to a foreground massive object. Assuming an isothermal gravitational potential for the lens galaxy, the deflexion of a background object is then given by:

$$(\sigma_v/186.5 \ km \ s^{-1})^2 \times (D_{ls}/D_{os})$$

in arcsec, where σ_v is the velocity dispersion of the lens, D_{ls} the lens-source distance, and D_{os} the observer-source distance.

We computed σ_{ν} from the values of M₂₀₀ and r₂₀₀ given in the Millennium simulation.

Then, if the deflexion amplitude was larger than the occulting object disk radius, we re-included the lensed galaxy considered. This affected less than 1% of the Millennium simulation objects and the effect was therefore minor.

We added noise to the true redshift values of the Millennium simulation in order to mimic the photometric redshift distribution computed in the CFHTLS Wide and Deep fields. This means that we produced one modified Millennium simulation in order to compare with the CFHTLS Deep fields and another one to compare with the CFHTLS Wide fi elds. The process was simply to compute the basic gaussian 1σ error of the CFHTLS photometric redshifts as a function of redshift, as a function of magnitude, and as a function of magnitude uncertainty. This produced a cubic grid of σ 's with a resolution of 0.15 in redshift, 0.5 in magnitude, and 0.2 in magnitude uncertainty. This grid resolution is a good compromise between the computing time and the quality of the photometric redshifts. We then applied this grid to the true Millennium redshifts. These Millennium object redshifts were re-shuffled within a σ characterized gaussian function according to the object redshift, magnitude, and magnitude error. Fig. 2 shows the resulting relations between true and photometric-like redshifts in the Millennium simulation

- In order for the clusters detected in the Millennium simulations to be comparable to those in the Deep and Wide CFHTLS data, the catalogs of galaxies in the Millennium simulation were cut at R=25 and R=23 respectively. As previously described, galaxy catalogs were created in slices of photometric redshifts, density maps were computed, structures were identified with SExtractor, and the significance level was computed for each of them.



Fig. 2. True redshift values for the modified Millennium simulation versus photometric redshifts according to the CFHTLS criteria. Upper figure: Wide parameters, lower figure: Deep parameters.

We note that several artificial galaxy concentrations in photometric redshifts appear in Fig. 2, mainly for the Wide survey characteristics. This is simply due to the characteristics of the CFHTLS data. We need to reproduce these biases in the Millenium simulations in order to properly quantify our false cluster detection rate in the CFHTLS data.

2.4. Detection rate assessments

We now need to estimate the *detection* rate of our cluster detection method in the CFHTLS. This is complicated by the fact that the Millennium simulation has a very high spatial resolution compared to our galaxy density maps. This results in a non negligible multiplicity of Millennium halos in a single *detection* made with our technique. For a given *detection*, we can usually find more than one halo in the Millennium simulation. We must therefore investigate each of our *detections* in the Millennium simulation (152 for the Wide parameters and 179 for the Deep parameters respectively) to check how many Millennium halos can be associated.

For this purpose, and for a given *detection*:

- we computed the density of Millennium halos in the *detection* as a function of their mass.

- for a given minimal mass, we compared this density to the mean density of Millennium halos included in the redshift range spanned by the *detection* (and more massive than the given mass) but not spatially included in the *detection*.

If the ratio between these two densities was less than 0.1, we assumed that the density of halos present in a *detection* was significantly different from the mean density at the same redshift,

and therefore we had a significant mass concentration in our *detection*, i.e. our *detection* was real. This means that we only keep *detections* located in the 10% highest Millenium halo density regions. We did this exercise for several minimal Millenium halo masses (5 10^{12} , 8 10^{12} , 10^{13} , 2 10^{13} , 4 10^{13} , and 6 10^{13} M_{\odot}). For clarity, we choose to express this with a significance parameter

$$p = 100. \times (1. - \text{densityratio})$$

. A p value lower than 90% means that a *detection* is fake. We considered a *detection* as real if none of the values of p (for various minimal masses) was lower than 90%.

We give in Fig. 3 examples of the mass histograms of the Millennium halos present in two of our *detections*, one considered as a real *detection*, and the other considered as false.



Fig. 3. Mass histograms of the Millennium halos (Wide survey characteristics) present in a real *detection* (upper figure) and in a false *detection* (lower figure). Each figure gives the number of halos included in the *detection*, the total and maximal mass of these halos (in log 10^{10} M_{\odot}), and 6 significance parameters *p* for 6 different minimal masses (see text).

Fig. 4 gives the mean mass distributions of all the Millennium halos included in all our real *detections* (CFHTLS Wide characteristics) as a function of mass for various *detection* redshift bins.

Considering the criterion described above, we are able to give success rates in the detection process. Figs. 5 and 6 show the percentages of all Millennium halos identified with a real *detection* as a function of mass.

We see that for the Wide survey, we are only able to detect with a success rate greater than ~20% the Millennium halos more massive than 7.5 $10^{13}~M_{\odot}$. The detection rates become



Fig. 4. Mass distributions of all the Millennium halos (CFHTLS Wide survey characteristics) included in real *detections* as a function of mass for various *detection* redshift bins.

quite low at z \geq 0.6-0.7. For the Deep survey, we also detect halos more massive than 7.5 10^{13} M_{\odot} but up to z \geq 0.9.

We give in Figs. 7 and 8 the percentages of fake *detections* (following the criterion previously exposed) as a function of S/N detection and redshift for the Wide and Deep surveys. For the Wide survey, false *detection* rates are basically null for S/N≥4 and remain small for S/N≤3 and z≤0.8. For the Deep survey, false *detection* rates are small whatever the S/N and for z≤1. We note however an unexpected local increase of this rate at $z\sim0.5$ which is perhaps due to degeneracies in photometric redshift estimates producing artificial clustering signal for example because of the discreteness of the templates.

As a compromise between detection rate and false detection rate, we chose to not perform detections at S/N lower than 2. We could also have limited our catalogs to S/N \geq 3 *detections* to have a more robust sample. However, only about 10% of the S/N=[2;3[*detections* are fake and this percentage decreases to 6% for the S/N=[3;4[*detections*. At the same time, the number of *detections* is multiplied by ~2.8 between S/N=[3;4[and S/N=[2;3]. The number of real *detections* therefore grows faster than the number of fake *detections*. Hence, considering S/N=[2;3[*detections* allows to include numerous real clusters as well as to keep fake *detections* to a level lower than 10%.

We now evaluate the coordinates and redshift precision of our detections. Using the Millennium simulation, we detected 97 candidate clusters at S/N=2, 27 at S/N=3, 16 at S/N=4, 4 at S/N=5, and 7 at S/N=6, which turned out to be massive halos in the Millennium simulation. With these detections, we estimated that the typical uncertainty on the candidate cluster coordinates was smaller than ~1 arcmin or ~0.5 kpc and smaller than 0.025 in redshift (see Figs. 9 and 10). We note that several massive Millennium halos can be identified with a single *detection* (see also next section). To compute the statistics given in Figs. 9 and 10, we considered the Millennium halo which is the closest to the considered detection. We can note that the error bars tend to increase with S/N. For the top fi gure, this can be explained by the fact that at high S/N we detect massive clusters, which are often heavily substructured and therefore the definition of their center is not straightforward.

We also give a mass estimate based on the photometry. Each candidate cluster is detected at a given S/N. This detection threshold is a rough estimate of the cluster richness, being simply the net *flux* of the source, i.e. the number of galaxies in the source diminished of the background level. The criterion is not precise enough (we only took detection thresholds in steps of 1)





Fig. 5. Percentages of all Millennium halos included in real detections for the Wide survey characteristics as a function of redshift for different mass limits.

and luminosity function based richnesses would be better tracers of the total mass of the structures. However, this criterion allows to give a minimal mass for a detected structure. Table 2 therefore gives the relation between this detection threshold and the minimal cluster mass. We clearly see that when the detection

Fig. 6. Percentages of all Millennium halos included in real detections for the Deep survey characteristics as a function of redshift for different mass limits.

threshold increases, the minimal mass also increases, both for the Deep and the Wide surveys.

Table 2. Relation between the SExtractor detection threshold and the minimal and mean (over all the associated Millennium halos) cluster masses.

SExtractor detection threshold	Minimal mass	Mean mass	Minimal mass	Mean mass
	where (M_{\odot})	where (W_{\odot})	Deep (M _☉)	Deep (M_{\odot})
2	$1.0\ 10^{13}$	$1.3 \ 10^{14}$	$0.4 \ 10^{13}$	$1.4 \ 10^{14}$
3	1.3 10 ¹³	$1.8 \ 10^{14}$	0.8 1013	$2.1 \ 10^{14}$
4	3.3 10 ¹³	$1.8 \ 10^{14}$	$2.4 \ 10^{13}$	$1.9 \ 10^{14}$
5	3.5 1013	1.3 1014	7.7 1013	3.5 1014
6	5.5 10 ¹³	12.6 10 ¹⁴	6.3 10 ¹³	$10.3 \ 10^{14}$

2.5. Level of substructuring

We now ask the question of the substructure level of our *detections*. As already explained, for a single *detection*, we have most of the time several attached Millennium halos. Each of these halos can be considered as a potential substructure of the *detection*. The question is to know what is this level of substructure. We therefore chose to compute for a given *detection* the ratio of the total mass included in our detection to the mass of the most massive Millennium halo included in the *detection*. We plot in Fig. 11 the percentage of *detections* (S/N≥2) for which the mass of the most massive included halo is at least 1/3 of the total mass (therefore with a low expected substructure level), as a function of the total mass. We see that in the Wide survey, halos with total mass lower than 5 10¹⁴ M_☉ are not strongly substructured. In the Deep survey, the general tendency is similar.

When we investigated the potential effect of the S/N threshold on the substructure level, we did not find any significant tendency for $S/N \ge 3$.

According to the hierarchical structure growth assumed in the Millennium simulation, we could also expect a higher level of substructures with increasing redshift. We do not detect a very clear tendency in the Millenium Wide-like catalog, but Fig. 12 (S/N≥2) seems to show a reverse behaviour for the Millenium Deep-like survey: high redshift *detections* appear less substructured than nearby ones. However this is at least partially a selection effect explained by the fact that high redshift *detections* are preferentially low mass structures, less substructured than high mass *detections* by definition.

3. Spatial and redshift detection distributions

3.1. Detection counts

Tables .1, .2, .3, .4, .5, and .6, give the *detections* with their coordinates, redshift, and S/N for the Deep and Wide fi elds.

We show in Figs. 13 and 14 the spatial distributions and in Figs. 15, 16, and 17 the redshift distributions of our detections.

We see in Fig. 16 a regular increase in the number of *detections* as a function of S/N, in good agreement with the expected behaviour of the detection method.

We see in Fig. 17 that the W4 field provides significantly fewer detections $(S/N \ge 2)$ than W1 and W3. This is not due to a galaxy catalog incompleteness (see Coupon et al. 2009). As seen in Table 1 the numbers of galaxies per deg² for the W1 (250292 gal/deg²), W3 (272147 gal/deg²), and W4 (263685 gal/deg²) fields are similar. Coupon et al. (2009) also find slightly higher uncertainties in the W4 photometric redshift estimates, with a level of catastrophic errors ~35% higher than in the W1 field. This could have an effect on the cluster detection level. However, this difference in cluster density probably means that the W4 fi eld is intrinsically poor in terms of structures and that this fi eld

probably does not include many massive large-scale structures due to cosmic variance.

3.2. Angular correlation function

The goal of this subsection is to consider the angular correlation of the distribution of our cluster candidates as a test of consistency of the catalog. If real, *detections* should not be randomly distributed.

The spatial correlation function of clusters has been known for a long time to behave as a power-law (Bahcall & Soneira 1983, Nichol et al. 1992):

$$\xi_{cc}(r) = (r/R_0)^{-\gamma}$$

where the correlation length R_0 depends on cluster richness and the slope is $\gamma \sim 1.8$. The angular correlation function is then also expected to show a power law behaviour:

$$\omega_{cc}(\theta) = (A_{\omega}(\theta))^{-1}$$

with $\delta = \gamma - 1$.

To estimate the angular correlation of the distribution of our cluster candidates, we limited our sample to the 0.4-0.8 redshift range inside the W1 CFHTLS field in order to both take advantage of the large contiguous coverage of this field and to avoid the redshift range where the W1 field did not provide a high enough detection rate.

The angular two-point correlation function $\omega(\theta)$ represents the excess probability for an object (here a *detection*) to have a neighbour located at an angular separation θ with respect to a random distribution of points (Peebles 1980).

We compute the angular correlation using the estimator of Landy & Szalay (1993):

$$\omega(\theta) = \frac{DD(\theta) - 2DR(\theta) + RR(\theta)}{RR(\theta)}$$

where DD, RR and DR are respectively the normalised number of data-data, random-random and data-random pairs with an angular separation θ and $\theta_i \le \theta \le \theta_0 + i \times \Delta \theta$. We generate a random catalog of 10000 points with the same geometry and masked as the data. Since the measurement is noisy, we consider several logarithmic binnings and zero points θ_0 . As a consequence, the measurement at a given angular scale is strongly correlated with the others but the combined measurement gives us at least a qualitative trend, to answer the question of whether or not our sample is randomly spatially distributed.

We do not correct our measurement for the integral constraint due to the finite size of the field (e.g. Cappi & Maurogordato 1995), as the scope of this work is not the clustering analysis itself, but the use of $\omega(\theta)$ as a test of consistency. Our measurement is then a (moderate) underestimate of the real angular correlation function.

6.



Fig. 7. Percentages of fake detections for the Wide survey characteristics as a function of redshift. From top to bottom: S/N of 2, 3, 4, 5, and



Fig. 8. Percentages of fake detections for the Deep survey characteristics as a function of redshift. From top to bottom: S/N of 2, 3, 4, 5, and 6.

We estimate the uncertainty on each data point considering only Poisson errors on the data-data pairs. In the case of the Landy & Szalay estimator, they are given by :

$$\delta\omega = \frac{1 + \omega(\theta)}{\sqrt{DD(\theta)}}$$

We show in Fig. 18 the combined angular 2-point correlation function in the W1 field for the S/N=3 detection sample. We



Fig. 9. CFHTLS Wide-like Millennium simulation. Upper figure: shifts between true and estimated centers of the massive structures in the Millennium simulation as a function of the detection S/N. Open red circles with error bars are the values given in kpc, and filled black circles with error bars are the values given in arcmin. Lower figure: shifts between true and estimated redshifts of the massive structures in the Millennium simulation as a function of detection S/N.

compare our measurements to two power laws conventionally defined as:

$\omega(\theta) = A_{\omega}(\theta/1^{o})^{-\delta}$

The slope is fixed to $\delta = 0.8$ (a reasonable approximation of the true slope) and the amplitude is arbitrarily chosen to guide the eye.

The sample of *detections* selected with S/N=3 shows a clear signal at large angular scales. A power law with amplitude $A_{\omega} = 0.025$ appears to be a good approximation on scales [0.15 - 1] degrees.

At small angular scales, the signal is weaker, and results are not significant, since they are based only on a small number of *detections*, as shown by the large error bars.

This qualitative analysis shows that *detections* are dominated by structures showing a realistic clustering when compared to other high redshift analyses. Similarly to our results, Papovich (2008) found for example an angular correlation function for his high redshift cluster sample consistent with a power-law fit over the interval [0.03,1.7]deg. The slope of this power law was found to be 1.1 ± 0.1 in relatively good agreement with our slope of 0.8. Other works such as Bahcall et al. (2003 and references therein) or Brodwin et al. (2007) also show power-law angular correlation functions.



Fig. 10. CFHTLS Deep-like Millennium simulation. Upper figure: shifts between true and estimated centers of the massive structures in the Millennium simulation as a function of the detection S/N. Open red circles with error bars are the values given in kpc, and filled black circles with error bars are the values given in arcmin. Lower figure: shifts between true and estimated redshifts of the massive structures in the Millennium simulation as a function of detection S/N.

3.3. Tracing the large scale structure of the Universe.

The Millennium simulation, among others, put in evidence the increasing fi lament constrast (bridges joining massive clusters) with decreasing redshift. This is the well known hierarchical behaviour of the Universe and could ultimately be used as a cosmological test assuming that we are able to trace precisely this fi lamentary structure as a function of redshift. However, detecting large scale fi laments is a very difficult task due to strong superposition effects and to the fact that they are only weak X-ray emitters (see e.g. the Abell 85 fi lament, Bou'e et al. 2008). We could in principle consider large scale galaxy surveys such as the CFHTLS combined with photometric redshift computations to try to detect these fi laments. However, the galaxies populating these fi laments can have very low masses and are therefore likely to be very faint. We must therefore assess the survey depth required to reach such a goal.

Rather than trying to detect individually the fi laments present in the CFHTLS survey, we chose a statistical approach based on the Minimal Spanning Tree (*mst* hereafter) technique. The *mst* technique is a geometrical construction issued from the graph theory (e.g. Dussert 1988) which allows to characterize quantitatively a distribution of points (e.g. Adami & Mazure 1999). Very briefly, it is a tree joining all the points of a given set, without any loop and with a minimal length; each point is visited by the tree only once. The main aspect here is the unicity of such a construction. For a given set of points, there is more than one



Fig. 11. Percentage of *detections* $(S/N \ge 2)$ with a ratio between the total included mass and the most massive halo mass lower than 3, as a function of total mass. Upper figure: Wide survey characteristics, lower figure: Deep survey characteristics.



Fig. 12. Percentage of *detections* $(S/N \ge 2)$ with a ratio between the total included mass and the most massive halo mass lower than 3, as a function of redshift for the Deep survey characteristics.

mst, but the histogram H of the length of the *mst* edges is unique. This is fundamental because it is then possible to characterize completely a set of points with H. The details of the procedure and of the normalisations are given in Adami & Mazure (1999); we took into account the first three momenta (mean, sigma, and skewness) of H to characterize this histogram.

We chose to compute the distance D in the (mean, sigma, skewness) space between a given distribution of points and a uniform distribution for which the mean, sigma, and skewness



Fig. 13. Spatial distribution of the detected structures in the three searched CFHTLS Deep fields. From top to bottom: D2, D3, and D4. The symbol sizes increase with the S/N of the detection.

values are well known (see Adami & Mazure 1999). The distance D is simply given by:

$$D = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} (p_i - q_i)^2}$$

with p_i and q_i being successively the mean, dispersion and skewness of the uniform distribution and of the considered distribution.

We computed D as a function of redshift in the Millennium simulation. Figs. 19 and 20 show these variations for several halo classes: more massive than $10^{10}~M_{\odot}$ (~galaxies), more massive than 3 $10^{13}~M_{\odot}$ (~groups of galaxies), more massive than 5 $10^{13}~M_{\odot}$ (~major groups of galaxies), and more massive than $10^{14}~M_{\odot}$ (~clusters of galaxies). On these fi gures, a uniform distribution would be a horizontal line at minus infi nity.



Fig. 14. Spatial distribution of the detected structures in the three searched CFHTLS Wide fields. From top to bottom: W1, W3, and W4. The symbol sizes increase with the S/N of the detection. Note the different sizes of the three fields, W1 being the largest one. Only W4 covers a full rectangle.

We first note that our curves all decrease, meaning that the more distant the sample we consider, the closer to a uniform distribution it is. This is not surprising as the main ingredient of the Millennium simulation is a hierarchical gravity dominated Universe.

Second, we plot on these fi gures the distance D computed with the CFHTLS galaxies in the W1 (Fig. 19) and D2 fi elds (Fig.20) assuming the i'=23 and i'=25 magnitude limitations and the computed photometric redshifts. If the CFHTLS fi elds are good tracers of the large scale structure of the Universe (and if the Millennium simulation assumed the correct cosmology), distances D computed with the CFHTLS data should be included in the Millennium curve for objects more massive than $10^{10} M_{\odot}$. We show in Figs. 19 and 20 that the CFHTLS Wide data become



Fig. 15. Redshift distribution of the detected structures $(S/N \ge 2)$ in the searched CFHTLS fields (thin dotted lines: Wide fields, thick continuous line: Deep fields). These histograms are not corrected for detection efficiency.



Fig. 16. Redshift distribution of the detected structures in the searched CFHTLS fields as a function of the detection S/N. Continuous black line: S/N=6, dotted black line: S/N=5, dashed green line: S/N=4, dot-dashed blue line: S/N=3, long-dashed blue line: S/N=2. Upper figure: wide fields, lower figure: deep fields. These histograms are not corrected for detection efficiency.

different from the expected Millennium behaviour at $z \ge 0.5$. This means that the CFHTLS Wide survey is not able to recover properly the fi lamentary structure of the Universe above $z \sim 0.5$. The resulting galaxy distribution (penalized by galaxy detection incompleteness) then becomes too close to a uniform distribution. This also shows that the deep CFHTLS fi elds are good datasets to achieve such a goal up to z=1.25.



Fig. 17. Candidate cluster $(S/N \ge 2)$ density (per deg²) as a function of redshift. Continuous line: W1 field (computed over 15.73 deg²), dotted line: W3 field (3.24 deg²), dashed line: W4 field (8.87 deg²). Error bars are Poissonian. These curves are not corrected for detection efficiency.



Fig. 18. Angular correlation function of our *detections* in the W1 CFHTLS field for z=[0.4,0.8] for S/N=3. Error bars are Poissonian. The two straight lines are two power laws (see text).

Third, we add on these two fi gures the distances D computed for our cluster *detections* and for several values of the detection S/N. We fi rst note that the variation of D with redshift is not signifi cant. We therefore chose to show only the mean value of D over the spanned redshift range (z=[0.1;1.2] for the W1 and z=[0.1;1.5] for the D2). We also fi nd that the higher the S/N (hence the more massive the cluster), the more different from a random distribution the cluster catalogs are. We fi nally note that the S/N≥4 CFHTLS cluster *detections* (so with masses greater than 3.3 10¹³ M_☉) show a different behaviour from Millennium halos more massive than 3 10¹³ M_☉. The Millennium halos considered are more clustered than the corresponding real clusters (in terms of mass). We now investigate why we have such a difference.

Considering low mass Millennium halos implies that highly spatially correlated halos will be included in the *mst* calculation. This will therefore artificially increase the D value because part of these halos are in fact subhalos of more massive structures.



Fig. 19. Variation of D as function of redshift. The continuous, dashed, dotted, and dash-dotted lines with error bars are for Millennium halos more massive than $10^{10} M_{\odot}$, $3 \ 10^{13} M_{\odot}$, $5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and $10^{14} M_{\odot}$. Unconnected filled circles with error bars show the CFHTLS W1 galaxies limited to i'=23. The five horizontal blue lines correspond to the mean D value for clusters detected in the W1 field (from top to bottom: S/N=6, 5, 4, 3, and 2).



Fig. 20. Variation of D as function of redshift. The continuous, dashed, dotted, and dash-dotted lines with error bars are for Millennium halos more massive than $10^{10} M_{\odot}$, $3 \ 10^{13} M_{\odot}$, $5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and $10^{14} M_{\odot}$. Unconnected filled circles with error bars show the CFHTLS D2 galaxies limited to i'=25. The four horizontal blue lines correspond to the mean D value for clusters detected in the D2 field (from top to bottom: S/N=5, 4, 3, and 2). S/N=5 and 4 are overlapping.

Our *detections* do not include such objects by definition. A way to not include these highly spatially correlated sub-halos is to select only the less substructured Millennium halos. Therefore, we redid the previous exercise selecting only halos more massive than 3 10^{13} M_{\odot} and with a substructure level lower than 20 subhalos included in the main halo. We generated Fig. 21 where we show the D value before and after considering low substructure level halos. We clearly see that removing halos with a high level of substructure makes the Millennium and CFHTLS D values compatible. This suggests that the Millennium simulation may exhibit higher than normal substructure levels in massive clusters.

4. Literature assessments of our detections

We computed in previous sections statistical assessments of our detections based on simulations. We now try to compare our de-



Fig. 21. Variation of D as function of redshift. The continuous and dotted lines with error bars are for Millennium halos more massive than 3 10^{13} M_{\odot} with high and low levels of substructures. The three horizontal blue lines are the mean D value for clusters detected in the W1 field (from top to bottom: S/N=6, 5, and 4).

tections with literature data, i.e. known clusters in the surveyed areas.

4.1. Internal assessment of our cluster detections.

Among the searched CFHTLS fields, the W1 and D1 fields overlap (see Mazure et al. 2007), allowing us to compare detections based on Deep and Wide CFHTLS data. Wide field data exhibit lower detection rates compared to Deep fields, so we do not expect to recover in the present paper all the D1 detections of Mazure et al. (2007). Assuming the success rates computed in the present paper via the Millennium simulations, we expect to detect 2.7 ± 1.4 times more clusters in the Deep D1 than in the W1 data (uncertainty from Poisson estimates). Experimentally, we detect 23 clusters in the W1 data out of the 44 detected in the D1 data by Mazure et al. (2007) with exactly the same method. The ratio is 1.9, in agreement with the expectations.

We show in Fig. 22 the position and redshift differences between the present W1 and D1 *detections* of Mazure et al. (2007). The mean center shift is 0.01 ± 0.04 deg (0.6 arcmin) and the mean redshift difference is -0.002 ± 0.05 . We also note that there is no signifi cant variation in the center precision as a function of redshift. This demonstrates that we are limited by the pixel size used in the galaxy density map to define a cluster center.

4.2. External assessment of our cluster detections.

As in Mazure et al. (2007), we compare our *detections* with the XMM-LSS X-ray clusters published for the W1 fi eld by Pacaud et al. (2007), limiting our comparison to the 15 $z \ge 0.1$ clusters of Pacaud et al. (2007) included in the portion of the W1 fi eld we analysed. Ten of our *detections* are identified with these clusters. The remaining ones (but one) are all affected by masked areas in the optical data and we can reasonably assume that this makes their detection impossible by the present method.

We also compare our *detections* with the lensing searches made in the CFHTLS areas. Limousin et al. (private communication) discovered a galaxy cluster at $z\sim0.88$ in the CFHTLS D3 fi eld (SL2S2214-1730) based on a strong lensing analysis. This cluster is also detected with our method (D4-7, S/N=2) at z=0.90. A more complete list of group detections in the SL2S survey is given in Limousin et al. (2009). Among the 13



Fig. 22. Upper figure: center shifts in deg (blue filled circles: $z \le 0.5$, green open circles: z=[0.5,0.8], red triangles: $z\ge 0.8$). Lower figure: histogram of redshift difference between our D1 and W1 *detections* (S/N≥2).

group detections of this paper, a single one (SL2S2140-0532 at z=0.444) is included in our surveyed area (others are outside the area where photometric redshifts were computed) and we detect it at z=0.45 with S/N=6.

We compared our *detections* with the Gavazzi & Soucail (2007) cluster sample. If we limit our search to clusters with a photometric redshift in their paper (8 clusters), we redetect 7 of these clusters with the present method. The last one is partially located in a masked region in our data and this probably prevents its detection.

We finally compared our *detections* with the matched filter detections of Olsen et al. (2008). Still limiting the comparison to clusters included in our surveyed area and at $z \ge 0.1$, we detect 14 of the 16 Olsen et al. (2008) spectroscopically confirmed clusters.

These high recovery rates therefore put our detection method on a firm ground. We give in Fig. 23 the histograms of the center and redshift differences between our *detections* and the clusters previously quoted in the literature. The mean center shift is $0.045\pm0.03 \text{ deg}$ (2.7 arcmin) and the mean redshift difference is -0.01 ± 0.08 .

Table 3. Number and density of *detections* as a function of S/N.

SExtractor threshold	number of <i>detections</i>	density of <i>detections</i> deg ⁻²
2	535	19.2
3	262	9.4
4	170	6.1
5	98	3.4
6	135	4.8

(e.g. Romer et al. 2001) and detection rates for these massive clusters need to be precisely evaluated. This aspect is currently under work and will also be developed in future papers.

- Finally, the spectroscopic confirmation of the $z \ge 1$ candidate clusters we have detected would be crucial for cosmology.

The cluster list will be available via the Cencos database at http://cencosw.oamp.fr/ in a near future.

Acknowledgements. The authors thank the referee for useful and constructive comments. Authors thank M. Limousin for useful discussions. We acknowledge support from the French Programme National Cosmologie, CNRS.

5. Discussion and Conclusions

We have detected 1200 candidate clusters in the CFHTLS Deep and Wide fields. Statistically, more than 80% are real structures at $z \le 1$. This is confirmed by internal and external comparisons with literature catalogs.

Table 3 gives the number and density of detections as a function of S/N. Over an effective area of $\sim 28 \text{ deg}^2$ (see Coupon et al. 2009) this means that we detect 19.2 candidate clusters per deg^2 for mass $\geq 1.0 \ 10^{13} M_{\odot}$, 9.4 candidate clusters per deg^2 for mass $\geq 1.3 \ 10^{13} M_{\odot}$, 6.1 candidate clusters per deg² for mass $\geq 3.3 \ 10^{13} M_{\odot}$, 6.1 candidate clusters per deg² for mass $\geq 3.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$, and 4.8 candidate clusters per deg² for mass $\geq 5.5 \ 10^{13} M_{\odot}$. $10^{13} M_{\odot}$. Given the typical uncertainty on detection rates, the two last candidate cluster densities are compatible. We note that these numbers are not corrected for detection efficiency. These numbers are also fully compatible with recent X-ray estimates (e.g. Pacaud et al. 2007) showing detections of 5.8 clusters per deg² for masses greater than 4.1 $10^{13}M_{\odot}$ (number scaled to our cosmology).

If we compare our results to published optically based cluster catalogs, our survey represents a major step forward (see Table 4). We have one of the deepest and largest cluster catalogs in the CFHTLS area by a factor of ~10 most of the time. We also basically provide the only cluster detections at $z \ge 1$ using CFHTLS data. The comparison of our resuls to the well known MaxBCG SDSS catalog (Koester et al. 2007) provides similar numbers in terms of cluster spatial density. The present deep and wide surveys provides more than 13000 and 10500 detections per Gpc³. This is comparable to the 16735 clusters per Gpc³ of Koester et al. (2007), assuming the values of Table 4.

These results illustrate the power of optical deep and wide fi eld surveys to provide large samples of galaxy clusters. These samples could be used for pure cosmological applications (e.g. based on cluster counts, Romer et al. 2001) or more generally for the study of structures within a broad mass range. In particular, it is remarkable that our deep catalogs are among the first ones to provide numerous group detections at redshifts greater than 1.

In this picture, the perspectives of our work are:

- To perform a more homogeneous comparison with matched fi lter detections across the Wide fi elds, and this will be the subject of a future paper. A by-product of this future work will be the center refi nement of our candidate clusters.

- To define a more precise optically-based mass estimator, via e.g. the galaxy luminosity functions. This requires however to have performed the previous match.

- To assess more precisely the detection rate for very massive clusters. The Millennium simulation as it is now does not provide a large enough number of very massive structures and this produces too large an uncertainty. This is prohibitive for any serious cosmological application based on cluster counts, since the most massive clusters are the most constraining for cosmology



Fig. 23. Histograms of the center shifts in degrees (upper figure) and redshift differences (lower figure) between our detections (S/N≥2) and the literature clusters quoted in the text.

References

Adami C. & Mazure A. 1999, A&AS 134, 393

Bahcall N.A., Dong F., Hao L., et al., 2003, ApJ 599, 814

Bahcall N.A., Soneira R.M., 1983, ApJ 270, 20

Berg 'e J., Pacaud F., R 'efr 'egier A., et al., 2008, MNRAS 385, 695

Bertin E., Arnouts S. 1996, A&AS 117, 393

Blaizot J., Wadadekar Y., Guiderdoni B., et al., 2005, MNRAS 360, 159

Bou'e G., Durret F., Adami C. et al. 2008, A&A 489, 11

Brodwin M., Gonzalez A.H., Moustakas L.A., et al., 2007, ApJ 671, L93

Bruzual G., Charlot S., 2003, MNRAS 344, 1000 Cabanac R.A., Alard C., Dantel-Fort M. et al. 2007, A&A 461, 813

Cappi A., Maurogordato S., 1995, ApJ 438, 507

Chabrier G., 2003, PASP 115, 763

Coupon J., Ilbert O., Kilbinger M. et al. 2009, A&A 500, 981

De Lucia G., Blaizot J., 2007, MNRAS 375, 2

Dussert C. 1988, PhD thesis, Universit e d'Aix-Marseille Erben T., Hildebrandt H., Lerchster M. et al. 2009, A&A 493, 1197

Gavazzi R., Soucail G. 2007, A&A 462, 459

Table 4. Comparison of our cluster detections with public CFHTLS optically based cluster catalogs and with the MaxBCG SDSS catalog.

Authors	Detection method	Covered area	Number of detections	Maximal redshift
		deg ²		
Present paper Deep	Photometric redshifts	2.5	171	1.5
Present paper Wide	Photometric redshifts	28	1029	1.2
Olsen et al. (2007)	Matched Filter	4	162	1.15
Mazure et al. (2007)	Photometric redshifts	1	44	1.5
Cabanac et al. (2007)	Strong lensing	28	40	1.
Limousin et al. (2009)	Strong lensing	102	13	0.85
Gavazzi & Soucail (2007)	Weak lensing	4	14	0.55
Bergé et al. (2008)	Weak lensing	4	7	0.5
Koester et al. (2007)	Max BCG	7500	13823	0.3

Gioia I.M., Henry J.P., Maccacaro T. et al. 1990, ApJL 356, L35

Grove L.F., Benoist C, Martel F. 2009, A&A 494, 845

Hildebrandt H., Pielorz J., Erben T. et al. 2009, A&A 498, 725

Ilbert O., Arnouts S., McCracken H.J. et al., 2006, A&A 457, 841

Koester B.P., McKay T.A., Annis J., et al., 2007, ApJ 660, 239 Landy S. D., Szalay A. S. 1993, ApJ 412, 64 LeFèvre O., Vettolani G., Paltani S. et al., 2004, A&A 428, 1043

Limousin M., Cabanac R., Gavazzi R. et al. 2009, A&A 502, 445

Mazure A., Adami C., Pierre M. et al. 2007, A&A 467, 49

Mellier, Y., Bertin, E., Hudelot, P., et al., 2008, The CFHTLS T0005 Release.

http://terapix.iap.fr/cplt/oldSite/Descart/CFHTLS-T0005-Release.pdf.

Nichol R.C., Collins C.A., Guzzo L., Lumsden S.L., 1992, MNRAS 255, 21

Olsen L.F., Benoist C., Cappi A. et al. 2007, A&A 461, 81 Olsen L.F., Benoist C., Cappi A. et al. 2008, A&A 478, 93

Pacaud F., Pierre M., Adami C. et al. 2007, MNRAS 382, 1289

Papovich C., 2008, ApJ 676, 206 Peebles P. J. E. 1980, The Large Scale Structure of the Universe (Princeton: Princeton University Press)

Pierre M., Chiappetti L., Pacaud F. et al. 2007, MNRAS 382, 279

Romer A.K., Viana P.T.P., Liddle A.R., Mann R.G., 2001, ApJ 547, 594

Springel V., White S.D.M., Jenkins A., et al., 2005, Nature 435, 629

Adami et al: Galaxy cluster searches by photometric redshifts in the CFHTLS

Table .1. Candidate clusters detected in the D2 CFHTLS field. The first column is the cluster Id, the second and third columns are the J2000 coordinates given in decimal degrees, the fourth column is the mean redshift, and the fifth column is the SExtractor detection level.

Id	α	δ	Z	σ_{S}
D2-1	149.6931	1.9613	1.20	3.
D2-2	149.6971	2.2002	0.60	2.
D2-3	149 7092	1 8994	0.35	2
D_{2}^{-1}	1/9/717/	1.8370	0.55	2.
D2-4	149.7174	2.2412	1.00	2. 4
D2- 3	149./198	2.2413	1.00	4.
D2-6	149.7242	1.8689	1.42	2.
D2-7	149.8395	2.2761	0.40	4.
D2- 8	149.8398	1.8005	0.15	3.
D2-9	149.8532	2.2603	1.23	2.
D2-10	149.8573	1.7931	0.57	2.
D2-11	149.8596	2.1089	1.35	2.
D2-12	149.8669	2.1456	0.15	2.
D2-13	149 8957	2 4630	0.47	2
$D_{2}13$	1/0 0035	2.1050	0.80	2.
D_{2}^{14}	140.0085	2.2255	1 20	2.
$D_2 = 15$ $D_2 = 16$	149.9005	2.0340	0.70	2. 6
D2-10	149.9130	2.3222	0.70	0.
D2-17	149.9180	2.0965	0.68	2.
D2-18	149.9246	2.6301	0.90	3.
D2-19	149.9438	2.5923	0.28	2.
D2-20	149.9464	2.3455	0.95	5.
D2-21	149.9482	2.6171	1.35	2.
D2-22	149.9797	1.8096	0.35	2.
D2-23	149.9884	2.2502	0.45	2.
D2-24	150.0040	2.2709	0.65	2.
D2-25	150.0230	1.8711	1.35	2.
D2-26	150.0417	2 6028	0.68	6
D2-20	150.0759	2.6020	1 42	2
D2-27	150.0757	2.0050	0.88	2.
D2-20	150.0807	2.5452	0.88	2. 4
D2-29	150.1052	2.2400	0.75	4.
D2-30	150.1046	2.0085	0.35	3.
D2-31	150.1078	2.3459	0.30	3.
D2-32	150.1434	2.0456	0.75	2.
D2-33	150.1894	2.1784	0.70	3.
D2-34	150.2051	1.7889	0.30	3.
D2-35	150.2275	1.8023	0.45	4.
D2-36	150.2280	2.0504	1.20	3.
D2-37	150.2768	2.0619	1.00	3.
D2-38	150.2985	2.2650	1.10	3.
D2-39	150 3005	1 8659	0.95	2
D_{2-40}	150.3350	2 2070	0.40	2.
$D_{2} = 40$	150.3383	2.2070	0.40	2.
D^{2-41}	150.3585	2.5070	1 15	2.
D2-42	150.3550	1.9303	1.15	5. 2
D2-43	150.5580	1.9077	1.39	2.
D2-44	150.3807	2.1539	1.10	2.
D2-45	150.3925	2.4827	0.45	4.
D2-46	150.4007	2.5031	1.35	2.
D2-47	150.4010	1.8290	0.90	3.
D2-48	150.4040	2.5237	1.10	2.
D2-49	150.4137	2.4257	0.15	4.
D2-50	150.4237	1.8279	1.00	2.
D2-51	150.4576	1.9729	0.88	2.
D2-52	150.4586	2.5387	0.90	3.
D2-53	150.4826	2.1448	1.42	2
D2-54	150 4861	2 1086	1 30	2
D2-34	150.4002	2.1000	0.40	2. 5
D2-33	150.4723	2.0309	0.40	Э. Л
D2-30	150.5095	2.1003	0.60	4. 1
D2-37	150.5099	2.45/0	0.00	4.
D2-38	150.5220	2.3/84	1.25	Ζ.

Table .1. continued.

Id	α	δ	Z	σ_{S}
D2-59	150.5306	2.4614	1.15	2.
D2-60	150.5440	2.6161	0.65	2.

Table .2. Same as Table .1 for the D3 CFHTLS field.

Id	α	δ	7	σ_{s}
D2 1	214 1574	52 1575	0.05	<u></u>
D3-1	214.1374	52.4575	0.95	2.
D3-2	214.1697	52.4380	0.85	2.
D3- 3	214.1903	52.6105	0.60	3.
D3-4	214 1948	52 8756	1 20	2
D2 5	211.1210	52.0750	0.05	5
D3- 3	214.2042	55.0805	0.95	5.
D3- 6	214.2207	53.0568	0.60	4.
D3- 7	214.2221	52.3024	0.40	4.
D3-8	214 2871	52 2871	0.83	2
D2 0	211.2071	52.2071	0.00	2.
D3-9	214.3238	53.0700	0.30	3.
D3-10	214.3800	52.7434	0.65	5.
D3-11	214.4252	52.4116	0.88	3.
D3-12	214 4484	53 0414	0.65	3
D2 12	211.1101	52.5(12	0.05	4
D3-13	214.4691	52.5012	0.67	4.
D3-14	214.4888	52.7953	1.12	2.
D3-15	214.5119	52.7642	1.35	3.
D3-16	214 5146	52 2788	0.45	3
D3-10	214.5140	52.2788	1.10	5.
D3-17	214.5451	52.5/18	1.10	Ζ.
D3-18	214.5678	52.7026	0.15	3.
D3-19	214.5971	52.6576	0.55	2.
D3 20	21/ 619/	53 0516	1 15	 ว
D3-20	214.0104	55.0510	1.1.0	<u>ک</u> .
D3-21	214.6637	52.3109	1.15	2.
D3-22	214.6642	52.4382	0.30	2.
D3-23	214.6778	53.0756	0.35	6.
D3-24	214 7280	52 2987	0.28	2
D2 25	214.7200	52.2707	0.20	2.
D3-25	214.7889	52.9131	0.90	2.
D3-26	214.7972	52.6301	0.42	3.
D3-27	214.8425	52.7991	1.30	2.
D3-28	214 8869	52 5894	0.15	4
D2 20	214.0106	52.5071	0.15	2
D3-29	214.9190	52.5494	0.90	2.
D3-30	214.9200	53.0216	0.78	3.
D3-31	214.9596	52.9875	1.10	3.
D3-32	214.9650	52.5592	0.30	2.
D3-33	21/ 9922	52 2839	0.90	3
D3-33	214.7722	52.2057	0.90	2.
D3-34	215.0275	52.3052	0.25	3.
D3-35	215.0287	53.0069	1.05	2.
D3-36	215.0379	53.0736	0.18	4.
D3-37	215 0721	52 4805	1 1 5	2
D2 20	215.0721	52.4005	0.00	2.
D3-30	215.1007	55.0002	0.90	2.
D3-39	215.1351	52.3869	1.00	2.
D3-40	215.1465	52.9367	0.65	4.
D3-41	215.2249	52.3283	0.85	2.
D3 42	215 2559	52 8756	1 40	2
D3-42	215.2550	52.0750	0.77	∠. ∧
D3-43	213.2761	55.0428	0.75	4.
D3-44	215.2781	52.2842	1.12	3.
D3-45	215.3089	52.8881	0.60	2.
D3-46	215 3170	52 9212	0.38	2
D_{2}^{-10}	215.5179	52.7212	0.00	2.
D3-4/	213.3/31	52.39/1	0.90	2.
D3-48	215.4052	52.3004	0.83	2.
D3-49	215.4089	52.4817	0.55	2.
D3-50	215.4286	52,4974	0.95	2
D2 51	215.1200	52.177	0.15	2.
D3-31	213.4299	52.4721	0.13	<i>2</i> .
D3-52	215.4688	52.4534	0.85	3.
D3-53	215.4730	52.2836	0.32	2.
D3-54	215.5046	52.2585	1.15	2.
D3-55	215 5086	52 2857	0.55	2
D2 55	215.5000	52.2057	0.00	2.
D3-30	215.5154	52.8225	0.92	2.
D3-57	215.5195	52.2631	1.30	2.
D3-58	215.5257	52.7045	0.35	2.
D3-59	215 5301	52,8603	0.75	2
D2 40	215.5501	57 6012	1.00	2.
D3-00	213.3303	52.0843	1.00	2.
D3-61	215.5452	52.9787	1.38	2.

Table .2. continued.

$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$					
D3-62215.550953.02441.152.D3-63215.569252.94870.702.D3-64215.598652.80940.503.	Id	α	δ	Z	σ_{S}
D3-63215.569252.94870.702.D3-64215.598652.80940.503.	D3-62	215.5509	53.0244	1.15	2.
D3-64 215.5986 52.8094 0.50 3.	D3-63	215.5692	52.9487	0.70	2.
	D3-64	215.5986	52.8094	0.50	3.

 Table .3. Same as Table .1 for the D4 CFHTLS field.

Id	α	δ	Z	σ_{S}
D4- 1	333.4241	-18.0281	0.50	3.
D4- 2	333.4323	-17.8874	1.15	2.
D4- 3	333.4707	-17.3199	0.65	2.
D4- 4	333.4883	-17.8538	1.27	2.
D4- 5	333.4921	-18.1523	0.60	3.
D4- 6	333,5163	-17.4678	0.90	2
D4- 7	333 5186	-17 3119	0.15	2
D4- 8	333 5498	-17 6376	1 40	2
D_{1-9}	333 5702	-17 3997	1.10	2.
D_{4-10}	333 5875	-17.4011	1.30	2.
D4-10	333.5075	17 4602	0.20	2.
D4-11	333.3992	-17.4093	0.52	з. Э
D4-12	333.0149	-16.1323	0.85	2.
D4-13	333.6202	-17.9111	1.30	<i>Z</i> .
D4-14	333.7466	-17.8600	0.38	4.
D4-15	333.7705	-17.5679	0.85	2.
D4-16	333.7722	-18.0837	0.85	5.
D4-17	333.7782	-17.4350	1.18	2.
D4-18	333.8042	-17.4314	0.73	2.
D4-19	333.8376	-17.3768	1.07	2.
D4-20	333.8589	-18.0563	0.40	5.
D4-21	333.8920	-17.7892	0.42	3.
D4-22	333.9007	-17.8214	1.40	2.
D4-23	333.9324	-17.8020	1.25	2.
D4-24	333.9566	-17.3714	1.30	3.
D4-25	333.9917	-17.6720	0.95	2.
D4-26	333.9981	-17.8181	0.60	2.
D4-27	334.0089	-18.0658	0.30	3.
D4-28	334.0435	-18.0834	0.50	4.
D4-29	334.0461	-17.8109	0.88	4.
D4-30	334.0533	-18.0556	0.85	2.
D4-31	334.0782	-18.0761	0.65	2
D4-32	334 0915	-17 7177	0.00	2
D4-33	334 0994	-17 3820	1 40	2
D4-34	334 1175	-17 6372	1.40	2.
D4 34	334.1173	17.0572	0.50	2.
D4-33	334.1234	17 8166	0.50	2.
D4-30	224 1599	-17.5100	0.55	2.
D4-37	224 1749	-17.3309	0.05	2.
D4-30	224 2061	-17.5303	1.10	2.
D4-39	334.2061	-17.0190	1.05	J.
D4-40	334.2165	-1/.4165	0.20	4.
D4-41	334.2252	-18.1266	0.20	2.
D4-42	334.2310	-17.7920	0.83	2.
D4-43	334.2498	-17.8963	0.20	2.
D4-44	334.2632	-17.8097	0.58	2.
D4-45	334.2813	-17.3120	1.25	2.
D4-46	334.2922	-18.0082	0.65	2.
D4-47	334.3143	-17.9242	0.88	2.

Table .4. Same as Table .1 for the W1 CFHTLS field.

Id	α	δ	Z	σ_{S}
W1-1	33.1280	-5.5454	0.32	6.
W1-2	33.1363	-3.9767	0.57	6.
W1-3	33.1392	-4.3235	0.75	6.
W1-4	33.1402	-3.9087	1.07	6.
W1- 5	33.1512	-3.9950	0.90	6.
W1- 6	33.1601	-4.1575	0.60	6.
W1-7	33.1720	-4.4264	1.00	6.
W1-8	33.1771	-4.9606	0.55	6.
W1-9	33.2018	-3.8355	0.42	6.
W1-10	33.2070	-4.2717	1.10	6.
W1-11	33.2296	-5.0912	1.05	3.
W1-12	33.2332	-5.0051	0.70	2
W1-13	33 2429	-4 1829	0.95	<u>-</u> . 6
W1-14	33 2785	-4 5604	0.93	6
$W1_{-}15$	33 2842	-4 0523	0.75	6
W1-15 W1-16	33.2042	4 7842	0.47	0. 2
W1-10	33.3019	-4.7042	0.05	2. 6
W 1-1/	33.3092	-4.1408	0.05	0.
W1-18	33.3095	-4.0492	0.82	о. 2
W1-19	33.3143	-5.0656	0.80	3.
w1-20	33.3267	-5.1936	0.80	2.
W1-21	33.3535	-3.9739	1.10	6.
W1-22	33.3554	-5.1947	0.43	6.
W1-23	33.3564	-5.3128	1.10	2.
W1-24	33.3664	-5.5470	0.75	2.
W1-25	33.3897	-4.7585	1.00	5.
W1-26	33.3915	-5.4001	0.60	2.
W1-27	33.4111	-5.3142	0.72	5.
W1-28	33.4288	-4.2318	1.05	6.
W1-29	33.4311	-5.4041	0.47	2.
W1-30	33.4356	-5.3350	1.00	3.
W1-31	33.4515	-4.2821	0.63	6.
W1-32	33.4692	-3.9296	0.97	6.
W1-33	33.4866	-5.1748	0.82	3.
W1-34	33.4884	-3.9321	0.45	6.
W1-35	33.4956	-4.1055	0.65	6.
W1-36	33,4997	-4.2366	1.10	6.
W1- 37	33 5177	-3 8830	0.55	6
W1- 38	33 5280	-5 5659	0.25	6
W1-39	33 5766	-4 4028	0.13	6
W1-40	33 5772	-5.0261	0.10	6
$W1_{-}/11$	33 58/17	-5 0100	1.05	ે. ર
W1 - 41 W1 - 42	33 5025	-1 8752	1.05	5. 2
W1 - 42 W1 12	33 5002	-4.0155	1.05	∠. 3
W1-43	33.5773	-5.2057	0.20	ວ. າ
vv = 44 W1 = 45	33.0023 22.6059	-4.9443	0.20	∠. 1
W 1-45	22,60038	-4./919	1.00	4.
W 1-40	33.0268	-4.8544	0.70	2.
W1-47	33.6409	-5.0657	0.82	5.
W1-48	33.6529	-5.5203	1.00	2.
W1-49	33.6696	-4.2455	1.00	6.
W1-50	33.6/13	-4.8259	0.85	2.
W1- 51	33.6937	-4.1049	0.43	6.
W1- 52	33.7005	-4.0753	1.10	6.
W1- 53	33.7013	-5.5394	0.45	3.
W1- 54	33.7224	-5.0552	0.98	3.
W1- 55	33.7273	-4.3951	0.68	6.
W1- 56	33.7496	-5.2069	0.50	2.
W1- 57	33.7551	-5.4667	0.70	2.
W1- 58	33.7622	-4.6161	0.34	6.
W1- 59	33.7727	-3.8135	0.81	6.
W1- 60	33.7751	-5.3927	1.10	2.
W1- 61	33.7774	-3.9668	0.55	6.

Table .4. continued.

LT		c		
$\frac{10}{W1}$	α 22 7917	5 0692	Z	$\frac{\sigma_S}{4}$
W1-02 W1-63	33,8173	-5.0082	0.80	4.
W1-03	22 8224	-5.1540	0.70	5.
W1-04	33.8324	-4.1590	0.95	0. 4
W1-05	33.8459	4 8020	1 10	+. 2
W1-00 W1-67	22 8768	-4.0929	1.10	2.
W1-07	33.8708	-4.0011	0.85	2. 1
W 1- 08	22 0000	-3.3383	0.28	4.
W1-09	33.9009	-4.0301	0.40	0. 6
W1-70	33.9098	-4.3630	0.40	0. 6
$W_{1} - 71$ $W_{1} - 72$	33.9117	2 9614	0.70	0. 6
W1-72	22 0210	-5.0014	0.57	0.
W1-75	33.9210	-3.3324	0.85	2. 6
W1-74	22 0269	-4.5516	1.00	0. 6
W1-75	33.9208	-4.3/42	0.88	0. 6
W1-70	33.9333	-4.0795	1.07	0.
W1- //	33.9445	-4.7252	0.03	2.
W1- /8	33.9513	-3.8907	1.10	0.
W1- /9	33.9539	-4.2140	0.34	6.
W I- 80	34.05/5	-4.1053	1.10	4.
W1-81	34.0775	-3.8/53	1.10	6.
W1-82	34.0775	-6.512/	0.40	2.
W1-83	34.0804	-4.8076	0.55	4.
W1-84	34.0885	-6.0809	0.77	3.
W1-85	34.1056	-5.4381	0.30	2.
W1-86	34.1069	-4.9949	0.85	2.
W1-87	34.1228	-5.9869	0.47	6.
W1-88	34.1252	-5.9409	0.82	2.
W1-89	34.1277	-5.7875	1.07	3.
W1- 90	34.1290	-6.2357	0.90	3.
W1-91	34.1293	-5.4889	0.68	2.
W1-92	34.1338	-3.9501	0.40	4.
W1-93	34.1431	-4.0622	0.85	3.
W1- 94	34.1454	-6.3026	0.50	6.
W1-95	34.1692	-4.7383	0.30	2.
W1-96	34.1707	-3.9844	0.65	3.
W1- 97	34.1882	-3.9599	0.95	4.
W1- 98	34.1994	-5.0378	0.40	5.
W1- 99	34.2174	-4.7230	0.15	3.
W1-100	34.2296	-4.9823	0.98	3.
W1-101	34.2345	-4.3798	1.02	2.
W1-102	34.2421	-4.4784	0.77	2.
W1-103	34.2445	-3.7907	0.55	3.
W1-104	34.2548	-5.1998	1.00	2.
W1-105	34.2595	-5.8731	0.40	2.
W1-106	34.2640	-4.2716	1.10	2.
W1-107	34.2661	-4.4491	1.10	2.
W1-108	34.2814	-4.2169	0.85	3.
W1-109	34.2882	-4.4518	0.90	2.
W1-110	34.2928	-4.0056	0.70	4.
W1-111	34.2933	-5.8127	0.50	2.
W1-112	34.2966	-4.8562	1.10	3.
W1-113	34.3064	-4.8831	0.63	2.
W1-114	34.3158	-5.8461	1.10	2.
W1-115	34.3238	-5.4346	0.60	2.
W1-116	34.3481	-3.8583	0.15	2.
W1-117	34.3571	-5.6630	0.45	2.
W1-118	34.3662	-4.2637	0.45	2.
W1-119	34.3676	-4.4420	0.95	2.
W1-120	34.3828	-5.2103	0.65	6.
W1-121	34.3921	-5.9389	0.50	2.
W1-122	34.4001	-5.5150	0.85	2.
Table .4. continued.

Id	α	δ	Z	σ_{S}
W1-123	34.4003	-4.5730	0.25	2.
W1-124	34.4033	-6.4039	1.05	4.
W1-125	34.4056	-5.8900	0.85	2.
W1-126	34.4161	-3.8044	0.25	5.
W1-127	34 4249	-4 5280	0.50	4
W1_127	34 4251	-4 5848	0.50	2
W1 120	34.4366	6 2746	0.00	2.
W1-129	24.4202	-0.2740	0.90	3. 2
W1-130	24.4392	-4.1727	1.00	э. 2
W1-151	24.4390	-3.4230	1.00	5.
W1-152	34.4407	-3.9897	0.08	J.
W1-133	34.4510	-0.1041	0.55	4.
W1-134	34.4528	-4.9648	1.05	2.
W1-135	34.4541	-4.7226	0.90	2.
W1-136	34.4594	-3.9263	0.80	2.
W1-137	34.4664	-6.3393	0.88	2.
W1-138	34.4694	-5.8299	0.80	2.
W1-139	34.4803	-4.8054	0.50	4.
W1-140	34.4804	-5.9505	0.65	2.
W1-141	34.4831	-5.4664	0.80	4.
W1-142	34.4850	-5.0315	1.00	2.
W1-143	34.4872	-4.1193	1.05	4.
W1-144	34.4914	-6.0300	0.98	2.
W1-145	34.5029	-4.7390	1.10	2.
W1-146	34.5068	-6.4222	0.68	2.
W1-147	34.5091	-4.7563	0.75	2.
W1-148	34.5226	-5.9188	0.40	3.
W1-149	34.5311	-6.2150	1.05	3.
W1-150	34.5370	-4.7876	0.33	2.
W1-151	34.5536	-5.7914	0.85	3.
W1-152	34.5806	-5.0485	1.10	2.
W1-153	34.6086	-4.2178	0.15	2.
W1-154	34.6115	-4.0119	0.33	2.
W1-155	34.6207	-4.8404	1.10	5.
W1-156	34.6284	-3.9344	0.60	2.
W1-157	34.6331	-5.0330	0.80	3.
W1-158	34.6435	-6.1477	0.70	3.
W1-159	34.6498	-6.0529	1.05	5.
W1-160	34 6756	-5.0365	0.50	6
W1-161	34 6875	-5 0908	1 10	3
W1-162	34 6880	-5 5716	0.70	2
W1-163	34 7034	-3 8378	0.95	2. 4
W1-164	34 7065	-5.0305	0.93	2
W1-165	34 7116	-3 8647	0.95	3
W1-166	34 7188	-4 1670	0.50	2. 4
W1-167	34 7226	-1 7386	0.82	
W1-167 W1-168	34.7220	-5 2310	0.32	т. 2
W1.160	34 7267	-5.2510	0.35	∠. ∕I
W1-109	34.7307	-5.0507	0.75	4. 2
W1-170	24.7364	-0.3370	1.05	2. 4
W1-171	34.7411	-3.9200	1.05	4.
$W_{1-1/2}$ $W_{1-1/2}$	34./000 21 7607	-3.1030	0.90	3. 2
W1-1/3	34./08/ 24.7000	-3.0803	0.75	э. Э
$W_{1-1/4}$	34.7800	-3.0308	0.85	2. 1
W1-1/5	34.8040	-4.5489	0.75	4.
W1-176	54.8107	-5.3332	0.85	<i>3</i> .
W1-17/	34.8133	-4.2251	0.82	3.
W1-178	34.8196	-4.5380	0.95	3.
W1-179	34.8550	-6.0232	1.00	4.
W1-180	34.8619	-4.0631	0.80	4.
W1-181	34.8646	-4.4844	0.15	2.
W1-182	34.8660	-4.7243	0.85	5.
W1-183	34.8686	-5.0375	1.10	4.

Id	α	δ	Z	σ_{S}
W1-184	34.8719	-5.8459	0.65	6.
W1-185	34.8812	-6.4285	0.65	4.
W1-186	34.8950	-5.2962	0.60	2.
W1-187	34.8959	-5.4255	0.45	3.
W1-188	34.9089	-6.0626	0.80	3.
W1-189	34.9092	-4.8757	0.33	6.
W1-190	34.9107	-4.8460	0.85	5.
W1-191	34.9115	-6.0623	0.50	2.
W1-192	34 9129	-5 8745	0.36	6
W1-193	34 9401	-3 8648	0.73	6
W1_193	35 0326	-5 7321	0.75	2
W1-194	35.0320	-5.7521	0.70	2. 5
W1-193	25 0296	-0.4013	0.05	J. 2
W1-190	35.0380	-3.8207	1.05	<i>S</i> .
W1-19/	35.0476	-4.0556	1.02	2.
W1-198	35.0557	-4.0770	0.68	2.
W1-199	35.0612	-5.4980	0.50	4.
W1-200	35.0729	-5.9385	0.80	4.
W1-201	35.0750	-4.9162	0.60	3.
W1-202	35.0760	-5.6944	1.10	2.
W1-203	35.0766	-5.1154	1.10	2.
W1-204	35.0780	-5.1710	0.73	4.
W1-205	35.0870	-5.3282	0.55	3.
W1-206	35.1000	-4.3303	1.00	2.
W1-207	35.1080	-4.8051	1.00	6.
W1-208	35 1285	-5 7007	0.40	5
W1-200	35 1311	-4 7804	0.10	3
W1 210	35 1337	5 7307	0.95	3
W1-210 W1 211	35.1337	-5.7507	0.88	5.
W1-211	25 1527	-0.0283	0.55	J. 2
W1-212	35.1557	-4.2327	0.52	2. 4
W1-213	35.1560	-4.3150	0.90	4.
W1-214	35.1602	-6.4158	1.10	2.
W1-215	35.1650	-4.4717	1.00	4.
W1-216	35.1693	-4.5216	0.88	3.
W1-217	35.1874	-6.4949	0.85	2.
W1-218	35.1877	-5.2307	1.10	5.
W1-219	35.1895	-6.4755	0.60	4.
W1-220	35.1897	-4.7486	0.70	2.
W1-221	35.1937	-4.4259	0.80	4.
W1-222	35.2123	-6.3068	0.70	3.
W1-223	35.2225	-4.9736	0.65	2.
W1-224	35.2259	-5.2966	1.05	3.
W1-225	35.2293	-5.9614	1.02	2.
W1-226	35,2295	-6.1228	0.90	4
W1-223	35 2300	-4 5738	0.90	2
W1_227	35 2308	-5 2894	0.50	$\frac{2}{2}$
W1_220	35 2320	-5 0772	1.00	<u>2</u> . 3
W1 220	35 7227	5 8909	0.75	3.
W1-230	25 2512	-3.0000	1 10	5. 2
W1-231	33.2342 25.2540	-J.4/JY	1.10	2. 2
W1-232	35.2349	-3.3990	0.52	2. 2
W1-233	<i>33.2646</i>	-5.5/85	0.95	<i>5</i> .
W1-234	35.2697	-3.9034	0.35	3.
W1-235	35.2709	-5.4826	0.25	3.
W1-236	35.2783	-4.9794	1.05	2.
W1-237	35.2960	-4.9247	0.40	2.
W1-238	35.3186	-4.2550	0.90	5.
W1-239	35.3271	-5.7538	1.00	2.
W1-240	35.3300	-5.7545	0.85	4.
W1-241	35.3371	-3.9482	1.10	2.
W1-242	35.3422	-5.9477	0.45	3.
W1-243	35.3644	-6.4523	1.05	2
W1-244	35.3740	-5.8053	0.60	3.

Id	0/	8	7	(T -
1u	<u>u</u>	0	L	U _S
W1-245	35.3797	-4.1451	0.33	2.
W1-246	35.4139	-5.3278	0.88	2.
W1-247	35.4143	-5.3104	0.75	2.
W1-248	35 4219	-3 7920	0.47	3
W1 240	25 4200	4.5050	0.72	2.
W1-249	55.4500	-4.3930	0.75	2.
W1-250	35.4375	-6.4620	0.95	2.
W1-251	35.4648	-5.9564	0.73	3.
W1-252	35.4681	-5.0476	0.75	2.
W1 253	35 4687	3 7963	0.75	2
W1-255	25.4067	-5.7905	1.02	2.
W1-254	35.4865	-5.2363	1.02	2.
W1-255	35.4894	-6.0005	1.10	2.
W1-256	35.4895	-5.4922	0.82	2.
W1-257	35 5001	-4 4844	0.28	6
W1 259	25 5000	5 7646	0.20	5
W1-238	35.5009	-3.7040	0.80	5.
W1-259	35.5090	-6.0885	0.55	2.
W1-260	35.5103	-5.9816	0.95	2.
W1-261	35.5281	-5.4679	1.00	2.
W1 262	35 5458	5 6620	0.45	3
W1-202	25 5911	-3.0029	0.45	э. 2
W1-203	35.5811	-4.7759	0.50	3.
W1-264	35.5837	-5.5022	0.40	2.
W1-265	35.5918	-4.4020	0.45	3.
W1-266	35 5918	-5 0385	0.95	3
W1 267	35 6043	5 3711	0.75	4
W1-207	35.0043	-3.3711	0.45	4.
W1-268	35.6060	-4.9028	1.10	3.
W1-269	35.6078	-5.5335	0.75	2.
W1-270	35.6082	-4.3431	0.82	3.
W1_271	35 6257	-4 7680	0.85	3
W1 271	25 6220	4.0244	0.00	2.
W1-272	33.0329	-4.0344	0.90	Ζ.
W1-273	35.6407	-4.5815	0.63	3.
W1-274	35.6422	-5.4630	0.30	2.
W1-275	35.6430	-6.3261	0.73	3.
W1 276	35 6454	4 0824	1.02	6
W1-270	25.6400	-4.0624	1.02	0.
W1-2//	35.6499	-4.568/	0.93	2.
W1-278	35.6526	-4.0547	0.70	6.
W1-279	35.6532	-5.2879	1.10	2.
W1-280	35 6774	-6.0418	0.30	4
W1 200	35 6017	6 3 4 7 7	0.30	2
W1-201	35.0917	-0.3477	0.47	<i>2</i> .
W1-282	35.6929	-6.3159	1.07	2.
W1-283	35.6944	-6.1144	0.73	3.
W1-284	35.7094	-4.9587	0.80	3.
W1-285	35 7173	-6 4566	1.00	3
W1 286	35 7220	1 1986	0.80	5
W1-200	25.7219	-4.4980	0.00	5.
W1-287	35./318	-5.6438	0.25	Ζ.
W1-288	35.7403	-4.2774	0.43	6.
W1-289	35.7485	-4.2589	0.65	3.
W1-290	35.7580	-5.3276	0.88	2.
W1_291	35 7740	-4 8702	1 10	3
W1-291	25.7740	-4.8702	0.75	5.
W1-292	35.7763	-5.3629	0.75	Ζ.
W1-293	35.7800	-4.3884	0.20	2.
W1-294	35.7840	-5.3481	0.50	2.
W1-295	35.7935	-5.9133	1.00	2.
W1-296	35 81/15	-4 8518	0.65	3
W1 207	25 0100	4.0010	0.05	2.
W1-29/	33.8192	-4.9893	0.55	5.
W1-298	35.8232	-5.0362	0.40	6.
W1-299	35.8246	-3.9794	1.10	2.
W1-300	35.8333	-6.3542	0.40	3.
W1-301	35 8352	-5 9978	1 10	Δ.
W1 202	25.0352	-5.7770	1.10	+. ~
w1-302	33.8336	-4.5168	1.00	5.
W1-303	35.8390	-6.4668	0.50	4.
W1-304	35.8396	-4.7796	0.30	2.
W1-305	35.8422	-5.3229	0.38	2.

Id	α	δ	7	(T _n
W1 206	25.9610	5 7614	0.22	4
W1-500	25.86010	-3.7014	0.33	4.
W1-307	35.8029	-0.5800	0.70	2.
W1-308	35.8093	-4.48/4	0.47	2.
W1-309	35.8722	-3.8268	1.02	3.
W1-310	35.8827	-5.1001	0.90	2.
W1-311	35.9826	-4.5789	0.47	6.
W1-312	35.9881	-5.1078	0.90	4.
W1-313	35.9896	-5.8691	0.47	2.
W1-314	35.9901	-5.9752	1.07	3.
W1-315	36.0069	-3.7898	0.88	2.
W1-316	36.0201	-4.4246	0.82	2.
W1-317	36.0225	-4.3179	0.98	2.
W1-318	36.0316	-5.6827	1.00	2.
W1-319	36 0343	-6 2426	0.80	2
W1-320	36 0407	-5 3537	0.80	3
W1 320	36 0434	5 2714	0.55	J.
W1-321	26 0474	-3.2714	0.55	+. 2
W1-322	30.0474	-3.9903	0.40	2.
W1-525	30.0480	-0.2/10	0.55	<i>Z</i> .
W1-324	36.0510	-5.5572	0.50	5.
W1-325	36.0542	-5.6/32	0.80	4.
W1-326	36.0565	-6.2946	0.60	3.
W1-327	36.0673	-3.8023	0.45	3.
W1-328	36.0739	-3.9983	0.30	2.
W1-329	36.0784	-4.4098	0.15	2.
W1-330	36.0812	-3.9137	0.95	2.
W1-331	36.0837	-4.8820	1.05	3.
W1-332	36.1075	-4.8427	0.55	6.
W1-333	36.1095	-5.1645	0.95	4.
W1-334	36.1138	-3.9077	1.05	3.
W1-335	36 1172	-4 2633	1.00	4
W1-336	36 1259	-5 0493	0.52	5
W1-337	36 1381	-1 1615	1 10	2
W1 338	36 1412	5 2600	1.10	2.
W1 330	36 1424	4 2260	0.22	2. 6
W1 340	36 1727	-4.2209	0.33	0.
W1-340	30.1737	-0.0937	0.50	2.
W1-341	30.1773	-3.9457	1.10	2.
W1-342	36.1818	-5.0775	0.77	3.
W1-343	36.1870	-5.1485	1.05	2.
W1-344	36.1979	-5.5325	0.80	2.
W1-345	36.2062	-4.1967	0.70	5.
W1-346	36.2307	-4.3084	0.95	3.
W1-347	36.2335	-6.3121	1.10	2.
W1-348	36.2422	-4.0705	0.80	4.
W1-349	36.2532	-6.3501	0.45	3.
W1-350	36.2610	-6.1840	0.73	2.
W1-351	36.2644	-4.8157	1.10	3.
W1-352	36.2713	-5.4248	0.47	6.
W1-353	36.2787	-4.5127	0.70	2.
W1-354	36,2890	-5.2774	0.70	3.
W1-355	36 2919	-6 4445	0.60	2
W1-356	36 2921	-5.6544	0.40	3
W1_357	36 2901	-6 3815	0.30	6
W1.259	36 3016	_1 8240	0.50	0. 2
W1 250	36 3102	1 0256	1.05	∠. ว
W1 240	26 21 62	4 8010	1.05	∠. ว
W1-30U	26 2192	-4.0710	0.77	∠. ۸
W1-301	26 2202	-0.4838	0.75	4. 1
w1-562	30.3283	-5.0214	0.40	4.
W1-363	36.3297	-5.1591	0.88	3.
W1-364	36.3305	-6.3173	0.95	3.
W1-365	36.3500	-4.2550	0.50	4.
W1-366	36.3535	-5.2266	0.45	2.

Table .4. continued.

Id	α	δ	Z	σ_{S}
W1-367	36.3558	-4.7683	0.55	3.
W1-368	36.3615	-4.2487	0.15	6.
W1-369	36.3692	-4.7006	0.28	5.
W1-370	36.3694	-4.2367	1.02	4.
W1-371	36.3913	-5.5069	0.55	2
W1-372	36 3963	-3 8370	0.80	4
W1-372	36 4006	-4 4175	0.88	6
W1_373	36 4008	-3 8957	1 10	2
W1 374	36 4138	1 1515	0.68	2.
W1 376	36 4164	5 0157	0.00	2.
W1-370	36 4197	-5.0157	0.00	3. 3
W1-377	30.4107	-0.3713	0.05	3. 2
W1-576	26 4200	-4.9409	0.90	э. 2
W1-379	26,4420	-4.1390	0.75	5. E
W1-380	36.4428	-0.2303	0.60	⊃.
W1-381	36.4432	-0.2121	0.85	4.
W1-382	36.4448	-4./661	1.10	2.
W1-383	36.4566	-3.9614	0.85	2.
W1-384	36.4634	-4.0848	0.70	2.
W1-385	36.4881	-5.7503	0.64	6.
W1-386	36.4898	-4.7130	0.63	2.
W1-387	36.4999	-3.8040	0.70	2.
W1-388	36.5020	-3.8570	0.40	5.
W1-389	36.5055	-6.4890	0.60	3.
W1-390	36.5179	-4.0710	0.57	2.
W1-391	36.5198	-5.2201	0.50	3.
W1-392	36.5490	-5.5366	0.80	2.
W1-393	36.5549	-4.9141	1.05	4.
W1-394	36.5618	-4.1103	0.93	2.
W1-395	36.5823	-4.7695	0.85	2.
W1-396	36.5908	-5.5278	1.00	2.
W1-397	36.6316	-4.0126	0.65	2.
W1-398	36.6350	-4.5123	0.30	5.
W1-399	36.6389	-5.0308	0.85	5.
W1-400	36.6404	-4.4789	0.93	2.
W1-401	36.6430	-4.1512	0.30	6.
W1-402	36.6530	-4.9993	0.52	5.
W1-403	36.6560	-4.5112	0.68	3.
W1-404	36 6799	-4 0261	1 10	2
W1-405	36 6977	-4 2198	0.75	3
W1-406	36 7212	-6 3970	1 10	3
W1-407	36 7348	-5 6644	0.35	6
W1-407	36 7383	-5 7071	1.00	2
W1_400	36 7424	-4.0545	0.75	2.
W1-409 W1-410	36 7/33	-5.9685	0.75	2
W1.411	36 7/82	-5 60/15	0.00	∠. ∕I
$W1_{17}$	36 7/02	-5.0345	0.00	+. २
W1 412	36 7519	-5.0020 6 A715	0.20	5. 5
W1-413	367619	-0.4/13	0.00). 2
W 1 - 414 W 1 - 415	26 7627	-3.3330	0.51	э. Э
W1-415	30.7027	-3.8241	0.00	2.
W1-410	30.7073	-3.9293	0.95	2.
W1-41/	30.1703	-3.424/	1.10	2.
W1-418	30.1103	-0.1208	1.10	2.
W1-419	30.7730	-4.//60	0.95	2.
W1-420	36.7797	-6.2453	1.00	3.
W1-421	36.7860	-4.8942	1.10	2.
W1-422	36.7889	-6.4198	1.00	3.
W1-423	36.7953	-4.1606	0.88	3.
W1-424	36.7957	-5.8209	1.10	2.
W1-425	36.7998	-6.3121	0.57	2.
W1-426	36.8038	-5.5333	0.55	2.
W1-427	36.8041	-4.8538	0.70	2.

Id	α	δ	Z	σ_{S}
W1-428	36.8291	-4.8915	0.28	2.
W1-429	36.8311	-6.4530	0.40	3.
W1-430	36.8407	-3.8492	0.95	2.
W1-431	36.8432	-4.5535	0.30	6.
W1-432	36 9290	-5 9664	0.25	6
W1 432	36.0380	4 8076	0.25	2
W1 424	26 0425	-4.8070	0.45	2.
W1-434	30.9433	-1.2730	0.50	<u>э</u> .
W1-435	36.9439	-4.5376	0.65	2.
W1-436	36.9456	-6.0701	1.00	2.
W1-437	36.9490	-6.4629	0.95	2.
W1-438	36.9588	-4.8037	1.00	5.
W1-439	36.9691	-5.3557	0.77	2.
W1-440	36.9744	-6.8204	1.10	2.
W1-441	36.9786	-4.5418	1.05	2.
W1-442	36 9788	-5 0244	1 10	2
W1 443	36 0812	5 4562	0.50	5
W1 444	26 09 19	5 2972	0.30	J. 2
VV 1-444 VV1 445	26.0050	-3.20/3	0.43	э. Э
W1-445	30.9959	-3.0908	0.43	2.
W1-446	36.9992	-/.0/04	0.20	2.
W1-447	36.9999	-6.7123	0.75	2.
W1-448	37.0041	-4.1735	0.57	2.
W1-449	37.0055	-5.3031	0.33	2.
W1-450	37.0064	-3.8201	1.10	2.
W1-451	37.0090	-3.9693	0.85	2.
W1-452	37.0303	-6.8807	0.80	4.
W1-453	37 0306	-6 8460	0.90	3
W1-454	37.0349	-6 3444	1.02	2
W1 455	37.0342	5 5207	0.00	2.
W1 456	27.0303	-5.5297	0.90	2. 1
W1-430	37.0397	-0.3813	0.75	4.
W1-457	37.0405	-0.8843	0.50	5.
W1-458	37.0571	-6.0283	0.50	2.
W1-459	37.0575	-7.1788	0.35	5.
W1-460	37.0637	-5.5436	0.73	2.
W1-461	37.0657	-7.0267	0.93	2.
W1-462	37.0774	-4.0435	1.10	3.
W1-463	37.0781	-5.9869	0.75	6.
W1-464	37.0941	-3.8495	0.25	2.
W1-465	37.0971	-5.1123	0.80	5.
W1-466	37 0986	-3 7886	1.00	2
W1-467	37 1050	-6 / 686	0.75	5
W1.469	37 11000	-6 8802	1.05	2.
W1-400	27 1124	6 7201	0.42	2. 2
W 1-409	27 1045	-0.2391	0.43	∠. 2
$W_{1-4/0}$	37.1243	-4.4550	0.82	<i>э</i> .
W1-4/1	37.1307	-4.5/39	1.10	2.
W1-472	37.1355	-4./416	0.63	6.
W1-473	37.1371	-4.0400	0.35	4.
W1-474	37.1374	-6.8180	0.82	2.
W1-475	37.1504	-4.7448	0.80	2.
W1-476	37.1570	-6.6569	0.48	5.
W1-477	37.1587	-6.3042	0.68	4.
W1-478	37.1595	-6.5878	1.10	3.
W1-479	37,1622	-7.4206	0.45	2
W1-480	37 1678	-4 8583	1.00	3
W1.481	37 18/0	-6 1766	0.45	з. 4
W1-401	27 1047	-0.4200 5 2020	0.43	4. 2
W1-402	27 1026	-3.2929	1.00	2. 2
W1-483	57.1926	-5.5250	1.00	2.
W1-484	37.2048	-5.08/2	0.98	2.
W1-485	37.2060	-6.7342	1.10	4.
W1-486	37.2082	-6.3262	0.90	2.
W1-487	37.2203	-6.9630	0.68	2.
W1-488	37.2206	-6.9052	0.95	4.

Table .4. continued.

Id	α	δ	Z	σ_{S}
W1-489	37.2395	-5.0742	0.25	6.
W1-490	37.2412	-5.8146	0.95	2.
W1-491	37.2428	-7.3016	0.15	2.
W1-492	37.2486	-7.3331	0.35	3.
W1-493	37 2528	-7 0063	0.22	2
W1-494	37 2585	-4 0152	0.60	2
W1_495	37 2671	-6 59/9	0.00	3
W1-495	37.2071	-7 2820	0.40	2.
W1 490	37.2702	5 /318	1 10	2.
W1-497	37.2791	-5.4510	0.55	2. 2
W1-490	37.2021	-4.7391	0.55	2.
W1-499	37.2000	-3.2201	0.05	5.
W1-500	37.2908	-4.3460	0.40	0. 4
W1-501	27 21 44	-4.1940	0.85	4.
W1-502	37.3144	-3.8393	0.30	2. 2
W1-503	37.3107	-5.5745	0.37	<i>S</i> .
W1-504	37.3200	-6.9147	1.10	2.
W1-505	37.3209	-7.3220	1.07	2.
W1-506	37.3233	-6.0295	0.98	2.
W1-507	37.3284	-6.4839	0.65	3.
W1-508	37.3298	-4.7643	0.70	2.
W1-509	37.3307	-5.3091	0.80	2.
W1-510	37.3394	-6.1506	0.60	2.
W1-511	37.3428	-5.7267	1.07	2.
W1-512	37.3441	-3.7844	0.75	2.
W1-513	37.3473	-4.0156	0.45	4.
W1-514	37.3495	-5.9472	0.32	6.
W1-515	37.3681	-7.4121	0.47	4.
W1-516	37.3778	-5.4065	0.70	2.
W1-517	37.3826	-4.3358	0.70	3.
W1-518	37.3854	-6.7435	1.10	3.
W1-519	37.3931	-4.4746	1.10	2.
W1-520	37.3955	-4.3060	0.50	2.
W1-521	37.4000	-5.5353	0.70	3.
W1-522	37.4120	-4.8414	1.10	2.
W1-523	37.4211	-4.4953	0.95	3.
W1-524	37.4271	-5.2728	0.70	3.
W1-525	37.4299	-6.2329	0.85	3.
W1-526	37.4393	-4.0658	0.30	2.
W1-527	37.4506	-6.4770	0.73	2.
W1-528	37.4571	-6.3016	0.47	2.
W1-529	37.4698	-7.0419	0.70	2.
W1-530	37.4738	-7.2186	0.70	3.
W1-531	37.4762	-5.2388	0.43	2.
W1-532	37.4782	-6.4208	0.38	2.
W1-533	37.4958	-7.3830	0.30	3.
W1-534	37.4973	-5.4074	0.45	5.
W1-535	37.4998	-7.0444	0.85	3.
W1-536	37.5095	-6.2601	1.05	2.
W1-537	37.5182	-7.2122	1.00	3.
W1-538	37.5192	-5.8551	0.60	2.
W1-539	37.5257	-4.3337	0.45	4.
W1-540	37.5270	-6.4470	0.88	2.
W1-541	37.5454	-6.1078	0.45	3.
W1-542	37.5456	-4.3247	1.10	3.
W1-543	37.5535	-4.3422	0.77	3.
W1-544	37.5581	-4.9568	0.80	2.
W1-545	37.5604	-3.9713	0.68	6.
W1-546	37.5680	-6.0390	1.00	2.
W1-547	37.5749	-5.8747	0.35	4.
W1-548	37.5753	-7.3643	0.95	2.
W1-549	37.5777	-5.6931	0.57	5.

Id	α	δ	Z	σ_{S}
W1-550	37.5790	-6.4178	1.05	3.
W1-551	37.5875	-5.0661	1.10	6.
W1-552	37.5878	-6.8218	0.81	4.
W1-553	37.5955	-7.3624	0.73	2.
W1-554	37.5962	-4.8481	0.95	5.
W1-555	37.6070	-4.3592	1.05	2.
W1-556	37.6077	-5.8687	0.90	2.
W1-557	37.6108	-3.8121	0.82	2.
W1-558	37 6121	-7 3013	0.35	3
W1-559	37.6136	-6 6373	0.98	2
W1-560	37.6152	-5 5268	1.00	2. 5
W1-500	37.0132	-5.5208	0.60	J. 2
W1-501	37.0201	-3.3139	0.00	2.
W1-502	37.0308	-3.1030	0.80	2.
W1-563	37.6337	-4.3422	0.90	2.
W1-564	37.6353	-3.8408	1.10	3.
W1-565	37.6434	-6.1662	0.85	3.
W1-566	37.6500	-4.8782	0.80	4.
W1-567	37.6508	-4.8904	1.05	4.
W1-568	37.6518	-4.7668	0.65	3.
W1-569	37.6644	-6.1780	0.43	3.
W1-570	37.6697	-3.8202	0.60	3.
W1-571	37.6766	-5.8387	1.10	6.
W1-572	37.6775	-4.8071	0.90	2.
W1-573	37 6788	-3 9993	0.55	3
W1-574	37 6863	-5 3178	0.95	3
W1_575	37.6896	-6 2216	0.55	3
W1 576	37.6016	5 0735	0.05	2. 2
W1-570	37.0910	-3.9733	1 10	2.
W1-577	37.0933	-0.9133	1.10	2.
W1-578	37.7087	-5.7084	0.80	<i>S</i> .
W1-5/9	37.7128	-3.9917	0.30	2.
W1-580	37.7138	-6.3949	1.05	2.
W1-581	37.7150	-5.8384	0.95	2.
W1-582	37.7200	-5.0448	0.63	3.
W1-583	37.7220	-4.1406	0.77	2.
W1-584	37.7281	-5.9349	0.85	3.
W1-585	37.7355	-4.5741	0.65	4.
W1-586	37.7368	-4.3238	0.73	2.
W1-587	37.7412	-5.1695	0.50	4.
W1-588	37.7492	-4.9297	0.95	4.
W1-589	37.7497	-5.1827	1.05	3.
W1-590	37.7515	-5.0040	1.05	2.
W1-591	37 7527	-4 7186	1.05	3
W1_592	37 7551	-6 7718	0.85	2
W1_502	37 7674	_3 8127	1.05	$\frac{2}{2}$
W1 504	37.7649	-6 2066	0.00	2. 3
W1 505	37.7040	6 6240	1 10	5. 2
W1 506	27.7031	-0.0340 5 4790	1.10	∠. 2
W 1-390	31.1/1U	-3.4/89	0.85	∠. 2
W1-59/	31.1120	-5./504	0.65	<i>2</i> .
W1-598	31.1732	-7.2195	0.28	6.
W1-599	37.7751	-6.0533	0.70	3.
W1-600	37.7761	-5.4775	1.00	3.
W1-601	37.7876	-5.8943	0.55	3.
W1-602	37.7879	-5.5489	0.40	3.
W1-603	37.8955	-6.2486	0.65	3.
W1-604	37.9157	-5.1068	0.70	2.
W1-605	37.9175	-5.9106	0.85	3.
W1-606	37.9196	-3.8003	0.93	2.
W1-607	37.9213	-5.2061	0.65	3.
W1-608	37.9275	-4.0593	1.00	2.
W1-609	37.9302	-6.6784	0.85	3.
W1-610	37.9315	-5.9839	0.70	4.

Table .4. continued.

Id	α	δ	Z	σ_{S}
W1-611	37.9338	-6.3877	0.75	4.
W1-612	37.9364	-4.8895	0.75	2.
W1-613	37.9369	-6.4057	1.05	4.
W1-614	37.9372	-3.7971	0.60	2.
W1-615	37.9372	-3.9857	1.10	6.
W1-616	37.9492	-4.9230	0.63	2.
W1-617	37 9501	-6 6544	0.30	5
W1-618	37.9501	-5 7906	0.30	3
W1-010	37.0564	5 6668	0.75	J. 4
W1-019	37.9304	-5.0008	0.90	4. 6
W1-020	27 0611	-4.9410	0.98	0.
W1-021	37.9011	-3.3960	1.05	<i>2</i> .
W1-022	37.9042	-4./380	1.05	0.
W1-023	37.9790	-0.4334	0.25	2. 5
W1-624	37.9799	-5./154	0.40	5.
W1-625	37.9823	-4.5252	0.45	2.
W1-626	37.9979	-4.4967	0.70	4.
W1-627	38.0054	-6.3694	0.50	3.
W1-628	38.0096	-6.4742	0.85	2.
W1-629	38.0283	-5.5459	0.60	6.
W1-630	38.0290	-4.5217	0.93	2.
W1-631	38.0325	-7.2426	1.10	3.
W1-632	38.0373	-4.7646	0.98	6.
W1-633	38.0426	-6.0490	0.40	4.
W1-634	38.0533	-5.1593	0.33	6.
W1-635	38.0542	-6.3023	0.90	3.
W1-636	38.0596	-6.2475	0.30	5.
W1-637	38.0676	-4.9485	0.85	6.
W1-638	38.0754	-6.2613	1.05	2.
W1-639	38.0805	-4.8644	0.50	2.
W1-640	38.0816	-4.7717	0.55	2.
W1-641	38.0844	-5.2144	0.95	6.
W1-642	38.0893	-4.0189	0.17	3.
W1-643	38.0919	-6.8821	0.68	4.
W1-644	38.0960	-6.4897	0.65	3.
W1-645	38.0985	-5.0565	0.80	6.
W1-646	38.1112	-3.7643	0.75	2
W1-647	38.1216	-6.2186	0.70	2
W1-648	38 1263	-3 8400	1.05	2
W1-649	38 1303	-4 2529	0.65	2.
W1-650	38 1405	-6 1111	0.00	3
W1-651	38 1420	-3.8445	0.00	2
W1-051 W1-652	38 1611	5 71/3	0.28	2. 1
W1 653	38 1615	6 0011	1.00	т . З
W1 654	38 1620	1 0060	0.60	3. 4
W1-054	38.1029	5 0240	1.07	4 . 6
W1-055	38 1686	-3.0340 5.8455	1.07	0. 2
W1-050	28 1724	-3.0433	0.65	2. 4
W1-057	28 1720	-5.9430	0.05	4.
W1-038	38.1739	-3.0301	0.90	0.
W1-059	38.1779	-3.8122	0.75	4.
W1-000	38.1783	-4.8501	0.70	4.
W1-661	38.1793	-0.39/0	0.37	6.
W1-662	38.1982	-4.5651	0.43	2.
W1-663	38.2000	-4.0804	0.55	3.
W1-664	38.2153	-4.4277	1.10	3.
W1-665	38.2350	-4.0751	0.77	2.
W1-666	38.2401	-5.3502	1.10	6.
W1-667	38.2455	-6.5976	1.00	3.
W1-668	38.2497	-6.3086	0.25	6.
W1-669	38.2598	-4.7407	0.68	2.
W1-670	38.2669	-7.0556	0.25	3.
W1-671	38.2687	-6.7230	0.55	4.

		_		
Id	α	δ	Z	σ_{S}
W1-672	38.2823	-5.1902	1.05	6.
W1-673	38.2833	-6.3474	1.05	2.
W1-674	38.2910	-4.5752	0.63	2.
W1-675	38.2960	-6.2892	0.90	4.
W1-676	38.2969	-5.6717	1.05	2.
W1-677	38.3051	-4.3355	0.65	2.
W1-678	38.3163	-5.3149	0.47	2.
W1-679	38.3280	-6.1565	1.10	2.
W1-680	38.3330	-4.8216	0.50	2.
W1-681	38.3401	-7.3971	0.47	3.
W1-682	38.3419	-7.0760	0.65	3.
W1-683	38.3525	-5.9487	0.73	3.
W1-684	38.3585	-4.9334	0.65	2.
W1-685	38 3720	-6 3544	0.65	3
W1-686	38 3753	-5 8489	1.00	2
W1-687	38 3776	-5 689/	0.43	<u>2</u> . 6
W1-688	38 3808	-7.1818	0.43	3
W1 690	38 3851	_/ /1010	0.45	3.
W1 600	38 1015	- 4 .4121 1625	0.50	5. 1
W1-090	20.4013	- 4 .1023 17221	0.23	4. 2
W1-091	20.4018	-4./331	0.40	2. 6
W1-092	20.4344	-3.3332	0.90	о. С
W1-693	58.4561	-5.8552	0.74	6.
W1-694	38.44/1	-/.1549	1.05	3.
W1-695	38.4511	-5.9873	1.10	6.
W1-696	38.4512	-5.1120	0.75	6.
W1-697	38.4611	-4.6068	0.38	3.
W1-698	38.4641	-4.7379	1.07	6.
W1-699	38.4748	-6.8443	0.70	4.
W1-700	38.4791	-4.7277	0.65	4.
W1-701	38.4815	-7.1905	0.80	3.
W1-702	38.4841	-6.1151	0.85	2.
W1-703	38.4955	-5.7586	0.80	2.
W1-704	38.4965	-6.0483	0.98	3.
W1-705	38.5008	-6.4569	0.85	2.
W1-706	38.5064	-5.0564	0.47	4.
W1-707	38.5100	-4.0682	0.70	2.
W1-708	38.5110	-4.0834	1.10	4.
W1-709	38.5156	-5.7651	1.00	3.
W1-710	38.5159	-5.1422	0.97	6.
W1-711	38.5199	-5.7181	1.10	3.
W1-712	38.5295	-4.6160	0.80	2.
W1-713	38.5324	-7.2879	0.25	3.
W1-714	38.5326	-7.0130	0.45	4
W1-715	38.5359	-6.4699	0.98	2.
W1-716	38 5451	-6 8574	1 10	 4
W1_717	38 5454	-5 5660	1 10	6
W1_718	38 5650	-6 8886	0.98	3
$W_{1.710}$	38 57/0	_ <u>4</u> 90/1	0.20	5. 6
W1.720	38 5872	-5 50/15	0.00	0. 6
W1 721	38 2003	-5.5245 1 8007	0.90	0. 6
W1-721	38 5050	-4.0021	0.60	0. 2
W1-722	28 5050	2 0200	0.05	5. 2
W1-724	20.2728	-3.7370	0.00	∠. 2
W1-724	38.00/3	-0.4824	1.05	<i>s</i> .
W1-725	38.6166	-5.9887	0.65	2.
W1-726	38.6176	-/.1156	0.35	5.
W1-727	38.6226	-5./161	0.85	6.
W1-728	38.6251	-6.6172	0.30	3.
W1-729	38.6262	-5.3502	0.85	6.
W1-730	38.6304	-3.7978	0.35	3.
W1-731	38.6352	-6.6568	0.15	3.
W1-732	38.6390	-7.3279	0.50	3.

Id	α	δ	Z	σ_{S}
W1-733	38.6473	-7.1634	0.75	3.
W1-734	38.6482	-7.3963	0.85	3.
W1-735	38.6500	-3.8213	0.82	2.
W1-736	38.6706	-4.8238	1.02	6.
W1-737	38.6725	-4.0979	0.55	2.
W1-738	38.6756	-7.1601	0.88	3.
W1-739	38.6763	-4.3759	0.85	2.
W1-740	38.6903	-4.0336	0.25	3.
W1-741	38.6915	-5.3533	0.43	4.
W1-742	38.7008	-4.8517	0.85	6.
W1-743	38.7121	-6.6237	0.40	5.
W1-744	38.7172	-3.8965	0.95	3.
W1-745	38.7270	-4.5844	1.00	3.
W1-746	38.7272	-3.8221	0.47	3.
W1-747	38.7312	-4.1974	0.90	2.
W1-748	38.7313	-6.1368	0.25	5.
W1-749	38.7349	-3.8700	0.65	2.
W1-750	38.7350	-4.4083	0.98	2.
W1-751	38.7355	-6.0006	0.70	2.
W1-752	38.7454	-4.9513	0.45	3.
W1-753	38.7486	-5.9194	0.63	2.
W1-754	38.7516	-5.8987	0.75	2.
W1-755	38.7643	-7.3423	0.25	4.

Table .5. Same as Table .1 for the W3 CFHTLS field.

T 1		C		
Id W2 1	<u><i>a</i></u>	ð	Z	σ_{S}
W 3- 1	209.2892	52.6450	1.05	4.
W3-2	209.2931	52.9628	0.82	4.
W 3- 3	209.3033	52.2869	0.15	4.
W3-4	209.3059	52.7142	0.53	4.
W3-5	209.3703	52.5734	0.15	6.
W3-6	209.3849	52.6942	0.95	4.
W3-7	209.4233	53.0499	0.55	5.
W3-8	209.5383	53.0173	0.15	4.
W3-9	209.5682	52.9742	1.05	4.
W3-10	209.5781	52.6699	0.35	4.
W3-11	209.6615	52.5635	1.00	4.
W3-12	209.6669	52.9092	0.35	5.
W3-13	209.6862	52.3386	0.53	4.
W3- 14	209.7380	52.3989	0.25	5.
W3- 15	209.7845	53.0144	1.10	4.
W3-16	209.7935	52.8006	0.88	4.
W3- 17	209.7991	52.7746	0.65	4.
W3-18	209.8112	52.8905	1.02	4.
W3- 19	209.8137	52.4814	0.75	4.
W3- 20	209.8610	52.3864	0.68	4.
W3-21	209.8714	52.6938	0.15	6.
W3- 22	209.9005	52.3910	0.40	4.
W3- 23	209.9951	52.6242	0.40	4.
W3- 24	210.0223	52.6704	1.02	4.
W3- 25	210.0459	52.7826	0.40	6.
W3- 26	210.0919	52.4894	1.10	4.
W3- 27	210.1020	52.2579	0.67	6.
W3-28	210.1661	53.0594	0.53	4.
W3- 29	210.1684	52.9936	1.00	4.
W3- 30	210.1893	52.3084	0.23	4.
W3-31	210.2244	52.3678	0.55	4.
W3- 32	210.2378	52.4088	0.40	4.
W3- 33	210.2495	52.3226	1.02	4.
W3- 34	210.2757	52.5437	1.05	4.
W3- 35	210.2989	52.7778	0.92	4.
W3- 36	210.3472	52.3655	0.75	4.
W3-37	210.3656	52,4908	1.10	4.
W3- 38	210.4874	52.9782	0.67	5.
W3- 39	210.4960	52.5534	0.30	4.
W3-40	210.6315	52,9287	0.20	4.
W3-41	210.6332	52.8445	0.83	4.
W3-42	210.6743	52,5051	0.25	4.
W3-43	210.6797	52.6749	0.40	4.
W3-44	210.6803	52.5658	0.73	4.
W3-45	210.7722	52.8226	0.88	2.
W3-46	210.7882	53.0267	0.53	5
W3-47	210.7926	52.4815	0.50	2.
W3-48	210.8009	52.7501	1.05	2.
W3-49	210.8351	52,8537	0.40	4
W3-50	210.8567	52.3384	0.18	2
W3- 51	210.8573	52.5404	0.95	$\frac{2}{2}$
W3- 52	210.8583	52.9618	0.60	$\frac{2}{2}$
W3- 53	210.0505	52.5010	0.38	2. 6
W3_ 5/	210.0743	52.0172	0.58	5. 5
W3_ 55	210.9097	52.5555 52 3006	0.73 0.42	5. 6
W3_ 56	210.9293	52.5000	1 10	0. 2
W3_ 57	210.9510	52.0-00	1.10	2.
W3 59	210.9755	52.2770	0.30	2. 6
W3 50	211.0920	52.2401	0.50	0. 3
W3 60	211.1337	52.2000	0.40	5. 2
W3-61	211 2187	52.6396	0.00	2. 4
	211.210/	52.0570	0.75	r.

Table .5. continued.

Id	α	δ	Z	σ_{s}
W3-62	211 2869	52 4964	0.35	3
W3 63	211.2009	52.1201	0.85	2.
$W_2 = 03$	211.3037	52.7100	0.00	2. 1
W 3- 04	211.3072	52.8204	0.90	4.
W 3- 65	211.3405	52.8342	0.53	2.
W3-66	211.3651	52.2543	0.95	3.
W3- 67	211.3855	52.5627	0.60	3.
W3- 68	211.4075	52.7396	0.80	4.
W3- 69	211.4221	52.5439	0.80	3.
W3- 70	211 4653	52,2698	0.65	2
W3-71	211.1633	52.2698	0.05	<u>-</u> . 4
W3 72	211.4075	52.2000	0.23	3
W2 72	211.5590	52.8034	0.92	J. 2
W 3- 73	211.6076	52.7828	0.50	3.
W3-74	211.6539	52.3765	0.92	2.
W3-75	211.6935	53.0022	0.62	2.
W3- 76	211.7112	52.2670	1.10	4.
W3- 77	211.7768	52.7348	1.10	2.
W3- 78	211.8853	52.4314	0.25	2.
W3-79	211 9602	52,4158	1.00	2
W3- 80	211.9668	52.3796	0.73	2
W2 91	211.0042	52.5790	0.15	2. 4
W 3- 01	211.9645	52.0765	0.15	4.
W 3- 82	212.0000	52.2155	0.30	3.
W3-83	212.0325	52.2878	0.62	2.
W3- 84	212.0485	52.5882	0.55	6.
W3- 85	212.1017	52.3241	0.25	4.
W3- 86	212.1156	52.5027	0.40	4.
W3- 87	212.1304	52.9140	1.10	2.
W3- 88	212.1500	52.3101	0.70	3.
W3-89	212, 1949	52,3132	0.88	2.
W3-90	212 2594	52 5408	0.35	5
W3-91	212.2321	52.8159	0.55	5
W3 02	212.2032	52.0137	0.75	5
W2 02	212.2911	52.7110	1 10	5.
$W_{3} = 93$	212.2940	52.9034	1.10	5.
W 3- 94	212.2932	51 2021	0.52	5.
W 3- 95	212.3002	51.3831	0.20	2.
W 3- 96	212.3135	52.0668	0.70	2.
W3-97	212.3401	52.3244	0.70	5.
W3- 98	212.3482	51.6536	0.65	3.
W3- 99	212.3485	51.7378	0.55	2.
W3-100	212.3538	51.9224	1.10	2.
W3-101	212.3559	51.6542	1.00	3.
W3-102	212.4417	52.8623	0.32	5.
W3-103	212.4577	52.4658	0.58	5.
W3-104	212.4669	52.5130	0.15	6.
W3-105	212.5247	52.2843	1.10	6.
W3-106	212 5311	51 6412	0.50	2
W3-107	212.5311	51 5920	0.15	<u>-</u> . 4
W2 109	212.5570	51 5463	1 10	
W2 100	212.3087	52 6447	1.10	5.
W 3-109	212.3703	52.0447	0.75	5.
W3-110	212.5708	52.6901	0.55	5.
W3-111	212.6448	51.5310	0.65	2.
W3-112	212.6628	52.3133	0.50	5.
W3-113	212.6881	52.6170	1.02	5.
W3-114	212.6976	52.4951	0.85	5.
W3-115	212.7045	52.6534	0.80	5.
W3-116	212.7354	52.9240	0.62	5.
W3-117	212.7417	52.3914	0.92	5.
W3-118	212.7783	51.8405	0.47	5.
W3-119	212.8134	52.2676	1.02	5.
W3-120	212.8206	51.5126	0.70	3.
W3-121	212.8220	52,3312	0.72	5
W3-122	212.8261	51.7208	0.30	3.

Table .5. continued.

Id	α	δ	Z	σ_{S}
W3-123	212.8283	52.2132	0.47	6.
W3-124	212.8387	52.3315	0.85	5.
W3-125	212.8481	51.8637	0.70	2.
W3-126	212.9042	52.9834	0.60	5.
W3-127	212.9240	52.2946	0.22	5.
W3-128	212.9261	51.7260	0.50	3.
W3-129	212.9498	52.9983	1.02	5.
W3-130	212.9771	52.7876	0.22	5.
W3-131	213.0275	51.3209	1.02	4.
W3-132	213.0443	51.7762	1.10	2.
W3-133	213.0458	51.4952	0.65	2.
W3-134	213.0507	52.0562	0.45	2.
W3-135	213.0523	51.2812	0.70	2.
W3-136	213.0562	52.0826	0.70	2.
W3-137	213.0791	51.6386	0.25	2.
W3-138	213.0870	52.3870	0.50	6.
W3-139	213.0896	52.3182	0.88	5.
W3-140	213.0946	52.8323	1.10	5.
W3-141	213.1073	52.5474	0.98	5.
W3-142	213.1120	51.5958	0.50	2.
W3-143	213.1246	52.0498	1.05	2.
W3-144	213.1796	51.8138	0.60	3.
W3-145	213.2343	51,9600	0.30	6.
W3-146	213.2367	52.0608	1.00	2.
W3-147	213.2732	52,9948	1.02	5.
W3-148	213.2910	52.2440	0.45	5.
W3-149	213.2943	52.8618	0.42	5.
W3-150	213.3166	51.6072	0.55	2.
W3-151	213.3629	52.3133	0.78	5.
W3-152	213.3660	51.3498	1.10	2.
W3-153	213.3778	52.2570	0.98	5.
W3-154	213.3780	51.5452	1.00	2.
W3-155	213.3945	51.6280	1.10	3.
W3-156	213.4067	52,9331	1.10	5.
W3-157	213.4108	52.2756	0.55	5.
W3-158	213.4265	52.9975	0.90	5.
W3-159	213.4324	52.0352	0.83	2.
W3-160	213.4614	52.0086	0.70	2.
W3-161	213.4614	52.7863	0.20	5.
W3-162	213.4825	51.6365	0.55	2.
W3-163	213.5201	52.3833	0.67	5.
W3-164	213.5358	51.4329	0.30	3.
W3-165	213.5862	51.6747	0.90	2.
W3-166	213.5882	51.9119	0.30	5.
W3-167	213.5936	51.8266	1.10	4.
W3-168	213.5943	51.8292	0.95	3.
W3-169	213.6160	52.4239	0.36	5.
W3-170	213.6216	52.3752	1.07	5.
W3-171	213.6220	51.6527	0.38	4.
W3-172	213.6383	52.7770	0.37	5.
W3-173	213.6473	52.8268	0.77	5.
W3-174	213.6632	51.3578	0.85	3.
W3-175	213.6670	51.4823	0.83	2.

Table .6. Same as Table .1 for the W4 CFHTLS field.

Id	α	δ	Z	σ_s
W_{1}	331 9663	-0.8770	0.85	$\tilde{2}$
W4-1	331.9003	-0.8770	0.05	2.
W 4-2	331.9/18	0.6677	0.20	2.
W4- 3	331.9737	0.2738	0.45	3.
W4-4	331 9771	-0 1417	0 94	2
W/4 5	221 0946	0.0280	1 10	2.
W4- 3	551.9640	-0.9280	1.10	Ζ.
W4- 6	331.9849	0.7037	1.10	2.
W4- 7	331.9857	0.4758	0.80	4.
W/A 8	331 0002	0 1315	0.75	2
W4-0	331.9902	-0.1313	0.75	2.
W4-9	331.9932	-0.0039	0.85	2.
W4-10	332.0021	-0.2461	0.95	2.
W4-11	332 0081	-0 7752	0 99	2
W4-11	222.0001	-0.7752	0.77	2.
W4-12	332.0090	-0.9132	0.57	Ζ.
W4-13	332.0091	-0.4123	0.85	2.
W4-14	332.0109	-0.9067	0.35	4.
W/ 15	332 0234	0.4966	0.55	2
W4-15	332.0234	-0.4900	0.55	2.
W4-16	332.0250	-0.2567	1.10	2.
W4-17	332.0286	-0.7518	0.78	4.
W_{1-18}	332 0289	-0.6719	1.08	2
W4 10	222.0267	0.0717	0.00	2.
W4-19	332.0354	0.2255	0.90	Ζ.
W4-20	332.0505	0.0672	0.62	2.
W4-21	332.0530	0.4907	0.25	2.
W4 22	222.0600	0 7292	0.25	2
W4-22	332.0000	0.7285	0.65	5.
W4-23	332.0868	-0.6056	1.10	2.
W4-24	332.0996	-0.4631	1.00	2.
W4-25	332 1028	-0 3856	1.06	2
W4 26	222 1220	0.5050	1.00	2.
W4-20	332.1289	0.6747	1.00	з.
W4-27	332.1439	-0.6720	0.70	2.
W4-28	332,1991	0.0720	1.10	3.
W/4 20	332 2048	0.2201	1 10	2
W4-29	332.2048	0.5591	1.10	5.
W4-30	332.2084	-0.61/9	1.10	2.
W4-31	332.2099	-0.1054	1.05	2.
W4-32	332 2101	-0 7519	0.90	2
W4 22	222.2101	0.7517	0.70	2.
W4-33	332.2236	0.7653	0.47	3.
W4-34	332.2471	-0.5692	1.00	2.
W4-35	332.2558	-0.8793	0.50	4.
WA 36	332 2656	0 7778	0.70	2
W4-30	332.2030	-0.7778	0.70	2.
W4-37	332.2789	0.6015	0.85	3.
W4-38	332.2794	0.5398	0.47	6.
W4-39	332 2805	-0 1778	1 10	2
W4 40	222.2005	0.1770	0.00	2.
W4-40	332.2837	0.7597	0.90	2.
W4-41	332.3056	-0.6430	0.40	2.
W4-42	332,3201	0.2987	0.62	2.
WA 43	337 3771	_0 4220	0.88	2
WH-4J	222.2271	-0.4227	0.00	<i>2</i> .
W4-44	332.3330	-0.6/01	0.78	2.
W4-45	332.3405	-0.6545	1.10	2.
W4-46	332.3617	0.5466	1.10	3.
W/A A7	337 2700	0 1 1 1 1	1.10	6
WV 4-4/	332.3708	-0.1111	1.05	0.
W4-48	332.3812	-0.8991	0.75	2.
W4-49	332.3851	-0.8905	0.99	2.
W4-50	332 4056	-0 6566	0 97	2
W/4 51	222,4102	0.0241	0.75	2.
w4-51	332.4182	-0.0241	0.65	۷.
W4-52	332.4254	0.3413	1.00	2.
W4-53	332.4343	-0.6839	0.73	4.
WA 54	332 1/105	0.6212	0.92	2
W4-J4	332.4493	0.0212	0.05	<i>∠</i> .
W4-55	332.4648	0.7401	0.98	2.
W4-56	332.4693	0.5982	0.65	2.
W4-57	332 4714	-0 5294	0 4 9	6
WA FO	222 1717	0.7201	0.70	2
W4-38	332.4/04	0.7381	0.70	э.
W4-59	332.4810	-0.0801	1.10	4.
W4-60	332.4890	-0.9272	1.10	6.
W4-61	332.4908	-0.2450	1.10	2.

Id	α	δ	Z	σ_{S}
W4-62	332.4962	0.6169	1.07	3.
W4-63	332.5133	-0.7839	0.70	2.
W4-64	332.5320	0.1193	0.85	3.
W4-65	332.5458	-0.3913	0.75	2.
W4-66	332.5467	0.0753	0.53	3.
W4-67	332.5555	-0.6826	1.01	2.
W4-68	332.5880	0.7342	0.90	2.
W4-69	332.5902	-0.8422	1.00	2.
W4-70	332.6049	0.4083	0.60	2.
W4-71	332.6107	-0.8195	1.10	6.
W4-72	332.6165	-0.1973	1.07	6.
W4-73	332.6206	-0.5345	0.90	6.
W4-74	332.6236	0.5021	1.05	2.
W4-75	332.6320	0.5348	0.20	2.
W4-76	332.6419	-0.7475	0.95	2.
W4-77	332.6618	-0.2959	0.90	6.
W4-78	332.6709	0.3668	0.50	3.
W4-79	332.6817	-0.4406	1.08	2.
W4-80	332.6880	0.4011	0.35	2.
W4-81	332.6883	0.5566	0.40	2.
W4-82	332.6937	0.3148	0.95	2.
W4-83	332.6938	0.2404	0.75	2.
W4-84	332.6940	0.1565	0.45	4.
W4-85	332.6965	0.5545	0.60	2.
W4-86	332.6997	-0.7890	1.10	6.
W4-87	332.7018	0.7900	1.10	2.
W4-88	332.7177	0.2306	1.00	2.
W4-89	332.7199	-0.1082	1.07	2.
W4-90	332.7328	-0.6341	1.05	2.
W4-91	332.7476	0.8050	1.00	2.
W4-92	332.7493	0.2634	0.50	2.
W4-93	332.7520	-0.8317	0.90	4.
W4-94	332.7751	-0.6310	0.95	2.
W4-95	332.7844	-0.3319	0.95	5.
W4-96	332.7855	-0.5438	0.60	2.
W4-97	332.7897	-0.0426	0.35	2.
W4-98	332.7957	-0.4790	1.05	2.
W4-99	332.7965	-0.1144	1.05	2.

Annexe B

Magnitudes

 \mathbf{L} a brillance des objets observés est mesurée en *magnitude*. L'échelle est logarithmique, comme de celle de l'œil humain (de même que l'échelle de volume sonore, le decibel). Pour des raisons historiques, la magnitude est une function décroissante du flux.

B.1 Magnitude apparente

La magnitude apparente est définie de manière relative. Pour deux sources de magnitudes m_1 et m_2 , on écrit :

$$m_1 - m_2 = -2.5 \log\left(\frac{S_1}{S_2}\right)$$
 (B.1)

Un flux 100 fois plus faible entraine une augmentation de 5 magnitudes.

B.2 Systèmes de magnitudes

Systèmes de magnitude. Pour définir la magnitude d'une source, on doit utiliser un objet de référence. La magnitude s'écrit donc

$$m_X = -2.5 \log \left(\frac{\int T_X(\lambda) S_\lambda d\lambda}{\int T_X(\lambda) d\lambda} \right) + \operatorname{const}(X), \qquad (B.2)$$

où $T_X(\lambda)$ est la courbe de transmission du filtre, S_{λ} le spectre de l'objet, et const(X) une constante qui dépend du filtre utilisé et du système de magnitude. Le système Vega prend le spectre de l'étoile Vega comme référence, pour lequel la magnitude apparente dans chaque filtre U, B, V, R, I prend la même valeur. Le système AB prend un flux constant pour toutes les longueurs d'onde. Il existe une relation entre magnitudes du système AB et du système Vega pour tous les filtres.

B.3 Magnitude absolue

On estime la magnitude absolue comme étant la magnitude d'un objet situé à 10 pc de l'observateur. Comme le flux diminue comme d_L^{-2} , on écrit donc :

$$m - M = 5 \log (d_L(Mpc)) + 25 = DM(z),$$
 (B.3)

où d_L es la distance lumineuse, qui dépend de la cosmologie utilisée et DM(z) est appelé module de distance.

La magnitude est souvent notée comme le nom du filtre et le système de magnitude utilisé, par exemple X_{AB} , et la magnitude absolue M_X .

B.4 Correction K

La correction K est nécessaire pour les objets à grand *redshift*. En raison du décalage spectral, la magnitude apparente dans un filtre ne correspond plus à la magnitude absolue dans le même filtre. La magnitude absolue doit être corrigée d'un facteur appelé correction K. Elle dépend du spectre de l'objet et du *redshift* (Oke & Sandage, 1968) :

$$K(S,z) = m_0 - m_e = 2.5 \log(1+z) + 2.5 \log\left(\frac{\int T_X(\lambda) S_\lambda d\lambda}{\int T_X(\lambda) S_\lambda(\frac{\lambda}{1+z}) d\lambda}\right), \quad (B.4)$$

 et

$$M = m - DM(z) - K(S, z)$$
. (B.5)

Annexe C

Catalogues T0005 pour les redshifts photométriques

```
- champs du sondage deep :
 CFHTLS_D-85_ugriz_022559-042940_T0005.cat
 CFHTLS_D-85_ugriz_100028+021230_T0005.cat
 CFHTLS_D-85_ugriz_141927+524056_T0005.cat
 CFHTLS_D-85_ugriz_221531-174356_T0005.cat
 champ W1:
 CFHTLS_W_ugriz_021021-041200_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_021021-050800_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_021021-060400_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_021021-070000_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_021021-075600_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_021021-085200_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_021021-094800_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_021410-041200_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_021410-050800_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_021410-060400_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_021410-070000_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_021410-075600_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_021410-085200_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_021410-094800_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_021800-041200_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_021800-050800_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_021800-060400_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_021800-070000_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_021800-075600_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_021800-085200_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_021800-094800_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_022150-041200_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_022150-050800_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_022150-060400_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_022150-070000_T0005.cat
 CFHTLS_W_ugriz_022150-075600_T0005.cat
```

CFHTLS_W_ugriz_022150-085200_T0005.cat CFHTLS W ugriz 022150-094800 T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_022539-041200_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_022539-050800_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_022539-060400_T0005.cat CFHTLS W ugriz 022539-070000 T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_022539-075600_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_022539-085200_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_022539-094800_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_022929-041200_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_022929-050800_T0005.cat CFHTLS W ugriz 022929-060400 T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_022929-070000_T0005.cat CFHTLS W ugriz 022929-075600 T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_022929-085200_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_022929-094800_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_023319-041200_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_023319-050800_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_023319-060400_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_023319-070000_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_023319-075600_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_023319-085200_T0005.cat CFHTLS W ugriz 023319-094800 T0005.cat champ W2: CFHTLS_W_ugriz_085011-012700_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_085011-022300_T0005.cat CFHTLS W ugriz 085011-031900 T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_085011-041500_T0005.cat CFHTLS W ugriz 085011-051100 T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_085400-012700_T0005.cat CFHTLS W ugriz 085400-022300 T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_085400-031900_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_085400-041500_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_085400-051100_T0005.cat CFHTLS W ugriz 085749-012700 T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_085749-022300_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_085749-031900_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_085749-041500_T0005.cat CFHTLS W ugriz 085749-051100 T0005.cat CFHTLS W ugriz 090137-012700 T0005.cat CFHTLS W ugriz 090137-022300 T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_090137-031900_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_090137-041500_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_090137-051100_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_090526-012700_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_090526-022300_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_090526-031900_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_090526-041500_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_090526-051100_T0005.cat champ W3:

```
CFHTLS_W_ugriz_135820+562231_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_135846+552631_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_135910+543031_T0005.cat
CFHTLS W ugriz 135933+533431 T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_135955+523831_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_140016+514231_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_140451+562231_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_140509+552631_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_140525+543031_T0005.cat
CFHTLS W ugriz 140540+533431 T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_140555+523831_T0005.cat
CFHTLS W ugriz 140609+514231 T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_141123+562231_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_141131+552631_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_141139+543031_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_141147+533431_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_141155+523831_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_141202+514231_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_141754+514231_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_141754+523831_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_141754+533431_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_141754+543031_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_141754+552631_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_141754+562231_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_142347+514231_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_142354+523831_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_142401+533431_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_142409+543031_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_142417+552631_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_142425+562231_T0005.cat
champ W4:
CFHTLS_W_ugriz_220154+011900_T0005.cat
CFHTLS W ugriz 220154+021500 T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_220154+031100_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_220542+011900_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_220542+021500_T0005.cat
CFHTLS W ugriz 220930+002300 T0005.cat
CFHTLS W ugriz 220930+011900 T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_220930+021500_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_220930-003100_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_221318+002300_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_221318+011900_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_221318+021500_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_221318-003100_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_221706+002300_T0005.cat
CFHTLS_W_ugriz_221706+011900_T0005.cat
```

CFHTLS_W_ugriz_221706+021500_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_221706-003100_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_222054+002300_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_222054+011900_T0005.cat CFHTLS_W_ugriz_222054-003100_T0005.cat

Annexe D

Paramètres cosmologiques

 \mathbf{N} ous donnons dans cette annexe la liste des paramètres cosmologiques mesurés à partir des observations du fond diffus cosmologique (1^{re} colonne du tableau, Dunkley et al. 2009) puis combinés aux données BAO et supernovaes (2^e colonne du tableau, Komatsu et al. 2009). Le tableau et les valeurs sont reproduits à partir de la table n° 7 de Hinshaw et al. 2009.

Notes relatives au tableau :

 a Les paramètres montrés dans la $1^{\rm re}$ partie du tableau supposent un modèle $\Lambda {\rm CDM}$ à six paramètres, d'abord en utilisant les données WMAP seulement (1^{\rm re}colonne du tableau, Dunkley et al. 2009), puis en utilisant les données WMAP, BAO et supernovaes (2^e colonne du tableau, Komatsu et al. 2009).

^b $k = 0.002 \text{ Mpc}^{-1} \longleftrightarrow l_{\text{eff}} \approx 30.$

 c Distance angulaire comobile.

$$^{d} l_{A}(z_{*}) \equiv \pi d_{A}(z_{*}) r_{s}(z_{*})^{-1}$$

 e Les paramètres montrés dans la 2^epartie du tableau placent des contraintes sur les modèles déviant de Λ CDM, d'abord en utilisant les données WMAP seulement (1^{re} colonne du tableau, Dunkley et al. 2009), puis en utilisant les données WMAP, BAO et supernovoes (2^e colonne du tableau, Komatsu et al. 2009).

^f Permet une courbure non nulle, $\Omega_k \neq 0$.

 g Permet $w\neq -1,$ mais suppose w constant.

^h Permet des modes tensoriels mais pas de variation de l'indice spectral scalaire.

- i Permet une variation de l'indice spectral mais pas de modes tensoriels.
- ^j Permet une composante massique des neutrinos, $\Omega_{\nu} \neq 0$.

^k Permet N_{eff} nombre d'espèces relativistes. La dernière colonne inclus le prior du Hubble Space Telescope (HST) aux autres données.

Description	Symbole	WMAP seulement	WMAP+BAO+SN
Paramètres pour le modèle cosmole	ogique stanc	lard ACDM Model ^a	
\hat{A} ge de l'Univers	t_0	$13.69\pm0.13~\mathrm{Gans}$	$13.72\pm0.12~\mathrm{Gans}$
Constante de Hubble	H_0	$71.9^{+2.6}_{-2.7}~{ m km/s/Mpc}$	$70.5\pm1.3~{ m km/s/Mpc}$
Densité de Baryons	Ω_b	0.0441 ± 0.0030	0.0456 ± 0.0015
Densité physique de Baryons	$\Omega_b h^2$	0.02273 ± 0.00062	$0.02267\substack{+0.00058\\-0.00059}$
Densité de matière noire	Ω_{DM}	0.214 ± 0.027	0.228 ± 0.013
Densité physique de matière noire	$\Omega_{DM} h^2$	0.1099 ± 0.0062	0.1131 ± 0.0034
Densité physique d'énergie noire	Ω_{Λ}	0.742 ± 0.030	0.726 ± 0.015
Amplitude des fluctuations de courbure, $k_0 = 0.002 \text{ Mpc}^{-1b}$	$\Delta^2_{\mathcal{R}}$	$(2.41 \pm 0.11) \times 10^{-9}$	$(2.445\pm0.096) imes10^{-9}$
Amplitude des flutuations à $8h^{-1}$ Mpc	σ_8	0.796 ± 0.036	0.812 ± 0.026
$l(l+1)C_{220}^{TT}/2\pi$	C_{220}	$5756\pm42~\mu\mathrm{K}^2$	$5751^{+42}_{-43}\mu\mathrm{K}^2$
Indice spectral scalaire	n_s	$0.963\substack{+0.014\\-0.015}$	0.960 ± 0.013
Redshift à l'égalité matière/radiation	$z_{\rm eq}$	$3176\substack{+151\\-150}$	3253_{-87}^{+89}
Distance angulaire à l'égalité matière/radiation c	$d_A(z_{ m eq})$	$14279^{+186}_{-189}~{\rm Mpc}$	$14200^{+137}_{-140}~{ m Mpc}$
Redshift au découplage	×*	1090.51 ± 0.95	1090.88 ± 0.72
Âge au découplage	t_*	380081^{+5843}_{-5841} ans	$376971^{+3162}_{-3167} \mathrm{~ans}$

St	lite		
Description	Symbole	WMAP seulement	WMAP+BAO+SN
Distance angulaire au découplage c,d	$d_A(z_*)$	$14115^{+188}_{-191} \mathrm{Mpc}$	$14034^{+138}_{-142}~{ m Mpc}$
Horizon acoustique au découplage d	$r_s(z_*)$	$146.8\pm1.8~\mathrm{Mpc}$	$145.9^{+1.1}_{-1.2}~{ m Mpc}$
Échelle acoustique au découplage d	$l_A(z_*)$	$302.08\substack{+0.83\\-0.84}$	302.13 ± 0.84
Profondeur optique à la réionisation	Τ	0.087 ± 0.017	0.084 ± 0.016
Redshift de la réionisation	$z_{ m reion}$	11.0 ± 1.4	10.9 ± 1.4
\hat{A} ge de la reionization	$t_{ m reion}$	427^{+88}_{-65} Mans	$432^{+90}_{-67} \mathrm{Mans}$
Paramètres pou	r modèles éte	endus ^e	
Densité totale f	$\Omega_{ m tot}$	$1.099\substack{+0.100\\-0.085}$	$1.0050\substack{+0.0060\\-0.0061}$
Équation d'état g	w	$-1.06\substack{+0.41\\-0.42}$	$-0.992\substack{+0.061\\-0.062}$
Rapport tenseur sur scalaire, $k_0 = 0.002 \text{ Mpc}^{-1 b,h}$	r	$< 0.43 \ (95\% \ { m CL})$	$< 0.22 \ (95\% \ { m CL})$
Variation de l'indice spectral, $k_0 = 0.002 \text{ Mpc}^{-1} b_i$	$dn_s/d\ln k$	-0.037 ± 0.028	-0.028 ± 0.020
Densité de Neutrino j	$\Omega_{ u}h^2$	< 0.014 (95% CL)	< 0.0071 (95% CL)
Masse du neutrino j	$\sum m_{\nu}$	< 1.3 eV (95% CL)	< 0.67 eV (95% CL)
Nombre de familles de neutrinos légers k	$N_{\rm eff}$	$> 2.3 \; (95\% \; { m CL})$	4.4 ± 1.5

Bibliographie

- Abazajian, K. N., et al. 2009, ApJS, 182, 543
- Abdalla, F. B., Banerji, M., Lahav, O., & Rashkov, V. 2008, ArXiv e-prints
- Alpher, R. A., & Herman, R. 1948, Nature, 162, 774
- Arnouts, S., Cristiani, S., Moscardini, L., Matarrese, S., Lucchin, F., Fontana, A., & Giallongo, E. 1999, MNRAS, 310, 540
- Arnouts, S., et al. 2002, MNRAS, 329, 355
- Banerji, M., Abdalla, F. B., Lahav, O., & Lin, H. 2008, MNRAS, 386, 1219
- Barnes, J. E., & Hernquist, L. 1996, ApJ, 471, 115
- Bekenstein, J. D. 2004, Phys. Rev. D, 70, 083509
- Benítez, N. 2000, ApJ, 536, 571
- Berlind, A. A., & Weinberg, D. H. 2002, ApJ, 575, 587
- Bernardeau, F. 2007, Cosmologie : Des fondements théoriques aux observations, ed. EDP sciences
- Bertin, E. 2006, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 351, Astronomical Data Analysis Software and Systems XV, ed. C. Gabriel, C. Arviset, D. Ponz, & S. Enrique, 112-+
- Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, A&AS, 117, 393
- Bertin, E., Mellier, Y., Radovich, M., Missonnier, G., Didelon, P., & Morin, B. 2002, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 281, Astronomical Data Analysis Software and Systems XI, ed. D. A. Bohlender, D. Durand, & T. H. Handley, 228-+
- Biebly, R., & al. en prép.
- Bolzonella, M., Miralles, J., & Pelló, R. 2000, A&A, 363, 476
- Boulade, O., et al. 2000, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4008, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. M. Iye & A. F. Moorwood, 657–668

Bruzual, G., & Charlot, S. 2003, MNRAS, 344, 1000

- Bullock, J. S., Wechsler, R. H., & Somerville, R. S. 2002, MNRAS, 329, 246
- Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., Kinney, A. L., Koornneef, J., & Storchi-Bergmann, T. 2000, ApJ, 533, 682
- Coe, D., Benítez, N., Sánchez, S. F., Jee, M., Bouwens, R., & Ford, H. 2006, AJ, 132, 926
- Coleman, G. D., Wu, C.-C., & Weedman, D. W. 1980, ApJS, 43, 393
- Colless, M. 1999, in Large-Scale Structure in the Universe, ed. G. Efstathiou & et al., 105–+
- Collister, A. A., & Lahav, O. 2004, PASP, 116, 345
- Cooray, A., & Sheth, R. 2002, Phys. Rep., 372, 1
- Cunha, C. E., Lima, M., Oyaizu, H., Frieman, J., & Lin, H. 2009, MNRAS, 396, 2379
- Davis, M., et al. 2003, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4834, Discoveries and Research Prospects from 6- to 10-Meter-Class Telescopes II. Edited by Guhathakurta, Puragra. Proceedings of the SPIE, Volume 4834, pp. 161-172 (2003)., ed. P. Guhathakurta, 161–172
- Davis, M., et al. 2007, ApJ, 660, L1
- Dicke, R. H., Peebles, P. J. E., Roll, P. G., & Wilkinson, D. T. 1965, ApJ, 142, 414
- Dressler, A. 1980, ApJ, 236, 351
- Erben, T., et al. 2009, A&A, 493, 1197
- Fahlman, G., Kaiser, N., Squires, G., & Woods, D. 1994, ApJ, 437, 56
- Feldmann, R., et al. 2006, MNRAS, 372, 565
- Fu, L., et al. 2008, A&A, 479, 9
- Gamow, G. 1948, Nature, 162, 680
- Garilli, B., et al. 2008, A&A, 486, 683
- Giavalisco, M., et al. 2004, ApJ, 600, L93
- Gregory, P. C., & Condon, J. J. 1991, ApJS, 75, 1011
- Guzzo, L., et al. 2008, Nature, 451, 541
- Hamana, T., Ouchi, M., Shimasaku, K., Kayo, I., & Suto, Y. 2004, MNRAS, 347, 813
- Hildebrandt, H., Pielorz, J., Erben, T., van Waerbeke, L., Simon, P., & Capak, P. 2009, A&A, 498, 725

Hinshaw, G., et al. 2009, ApJS, 180, 225

Hsieh, B. C., Yee, H. K. C., Lin, H., & Gladders, M. D. 2005, ApJS, 158, 161

Ilbert, O., et al. 2005, A&A, 439, 863

- -. 2006, A&A, 457, 841
- —. 2009, ApJ, 690, 1236
- Kaiser, N. 1984, ApJ, 284, L9
- Katz, N. 1991, ApJ, 368, 325
- Kinney, A. L., Calzetti, D., Bohlin, R. C., McQuade, K., Storchi-Bergmann, T., & Schmitt, H. R. 1996, ApJ, 467, 38
- Komatsu, E., et al. 2009, ApJS, 180, 330
- Kormendy, J., & Bender, R. 1996, ApJ, 464, L119+

Landy, S. D., & Szalay, A. S. 1993, ApJ, 412, 64

Lawrence, A., et al. 2007, MNRAS, 379, 1599

- Le Fèvre, O., et al. 2005a, A&A, 439, 845
- —. 2005b, A&A, 439, 877
- Lilly, S. J., Tresse, L., Hammer, F., Crampton, D., & Le Fevre, O. 1995, ApJ, 455, 108
- Lilly, S. J., et al. 2007, ApJS, 172, 70
- —. 2009, ApJS, 184, 218
- Limber, D. N. 1953, ApJ, 117, 134
- Lonsdale, C. J., et al. 2003, PASP, 115, 897
- Lynden-Bell, D. 1967, MNRAS, 136, 101
- Madau, P. 1995, ApJ, 441, 18
- Magnier, E. A., & Cuillandre, J.-C. 2004, PASP, 116, 449
- Margoniner, V. E., & Wittman, D. M. 2008, ApJ, 679, 31
- McCracken, H. J., Ilbert, O., Mellier, Y., Bertin, E., Guzzo, L., Arnouts, S., Le Fèvre, O., & Zamorani, G. 2008, A&A, 479, 321
- McCracken, H. J., et al. 2003, A&A, 410, 17
- Mellier, Y., Bertin, E., Hudelot, P., Magnard, F., McCracken, H., Monnerville, M., Schultheis, M., & Sémah, G. 2008, http://terapix.iap.fr/cplt/oldSite/ Descart/CFHTLS-T0005-Release.pdf

- Meneux, B., et al. 2009, A&A, 505, 463
- Milgrom, M. 1983, ApJ, 270, 365
- Mobasher, B., et al. 2004, ApJ, 600, L167
- Moustakas, L. A., & Somerville, R. S. 2002, ApJ, 577, 1
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, ApJ, 490, 493
- Neyman, J., & Scott, E. L. 1952, ApJ, 116, 144
- Nolta, M. R., et al. 2009, ApJS, 180, 296
- Oke, J. B., & Sandage, A. 1968, ApJ, 154, 21
- Oyaizu, H., Lima, M., Cunha, C. E., Lin, H., Frieman, J., & Sheldon, E. S. 2008, ApJ, 674, 768
- Peacock, J. A. 1999, Cosmological Physics, ed. J. A. Peacock
- Peebles, P. J. E. 1980, The large-scale structure of the universe, ed. P. J. E. Peebles
- —. 1993, Principles of physical cosmology, ed. P. J. E. Peebles
- Penzias, A. A., & Wilson, R. W. 1965, ApJ, 142, 419
- Perlmutter, S., et al. 1999, ApJ, 517, 565
- Phleps, S., Peacock, J. A., Meisenheimer, K., & Wolf, C. 2006, A&A, 457, 145
- Pickles, A. J. 1998, PASP, 110, 863
- Postman, M., Lauer, T. R., Szapudi, I., & Oegerle, W. 1998, ApJ, 506, 33
- Press, W. H., Flannery, B. P., & Teukolsky, S. A. 1986, Numerical recipes. The art of scientific computing, ed. F. B. P. . T. S. A. Press, W. H.
- Prevot, M. L., Lequeux, J., Prevot, L., Maurice, E., & Rocca-Volmerange, B. 1984, A&A, 132, 389
- Radovich, M., et al. 2004, A&A, 417, 51
- Rix, H., et al. 2004, ApJS, 152, 163
- Roche, N. D., Almaini, O., Dunlop, J., Ivison, R. J., & Willott, C. J. 2002, MNRAS, 337, 1282
- Rowan-Robinson, M., et al. 2008, MNRAS, 386, 697
- Schechter, P. 1976, ApJ, 203, 297
- Scherrer, R. J., & Bertschinger, E. 1991, ApJ, 381, 349
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, ApJ, 500, 525
- Schneider, P. 2006, Extragalactic Astronomy and Cosmology, ed. P. Schneider

- Schultheis, M., Robin, A. C., Reylé, C., McCracken, H. J., Bertin, E., Mellier, Y., & Le Fèvre, O. 2006, A&A, 447, 185
- Scodeggio, M., Franzetti, P., Garilli, B., Le Fèvre, O., & Guzzo, L. 2009, The Messenger, 135, 13
- Scoville, N., et al. 2007, ApJS, 172, 1
- Seljak, U. 2000, MNRAS, 318, 203
- Sheth, R. K., & Tormen, G. 1999, MNRAS, 308, 119
- Smith, G. P., Treu, T., Ellis, R. S., Moran, S. M., & Dressler, A. 2005, ApJ, 620, 78
- Smith, R. E., et al. 2003, MNRAS, 341, 1311
- Smoot, G. F., et al. 1992, ApJ, 396, L1
- Springel, V., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 2006, Nature, 440, 1137
- Szalay, A. S., Connolly, A. J., & Szokoly, G. P. 1999, AJ, 117, 68
- Tasca, L. A. M., et al. 2009, A&A, 503, 379
- Tegmark, M., et al. 2004, ApJ, 606, 702
- Toomre, A. 1974, in IAU Symposium, Vol. 58, The Formation and Dynamics of Galaxies, ed. J. R. Shakeshaft, 347–363
- Tytler, D., O'Meara, J. M., Suzuki, N., & Lubin, D. 2000, Phys. Rep., 333, 409
- Uzan, J.-P., & Peter, P. 2005, Cosmologie primordiale, ed. Belin
- Van Waerbeke, L., et al. 2001, A&A, 374, 757
- Wall, J. V., & Jenkins, C. R. 2003, Practical Statistics for Astronomers, ed. C. R. Wall, J. V. & Jenkins
- Weinberg, S. 1972, Gravitation and Cosmology : Principles and Applications of the General Theory of Relativity, ed. S. Weinberg
- Williams, R. E., et al. 1996, AJ, 112, 1335
- Wittman, D. M., et al. 2002, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4836, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. J. A. Tyson & S. Wolff, 73–82
- Wolf, C., Meisenheimer, K., Rix, H.-W., Borch, A., Dye, S., & Kleinheinrich, M. 2003, A&A, 401, 73
- Yee, H. K. C., et al. 2000, ApJS, 129, 475
- Zucca, E., et al. 2006, A&A, 455, 879
- -. 2009, A&A, 508, 1217