
UNIVERSITÉ DE PROVENCE (AIX-MARSEILLE I)
ECOLE DOCTORALE PHYSIQUE ET SCIENCES DE LA MATIÈRE
LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE DE MARSEILLE

Thèse

présentée pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université de Provence (Aix-Marseille I)

Doctorat Rayonnement et Plasmas, spécialité **Astrophysique**

par

Sébastien HEINIS

La distribution spatiale des galaxies sélectionnées en ultraviolet intrinsèque de $z = 1$ à $z = 0$

Formation stellaire et environnement

soutenue publiquement le 09 décembre 2005

Président du jury P. AMRAM

Rapporteurs M. GIAVALISCO
B. GUIDERDONI

Examineurs T. BUDAVÁRI
J. BLAIZOT (invité)
B. MILLIARD (directeur)
S. ARNOUITS (co-directeur)

Remerciements

L'exercice est délicat : remercier sans oublier, remercier dans un ordre général, dans des ordres particuliers qui ne mettront personne à l'écart . . . Je vais tout de même m'atteler à la tâche, en m'excusant dès ce préliminaire auprès de celles et ceux qui ne se retrouveraient pas ici ou pas à la place qu'ils attendaient ; ils pourront attribuer ceci à mon habitude prononcée de faire les choses au dernier moment (si si, c'est bien le cas pour ces remerciements), ou à mon côté tête-en-l'air que je cultive afin de pouvoir m'en servir d'excuse le cas échéant, comme il se doit ! Au chapitre des excuses en série, j'ajoute que des passages de ces remerciements sont écrits en anglais, afin de permettre aux personnes concernées de bien noter que je les remercie, tout de même, et enfin que ces remerciements sont partis pour être de longueur conséquente, donc encore pardon.

Rien de tout ceci n'aurait été possible sans Marie Treyer et Bruno Milliard, avec qui ce travail a débuté lors du stage de DEA effectué de mars à juin 2002. Je tiens à les remercier de la confiance qu'il m'ont apporté en me donnant ce sujet de thèse. Merci à Bruno d'avoir trouvé le temps, d'avoir été disponible, pour mes donner les conseils, les encouragements, les idées . . . Merci à Stéphane Arnouts qui a su me pousser, m'écouter, me supporter, me lire ! Je tiens à les remercier : grâce à eux ces premiers pas en astrophysique se sont déroulés dans les meilleures conditions possibles, travailler avec eux a été une chance, un honneur, et un plaisir.

Grâce à eux, j'ai pu, outre la découverte de sujets que je crois pouvoir qualifier de passionnants, intégrer l'équipe GALEX française dont je ne peux m'empêcher de citer quelques membres : Jean-Michel Deharveng (merci pour sa gentillesse et ses conseils), José Donas, Michel Laget (merci pour les discussions philosophiques du vendredi soir), et Maurice Viton. Il me faut parler aussi de Tsutomu Takeuchi, avec qui nous avons fait bureau commun : Tsutomu, non content d'être un spécialiste des statistiques de manière générale, et des galaxies en particulier, est en outre un linguiste convaincu. J'en veux pour preuve les langues suivantes qu'il maîtrise, sauf erreur de ma part¹ : japonais, anglais, allemand, italien, français, hongrois, latin et grec ancien. Un salut aussi à Agnieszka Pollo, spécialiste des fonctions de corrélations . . .

Parmi les rencontres effectuées au cours de cette thèse, je ne peux passer sous silence l'inimitable Jérémy Blaizot. Grâce à sa bonne humeur, son intelligence, il a, lui aussi, contribué activement aux pages qui vont suivre.

J'ai eu également la chance de pouvoir intégrer l'équipe GALEX "internationale", au sein de laquelle je remercie notamment Chris Martin, ainsi que David Schiminovich. Je tiens à remercier également de manière particulière Alex Szalay et Tamás Budavári, qui ont accepté

¹liste non exhaustive

REMERCIEMENTS

ma présence au Département de Physique et d'Astronomie de l'université Johns Hopkins pendant les mois de juillet et d'août 2004.

I would like to thank here some members of the GALEX Team, first, Chris Martin and David Schiminovich. I also thank in particular Alex Szalay and Tamás Budavári, who accepted my stay at the Department of Physics and Astronomy at the Johns Hopkins University during july and august 2004.

Je tiens à remercier ici les rapporteurs de ma thèse, Bruno Guiderdoni et Mauro Giavalisco, qui ont bien voulu, malgré leurs obligations, lire ce manuscrit et assister à ma soutenance. Je remercie également les autres membres du jury : Philippe Amram, d'avoir accepté d'en être le président, Jérémy Blaizot et Tamás Budavári d'avoir fait le déplacement à cette occasion. Merci à vous tous, ce fut un honneur pour moi de vous savoir membres de ce jury. Je tiens par ailleurs à m'excuser auprès des membres non francophones de ce jury si cette thèse est écrite dans la langue de Molière plutôt que dans celle de Shakespeare . . .

I thank Mauro Giavalisco for refereeing the thesis; I also thank him and Tamás Budavári for coming to the defense. Please forgive me if the thesis has been written in Molière's tongue rather than Shakespeare's . . .

Merci au personnel et à la direction du Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, qui ont permis à cette thèse de se dérouler sans anicroches. Je citerai en particulier Nataly Manzone (alias *billets d'avion en 5 min chrono*'), Odile Candela, Dominique Maccari, Alain Barette et Jean-Antoine Bénédetti.

Merci également à l'équipe d'enseignants-chercheurs que j'ai intégrée au cours de mon monitorat, et en particulier Laurence Chérigier-Kovacic, Evelyne Salançon, mais aussi Annie Zavagno et bien sûr Lise Deharveng.

Une thèse ça ne se conçoit pas sans un certain nombre d'ingrédients. De la science, bien sûr, mais aussi des ordinateurs pour la faire. Et dans ces conditions, sans Thomas Fenouillet, rien n'aurait été possible! Une bise à Valérie Novak, dont la gentillesse et le sourire sont irremplaçables.

De la science, donc, pour faire une thèse, mais aussi des pauses café. A ce titre, il me faut évoquer absolument Claire Martin : c'est promis, nous n'avons raté aucune occasion d'en faire, des pauses café! Lors de ces moments privilégiés, je crois pouvoir dire que nous avons mérité le titre des deux plus mauvaises langues de l'histoire du labo. Mais cela ce s'est pas arrêté là, nous avons également partagé (et aussi avec Baptiste Meneux et Pascal Guterman), embarqués dans la même galère thésarde, nos stress légendaires, nos publications pas commencées et pas finies, nos bugs (ah . . . les bugs!). En ce qui concerne les pauses, avec Vincente Guis nous avons même inventé un nouveau concept promis à un bel avenir, celui de la pré-pause. Il consiste à devancer, de manière significative, l'heure officielle de la pause. Il est bien entendu que son corollaire, le concept de la post-pause, est également admis. Les copauseurs sont bien entendu à citer ici : Yannick Boursier, Michaël Burtin, Guillaume Faury, Mélanie Filiol, Alexie Léauthaud, Benoit Loeillet, Fabrice Madec, et Fabien Saez.

De la science, disais-je, pour faire une thèse, mais aussi des boulets. A chacun ses boulets me direz-vous ... Un vrai boulet l'est d'abord pour soi-même avant de l'être pour les autres. C'est la devise bien connue du désormais fameux "Boulet's Club", dont je citerai tout d'abord deux représentants parmi les plus éminents, j'ai nommé Sébastien Vivès et Sébastien Lauger (et oui, des seb, ça ne s'invente pas . . .) Avec ces deux-là, il faut prendre garde à tout : les paroles, les gestes (deux photographes hors pair), sinon, ça finit en .ppt ou en affiche prêts à être diffusés sur le Web en moins de temps qu'il ne faut pour l'écrire. D'autre part,

ils risquent de vous proposer d'essayer différentes activités plus ou moins adaptées à vos (euh . . . mes) aptitudes physiques et/ou intellectuelles : le scooter, le cheval, le parapente. Et contrairement aux apparences, le cheval c'est bien plus risqué. . . Il faut également citer bien sur les autres membres de cette confrérie : Aurélie (merci pour les corrections du manuscrit, les cours d'épluchure de pommes de terre et de ski alpin), Marie-Hélène et Vincent, Nataly et José (faites une bise à Maé de ma part), Olivier Ilbert, c'est-à-dire Skip, le bien surnommé (bise à Madame), Thomas et Sabine. Un grand merci à vous tous : sans vous, ces trois années auraient été tristes.

Et oui, de la science pour faire une thèse . . . mais du thé aussi ! Un grand merci à ma bouilloire qui m'a soutenu sans interruption. Ici, une grosse bise à Djida s'impose : grâce à elle, le sourire et le chocolat sont venus en renforts dans le bureau alors que j'en avais bien besoin.

De la science, de la science . . . et de la musique ! Nietzsche aurait dit "Sans la musique, la vie serait une erreur". Je dois avouer que j'adhère complètement à cette assertion. La musique (classique principalement, *sorry*) occupe depuis longtemps une place primordiale pour moi. En premier lieu, je tiens à remercier mon professeur de piano, Sandra Cupizolles, pour sa finesse, son intelligence, sa patience, sa pédagogie : grâce à elle, j'ai réussi à pouvoir jouer en public . . . et à rencontrer les futurs aramissiens (d'Art-Amis, prononcer "Aramis" voyons), avec qui nous avons fait de la musique, et sérieusement : ah, le duo de la cantate BWV 155 de papa Bach, le duo de Giulio Cesare de tonton Haendel, l'air d'Olympia d'Offenbach qui est beaucoup plus qu'un amuseur du second empire . . . Au cours de nos réunions sponsorisées par Havana Club, nous avons fait du mieux avec nos exigences. Un grand merci à vous tous : Véro, Denis et Roxane ; Catherine, Pierre, Antoine et Claire ; David, Sophie et Zenon (bise à Scott) ; Françoise ; Bernard et enfin Cynthia. Merci aussi à mon splendide Gaveau aux médium dignes d'un pianoforte, sans qui je n'aurais pas pu massacrer tant de morceaux . . .

Arrivé à la fin de cette section musicale, je ne peux m'empêcher, psychopathe de l'authenticité en tous domaines, d'évoquer jeg, alias John Eliot Gardiner (si si, j'ose en parler ici), chef d'orchestre que je suis depuis maintenant depuis plus d'une dizaine d'années. J'ai vécu des heures fantastiques (*alla* Berlioz !) en compagnie des disques et des concerts des English Baroque Soloists, de l'Orchestre Révolutionnaire et Romantique et du Monteverdi Choir. Allez, au diable l'avarice de citations : que dire de cette Symphonie Fantastique et de ces Troyens (d'ores et déjà légendaires) au Châtelet en 2003 ? Du cycle Purcell à la Cité de la Musique en 2004 ? Merci, le temps s'est arrêté de tourner pour moi pendant ces concerts. . .

Un mot pour Fred : amis depuis plus de quinze ans maintenant, nous nous sommes peut-être peu vus ces dernières années, mais merci à toi aussi pour ton amitié !

Finissons enfin par ma famille, et plus particulièrement mes parents, mon frère Sylvain et ma soeur Gaël. Ils m'ont supporté pendant toutes ces années, et sans eux, je n'aurais pas fait tout cela.

Je garderai en mémoire tous les visages de celles et ceux venus à la soutenance de thèse, avec une pensée particulière pour Brendan, 4 ans, me demandant d'être son parrain 30 minutes avant le début de la soutenance.

REMERCIEMENTS

Table des matières

Remerciements	i
Table des figures	ix
Liste des tableaux	xiii
Introduction	1
1 La formation stellaire et l'environnement	3
1.1 Quelques mots sur la formation stellaire	4
1.1.1 A l'échelle d'un nuage moléculaire	4
1.1.2 ... Et à l'échelle d'une galaxie	5
1.2 Influence des Interactions	5
1.3 Relation morphologie-densité	6
1.4 Relation Taux de Formation Stellaire-Densité	8
1.5 Evolution du Taux de Formation Stellaire Cosmique avec le <i>redshift</i>	9
1.5.1 Effets à grande échelle	10
1.5.2 Effets à petite échelle	11
2 La formation des grandes structures et des galaxies	13
2.1 Le modèle du <i>Big Bang chaud</i>	14
2.2 Génération des fluctuations de densité	14
2.3 Observations et matière noire	15
2.4 Le modèle hiérarchique avec matière sombre froide (Λ CDM)	17
2.5 Evolution des halos de matière sombre : l'approche de Press & Schechter	17
2.6 Formation des galaxies	19
2.7 L'apport des simulations	19
2.8 De l'intérêt de l'étude de l'agrégation des galaxies	20
3 L'Ultraviolet : un traceur homogène de la formation stellaire de $z = 6$ à $z = 0$	25
3.1 D'autres traceurs de la formation stellaire	25
3.1.1 $H\alpha$ et raies interdites	25
3.1.2 Infrarouge	27
3.2 L'Ultraviolet <i>restframe</i>	28
3.2.1 A haut <i>redshift</i> : les <i>Lyman Break Galaxies</i>	30

TABLE DES MATIÈRES

3.2.2	A plus bas <i>redshift</i> : la mission GALEX	32
4	La fonction de corrélation des galaxies	41
4.1	Fonctions de corrélation à deux points	42
4.1.1	Fonction de corrélation spatiale	42
4.1.2	Une autre définition	42
4.1.3	Relation avec le spectre de puissance	43
4.1.4	Fonction de cross-corrélation	43
4.1.5	Fonction de corrélation angulaire	43
4.2	Fonctions de corrélation à N-points	44
4.2.1	Définition	44
4.2.2	Modèle hiérarchique pour les corrélations d'ordres supérieurs	44
4.2.3	Moments et comptages en cellules	45
4.3	Des méthodes pour estimer la fonction de corrélation	45
4.3.1	Le comptage en cellules	45
4.3.2	Le comptage de paires	47
4.3.3	Relation entre les fonctions de corrélation angulaire et spatiale	48
4.4	Estimation des erreurs	49
4.4.1	Erreurs de type Poisson	49
4.4.2	Erreurs cosmiques	49
4.4.3	Erreurs bootstrap	50
4.4.4	Erreurs jackknife	51
5	Une première mesure à $z \sim 0.1$: FOCA	53
5.1	Le programme FOCA	53
5.2	Résumé	54
5.3	Détermination de la distribution en <i>redshift</i> à partir de la fonction de luminosité	55
5.4	Comparaison avec la fonction d'autocorrélation des étoiles	56
5.5	Conclusions	57
	Article : <i>The clustering of ultraviolet-selected galaxies at $z \simeq 1$</i>	60
6	Constitution des échantillons GALEX	65
6.1	Description des données	65
6.1.1	Données SDSS utilisées	65
6.1.2	Propriétés générales de l'échantillon GALEX	66
6.2	Des masques	67
6.2.1	<i>Matching</i> et géométrie	67
6.2.2	Recouvrement des champs GALEX	69
6.2.3	Autres masques	69
6.3	Mise en œuvre de l'estimateur de Landy & Szalay	70
6.3.1	Temps de calcul	71
6.3.2	Nombre d'objets du catalogue aléatoire	71
6.3.3	Masquage d'objets	71
6.3.4	Tests sur une distribution aléatoire	72
6.4	Mesure de la fonction de corrélation de plusieurs champs	73
6.4.1	<i>Integral Constraint</i>	73

6.4.2	Effets de gradients à grande échelle	74
6.4.3	Moyenne pondérée : à la recherche de la pondération adéquate	77
6.4.4	Correction des effets d' <i>Integral Constraint</i>	77
6.5	Des galaxies, des étoiles et des quasars	79
6.5.1	Types <i>redshift</i> spectroscopique et morphologique SDSS	79
6.5.2	<i>Redshifts</i> photométriques	80
6.6	Erreurs et tests	89
6.6.1	Influence des sélections sur la fonction de corrélation des galaxies et des étoiles	89
6.6.2	Extinction Galactique et méthode de calcul	91
6.6.3	Extinction Galactique et comptages en cellules	96
6.6.4	Extinction Galactique et cross-corrélation	98
7	Mesure de l'agrégation dans les champs GALEX	101
7.1	Agrégation en fonction de la magnitude apparente et premiers résultats	101
	Article : <i>Clustering properties of restframe UV selected galaxies I : the correlation length derived from GALEX data in the recent Universe</i>	104
7.2	Catalogues sélectionnés à l'aide des magnitudes absolues	117
7.3	Agrégation et magnitude absolue	118
7.3.1	Evolution de la longueur de corrélation avec la magnitude absolue	119
7.3.2	Evolution de la pente de la fonction de corrélation avec la magnitude absolue	120
7.4	Agrégation et couleur <i>NUV – R restframe</i>	127
7.4.1	Critères de sélection	127
7.4.2	Résultats	127
8	Mesure de l'agrégation dans les champs profonds CFHTLS	133
8.1	Présentation du sondage CFHTLS	134
8.2	Présentation des données	134
8.3	Fonction de corrélation des étoiles	135
8.4	Distribution en <i>redshift</i>	136
8.5	Evolution de l'agrégation avec la magnitude absolue dans les échantillons CFHTLS	137
9	Evolution des propriétés d'agrégation des galaxies sélectionnées en ultra-violet <i>restframe</i> de $z = 4$ à $z = 0$	141
9.1	Evolution de la longueur de corrélation avec la magnitude absolue	142
9.2	Evolution du biais	146
	Article : <i>Clustering properties of restframe UV selected galaxies II : Evolution derived from the comparison of GALEX UV ($z < 0.4$) and CFHTLS u' ($z \sim 1$) with deep optical observations ($z < 4$)</i>	153
	Conclusions et perspectives	165

Annexes

TABLE DES MATIÈRES

A	Des formules cosmologiques . . .	169
A.1	Densité de matière, constante cosmologique et courbure de l'espace	169
A.2	Distance comobile	170
A.3	Distance comobile entre deux objets	170
B	Relation entre l'agrégation d'une distribution discrète et celle de la distribution continue parente (ou la théorie des pics)	171
C	La longueur de corrélation des halos de matière noire	175
C.1	Formalisme	175
C.2	Mise en œuvre	177
D	Moyenne pondérée pour la fonction de cross-corrélation	181
E	Constitution des échantillons de galaxies dans les champs profonds CFHTLS	183
E.1	Séparation étoiles/galaxies : critère <i>half light radius</i>	183
E.2	Sélection en <i>redshift</i> : utilisation des couleurs optiques	183
E.3	<i>Redshifts</i> photométriques	184
E.3.1	Comparaison <i>redshift</i> spectroscopiques et <i>redshift</i> sphotométriques . .	185
E.3.2	Classification des objets par χ^2	185
E.4	Distribution en <i>redshift</i>	188
F	Densité de luminosité	191
	Bibliographie	193

Table des figures

1.1	La classification morphologique de Hubble	4
1.2	Exemple de galaxies en interactions	6
1.3	La relation morphologie-densité	7
1.4	La relation taux de formation stellaire-densité	9
1.5	Evolution du taux de formation stellaire cosmique avec le <i>redshift</i>	10
1.6	Fraction de galaxies bleues en fonction de la densité locale de galaxies	12
2.1	L’Univers à la recombinaison et L’Univers local	14
2.2	Evolution de la fonction de masse des halos de matière sombre avec le <i>redshift</i>	18
2.3	Biais des galaxies en fonction de la luminosité	22
2.4	Evolution en <i>redshift</i> de la fonction de corrélation dans une simulation de $80h^{-1}\text{Mpc}$	24
3.1	Formation stellaire et types de Hubble	26
3.2	Principe de la détection des galaxies à chute de Lyman	30
3.3	Sélection des <i>Lyman Break Galaxies</i> à l’aide de deux couleurs	31
3.4	Vue en coupe de l’instrument GALEX	33
3.5	Comparaison des filtres GALEX et SDSS	34
3.6	Taux de formation d’étoiles et couleur NUV-r	36
3.7	Fonction de luminosité bivariée FUV-FIR	37
3.8	Comparaison des propriétés des galaxies de l’Univers local lumineuses en UV avec celles des <i>Lyman Break Galaxies</i>	38
3.9	Evolution avec le <i>redshift</i> du TFS par unité de masse	39
4.1	Comparaison des erreurs Poisson et des erreurs cosmiques	50
5.1	Comparaison des fonctions d’autocorrélation des galaxies, des étoiles, et de distributions aléatoires	57
6.1	Histogramme des temps d’exposition et de l’extinction moyenne des champs MIS	66
6.2	Carte des champs MIS	67
6.3	Différentes géométries pour le recouvrement des données GALEX et SDSS	68
6.4	Exemple de masque pour le recouvrement de champs GALEX	69
6.5	Tentative d’automatisation de la génération de masques photométriques.	70
6.6	Principe de l’algorithme utilisé pour le masquage	72

TABLE DES FIGURES

6.7	Test de calcul de la fonction de corrélation angulaire sur une distribution aléatoire	72
6.8	Représentation schématique des deux méthodes de mesure de la fonction de corrélation dans le cas où plusieurs champs sont disponibles	74
6.9	Effets de l' <i>Integral Constraint</i> sur la mesure de la fonction de corrélation	75
6.10	Effets de fluctuations à grande échelle sur la fonction de corrélation	76
6.11	Correction des effets d' <i>Integral Constraint</i>	78
6.12	Type morphologique et type spectroscopique (SDSS)	79
6.13	SEDs de références utilisées avec Le Phare.	82
6.14	Comparaison des <i>redshifts</i> spectroscopiques avec les <i>redshifts</i> photométriques obtenus avec polyfit et Le Phare pour les galaxies	83
6.15	Comparaison des <i>redshifts</i> spectroscopiques avec les <i>redshifts</i> photométriques obtenus avec Le Phare pour les quasars	84
6.16	Classification des objets à l'aide de l'ajustement des SEDs par Le Phare.	85
6.17	Fractions d'objets selon la classification des <i>redshifts</i> photométriques.	87
6.18	Type morphologique (SDSS) et classification selon les <i>redshifts</i> photométriques	87
6.19	Comptages de galaxies, d'étoiles et de quasars dans les deux filtres GALEX	88
6.20	Distributions en <i>redshift</i> des galaxies et des quasars dans les deux filtres GALEX	89
6.21	Comparaison des fonctions de corrélation des galaxies sélectionnées avec différents critères	91
6.22	Comparaison des fonctions de corrélation des étoiles sélectionnées avec différents critères	92
6.23	Influence de l'extinction galactique et méthode de calcul de $w(\theta)$ (filtre <i>FUV</i>)	93
6.24	Influence de l'extinction galactique et méthode de calcul de $w(\theta)$ (filtre <i>NUV</i>)	94
6.25	Influence de l'extinction galactique sur les paramètres dérivés à partir de la fonction de corrélation	95
6.26	Comparaison des résultats obtenus avec les comptages en cellules et la fonction de corrélation	97
6.27	Exemple de catalogue dont la densité suit les cartes de Schlegel et al.	98
6.28	Comparaison de la fonction d'autocorrélation des galaxies avec la fonction de cross-corrélation des galaxies avec la poussière	99
7.1	Evolution de la longueur de corrélation des galaxies sélectionnées en ultraviolet restframe avec le <i>redshift</i>	103
7.2	Relation Magnitude absolue- <i>redshift</i> et histogrammes des magnitudes absolues UV	117
7.3	Distributions en <i>redshift</i> des échantillons sélectionnés en magnitude absolue (GALEX)	119
7.4	Fonctions de corrélation des échantillons sélectionnés en magnitude absolue (GALEX)	120
7.5	Evolution avec la magnitude <i>UV</i> de longueur de corrélation (GALEX)	121
7.6	Evolution de la pente δ avec la magnitude absolue	122
7.7	Fonctions de corrélation des échantillons sélectionnés en magnitude absolue calculées avec différents nombres d'intervalles angulaires (GALEX)	125
7.8	Evolution avec la magnitude <i>UV</i> des pentes et longueurs de corrélation pour les fonctions de corrélation calculées avec différents nombres d'intervalles angulaires : ajustement sur toutes les échelles et $\theta > 0.02^\circ$ (GALEX)	126

TABLE DES FIGURES

7.9	Propriétés des échantillons sélectionnés par couleur $NUV - R$ <i>restframe</i> . . .	129
7.10	Fonctions de corrélation et couleur $NUV - R$ <i>restframe</i>	130
7.11	Evolution avec la couleur $\langle NUV_0 - R_0 \rangle$ de la pente de la fonction de corrélation et de la longueur de corrélation	131
8.1	Comparaison des filtres du CFHTLS et du SDSS	135
8.2	Fonction de corrélation des étoiles (CFHTLS)	136
8.3	Distribution en <i>redshift</i> des objets sélectionnés à $z > 0.7$	137
8.4	Fonctions de corrélation des échantillons sélectionnés en magnitude absolue (CFHTLS)	139
8.5	Evolution avec la magnitude UV des pentes et longueurs de corrélation : ajustement sur toutes les échelles et $\theta > 0.01^\circ$ (CFHTLS)	139
9.1	Evolution avec la magnitude absolue et avec le <i>redshift</i> de la longueur de corrélation des galaxies sélectionnées en Ultraviolet <i>restframe</i>	143
9.2	Evolution en fonction de $FUV_0 - FUV_*$ et du <i>redshift</i> de la longueur de corrélation et du biais des galaxies sélectionnées en Ultraviolet <i>restframe</i> . . .	145
9.3	Biais des galaxies à formation d'étoiles en fonction de la fraction de densité de luminosité FUV	148
9.4	Evolution du biais des galaxies à formation d'étoiles en fonction du <i>redshift</i> .	150
C.1	Influence de la valeur de γ_h sur la valeur de $r_{0,h}$	178
C.2	Evolution de la longueur de corrélation des halos en fonction du <i>redshift</i> et de la masse minimum M_{min}	179
E.1	Séparation étoiles/galaxies à l'aide du <i>half light radius</i> dans les champs profonds CFHTLS	184
E.2	Critère de sélection en <i>redshift</i> à l'aide des couleurs optiques	185
E.3	Comparaison <i>redshifts</i> spectroscopiques et photométriques (CFHTLS)	186
E.4	Classification des objets à l'aide de l'ajustement des SEDs par Le Phare. (CFHTLS)	187
E.5	Comptages de galaxies dans le filtre u	188
E.6	Distribution en <i>redshift</i> des objets sélectionnés à $z > 0.7$	189

TABLE DES FIGURES

Liste des tableaux

3.1	Résumé des caractéristiques de GALEX	32
3.2	Résumé des caractéristiques des sondages GALEX	34
6.1	Types spectroscopiques et classification selon les <i>redshifts</i> photométriques . .	86
6.2	Caractéristiques des échantillons de galaxies, d'étoiles, et de quasars pour $FUV < 22$	90
6.3	Caractéristiques des échantillons de galaxies, d'étoiles, et de quasars pour $NUV < 22$	90
7.1	Propriétés des échantillons sélectionnés en magnitude absolue (GALEX) . . .	118
7.2	Pente et longueur de corrélation pour les fonctions de corrélation calculées avec 12 intervalles angulaires : ajustement sur toutes les échelles et $\theta > 0.02^\circ$ (GALEX)	124
7.3	Propriétés des échantillons sélectionnés par couleur $NUV - R$ <i>restframe</i> . . .	128
8.1	Champs profonds CFHTLS : coordonnées et couverture par d'autres sondages.	134
8.2	Temps d'exposition (en secondes) dans les filtres CFHTLS pour les champs profonds	136
8.3	Description des propriétés photométriques des échantillons de galaxies sélectionnées avec $0.7 < z < 1.3$ et paramètres dérivés de l'ajustement à une loi de puissance	138
9.1	Biais des échantillons sélectionnés en magnitude absolue (GALEX)	147
9.2	Biais de l'échantillon FOCA ainsi que des échantillons CFHTLS sélectionnés en magnitude absolue	147
E.1	Types spectroscopiques et classification selon les <i>redshifts</i> photométriques . .	186

LISTE DES TABLEAUX

Introduction

Les propriétés des galaxies qui forment des étoiles ont profondément changé au cours de l'histoire de l'Univers. Les galaxies qui forment le plus d'étoiles aujourd'hui sont les moins massives, alors que la tendance était inverse 10 milliards d'années auparavant. A cette époque, le taux de formation stellaire était 10 fois plus important. Dans le cadre du modèle hiérarchique, l'environnement des galaxies joue un rôle majeur dans leur formation et leur évolution : les galaxies se forment dans des structures denses de matière sombre nommées halos, qui sont situées au niveau des pics du champ de matière sombre sous-jacent. Ces halos vont par la suite fusionner pour former des systèmes plus massifs. Si l'évolution de la matière sombre est paradoxalement bien décrite, ce n'est pas le cas pour les processus gouvernant l'évolution des galaxies et de leurs propriétés, notamment en ce qui concerne la formation stellaire. Une des questions à laquelle il semble falloir répondre est de connaître le lien entre l'environnement des galaxies et la formation d'étoiles.

Répondre à une telle question nécessite deux outils : un traceur de la formation d'étoiles et une méthode pour étudier de manière quantitative l'environnement des galaxies. Le domaine ultraviolet du spectre constitue un traceur de la formation stellaire au sein des galaxies (chapitre 1). En effet, les étoiles chaudes émettent principalement à ces longueurs d'ondes ; elles sont en outre caractérisées par des fortes masses, et évoluent ainsi très rapidement. Le flux émis par une galaxie dans l'ultraviolet est donc en première approximation proportionnel à son taux de formation d'étoiles, et constitue une manière directe et efficace pour étudier un grand nombre de galaxies caractérisées par des épisodes violents et récents de formation d'étoiles (de l'ordre de la centaine de millions d'années). Pour quantifier l'environnement des galaxies, une méthode particulièrement efficace est l'étude de leur agrégation à l'aide d'un outil, la fonction de corrélation (chapitre 4). Les résultats obtenus à l'aide de cette méthode sont connus pour pouvoir caractériser des galaxies de populations différentes. Elle a été utilisée à de nombreuses reprises et les paramètres dérivés permettent de relier les galaxies étudiées avec les masses des halos qui les contiennent et de les situer dans le champ de densité sous-jacent. Ainsi des mesures de ce type effectuées à partir des *Lyman Break Galaxies*, galaxies à formation d'étoiles à haut *redshift*, ont montré que la formation d'étoiles est présente et efficace dans des régions denses.

Cette thèse est consacrée aux premières mesures de l'agrégation des galaxies sélectionnées dans l'ultraviolet *restframe* de l'Univers récent. Un fait remarquable en effet est que jusqu'à aujourd'hui, seul l'Univers lointain était connu dans l'ultraviolet. Mais le développement ces dernières années de programmes de types ballon ou spatial permet désormais d'étudier en détail et avec une grande précision l'Univers récent à ces longueurs d'ondes. Nous disposons désormais des informations nécessaires à l'étude des galaxies qui forment des étoiles sur une très grande période de l'histoire de l'Univers sélectionnées à l'aide du même critère. L'objet

INTRODUCTION

de cette thèse est d'étudier la distribution spatiale de ces galaxies principalement à l'aide des données provenant du programme GALEX (chapitre 6), anticipé par une étude similaire des observations du sondage FOCA (chapitre 5), et complété à $z \sim 1$ par les observations CFHTLS (chapitre 8). La combinaison de ces différentes mesures avec celles obtenues à partir des galaxies de l'Univers lointain (chapitre 9) permet de discuter l'évolution des lieux privilégiés de la formation stellaire, et à plus long terme, de contraindre les processus mis en œuvre à chaque époque.

Chapitre 1

La formation stellaire et l'environnement

Sommaire

1.1	Quelques mots sur la formation stellaire	4
1.1.1	A l'échelle d'un nuage moléculaire	4
1.1.2	... Et à l'échelle d'une galaxie	5
1.2	Influence des Interactions	5
1.3	Relation morphologie-densité	6
1.4	Relation Taux de Formation Stellaire-Densité	8
1.5	Evolution du Taux de Formation Stellaire Cosmique avec le <i>redshift</i>	9
1.5.1	Effets à grande échelle	10
1.5.2	Effets à petite échelle	11

En 1926, Edwin Hubble propose un diagramme pour classifier les galaxies d'après leur morphologie (Hubble, 1926). Il distingue alors 4 types : les galaxies elliptiques, lenticulaires, spirales (normales ou barrées) et enfin irrégulières (Fig. 1.1). Hubble voyait dans cette classification une évolution temporelle depuis les types "précoces" (elliptiques et lenticulaires) jusqu'aux types "tardifs" (spirales et irrégulières). Cette évolution n'est plus reconnue comme appropriée aujourd'hui ; cependant cette classification distingue des types de galaxies ayant des propriétés physiques différentes : couleurs, luminosité ... Un des points communs de ces objets est qu'ils sont visibles en partie grâce à l'émission de lumière des étoiles qu'ils contiennent. Ces étoiles se forment à partir du gaz inter-galactique qui se condense sous l'action de la gravitation. Une des propriétés qui distinguent les types de Hubble est l'efficacité de la formation stellaire : les galaxies elliptiques contiennent principalement des étoiles vieilles et présentent des taux de formation stellaire faibles, contrairement aux galaxies spirales qui sont caractérisées par des étoiles jeunes et une formation stellaire continue ou épisodique. Les observations ont montré que les galaxies elliptiques peuplent préférentiellement des régions sur-denses alors que les galaxies spirales sont observées en plus grande proportion dans les

1. LA FORMATION STELLAIRE ET L'ENVIRONNEMENT

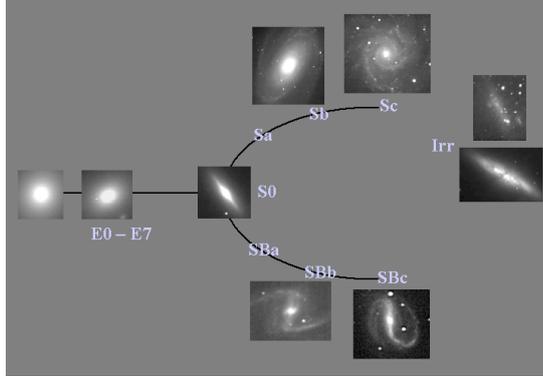


FIG. 1.1 – Séquence de Hubble : selon cette classification, les galaxies elliptiques (E , à l'extrême gauche) évoluent en lenticulaires ($S0$), puis en spirales normales (Sx) ou barrées (SBx) pour atteindre le stade final d'irrégulières (Irr). Ces types sont regroupés en deux classes : “précoces” (elliptiques et lenticulaires) et “tardifs” (spirales et irrégulières). Cette évolution est connue aujourd'hui pour être inappropriée, mais possède le mérite de distinguer des types d'objets ayant des propriétés physiques différentes.

régions sous-denses (voir §1.3). Ces résultats ont permis de mettre, pour la première fois, l'accent sur le fait que les propriétés des galaxies (dont la formation stellaire) dépendent fortement de leur environnement. Ce chapitre présente quelques pistes pour comprendre comment la formation des étoiles dans les galaxies peut être influencée par leur environnement.

1.1 Quelques mots sur la formation stellaire

1.1.1 A l'échelle d'un nuage moléculaire ...

Dans les modèles couramment utilisés, les étoiles de masse solaire se forment à partir de l'effondrement gravitationnel de matière interstellaire froide (gaz et poussières) qui réside dans des structures appelées nuages moléculaires interstellaires. Un nuage de gaz s'effondre sur lui-même lorsque sa masse est supérieure à une valeur critique, appelée masse de Jeans :

$$M_J = \rho \lambda_J^3 = \left(\frac{\gamma \pi k T}{G \mu m_H} \right)^{3/2} \rho^{-1/2}. \quad (1.1)$$

ρ est ici la densité du nuage et λ_J la longueur de Jeans. Celle-ci dépend de la constante adiabatique du gaz γ , de la température du gaz T ainsi que de sa masse moléculaire μm_H .

L'effondrement dynamique et l'accrétion de matière peuvent s'accompagner de la formation d'un disque circumstellaire autour de l'étoile par du fait du moment angulaire du nuage moléculaire. Une fraction significative de la masse des étoiles provient de cette accrétion par le disque, qui constitue un réservoir pour la formation d'autres étoiles-compagnons ou de planètes. D'autres processus tels les vents et les flux d'accrétion magnétiques pourraient être responsables de la perte du moment angulaire, ce qui permet à l'étoile de continuer d'accroître sa masse.

La contraction du nuage moléculaire doit être provoquée par une compression rapide accompagnée du refroidissement du gaz, ceci entraînant une perte d'énergie suffisante pour

éviter une dilatation. Cette compression est nécessaire pour contrer les effets des mouvements turbulents causés par les explosions de supernovæ où l'expansion rapide et la pression de radiation des régions d'hydrogène ionisé peuvent arrêter le processus.

1.1.2 ... Et à l'échelle d'une galaxie

A l'échelle galactique, les étoiles se forment dans les régions de haute densité, au sein d'instabilités, comme les bras spiraux. L'idée que ces instabilités gravitationnelles peuvent déterminer la densité critique du gaz pilotant la formation d'étoiles a été introduite par [Spitzer \(1968\)](#) et [Quirk \(1972\)](#), peu après que la théorie de la stabilité des disques en rotation différentielle ait été développée par [Toomre \(1964\)](#) et [Goldreich & Lynden-Bell \(1965\)](#). Un fin disque de gaz est instable aux perturbations axisymétriques lorsque le critère de Toomre est vérifié :

$$Q = \frac{\sigma \kappa}{\pi G \mu} < 1 \quad (1.2)$$

où σ est la dispersion de vitesses, κ la fréquence épicyclique, G la constante de la gravitation et μ la densité de surface du gaz. La formation d'étoiles est déclenchée dans les régions où la densité de gaz est supérieure à la densité de surface critique définie par :

$$\mu_{crit} = \alpha_Q \frac{\sigma \kappa}{\pi G} \quad (1.3)$$

où α_Q est un paramètre qui permet de prendre en compte les écarts avec un modèle idéal de gaz fin comme un disque de hauteur finie ou un disque stellaire. Le critère de Toomre est souvent utilisé dans les simulations pour modéliser la formation des étoiles. Un autre critère est celui basé sur les mesures de taux de formation stellaire (TFS) de galaxies proches, celui-ci étant défini comme la masse de gaz transformée en étoiles par unité de temps ([Kennicutt, 1998b](#)). Ce critère peut s'écrire :

$$TFS \simeq 0.017 \mu \Omega_{gaz} \quad (1.4)$$

où Ω_{gaz} est la vitesse angulaire de rotation du gaz. Ce critère est une alternative à la loi de [Schmidt \(1959\)](#) qui propose que le taux de formation stellaire varie comme une loi de puissance de la densité de surface du gaz.

1.2 Influence des Interactions

Dans le cadre du scénario de formation hiérarchique des grandes structures (voir chapitre 2), les fusions entre les halos de matière sombre, qui sont les hôtes des galaxies, sont des phénomènes majeurs dans l'évolution des propriétés des galaxies. Ces fusions peuvent donner lieu à des interactions entre galaxies qui sont connues pour influencer la formation stellaire des objets concernés. Ces interactions sont caractérisées par des ponts de matière entre les galaxies, des barres stellaires ou encore des structures spirales renforcées. Pendant ces épisodes, dont la violence peut être extrême, le gaz peut être comprimé lors des chocs et des collisions entre nuages d'hydrogène moléculaire ; le gaz peut alors s'effondrer sur lui-même et donner lieu à la formation de nouvelles étoiles. Les interactions peuvent faire intervenir deux galaxies

1. LA FORMATION STELLAIRE ET L'ENVIRONNEMENT

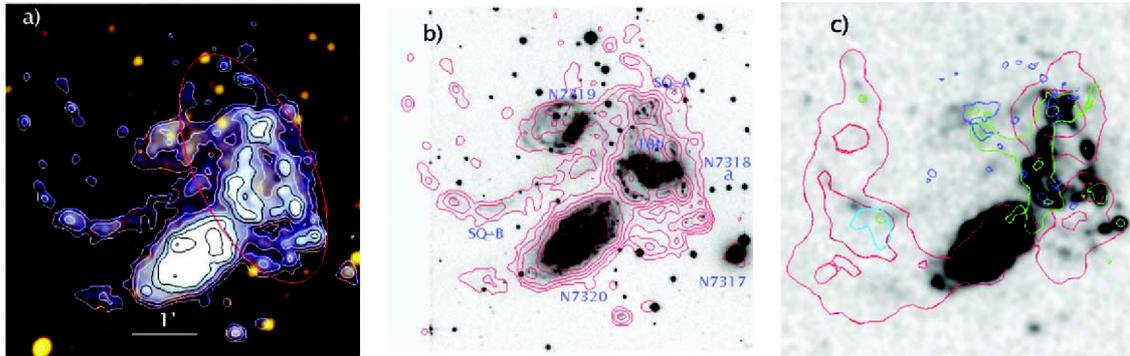


FIG. 1.2 – Exemple de galaxies en interactions : le quintette de Stéphane, constitué des galaxies suivantes (indiquées sur la figure du milieu) : NGC 7317, des galaxies binaires NGC 7318a et NGC 7318b, de NGC 7319 et de la galaxie d'arrière-plan NGC 7320. La figure de gauche représente une image composite obtenue dans l'ultraviolet par le satellite GALEX, combinant les informations provenant de l'observation en ultraviolet lointain (*Far Ultraviolet* : FUV) et en ultraviolet proche (*Near Ultraviolet* : NUV) (bleu : FUV, vert : FUV+NUV, rouge : NUV). Sont également représentés les contours à différentes valeurs de brillance de surface en FUV, et l'ellipse associée au disque observé en ultraviolet de NGC 7318b. La figure du milieu représente ces mêmes contours reproduits sur une image obtenue en filtre B. Enfin la figure de droite représente l'image FUV et les contours en $H\alpha$ (vert), en $H I$ (rouge), et CO (bleu et cyan). (Xu et al., 2005b, figure 1)

ou plus (Fig. 1.2). Le devenir de ces systèmes dépend fortement des morphologies et de la masse des protagonistes ainsi que de la géométrie de la collision.

Des études statistiques ont montré que la formation stellaire des galaxies de champ¹ est plus active dans les paires de galaxies que dans les galaxies isolées (Lambas et al., 2003; Nikolic et al., 2004). Les mesures de Nikolic et al. (2004) montrent que le taux de formation d'étoiles (TFS) d'une galaxie est corrélé avec la distance à la galaxie la plus proche : le TFS est plus important pour les paires dans lesquelles les galaxies sont les plus proches. Cette corrélation est observée jusqu'à une distance projetée de 30 kpc pour les galaxies de types précoces, et jusqu'à 300 kpc (distance maximale de cette étude) pour les types tardifs.

Au cours de l'évolution de l'Univers, les fusions entre halos, donner naissance aux structures les plus massives observées aujourd'hui, les amas de galaxies. Ceux-ci constituent un laboratoire privilégié pour la compréhension des phénomènes régissant la formation d'étoiles au sein des galaxies. En effet, les amas réunissent en quelque sorte les conditions les plus extrêmes pour l'environnement des galaxies à des échelles de l'ordre du mégaparsec : densité et température élevées, pression dynamique ...

1.3 Relation morphologie-densité

Dressler (1980) a étudié la corrélation entre les types morphologiques et la densité locale de galaxies² pour 55 amas de galaxies de l'Univers local. Il a remarqué que les galaxies ellip-

¹par opposition aux galaxies appartenant aux amas

²définie par la région rectangulaire contenant les 10 galaxies voisines les plus proches.

tiques (caractérisées notamment par des faibles taux de formation stellaire) sont majoritaires dans les régions denses, contrairement aux galaxies spirales (sites typiques de formation stellaire) qui peuplent les régions de faibles densités. Cette corrélation a été appelée relation morphologie-densité (fig 1.3, voir également Goto et al. (2003)).

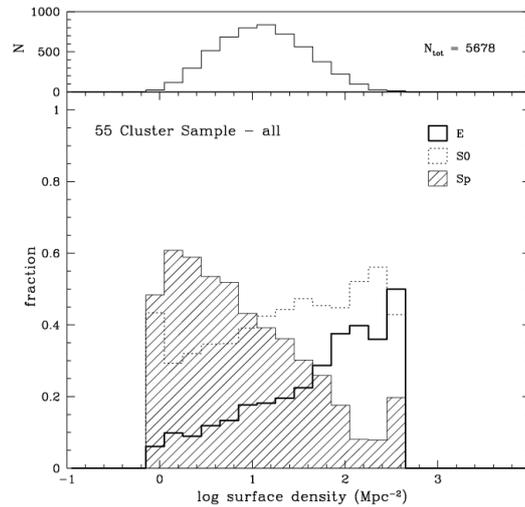


FIG. 1.3 – Relation morphologie-densité pour les galaxies de 55 amas de l’Univers local. La figure du haut représente l’histogramme des galaxies en fonction de la densité locale. La figure du bas représente la fraction de galaxies en fonction de la densité pour 3 types morphologiques : galaxies elliptiques (E), galaxies lenticulaires ($S0$) et galaxies spirales (Sp) (Dressler et al., 1997, figure 1).

Elle apparut comme universelle, c’est-à-dire représentative de tous les amas de l’échantillon étudiés, quelles que soient leurs propriétés globales. Cette relation est en effet valable pour les amas les plus concentrés comme pour les amas irréguliers. Ce résultat est l’un des premiers à mettre en évidence le lien entre la morphologie des galaxies et leur environnement. Cependant, dans l’Univers plus lointain (à des *redshift* de l’ordre de 0.5), la relation morphologie-densité n’a été observée que dans les amas les plus concentrés (Dressler et al., 1997). Ces auteurs remarquent par ailleurs que les proportions entre types morphologiques dans les amas évoluent avec le *redshift* : les galaxies elliptiques sont au moins autant nombreuses (sinon plus) à $z \approx 0.5$ qu’à $z = 0$, alors que la fraction de galaxies lenticulaires est 2 à 3 fois plus faible et que la quantité de galaxies spirales augmente de manière proportionnelle. Il semble donc que les galaxies spirales des amas constituent un réservoir de galaxies susceptibles d’être la source des galaxies lenticulaires observées dans l’Univers local. Ceci pourrait intervenir à la suite de différents phénomènes pouvant être accompagnés de sursauts de formation stellaire (interactions, fusions, effets de marée ...).

En étudiant la distribution de la densité du flux observé en ultraviolet pour les galaxies de l’amas de Coma, Donas et al. (1995) ont observé un pic de densité à une distance d’environ $0.5 h^{-1} \text{Mpc}$ du centre de l’amas. Les galaxies à formation d’étoiles sont donc distribuées sur un anneau distant du centre de l’amas. Des effets globaux (plutôt que locaux) sont probablement mis en cause : dans ce type d’amas, la pression dynamique du milieu inter-galactique pourrait stimuler la condensation du gaz moléculaire, et donc la formation stellaire, dans les galaxies

1. LA FORMATION STELLAIRE ET L'ENVIRONNEMENT

s'y déplaçant à grande vitesse (Gavazzi et al., 1995). Un autre phénomène est celui des effets de marée associés au champ gravitationnel de l'amas : une galaxie spirale orbitant à une distance de l'ordre de quelques rayons de coeur du centre de l'amas voit augmenter la probabilité de chocs entre les nuages moléculaires (Byrd & Valtonen, 1990).

Dressler et al. stipulent que c'est la morphologie qui est liée à l'environnement. Blanton et al. (2005a) adoptent un point de vue différent et proposent que c'est la couleur (en l'occurrence dans le cadre de leur étude la couleur $g - r$) qui le meilleur paramètre pour décrire l'environnement. Ainsi selon ces auteurs, c'est la formation d'étoiles, et non pas la morphologie, qui est liée à la densité.

1.4 Relation Taux de Formation Stellaire-Densité

Un des moyens les plus directs pour étudier l'influence de l'environnement sur la formation stellaire au sein des galaxies est de considérer sa dépendance avec la densité locale de galaxies. Cette approche peut être considérée comme une alternative à la comparaison de la fonction de corrélation de différents types de galaxies (c'est-à-dire différentes histoires de formation stellaire) qui permet de déterminer dans quelles régions du champ de densité ces multiples classes de galaxies sont représentées en majorité.

La densité locale de galaxies peut être calculée en déterminant pour chaque galaxie la distance à la $n^{\text{ième}}$ galaxie voisine, et en convertissant par la suite cette distance en densité de surface. Ce type d'étude a été mené dans l'Univers local (Gómez et al., 2003; Lewis et al., 2002) et à haut *redshift* ($z = 3$, Bouché & Lowenthal (2005)).

Dans l'Univers local, Gómez et al. (2003) ont étudié la variation du taux de formation stellaire avec la densité locale pour des galaxies de champ et des galaxies d'amas.

A $z < 0.1$, pour les galaxies de champ, le taux de formation stellaire décroît avec la densité de surface (fig 1.4). Cette relation est valable pour les galaxies "tardives" comme pour les galaxies "précoces". L'effet est faible pour la population globale étant donnée la variation de la médiane représentée par la courbe en trait plein sur la figure. La tendance est cependant particulièrement marquée pour les galaxies qui ont le plus fort taux de formation stellaire (indiquées par le 75^{ième} percentile). Cette relation présente une caractéristique remarquable : une cassure à une densité de $\simeq 1 h_{75}^2 \text{ Mpc}^{-2}$, à partir de laquelle la décroissance est encore plus accentuée. Ceci est également observé pour les galaxies appartenant à des amas ou des groupes de galaxies : le taux de formation stellaire croît avec la distance au centre de ces structures et ses valeurs sont inférieures à celles obtenues pour les galaxies de champ. Les amas et les groupes de galaxies sont caractérisés notamment par le rayon du viriel, R_v qui représente l'échelle maximale à laquelle le système est en équilibre¹. Gómez et al. ont montré que la densité caractéristique observée de $1 h_{75}^2$ correspond à une échelle comprise entre $2R_v$ et $3R_v$. Cette distance est inférieure à la distance maximale d'influence gravitationnelle des structures observées. Ces observations sont en accord avec les résultats de simulations numériques qui prédisent que les processus de formation des structures influencent les propriétés physiques intervenant dans la formation stellaire à des échelles supérieures aux rayons du viriel des structures concernées (Balogh et al., 2000; Diaferio et al., 2001; Kereš et al., 2005).

A haut *redshift*, Bouché & Lowenthal (2005) ont étudié la même relation à l'aide des *Lyman Break Galaxies*. Contrairement à l'Univers local, ces auteurs observent que le taux de

¹Le théorème du viriel dit qu'un système en équilibre vérifie la condition suivante : $2E_{\text{cin}} + E_{\text{pot}} = 0$.

1.5 Evolution du Taux de Formation Stellaire Cosmique avec le *redshift*

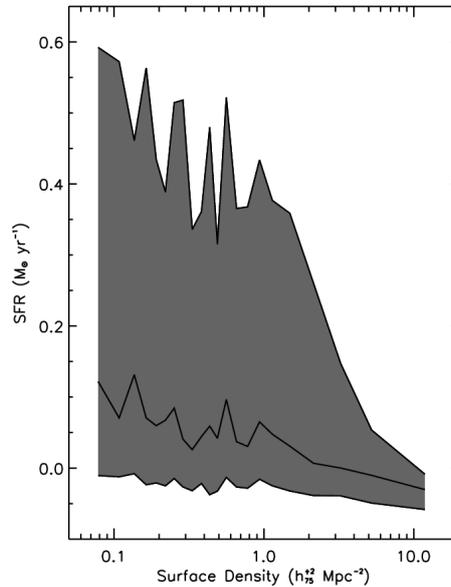


FIG. 1.4 – Relation taux de formation stellaire-densité. La limite supérieure (respectivement inférieure) de la zone colorée représente le 75^{ième} percentile (resp. 25^{ième} percentile) de la distribution. La médiane est représentée par la courbe en trait plein (Gómez et al., 2003, figure 4).

formation d'étoiles des galaxies à $z \simeq 3$ est indépendant de la densité de surface. Il convient de noter que cette étude est préliminaire et basée sur un faible nombre d'objets sélectionnés à l'aide de *redshifts* photométriques. D'autre part, on peut remarquer que cette observation est en contradiction avec les différentes mesures d'agrégation du même type de galaxies qui indiquent que les *Lyman Break Galaxies* les plus brillantes, c'est-à-dire celles qui présentent le TFS le plus élevé, résident dans les régions les plus denses (Adelberger et al., 2005; Giavalisco & Dickinson, 2001, par exemple).

Les précédents paragraphes ont présenté quelques paramètres qui gouvernent la formation stellaire globale. Une des observations majeures de ces dernières années est l'évolution du taux de formation stellaire avec le *redshift*, qui pose de nouvelles questions quant aux relations entre la formation stellaire et l'environnement.

1.5 Evolution du Taux de Formation Stellaire Cosmique avec le *redshift*

Une observable importante est le taux de formation stellaire cosmique, qui est la masse de gaz (en unités de masses solaires) convertie en étoiles par unité de temps. Ce taux donne une mesure de l'efficacité du refroidissement du gaz. Une des premières mesures a été effectuée par Lilly et al. (1996), suivie par d'autres à différents *redshifts* (voir par exemple Cowie et al., 1999; Madau et al., 1996; Steidel et al., 1999; Tresse & Maddox, 1998; Treyer et al., 1998)¹.

¹La figure représentant l'évolution du taux de formation stellaire en fonction du *redshift* est couramment appelée "diagramme de Madau".

1. LA FORMATION STELLAIRE ET L'ENVIRONNEMENT

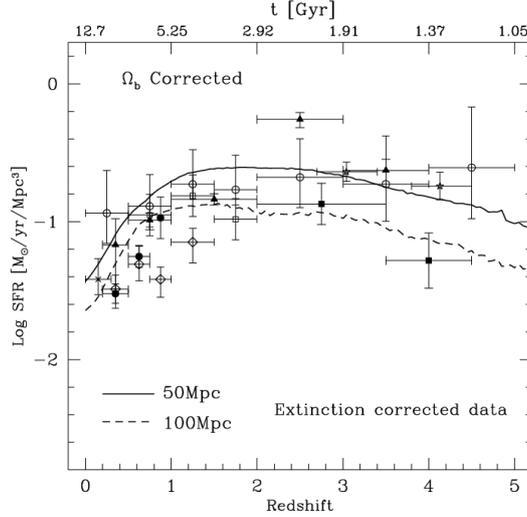


FIG. 1.5 – Evolution du taux de formation stellaire cosmique avec le *redshift*. Les points représentent les mesures dérivées des observations, et les courbes des résultats de simulations hydrodynamiques. Carrés pleins : Madau (1997); Madau et al. (1996); cercles vides : Pascarella et al. (1998); étoiles : Steidel et al. (1999); croix : Treyer et al. (1998); carrés vides Connolly et al. (1997); losanges vides : Cowie et al. (1999); cercles pleins : Lilly et al. (1996); triangles pleins : Sawicki et al. (1997). Les deux courbes présentent les résultats provenant de simulations dont les boîtes sont de tailles différentes : $50h^{-1}\text{Mpc}$ (trait plein) et $100h^{-1}\text{Mpc}$ (traits tirets) (Nagamine et al., 2000, figure 4).

Une des caractéristiques remarquables de l'évolution du taux de formation stellaire à bas *redshift* est sa décroissance entre $z = 1$ et $z = 0$. La nature des phénomènes physiques mis en cause pour expliquer cette décroissance est aujourd'hui mal connue. On peut citer deux types de phénomènes différents pour expliquer ce comportement : des phénomènes dont l'influence s'exerce à grande échelle, et d'autres dont les effets sont sensibles uniquement à faible distance, de l'ordre de la taille d'un halo de galaxie, c'est-à-dire environ $1 h^{-1}\text{Mpc}$.

1.5.1 Effets à grande échelle

A l'aide de résultats obtenus à l'aide de simulations hydrodynamiques, Blanton et al. (1999) ont remarqué que la température locale du gaz est principalement déterminée par les fluctuations à grande échelle. La température du gaz est donc un indicateur du champ de densité à grande échelle. Selon leurs prédictions, le changement entre les régimes linéaire et non-linéaire intervient à une échelle $r_{nl} = 16 h^{-1} \text{Mpc}$. Le biais des galaxies, c'est-à-dire la manière dont la distribution des galaxies diffère de celle de la matière sous-jacente (voir Annexe B), est une fonction décroissante de la distance pour $r < r_{nl}$ puis constante pour $r > r_{nl}$. En d'autres termes, selon ces simulations, les propriétés physiques d'une galaxie sont déterminées par les fluctuations à des échelles inférieures à r_{nl} du champ de densité.

En se basant sur le lien entre la température locale du gaz et la densité observé dans leurs simulations, Blanton et al. expliquent l'évolution du taux de formation stellaire avec le *redshift* de la manière suivante : deux régions de même densité locale, mais se trouvant l'une dans une zone sur-dense du champ de densité à grande échelle, et l'autre dans une zone

1.5 Evolution du Taux de Formation Stellaire Cosmique avec le *redshift*

sous-dense du champ de densité (un “vide”) ont une histoire différente du point de vue de la formation stellaire. Dans un premier temps, le gaz va évoluer de manière similaire dans ces deux régions, et ce jusqu’à ce que le champ de densité à grande échelle devienne non linéaire. A partir de ce moment, le gaz de la région de la zone sur-dense est trop chaud pour pouvoir se condenser, stoppant de ce fait la formation des galaxies. Dans l’autre région (zone sous-dense), la température reste suffisamment faible pour permettre au gaz de s’effondrer et à la formation de galaxies de continuer.

Ainsi Nagamine et al. (2000) ont remarqué, également à l’aide de simulations hydrodynamiques, qu’à haut *redshift* ($z \gtrsim 1$), la température du gaz est suffisamment basse pour que la formation d’étoiles ait lieu préférentiellement dans les régions à hautes densités¹. A plus bas *redshift* ($z \lesssim 1$), la température du gaz augmente à cause du chauffage par les chocs et les explosions des supernovæ dans les régions à hautes densités. Le temps de refroidissement croît et la formation stellaire devient alors inactive (voir également Yoshikawa et al. (2001)). Ceci implique que dans le cadre de ce modèle le taux de formation stellaire doit dépendre de la densité locale. Nagamine et al. (2001) ont obtenu, à l’aide de simulations, des résultats concordants avec ces hypothèses : le taux de formation stellaire est plus élevé à $z > 1$ dans les régions plus denses, alors que la situation s’inverse pour $z < 1$, où les régions les moins denses sont des sites privilégiés pour la formation stellaire. Ces résultats sont compatibles avec les observations de l’Univers local (Gómez et al., 2003; Lewis et al., 2002). Une incompatibilité entre différents résultats peut être notée quant à la tendance à haut *redshift* ($z \sim 3$) : ainsi les simulations de Nagamine et al. sont en accord avec les mesures d’agrégations des *Lyman Break Galaxies*, indiquant que les galaxies formant le plus d’étoiles sont situées dans les régions les plus denses (Adelberger et al., 2005; Giavalisco & Dickinson, 2001, par exemple), alors que l’étude préliminaire de Bouché & Lowenthal (2005) et les simulations de Kereš et al. (2005) suggèrent que le taux de formation stellaire dépend faiblement de la densité à cette époque.

D’autres observations ainsi que de récents développements théoriques indiquent que les propriétés des galaxies pourraient être déterminées principalement par les propriétés des halos de matière sombre qui les contiennent. En d’autres termes, les processus mis en jeu s’exerceraient à des échelles faibles, de l’ordre de la taille des halos, c’est-à-dire environ $1 h^{-1}$ Mpc.

1.5.2 Effets à petite échelle

Blanton et al. (2004) ont étudié la variation de la fraction de galaxies bleues en fonction de la densité locale déterminée à différentes échelles : $0.5 h^{-1}$ Mpc, $1 h^{-1}$ Mpc et $6 h^{-1}$ Mpc. La fraction de galaxies bleues situées dans une région de densité donnée calculée à $1 h^{-1}$ Mpc est représentée figure 1.6 (à gauche) en fonction de la densité calculée à $0.5 h^{-1}$ Mpc. L’orientation des contours indique qu’il existe une corrélation entre ces deux échelles. La figure 1.6 (à droite) compare les densités calculées à $6 h^{-1}$ Mpc et $1 h^{-1}$ Mpc. Cette fois-ci, l’orientation des contours indique clairement que lorsque la densité déterminée à $6 h^{-1}$ Mpc est fixée, seule la fraction calculée à plus petite échelle varie. Ceci implique que les propriétés des galaxies sont peu influencées par les densités aux échelles comprises entre $1 h^{-1}$ et $6 h^{-1}$ Mpc. Ces

¹Le temps caractéristique de refroidissement du gaz varie comme T/ρ , avec T la température du gaz et ρ la densité.

1. LA FORMATION STELLAIRE ET L'ENVIRONNEMENT

résultats indiquent que l'histoire récente de la formation stellaire des galaxies ne dépend que des petites échelles.

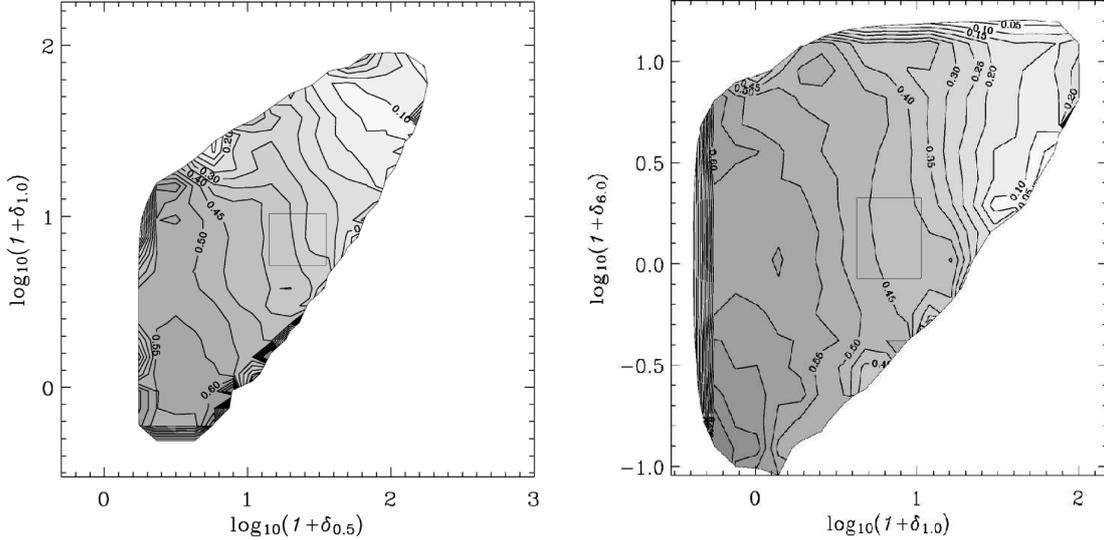


FIG. 1.6 – Les contours et les échelles de gris représentent la fraction de galaxies bleues en fonction de la densité locale de galaxies. *A gauche*, densités calculées à une échelle de $1.0 h^{-1}$ Mpc en fonction de celles calculées à $0.5 h^{-1}$ Mpc. *A droite*, densités calculées à une échelle de $6.0 h^{-1}$ Mpc en fonction de celles calculées à $1. h^{-1}$ Mpc.

Ceci plaide en faveur du modèle d'occupation des halos¹ (Berlind & Weinberg, 2002; Cooray & Sheth, 2002, par exemple) qui postule que la variation avec l'environnement d'un grand nombre de propriétés des galaxies est uniquement due à la variation de la fonction de masse des halos avec l'environnement. Un tel formalisme a permis de reproduire avec succès certaines propriétés des galaxies, comme la variation de la fonction de luminosité avec l'environnement (Mo et al., 2004) et leurs propriétés d'agrégation, notamment la dépendance de la longueur de corrélation avec la luminosité (Yang et al., 2004), ou la forme particulière de la fonction de corrélation (Kravtsov et al., 2004).

Ce chapitre a permis d'énoncer les principaux paramètres qui régissent la formation au sein des galaxies. De manière générale, ces paramètres sont à mettre en relation avec l'environnement des galaxies, qui couvre une large gamme d'échelles. Les distances concernées s'échelonnent de quelques dizaines de kiloparsecs (dans le cas des interactions) à une dizaine de mégaparsecs (dans le cas des effets à grande échelle proposés par certains résultats de simulations). Pour mieux comprendre les liens entre les galaxies avec cet environnement, il est nécessaire de présenter le cadre cosmologique en vigueur aujourd'hui ainsi que les processus qui permettent d'expliquer l'apparition des galaxies en particulier et des grandes structures en général. Ceci permet en outre de souligner l'importance de l'information apportée par l'agrégation des galaxies, qui permet de replacer ces objets dans le champ de densité sous-jacent.

¹en anglais : Halo Occupation Distribution (HOD)

Chapitre 2

La formation des grandes structures et des galaxies

Sommaire

2.1	Le modèle du <i>Big Bang chaud</i>	14
2.2	Génération des fluctuations de densité	14
2.3	Observations et matière noire	15
2.4	Le modèle hiérarchique avec matière sombre froide (Λ CDM) . .	17
2.5	Evolution des halos de matière sombre : l'approche de Press & Schechter	17
2.6	Formation des galaxies	19
2.7	L'apport des simulations	19
2.8	De l'intérêt de l'étude de l'agrégation des galaxies	20

Les moyens d'observations dont nous disposons aujourd'hui nous permettent de pouvoir comparer une vision de l'Univers proche tel qu'il est aujourd'hui avec celle de l'Univers âgé de 379 000 ans (Fig 2.1). L'image de gauche de la figure 2.1 montre l'Univers au moment où celui-ci devient optiquement mince ; les couleurs représentent la température : les zones rouges étant les plus chaudes, et les bleues les plus froides. L'image de droite présente une carte des galaxies de l'Univers local où les couleurs codent cette fois la luminosité.

A l'âge de 379 000 ans, l'Univers est très homogène : les fluctuations de température visibles sur la carte proposée par *WMAP* (Spergel et al., 2003) sont telles que $\Delta T/T \simeq 10^{-5}$. L'Univers d'aujourd'hui présente par contre des structures nettes, visibles sous forme de vides, de filaments, et de noeuds. Un des enjeux de la cosmologie moderne est de fournir une théorie qui permette d'expliquer comment ces structures sont apparues à partir des fluctuations de l'Univers primordial. Ce chapitre propose quelques éléments du modèle standard aujourd'hui, le modèle *hiérarchique à matière sombre froide* dans le cadre du modèle du *Big Bang chaud*.

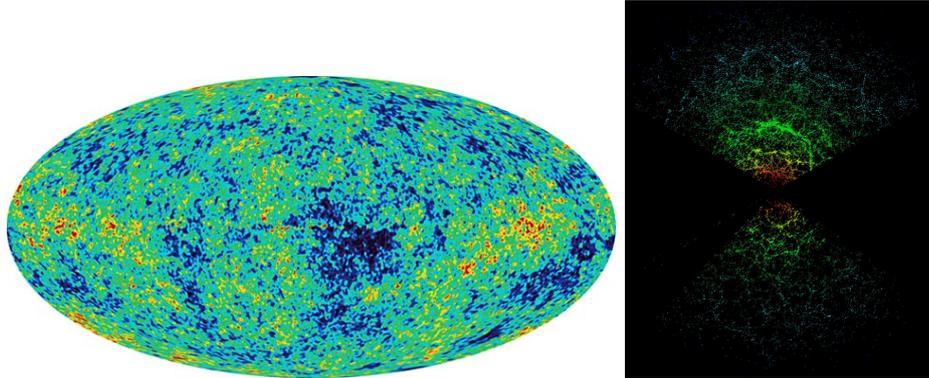


FIG. 2.1 – *A gauche* : l’Univers à l’âge de 379 000 ans ; les couleurs indiquent la température : le rouge “plus chaud”, et le bleu “plus froid”. Cette image du rayonnement de fond cosmologique est la première image observable de l’Univers, au moment où celui-ci devient optiquement mince (WMAP : <http://map.gsfc.nasa.gov/>). *A droite* : galaxies de l’Univers local observées par le *SLOAN DIGITIZED SKY SURVEY (SDSS)*. Les couleurs codent la luminosité.

2.1 Le modèle du *Big Bang chaud*

Dans le cadre du modèle du *Big Bang chaud*, l’Univers trouve son origine dans un instant initial caractérisé par une densité infinie (une singularité), à partir duquel l’espace s’étire de manière progressive. Trois preuves observationnelles sont à l’origine de ce modèle :

- la récession des galaxies : [Hubble & Humason \(1931\)](#) ont montré que les galaxies s’éloignent les unes des autres avec une vitesse proportionnelle à la distance qui les sépare, caractéristique d’un Univers en expansion.
- la théorie de la nucléosynthèse primordiale, qui découle naturellement de l’histoire thermique de l’Univers dans le cadre du *Big Bang chaud* et prédit une abondance universelle d’hélium aussi importante que celle mesurée (environ 25 % en masse) partout où la mesure est possible.
- le rayonnement du corps noir, détecté par [Penzias & Wilson \(1965\)](#), qui baigne l’Univers entier, preuve des densités et températures élevées qui devaient régner dans l’Univers primordial.

2.2 Génération des fluctuations de densité

Dans le cadre d’un Univers isotrope et homogène, se pose naturellement le problème d’expliquer le mécanisme qui a pu générer en son sein ces “graines d’inhomogénéité” qui donneront naissance aux structures telles qu’elles sont observées. Deux théories sont en concurrence pour expliquer la présence de ces inhomogénéités : l’inflation, et les défauts topologiques. Cependant les défauts topologiques parviennent difficilement à reproduire la forme du spectre de puissance des anisotropies du rayonnement du fond diffus cosmologique. On se contentera donc de présenter brièvement dans ce paragraphe les principes de la théorie de l’inflation.

Vu sous l’angle de la formation des structures par instabilité gravitationnelle, le problème majeur à résoudre est le suivant : sachant que pour des cosmologies raisonnables, une fluctuation de taille 1 Mpc qui à $z = 0$ comprend la masse d’une galaxie, est plus grande que le

rayon de Hubble r_H (qui définit la taille de l’Univers observable) dès lors que le *redshift* est supérieur à 10^6 , comment un processus physique peut-il engendrer une fluctuation cohérente à cette échelle dans l’Univers primordial ?

La théorie de l’inflation (dans la plupart de ses différentes implémentations) résout ce problème en supposant que lorsque la température de l’Univers atteint $T \sim 10^{14}$ GeV, un champ scalaire nommé inflaton subit une transition entre deux états du vide, durant laquelle la densité d’énergie de l’Univers reste quasi constante. Cette température correspond à l’échelle d’énergie au-dessus de laquelle les forces nucléaires forte et électrofaible sont unifiées dans les théories dites *Grand Unified Theories (GUT)*. Ceci entraîne une phase de croissance exponentielle de l’Univers, alors que le rayon de Hubble ne change pratiquement pas. Les perturbations peuvent alors être générées par des processus physiques au moment où elles sont à l’intérieur de la sphère causale délimitée par ce r_H , puis croître de manière exponentielle durant l’inflation jusqu’à acquérir une taille supérieure à ce rayon. Elles sont alors gelées jusqu’à la fin de la phase inflationnaire. Puis, croissant moins vite que r_H dans un Univers post-inflationnaire dominé par la radiation, elles rentreront de nouveau à l’intérieur de l’Univers observable (vers un décalage spectral de quelques 10^6 pour les fluctuations renfermant la masse typique des galaxies).

2.3 Observations et matière noire

Pour estimer la masse d’un objet est de on considère intuitivement que celle-ci est proportionnelle à la luminosité de l’objet. Cependant, différentes observations indiquent que ce postulat serait erroné. Ainsi dès le début des années trente, [Zwicky \(1933\)](#) mit en évidence la nécessité d’introduire une large fraction de matière non visible pour expliquer que les galaxies de l’amas de Coma restent gravitationnellement liées. A plus petite échelle, les courbes de rotation des galaxies spirales restent en général “plates” à partir d’un certain rayon, en s’éloignant du centre de la galaxie ([Persic et al., 1996](#), par exemple), alors que les lois de Kepler prédisent une décroissance de la vitesse de rotation des étoiles pour une masse tracée par la matière lumineuse. Divers modèles ont été proposés pour tenter d’expliquer ces observations.

Parmi ceux-ci, citons la modification de la dynamique newtonienne ([Milgrom, 1983c](#)) (*MOdification of the Newtonian Dynamics (MOND)*) qui propose que la deuxième loi de Newton (relation vectorielle entre la somme des forces appliquées à un solide et son accélération) soit légèrement modifiée pour le cas des galaxies et des systèmes de galaxies. Ceci permet notamment de retrouver le plateau des courbes de rotations des galaxies aux grandes échelles ([Milgrom, 1983a](#)) et d’estimer des rapports “masse sur luminosité” plus faibles que ceux obtenus avec la version standard de la seconde loi de Newton ([Milgrom, 1983b](#)).

Une autre hypothèse largement retenue est celle de l’existence d’une matière non visible, baptisée “matière noire”. Dans ce cadre, les galaxies sont situées dans des structures appelées halos de matière noire, souvent définis dans les simulations numériques comme des régions de densité au moins 200 fois supérieure à la densité moyenne. Un halo de matière noire s’étendant au-delà de la galaxie peut permettre d’expliquer les courbes de rotation “plates” des galaxies spirales. A l’échelle des amas, la dispersion de la vitesse des galaxies dans les amas ([Carlberg et al., 1997](#); [Ostriker, 1987](#), par exemple) ainsi que la distorsion des galaxies d’arrière-plan par effet de lentille gravitationnelle ([Mellier, 1999](#), par exemple) montrent la présence d’une large fraction de cette matière noire. A l’échelle de l’Univers, la détermination des paramètres

2. LA FORMATION DES GRANDES STRUCTURES ET DES GALAXIES

cosmologiques par WMAP (Spergel et al., 2003) donne $\Omega_m/\Omega_b \simeq 6$, avec Ω_b la densité de matière baryonique, ce qui montre que la matière baryonique n'est qu'une petite fraction de la matière qui compose notre Univers.

Si aujourd'hui l'introduction d'une large fraction de matière noire semble nécessaire pour expliquer de nombreuses observables, la nature de cette matière invisible est encore inconnue. Une matière noire sous forme baryonique ne semble pas permettre de créer des galaxies assez tôt dans l'histoire de l'Univers pour expliquer la présence des galaxies à grande distance. Les candidats les plus sérieux sont aujourd'hui d'origine non-baryonique. En effet, le laps de temps requis pour atteindre les contrastes de densité observés actuellement (par croissance gravitationnelle linéaire en $t^{2/3}$, puis non-linéaire), à partir du faible niveau d'anisotropie au moment du découplage photons-baryons et de l'émission de ce rayonnement, serait alors trop important. Dans un temps de Hubble, les fluctuations de densité ne dépasseraient pas 10^{-2} dans le cas où seul ce gaz de baryons serait présent, alors que de nombreuses structures à fort contraste de densité sont évidemment bien présentes. En revanche, de la matière en interaction plus faible avec les fluides de photons et de baryons, se serait découplée antérieurement, et aurait ainsi un contraste de densité sous-jacent beaucoup plus important. Cette matière pourrait ensuite accélérer la croissance des fluctuations de la matière baryonique, jusqu'aux contrastes de densité caractéristiques des galaxies.

Suivant la masse des particules considérées, les différentes possibilités de nature pour la matière noire se répartissent en trois catégories. Les scénarios décrivant la formation des galaxies dépendent considérablement de la nature de cette matière noire. L'aspect du champ de densité compris à l'intérieur d'une sphère de rayon égal au rayon de Hubble dépend du moment où ces particules deviennent non relativistes, puisque toute perturbation dont la taille est inférieure au rayon de Hubble est gommée par le mouvement des particules lorsqu'elles sont relativistes (effet appelé *free streaming*). Une particule plus massive devient non-relativiste plus tôt après le *Big Bang* et donc aura gommé des perturbations de densité de plus petite taille.

On qualifie de matière sombre froide *Cold Dark matter (CDM)* les particules massives (masse supérieure à 1 GeV), de matière sombre tiède (*Warm Dark matter (WDM)*) les particules de masse intermédiaire (comprise entre ~ 100 eV et ~ 100 MeV) et de matière sombre chaude (*Hot Dark matter (HDM)*) les particules légères (de masse inférieure à 1 eV) ultra-relativistes. La coupure liée au *free streaming* correspond respectivement à des échelles typiques de structures sub-galactiques pour le modèle *CDM*, de galaxies pour le modèle *WDM* et de grandes structures pour le modèle *HDM*. Dans le cadre de ce dernier, les galaxies ne peuvent se former que par fragmentation des grandes structures (feuillets et filaments sont les premiers à se former). Il s'agit là d'un scénario hiérarchique de type *top-down* (de haut en bas) qui semble en désaccord avec les observations : dans ce cadre, les galaxies se forment trop tard ($z = 2$) et trop de grandes structures sont prédites. Le point commun à tous ces types de particules est qu'elles interagissent très peu avec la matière. Des modèles qui allient plusieurs types de matières peuvent également être conçus.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous plaçons dans le cadre du modèle Λ CDM, c'est-à-dire une cosmologie avec un Univers plat ($\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$), une constante cosmologique non-nulle, et une matière noire froide sous forme non-baryonique.

2.4 Le modèle hiérarchique avec matière sombre froide (Λ CDM)

Pour une matière noire sous forme froide, les petites structures se forment en premier puis évoluent en structures plus grandes sous l'action de la gravitation. C'est ce scénario qui semble aujourd'hui privilégié. Les candidats les plus sérieux pour la matière noire CDM sont par exemple l'axion, ou des particules massives à faible interaction (*Weakly Interactive Massive Particles* : $WIMPS$ ¹), dont de nombreuses expériences de la physique des particules cherchent aujourd'hui la trace (citons EDELWEIS (Benoit et al., 2005), DAMA (Bernabei et al., 2005, par exemple)). Le modèle hiérarchique propose que les grandes structures (galaxies, amas de galaxies ...) se soient formées à partir de la fusion de structures plus petites. Dans ce scénario de formation, de "bas vers le haut"², le rôle de la matière sombre est prépondérant, la densité de l'Univers étant dominée par de la matière sombre, probablement non-baryonique. Le modèle de la matière sombre froide semble le plus attractif pour décrire l'évolution des propriétés de la matière noire. Celui-ci permet de calculer analytiquement la croissance linéaire des perturbations de densité. Les simulations numériques permettent quant à elles de prédire les propriétés statistiques des structures non-linéaires, comme les halos de matière sombre, qui s'effondrent sous l'effet de la gravitation, et relaxés par la suite.

Dans un Univers dominé par la matière, on peut montrer que les fluctuations vont s'amplifier sous l'effet de la gravité (Peebles, 1980). Les régions sur-denses vont attirer à elles la matière au détriment des zones sous-denses, qui vont se vider. Les pics du champ de densité vont ainsi croître jusqu'à ce que leur gravité propre l'emporte sur l'expansion, dont ils vont ensuite se découpler pour s'effondrer sur eux-mêmes. Après un temps bref, de l'ordre du temps dynamique, le système relaxe et se virialise, c'est-à-dire qu'un potentiel moyen se forme, que toutes les particules suivent la même distribution de vitesse Maxwellienne, indépendamment de leurs masses, et que les énergies cinétique et potentielle moyennes sont reliées par le théorème du viriel. Le système final a un profil de densité proche du profil dit "isotherme" (c'est-à-dire inversement proportionnel au carré de la distance au centre). Un tel système, relaxé et virialisé, est appelé un halo de matière noire. En accord avec le modèle hiérarchique avec matière sombre froide, les halos les plus massifs se forment par fusion à partir des halos peu massifs. Les plus grosses structures non-linéaires correspondent aux amas de galaxies. Les filaments et les feuillets sont encore dans le mode linéaire ou faiblement non-linéaire.

2.5 Evolution des halos de matière sombre : l'approche de Press & Schechter

L'approche de Press & Schechter a été développée afin de prédire la distribution de masse (appelée fonction de masse ici) des objets virialisés, en d'autres termes les halos, en exploitant les propriétés du champ gaussien aléatoire des fluctuations initiales. Ce formalisme s'est avéré précieux ; en effet la fonction de masse proposée par Press & Schechter (1974) est observée de manière indépendante dans les résultats de simulations numériques³. Press & Schechter postulent que la fraction de la masse totale cosmique qui, au *redshift* z est contenue dans les halos de masses supérieures à M , est le double de la fraction de sphères de rayon R

¹*wimps* signifie mauviette en anglais ...

²ou *bottom-up*

³Des corrections ont cependant été apportées, voir par exemple Mo & White (2002).

2. LA FORMATION DES GRANDES STRUCTURES ET DES GALAXIES

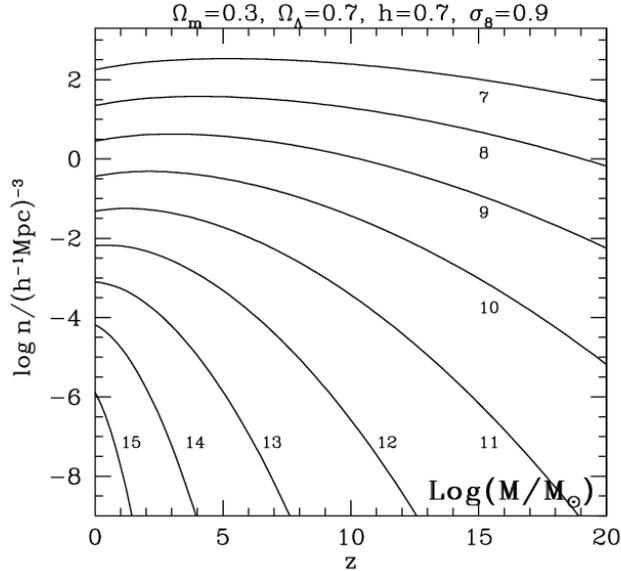


FIG. 2.2 – Evolution de la fonction de masse des halos de matière sombre avec le *redshift*. Chaque courbe représente l'évolution avec le *redshift* de la densité comobile de halos de matière sombre de masses supérieures à une certaine valeur M . Les valeurs correspondantes de $\log(M/M_\odot)$ sont indiquées sur chaque courbe (Mo & White, 2002, figure 1).

jetées aléatoirement qui présentent un excès de densité δ_c à cette époque. δ_c est la valeur de surdensité à laquelle une perturbation s'effondre de manière sphérique. La fonction de masse, ou le nombre de halos par unité de volume comobile à z de masse M appartenant à l'intervalle $[M, M + dM]$ peut alors s'écrire :

$$n(M, z)dM = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\rho_0}{M} \frac{d\nu}{dM} \exp\left(-\frac{\nu^2}{2}\right) dM. \quad (2.1)$$

ρ_0 est la densité moyenne de l'Univers à $z = 0$, et ν , fonction croissante de la masse M du halo, peut être considéré comme la hauteur du pic de densité (voir Annexe C pour détails). La figure 2.2 représente l'évolution avec le *redshift* de la densité comobile des halos plus massifs qu'une certaine masse minimum M_{min} (c'est-à-dire l'équation précédente intégrée à chaque *redshift* de M_{min} à l'infini). Conformément au modèle hiérarchique, les halos les plus massifs n'apparaissent que tardivement dans l'histoire de l'Univers. Ainsi la densité de halos de masses comparables à celle de l'amas de Coma ($M \sim 10^{15} M_\odot$) est 1000 fois plus faible à $z = 1.5$ qu'aujourd'hui. Les densités des halos de plus faibles masses connaissent peu d'évolution avec le *redshift* selon ce modèle. Ce modèle possède l'avantage de pouvoir prédire l'abondance de halos de matière noire de masses supérieures à une masse donnée sans avoir recours à des simulations numériques. Cette approche, légèrement modifiée grâce aux résultats des simulations numériques, a été utilisée ici pour déterminer l'agrégation des halos afin de pouvoir comparer directement avec les résultats obtenus pour les galaxies observées (voir Annexe C).

En effet, les halos sont des structures d'importance primordiale dans l'évolution des ga-

laxies, car c'est dans leurs puits de potentiel que les galaxies vont se former.

2.6 Formation des galaxies

Les galaxies vont se former au sein des halos, lorsque la matière baryonique va s'effondrer dans les puits de potentiel créés par ceux-ci. Une des différences fondamentales entre les baryons et la matière noire est que ceux-ci peuvent dissiper de l'énergie sous forme de rayonnement et ainsi se concentrer davantage. White et Rees (1978) ont montré pour la première fois, à partir des travaux de Silk (1977) et Binney (1977), que l'on peut expliquer la formation des galaxies dans le cadre de la formation des grandes structures en traitant séparément les processus gravitationnels non dissipatifs, qui déterminent l'évolution des structures de matière noire, et les processus dissipatifs, qui permettent la formation des galaxies dans ces structures. Lorsque les halos de matière noire se forment, le gaz baryonique est piégé par les puits de potentiel. En tombant dans ces puits, le gaz est réchauffé par des chocs jusqu'à une température voisine de la température du viriel des halos. Des simulations récentes (Keres et al 2004) ont montré que le gaz peut être accrété par les galaxies de deux manières différentes. Un premier mode d'accrétion, froid, où le gaz accrété n'est jamais chauffé (par des chocs) jusqu'à la température du viriel du halo (10^6 K pour une galaxie du type de la Voie Lactée), mais réémet l'énergie acquise lors de la chute dans le puits de potentiel (à partir de $T \leq 2.5 \times 10^5$ K). Ce mode est dominant pour les galaxies de plus faibles masses : $M_{baryon} < 2 \times 10^{10} M_{\odot}$. Un autre mode d'accrétion, chaud, domine la croissance des systèmes plus massifs. Le mode d'accrétion froid est donc prépondérant à haut *redshift* ($z > 3$) et dans les régions de faibles densités de l'Univers local, alors que le mode d'accrétion chaud domine dans les groupes et les amas de galaxies à bas *redshift*.

Après le refroidissement du gaz chaud par rayonnement de son énergie, celui-ci tombe vers le centre du halo et par conservation de son moment angulaire, forme un disque protogalactique. La formation d'étoiles commence quand la densité de ce disque est suffisante (Kennicutt, 1998b; Toomre, 1964). Les étoiles massives explosent rapidement sous forme de supernovæ et cèdent une énergie considérable au milieu interstellaire, énergie parfois suffisante pour en expulser une partie vers la phase chaude du halo ou même au-delà. En même temps, la nucléosynthèse stellaire produit des métaux qui vont être cédés au milieu interstellaire grâce aux vents stellaires ou aux supernovæ. L'enrichissement en métaux modifie les propriétés des étoiles formées par la suite, ainsi que les propriétés de refroidissement de la phase chaude du halo.

2.7 L'apport des simulations

Si les observations permettent de contraindre les phénomènes physiques à l'œuvre au sein des galaxies, il est tentant d'envisager une autre approche qui consiste à modéliser directement la formation des diverses structures observées. A partir des fluctuations initiales de l'Univers primordial, les modélisations intègrent au mieux les processus physiques régissant l'évolution des matières noire et baryonique, de la croissance des structures à la distribution spectrale d'énergie des galaxies formées. Des quantités directement comparables aux observations sont ainsi extraites des simulations à toutes les époques de l'histoire de L'Univers. Ces modélisations peuvent présenter un double intérêt, celui de fournir un outil pour interpréter

2. LA FORMATION DES GRANDES STRUCTURES ET DES GALAXIES

les résultats des sondages de galaxies ainsi qu’une préparation aux futures observations (Blaziot et al., 2003). Des catalogues simulés dans le cadre du programme GalICS (Hatton et al., 2003) seront ainsi utilisées dans le cadre de cette thèse afin de tester les outils de calcul de la fonction de corrélation des galaxies.

Les simulations sont cependant limitées par deux facteurs principaux : la puissance des calculateurs et notre méconnaissance des processus qui gouvernent certains phénomènes physiques, et plus particulièrement ceux liés à la formation d’étoiles. Il existe trois grandes classes de modélisations : purement numérique, semi-analytique et hybride. La méthode numérique décrit l’évolution de la matière noire et de la matière baryonique à l’aide de simulations hydrodynamiques à N -corps (voir par exemple Pearce et al., 2001). Cette méthode, bien qu’étant la plus rigoureuse, est extrêmement coûteuse en temps de calcul, ce qui limite fortement la taille des simulations ou leur résolution en masse. La méthode semi-analytique traite la distribution des halos de la matière noire ainsi que son évolution par des approximations semi-analytiques, puis le devenir de la matière baryonique dans ces halos par des prescriptions analytiques (Cole et al., 2000; Kauffmann et al., 1993). Bien que représentant la solution la moins exigeante du point de vue du temps de calcul, cette méthode perd l’information sur la distribution spatiale des halos ainsi que sur leurs vitesses particulières. La méthode hybride enfin (Hatton et al., 2003, par exemple), traite la matière noire à l’aide de simulations N -corps. Elle permet de modéliser la distribution en trois dimensions des halos. La formation des galaxies dans les halos est simulée par la suite, en utilisant des prescriptions analytiques. Cette méthode permet donc de réaliser de nombreuses simulations en modifiant les paramètres qui régissent l’évolution de la matière baryonique au sein des halos.

2.8 De l’intérêt de l’étude de l’agrégation des galaxies

On pourrait résumer de manière grossière les quelques éléments de formation des structures rappelés plus haut de la manière suivante : les halos de matière sombre se forment au niveau des pics du champ de densité, et les galaxies se forment par la suite au sein de ces halos, l’ensemble étant piloté par la gravitation. Dans le cadre d’un tel modèle, les propriétés des galaxies doivent donc être reliées à celles des halos. Le rayonnement du fond diffus cosmologique (figure 2.1) présente des fluctuations de très faibles amplitudes, qui sont, dans le cadre du modèle Λ CDM, représentatives de celles de la matière sombre sous-jacente. Ces fluctuations présentent de la puissance à grande échelle, complètement décrite par leur spectre de puissance, $P(k)$, si elles sont de nature gaussienne. Les halos de matière sombre, se formant au niveau des pics de ces fluctuations doivent garder en quelque sorte une trace de cette puissance et ainsi leurs propriétés doivent être corrélées avec les structures à grande échelle. Il est donc attendu qu’il en soit de même pour les galaxies. Ainsi la manière dont les galaxies sont distribuées doit être associée à leurs propriétés physiques. D’autre part, on peut montrer (voir en Annexe B) que le processus de formation des halos (au niveau des pics du champ de densité) implique que ceux-ci sont distribués d’une manière différente de celle du champ sous-jacent. Les halos et les galaxies sont dits “biaisés”. Ceci rend naturellement difficile la détermination des paramètres cosmologiques par la comparaison de l’agrégation prédite pour la matière sombre avec celle observée pour les galaxies. Cependant, la présence de ce biais peut être utilisée pour contraindre la physique de la formation des galaxies. En effet, le biais d’un objet dépend de la hauteur du pic de densité dans lequel il s’est formé, ce qui pose une

condition sur sa masse. Ainsi, une galaxie fortement biaisée réside dans une région dense (et dans un halo de forte masse) alors qu'une galaxie anti-biaisée est caractéristique d'une zone sous-dense (et d'un halo de faible masse). L'étude de la distribution des galaxies permet donc de les replacer dans le champ de densité sous-jacent et de contraindre les liens entre leurs propriétés physiques et la matière sombre.

L'étude de l'agrégation des galaxies peut être réalisée à l'aide de la fonction de corrélation $\xi(r)$ (outil sur lequel on reviendra plus en détail au chapitre 4 et qui sera utilisé au cours de cette thèse) qui mesure combien la distribution d'objets diffère d'une distribution aléatoire. Elle est définie comme l'excès de probabilité jointe par rapport à une distribution aléatoire de trouver un objet dans le volume δV_1 et un autre dans δV_2 :

$$\delta P = n^2 (1 + \xi(r)) \delta V_1 \delta V_2 \quad (2.2)$$

La fonction de corrélation des galaxies est ajustée de manière courante par une loi de puissance :

$$\xi(r) = \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-\gamma} \quad (2.3)$$

où γ , pente de la fonction de corrélation et r_0 , longueur de corrélation, sont les deux paramètres décrivant l'agrégation de manière quantitative.

Les paragraphes suivants décrivent quelques résultats récemment obtenus grâce à l'étude de la fonction de corrélation. Ces observations sont à mettre en regard avec les mesures effectuées au cours de cette thèse qui s'attache à étudier l'agrégation des galaxies formant des étoiles sélectionnées par l'ultraviolet *restframe*. Les paramètres dérivés ici et leur évolution en fonction de la luminosité seront donc à comparer avec ceux obtenus pour les galaxies sélectionnées avec des critères similaires ou différents. Enfin, l'examen détaillé des fonctions de corrélation obtenues ici indique une forme s'écartant de la pure loi de puissance (voir §7.4.2), effet observé dans d'autres sondages et attendu d'après des développements théoriques récents.

Agrégation et type

Les propriétés de regroupements des différents types de galaxies ont tout d'abord été étudiées de manière indirecte par les travaux sur la relation morphologie-densité (Dressler, 1980; Dressler et al., 1997; Goto et al., 2003, voir également chapitre 1) : les galaxies rouges sont situées préférentiellement dans les amas et les régions à hautes densités, et les galaxies bleues dans les régions à basses densités.

Diverses méthodes ont été employées pour séparer les différents types de galaxies et étudier leur agrégation : le type morphologique (Guzzo et al., 1997; Willmer et al., 1998; Zehavi et al., 2002), la couleur (Brown et al., 2000; Willmer et al., 1998; Zehavi et al., 2002), le type spectral ou spectrophotométrique (Budavári et al., 2003; Madgwick et al., 2003; Norberg et al., 2002b). Ces études montrent que les propriétés d'agrégation des galaxies de différents types sont différentes : la fonction de corrélation des galaxies rouges (types précoces) montre une longueur de corrélation plus grande et une pente plus forte que celles des galaxies bleues (types tardifs). Hogg et al. (2003) et Strateva et al. (2001) ont noté que la distribution des couleurs des galaxies de leurs échantillons est bimodale : les galaxies se divisent en deux groupes distincts. Hogg et al. (2003) ont remarqué que la couleur est probablement le paramètre qui permet d'expliquer un grand nombre des propriétés des galaxies, et notamment

2. LA FORMATION DES GRANDES STRUCTURES ET DES GALAXIES

celui qui permet de prédire à quel environnement les galaxies appartiennent. [Budavári et al. \(2003\)](#) ont noté que cette bimodalité s'exprime également dans les propriétés d'agrégation des galaxies, cela permettant d'interpréter la transition nette et sans continuité entre les galaxies rouges et bleues.

Agrégation et luminosité

La dépendance des propriétés d'agrégation en fonction de leur luminosité a également été étudiée à plusieurs reprises, et une ségrégation en luminosité a été mise en évidence : les galaxies les plus brillantes sont les plus agrégées, et cet effet varie de manière continue avec la luminosité des galaxies ([Giavalisco & Dickinson, 2001](#); [Norberg et al., 2002b](#); [Willmer et al., 1998](#); [Zehavi et al., 2005](#), par exemple). Ceci peut être examiné en mesurant la variation du biais linéaire des galaxies en fonction de leur luminosité ; le biais linéaire à un *redshift* donné est le rapport des fonctions de corrélation des galaxies et du champ de matière sous-jacent (voir paragraphe B).

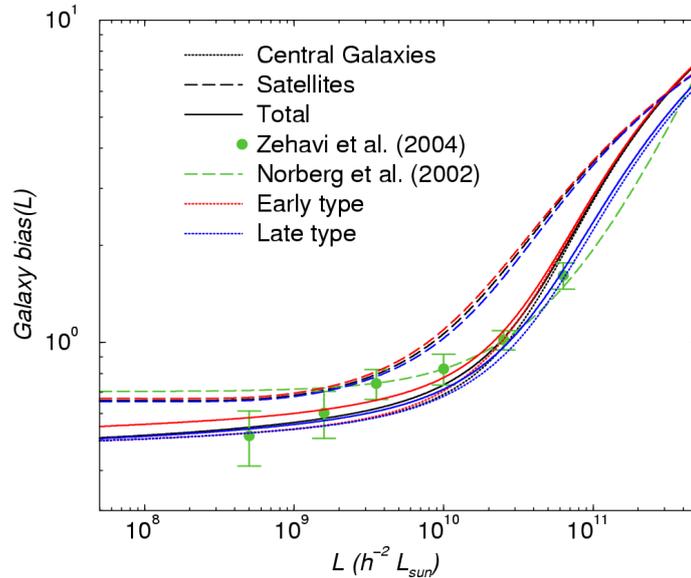


FIG. 2.3 – Biais des galaxies en fonction de la luminosité (ligne pleine) déterminé à l'aide d'un modèle empirique ; deux composantes contribuent : celle due aux galaxies situées au centre des halos (ligne pointillée) et celle due aux galaxies satellites (traits tirets). La couleur rouge (resp. bleue) désigne les résultats obtenus pour les galaxies de types précoces (resp. tardifs). Sont également représentés les mesures de [Zehavi et al. \(2005\)](#) (cercles pleins) et l'ajustement aux observations de [Norberg et al. \(2002b\)](#) (traits tirets verts) ([Cooray, 2005](#), figure 11).

La figure 2.3 représente les mesures obtenues par [Zehavi et al. \(2005\)](#) (cercles pleins) et l'ajustement aux observations de [Norberg et al. \(2002b\)](#) (traits tirets verts). Pour $L > 10^{10} h^{-2} L_{\odot}$ (qui correspond à la luminosité caractéristique des galaxies appartenant aux échantillons étudiés), le biais dépend fortement de la luminosité, les galaxies les plus brillantes ayant un biais plus important que les plus faibles. Aux luminosités telles que $L < 10^{10} h^{-2} L_{\odot}$ par contre, le biais dépend faiblement de la luminosité.

Ces mesures peuvent être reproduites à l'aide de modélisations basées sur le formalisme du modèle d'occupation des halos, par l'introduction de la fonction de luminosité conditionnelle qui permet de relier la luminosité des galaxies avec la masse des halos (Cooray, 2005; Yang et al., 2004). Un exemple de ces résultats est présenté figure 2.3. La courbe noire représente le résultat obtenu en tenant compte de deux contributions : celle des galaxies situées au centre des halos (pointillés) et celle des galaxies satellites (traits tirets). Les courbes rouges correspondent aux galaxies précoces et les bleues aux galaxies tardives. Les observations sont correctement reproduites par les modèles du point de vue de la dépendance du biais avec la luminosité, et avec le type morphologique (les galaxies précoces étant plus biaisées que les tardives). Les galaxies satellites sont plus biaisées que les galaxies centrales étant donné qu'elles sont présentes de manière préférentielle dans les halos de fortes masses, qui sont eux-mêmes fortement biaisés. Le biais moyen est cependant dominé par la contribution des galaxies centrales étant donné que celles-ci dominent la population quelle que soit la luminosité.

Forme de la fonction de corrélation

La fonction de corrélation des galaxies est couramment ajustée par une loi de puissance (eq 2.3, Peebles (1980); Totsuji & Kihara (1969)). Cependant des résultats s'appuyant sur la statistique importante de sondages récents montrent que les mesures s'écartent d'une stricte loi de puissance (Zehavi et al., 2004). En effet, dans le cadre du modèle d'occupation des halos, il semble qu'il n'y ait pas de moyen générique pour reproduire à l'aide de simulations une fonction de corrélation ayant la forme d'une pure loi de puissance (Berlind & Weinberg, 2002).

Kravtsov et al. (2004) et Zheng (2004), ont montré en utilisant ce modèle qu'il est possible d'expliquer cette observation en tenant compte de deux composantes contribuant à la fonction de corrélation des galaxies : celle des galaxies appartenant au même halo, et celle des galaxies appartenant à des halos différents.

Ces deux contributions sont représentées figure 2.4 (courbe tirets-points : même halo, courbe tirets : halos différents). Comme on peut s'y attendre, la contribution des galaxies appartenant au même halo dominant aux petites échelles, alors que celle des galaxies appartenant à des halos différents dominant aux grandes échelles. A $z = 0$, le changement de régime a lieu autour de $1h^{-1}$ Mpc, ce qui correspond à la taille caractéristique d'un halo à cette époque. Lorsque le *redshift* augmente, la contribution des galaxies de halos différents s'étend de plus en plus aux petites échelles. Ceci est expliqué par le fait qu'à densité constante, la masse minimum de l'échantillon diminue à plus haut z ; ceci implique que les halos sont de tailles plus petites.

Un point remarquable de cette étude est qu'il semble que la forme en loi de puissance observée pour les galaxies soit une coïncidence due aux contributions des deux termes (même halo, halos différents). A $z = 0$, la fonction de corrélation est correctement ajustée par une loi de puissance à toutes les échelles, ceci étant dû à la transition progressive entre les deux contributions. Lorsque le *redshift* augmente, cette transition devient plus nette et a lieu à plus faible distance. Ceci provoque un accroissement de la pente de la fonction de corrélation aux petites échelles : $r \sim 0.3 - 1 h^{-1}$ Mpc. Cet effet pourrait être à l'origine d'un biais de mesure des paramètres r_0 et γ de la fonction de corrélation des galaxies à haut *redshift* (Zheng, 2004).

Ce chapitre a fourni l'occasion de présenter quelques éléments du cadre théorique au-

2. LA FORMATION DES GRANDES STRUCTURES ET DES GALAXIES

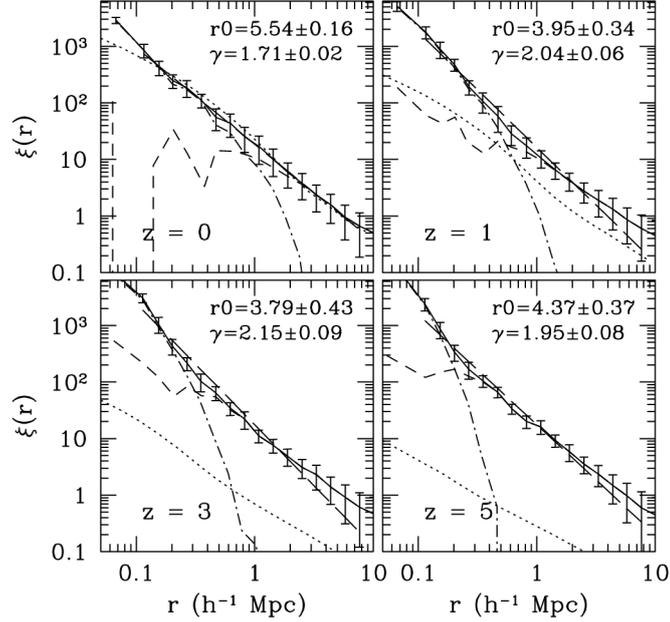


FIG. 2.4 – Evolution en *redshift* de la fonction de corrélation dans une simulation de $80h^{-1}\text{Mpc}$. La courbe pleine avec barres d'erreurs représente l'agrégation des halos de densité fixée à $5.89 \times 10^{-3}h^3\text{Mpc}^{-3}$ à chaque z . La courbe tirets-points (resp. tirets) représente la contribution du terme des galaxies appartenant au même halo (resp. galaxies dans des halos différents). La courbe à longs tirets montre l'ajustement par une loi de puissance aux échelles $r \in [0.1, 8]h^{-1}\text{Mpc}$. La courbe pointillée représente la fonction de corrélation de la matière noire (Kravtsov et al., 2004, figure 8).

aujourd'hui en vigueur qui permet d'expliquer l'apparition et l'évolution des grandes structures observables dans l'Univers. La nature même de cette évolution fait de l'étude de l'agrégation des galaxies un outil particulièrement adapté à la contrainte de l'influence du champ de matière sous-jacent sur les propriétés physiques des galaxies. Parmi celles-ci on s'intéressera plus particulièrement à la formation stellaire, tracée aujourd'hui de manière efficace et homogène sur une grande partie de l'histoire de l'Univers (de $z \sim 6$ à $z = 0$) grâce à la technique dite du *break* de Lyman à haut *redshift* ($z > 2$) et à plus bas *redshift* depuis le lancement en avril 2003 du satellite GALEX.

Chapitre 3

L’Ultraviolet : un traceur homogène de la formation stellaire de $z = 6$ à $z = 0$

Sommaire

3.1	D’autres traceurs de la formation stellaire	25
3.1.1	H α et raies interdites	25
3.1.2	Infrarouge	27
3.2	L’Ultraviolet <i>restframe</i>	28
3.2.1	A haut <i>redshift</i> : les <i>Lyman Break Galaxies</i>	30
3.2.2	A plus bas <i>redshift</i> : la mission GALEX	32

La formation stellaire peut être étudiée de manière statistique en utilisant différents traceurs basés sur les particularités spectrales des galaxies. La figure 3.1 qui présente des spectres intégrés de galaxies de types elliptiques, spirales et irrégulières montre les principales variations de ces spectres le long de la séquence de Hubble (voir chapitre 1). On peut noter en particulier l’augmentation de l’intensité du continu dans la partie bleue du spectre, et l’augmentation de l’intensité des raies d’émissions nébulaires, notamment celle de H α ($\lambda = 6563\text{\AA}$). Ce chapitre présente les principaux traceurs de la formation d’étoiles : raies d’émission nébulaires, raies interdites, émissions infrarouge et UV, ainsi qu’une présentation de la mission GALEX, dont les données ont été utilisées intensivement au cours de cette thèse.

3.1 D’autres traceurs de la formation stellaire

3.1.1 H α et raies interdites

Une des caractéristiques remarquables de l’évolution du spectre intégré avec le type de Hubble est l’augmentation rapide de l’intensité des raies d’émission nébulaires. En effet, ceci

3. L'ULTRAVIOLET : UN TRACEUR HOMOGENÈNE DE LA FORMATION STELLAIRE DE $Z = 6$ À $Z = 0$

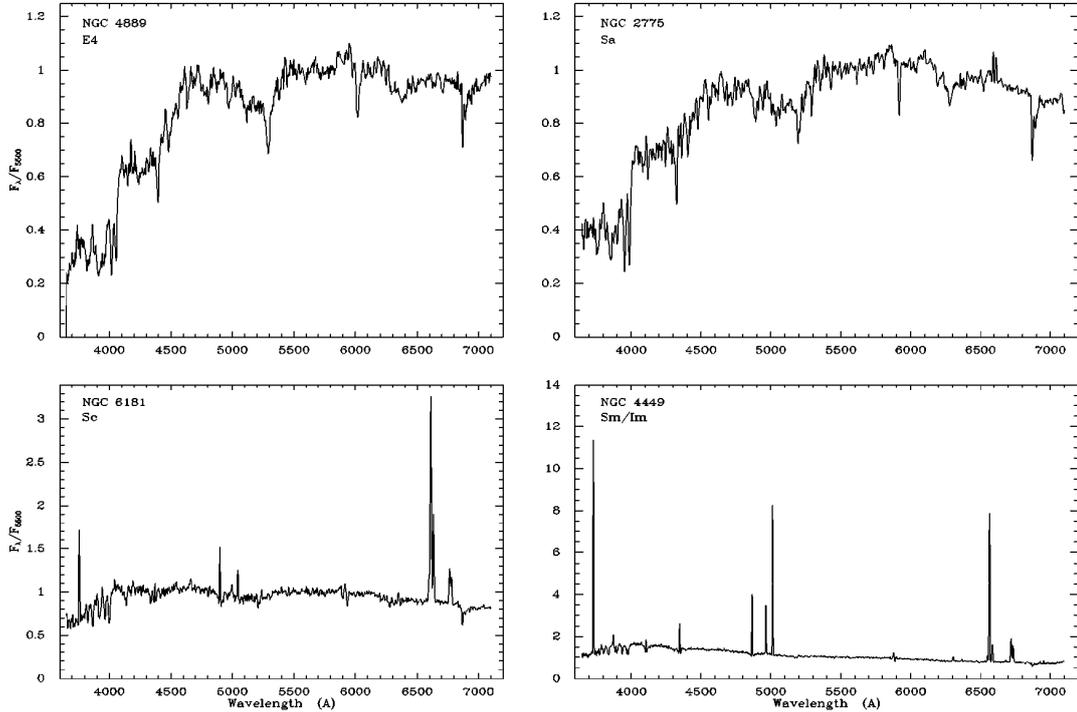


FIG. 3.1 – Formation stellaire et types de Hubble. Spectres intégrés de galaxies elliptiques, spirales et irrégulières. Les flux ont été normalisés au flux à 5000 Å. On peut noter le bleuissement des spectres vers les types “tardifs” (spirales et irrégulières) ainsi que l’augmentation de l’intensité des raies d’émission, notamment celle de $H\alpha$ ($\lambda_{rest} = 6563\text{Å}$) (Kennicutt, 1998a, figure 1).

correspond à la ré-émission de la luminosité stellaire intégrée des galaxies par les nébuleuses ionisées. Ceci en un fait traceur direct et sensible de la population stellaire jeune et massive. Les étoiles de masses supérieures à $10M_{\odot}$ et d’âge inférieur à 20 millions d’années contribuent de manière significative au flux ionisant intégré. Leurs raies d’émission permettent donc une mesure du taux de formation stellaire instantané, indépendamment de l’histoire passée de la formation stellaire dans la galaxie. Cette méthode a été largement utilisée, ainsi que d’autres basées sur différentes raies de recombinaisons, comme $H\beta$ (Worthey & Ottaviani, 1997), $P\alpha$, $P\beta$, $Br\alpha$ et $Br\gamma$. Le facteur de conversion entre le flux ionisant et le taux de formation stellaire est obtenu à l’aide de modèles d’évolution synthétiques.

Cette méthode présente deux avantages majeurs : sa grande sensibilité et le fait que l’émission nébulaire est directement reliée au taux de formation stellaire des étoiles massives. La formation d’étoiles des galaxies proches peut être cartographiée avec une haute résolution, et la raie $H\alpha$ peut être détectée dans des spectres de galaxies à sursauts de formation d’étoiles jusqu’à $z = 2$ (Bechtold et al., 1997). Kennicutt et al. (1994) ont proposé une conversion de la luminosité en $H\alpha$ en taux de formation stellaire à partir d’un échantillon de galaxies spirales et irrégulières proches. Cette technique a permis d’étudier la fonction de luminosité et le taux de formation stellaire des galaxies à $z \sim 0.2$ à partir des données obtenues par le Canada-France Redshift Survey (Tresse & Maddox, 1998) et le télescope SUBARU (Fujita et al.,

2003). Gómez et al. (2003) et Lewis et al. (2002) ont utilisé les mesures de taux de formation stellaire à partir de la luminosité $H\alpha$ pour étudier la variation de ce taux en fonction de la densité locale de galaxies.

Les principales limites de la méthode sont sa sensibilité aux incertitudes dues à l'extinction par les poussières de la galaxie, la fonction de masse initiale et l'utilisation de l'hypothèse que le gaz ionisé trace effectivement la totalité de la formation des étoiles massives. Le flux ionisant étant principalement produit par les étoiles de masses supérieures à $10 M_{\odot}$, le taux de formation stellaire déduit de cette méthode est particulièrement sensible à la forme de la fonction de masse initiale. Les taux de formation stellaire obtenus en utilisant la fonction de masse initiale de Scalo (1986) sont approximativement trois fois supérieurs à ceux obtenus avec la fonction de masse initiale de Salpeter. La largeur équivalente en $H\alpha$ et les couleurs en bandes larges des galaxies sont cependant très sensibles à la pente de la fonction de masse initiale dans l'intervalle de masses comprises entre 1 et $30 M_{\odot}$, et peuvent donc être utilisées pour contraindre la pente de la fonction de masse initiale (Kennicutt et al., 1994).

La raie d'émission $H\alpha$ n'appartenant plus au domaine visible au-delà de $z = 0.5$, la calibration de raies d'émission plus bleues en tant que traceurs de la formation stellaire présente un grand intérêt. Cependant l'intensité des raies de $H\beta$ et des raies de Balmer d'ordres supérieurs sont de mauvais traceurs de la formation stellaire à cause de leurs faibles intensités de leur sensibilité à l'absorption stellaire. Ces raies sont en effet rarement observées en émission dans des spectres de galaxies de types plus précoces que *Sc*. La raie d'émission la plus intense dans le domaine bleu du spectre est celle du doublet de la raie interdite [OII] ($\lambda = 3727 \text{ \AA}$). Les luminosités des raies interdites ne sont pas directement reliées à la luminosité ionisante, mais à la quantité et à l'état d'ionisation du gaz. Cependant la raie de [OII] peut être calibrée de manière empirique (à l'aide de la raie $H\alpha$) en tant que traceur de formation stellaire. Cet indice est particulièrement utile pour l'étude des galaxies distantes, puisque la raie de [OII] peut être observée jusqu'à des *redshifts* d'environ 1.6 et a été mesurée dans plusieurs échantillons de galaxies faibles (Cowie et al., 1996; Ellis, 1997; Hippelein et al., 2003; Juneau et al., 2005).

La raie [OII] est cependant un traceur moins précis que $H\alpha$ car le rapport [OII]/ $H\alpha$ varie considérablement d'après les observations des galaxies proches (Gallagher et al., 1989; Kennicutt, 1992). Ces mesures peuvent également souffrir d'erreurs systématiques dues à l'extinction et à la variation de la fraction de gaz diffus. La raie [OII] n'en constitue pas moins un traceur de la formation stellaire très utile pour les galaxies distantes et un test de consistance pour la comparaison avec les résultats obtenus à l'aide d'autres traceurs.

3.1.2 Infrarouge

Une fraction importante de la luminosité bolométrique d'une galaxie est absorbée par la poussière interstellaire et ré-émise dans l'infrarouge thermique à des longueurs d'onde variant entre 10 et $300 \mu\text{m}$. L'absorption par les poussières est particulièrement efficace dans l'ultraviolet, ainsi l'émission dans l'infrarouge lointain ($10 < \lambda < 100 \mu\text{m}$) est un traceur sensible de la jeune population d'étoiles et du taux de formation stellaire.

L'efficacité de la luminosité dans l'infrarouge lointain en tant que traceur de la formation stellaire dépend de la contribution des jeunes étoiles au chauffage de la poussière et de la profondeur optique de la poussière dans les sites de formation d'étoiles. La situation physique la plus simple est celle où les jeunes étoiles dominant le champ de radiation du

3. L'ULTRAVIOLET : UN TRACEUR HOMOGENÈME DE LA FORMATION STELLAIRE DE $Z = 6$ À $Z = 0$

domaine UV au domaine visible du spectre et que l'opacité de la poussière est élevée dans toutes ces régions. Dans ce cas la luminosité dans l'infrarouge lointain mesure la luminosité bolométrique du sursaut d'étoiles. Cette luminosité constitue ainsi le meilleur traceur du taux de formation d'étoiles, fournissant en quelque sorte une mesure calorimétrique de ce taux. De telles conditions sont rencontrées dans les zones à sursauts de formation d'étoiles circum nucléaires présentes dans de nombreuses galaxies lumineuses en infrarouge. La situation est plus complexe dans les disques des galaxies normales (Cox & Mezger, 1989; Rowan-Robinson & Crawford, 1989, par exemple). Le spectre infrarouge lointain des galaxies contient une composante tiède associée à la poussière autour des sites de formation d'étoiles ($\bar{\lambda} \sim 60\mu\text{m}$) et une composante froide de cirrus ($\bar{\lambda} \sim 100\mu\text{m}$) associée à des nuages de poussières plus étendus chauffés par le champ de radiation interstellaire. Dans les galaxies bleues, ces deux composantes sont dominées par des étoiles jeunes. Mais dans les galaxies rouges, où le continu stellaire diminue fortement dans le domaine bleu du spectre, le chauffage des poussières par l'émission dans le visible des étoiles plus âgées pourrait être important.

Le sondage IRAS a permis de mesurer le flux infrarouge de plus de 30 000 galaxies (Moshir et al., 1992), permettant de déterminer de manière précise le taux de formation stellaire à partir de l'émission infrarouge dans les longueurs d'onde de 10 à 100 μm . Le télescope spatial Spitzer (Werner et al., 2004), lancé en août 2003 va permettre d'améliorer ces résultats; les données obtenues ont déjà fait l'objet d'études sur le taux de formation stellaire cosmique à $z \sim 0.7$ (Bell et al., 2005), et l'histoire de la formation stellaire de galaxies à $z > 2$ (Labbé et al., 2005).

On peut faire l'approximation que la luminosité d'une galaxie est constituée principalement de la somme des émissions infrarouge et ultraviolette. Ces émissions sont reliées, étant donné que la majeure partie de l'émission des poussières résulte du chauffage par les étoiles chaudes émettant en ultraviolet. Les poussières jouent un rôle capital dans l'estimation de la luminosité totale d'une galaxie. Ainsi il est nécessaire de pouvoir faire le bilan énergétique en combinant les observations de ces deux domaines spectraux.

3.2 L'Ultraviolet *restframe*

La luminosité des étoiles chaudes est particulièrement intense dans le domaine ultraviolet du spectre. Ces étoiles ont également la propriété d'être massives, et ainsi d'évoluer très rapidement. L'observation dans le domaine ultraviolet permet donc de sélectionner des étoiles jeunes et massives.

L'intervalle de longueur d'onde 1250-2500 Å permet d'éviter la forêt Lyman α , et de disposer de longueurs d'onde suffisamment courtes pour minimiser la contamination par les populations stellaires plus évoluées. Ces longueurs d'onde sont inaccessibles à partir du sol pour les galaxies proches ($z < 0.5$). Ce domaine peut être cependant observé dans les spectres de galaxies décalés vers le rouge à $z \sim 1 - 5$. Les détections d'un grand nombre de galaxies à $z > 3$, après les premières observations de *Lyman Break Galaxies* par Steidel et al. (1995) ont démontré le fort potentiel de cette technique et relancé l'intérêt pour ce domaine spectral (voir §3.2.1). Les conditions d'observation particulières de l'ultraviolet ont eu une conséquence : paradoxale, jusqu'à une époque récente, l'Univers lointain était mieux connu en ultraviolet que l'Univers proche.

Ainsi les études les plus complètes des galaxies locales utilisant la sélection par l'ultraviolet

proviennent de programmes ballons ou spatiaux (Buat, 1992; Deharveng et al., 1994; Donas & Deharveng, 1984; Donas et al., 1987, 1995; Martin et al., 2005a; Smith & Cornett, 1982). Les échantillons étaient cependant limités et ne permettaient pas de travaux statistiques sur un grand nombre d’objets. La base de donnée de l’imagerie UV des galaxies a connu un essor remarquable avec les données obtenues par le Hubble Space Telescope (Maoz et al., 1996; Meurer et al., 1995), l’Ultraviolet Imaging Telescope (Fanelli et al., 1997; Smith et al., 1996) et enfin le télescope GALEX (Gil de Paz et al., 2004), qui permet depuis avril 2003 de constituer des échantillons statistiques représentatifs de l’Univers récent jusqu’alors indisponibles.

Cette technique est directement reliée à l’émission photosphérique de la jeune population stellaire et elle peut être appliquée aux galaxies à formation d’étoiles sur une large plage de *redshifts*. Ainsi c’est l’outil le plus puissant pour l’étude de l’évolution du taux de formation stellaire (voir chapitre 1) (Ellis, 1997; Madau et al., 1996; Schiminovich et al., 2005). Cette méthode présente cependant un inconvénient majeur : sa sensibilité d’une part à l’extinction (due à la poussière présente dans les galaxies observées) et d’autre part à la forme de la fonction de masse initiale. Les corrections d’extinctions typiques à appliquer aux magnitudes intégrées sont de l’ordre de 0 à 3 magnitudes (Buat, 1992; Buat & Xu, 1996). La distribution spatiale de la poussière est très peu homogène car l’émission UV émergente est dominée par les régions de faible extinction (Calzetti et al., 1994), ce qui complique la calibration de la correction. Les meilleurs résultats en ce domaine sont obtenus à l’aide de modèles de transferts radiatifs à deux composantes, qui prennent en compte la distribution en nuages de la poussière et les informations de rougissement fournies par le décrement de Balmer ou les raies de recombinaisons du domaine infrarouge (Buat, 1992; Buat & Xu, 1996; Calzetti, 1997; Calzetti et al., 1994, par exemple). On peut remarquer que la loi de Calzetti et al. est basée sur un échantillon de spectres de galaxies à sursauts de formation d’étoiles obtenus avec le télescope IUE (*International Ultraviolet Explorer*). Ceci pose la question de sa généralisation à l’ensemble des galaxies à formation d’étoiles. Meurer et al. (1999) ont montré, toujours à l’aide de donnée IUE, qu’il existe pour les galaxies à sursauts de formation d’étoiles observées une corrélation remarquable entre le rapport des flux dans l’infrarouge lointain et l’ultraviolet lointain et la pente du spectre ultraviolet. Ce résultat a conduit Meurer et al. à proposer une relation linéaire entre la couleur $FUV - NUV$ et l’extinction absolue A_{FUV} , permettant de corriger les flux observés de l’extinction à l’aide des observations ultraviolettes uniquement. Cependant, les premiers résultats obtenus à l’aide du satellite GALEX montrent que cette relation semble inadaptée à l’ensemble de la population de galaxies à formation d’étoiles observées.

L’autre limite principale est que les taux de formation stellaire dérivés à l’aide de cette méthode dépendent fortement de la forme de la fonction de masse initiale utilisée. Le spectre intégré dans l’intervalle de longueurs d’onde $1500 < \lambda < 2500 \text{ \AA}$ est dominé par les étoiles de masses supérieures à $5M_{\odot}$, la mesure du taux de formation stellaire nécessite donc une extrapolation importante vers les étoiles de plus faibles masses. Cependant, il semble que la variation de la fonction de masse initiale soit faible dans les galaxies à formation d’étoiles (Gilmore & Howell, 1998; Scalo, 1986), à l’exception probablement des galaxies infrarouge lumineuses à sursauts de formation d’étoiles, où l’utilisation de l’émission UV est peu utile.

L’ultraviolet n’en demeure pas moins un traceur privilégié de la formation stellaire. Ainsi une des découvertes majeures de ces dernières années a relancé le débat au sujet de l’histoire de la formation d’étoiles au cours de l’évolution de l’Univers : celle de galaxies formant des étoiles à haut *redshift*, observées en ultraviolet *restframe*, les *Lyman Break Galaxies*.

3. L'ULTRAVIOLET : UN TRACEUR HOMOGENÈNE DE LA FORMATION STELLAIRE DE $Z = 6$ À $Z = 0$

3.2.1 A haut *redshift* : les *Lyman Break Galaxies*

La mise au point par [Steidel et al. \(1995\)](#) de la technique de recherche des galaxies dites à chute de Lyman a permis la découverte d'un grand nombre de galaxies formant des étoiles à $z \sim 3$.

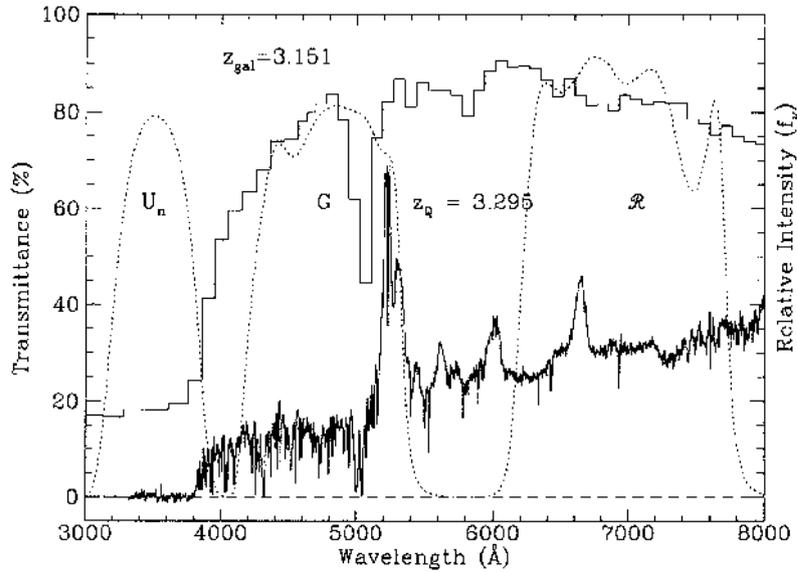


FIG. 3.2 – Principe de la détection des galaxies à chute de Lyman. La courbe sous forme d'histogramme présente la distribution spectrale d'énergie d'une galaxie à formation d'étoiles à $z = 3.151$ selon les modèles de [Bruzual A. & Charlot \(1993\)](#). La discontinuité caractéristique vers 3900 \AA est produite principalement par l'absorption par l'hydrogène atomique interstellaire. Les courbes en pointillés indiquent les réponses des filtres utilisés pour la sélection, et la courbe représente le spectre d'un quasar à $z = 3.295$ ([Steidel et al., 1995](#), figure 1).

La figure 3.2 présente le principe de cette technique, basée sur l'imagerie profonde à des longueurs d'onde au repos proches de la limite de Lyman. Etant donné que les régions HII émettent peu dans le domaine ultraviolet et que les étoiles massives émettent relativement peu de photons en-deçà de la limite de Lyman, la chute du spectre à 912 \AA doit être une signature présente dans tout spectre de galaxie. Cette discontinuité intrinsèque est très probablement renforcée par l'absorption par le gaz interstellaire HI des galaxies formant des étoiles. Le spectre modélisé de la galaxie à $z = 3.151$ présente effectivement une chute brutale d'un facteur 5 au niveau de la limite de Lyman. Les filtres utilisés (en pointillés sur la figure) permettent alors d'identifier les galaxies recherchées à l'aide de deux couleurs $U_n - G$ et $G - R$ (figure 3.3). La variation attendue des couleurs des galaxies en fonction du *redshift* permet de sélectionner des objets à haut *redshift*. Les carrés (figure 3.3) représentent les couleurs pour des distributions spectrales d'énergie non rougies par l'extinction interne des galaxies. Les couleurs à $z = 0$ sont de l'ordre de $G - R \simeq 0.1$ et $U_n - G \simeq 0.3$. Elles rougissent ensuite jusqu'à $G - R \simeq 0.6$ et $U_n - G \simeq 0$ lorsque le *redshift* augmente. Puis la couleur $U_n - G$ reste à peu près constante, avant de croître fortement. Les objets ayant des *redshifts* tels que $2.7 < z < 3.4$ sont indiqués par les symboles de taille supérieure. On peut alors,

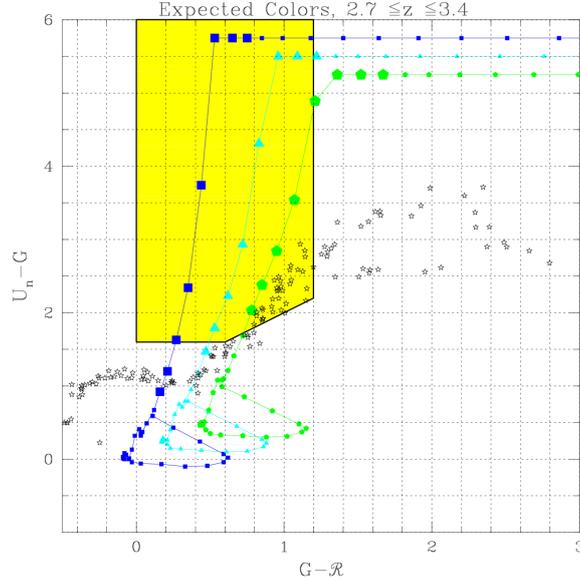


FIG. 3.3 – Sélection des galaxies à chute de Lyman à l’aide de deux couleurs. Couleurs attendues dans le système photométrique utilisé par les auteurs. Ces couleurs ont été déterminées pour 3 valeurs d’extinction interne : $E(B - V) = 0, 0.15$, et 0.30 (carrés, triangles et pentagones respectivement). Les couleurs des galaxies avec $2.7 < z < 3.4$ sont indiquées par les symboles de taille supérieure. Les étoiles représentent les couleurs des étoiles de la Galaxie. La zone colorée est définie pour sélectionner des objets avec $2.7 < z < 3.4$ (Steidel et al., 1999, figure 1b).

en considérant également des extinctions non nulles, construire d’autres évolutions pour les couleurs (triangles et carrés pour $E(B - V) = 0.15$ et 0.30) et choisir une boîte de sélection dans le plan $(G - \mathcal{R}, U_n - G)$ pour sélectionner les galaxies dans l’intervalle de *redshift* désiré.

Cette technique a permis depuis lors d’obtenir des échantillons de *Lyman Break Galaxies* de taille conséquente : Adelberger et al. (2005) ont obtenu un échantillon comprenant environ 5000 galaxies à $z \sim 3$; la densité de surface moyenne des *Lyman Break Galaxies* est de l’ordre de 0.5 arcmin^{-2} (Steidel et al., 1995). Des candidats à $z \sim 6$ ont été récemment découverts par Bouwens et al. (2004) et Shimasaku et al. (2005). Des études statistiques ont alors pu être menées sur ces galaxies à formation d’étoiles à haut *redshift* : Steidel et al. (1999) en ont étudié la fonction de luminosité, et ont dérivé le taux de formation stellaire à $z = 3$ et $z = 4$, indiquant que celui-ci serait constant à cette époque.

Les observations des *Lyman Break Galaxies*, ces galaxies à formation d’étoiles à haut *redshift*, ont souligné l’importance du domaine ultraviolet du spectre. Elles ont naturellement appelé à la constitution d’échantillons statistiques de galaxies sélectionnées à plus bas *redshift* à l’aide du même critère, afin de mieux comprendre l’évolution des processus complexes qui gouvernent la formation stellaire au sein des galaxies. En effet, une analyse précise des *Lyman Break Galaxies* nécessite des travaux complémentaires à bas *redshift* sur les propriétés des poussières qui absorbent ou diffusent une partie non négligeable de l’émission ultraviolette des étoiles jeunes (§3.1.2). D’autre part, des contraintes fortes sur la modélisation des processus baryoniques particulièrement complexes qui régissent l’évolution des propriétés des galaxies,

3. L'ULTRAVIOLET : UN TRACEUR HOMOGENÈME DE LA FORMATION STELLAIRE DE $Z = 6$ À $Z = 0$

comme les méthodes de refroidissement du gaz, les méthodes de chauffage par les supernovæ (le *feedback*), ou encore l'importance du rôle des noyaux actifs, peuvent être apportées par l'ultraviolet.

Tout ceci a mené à l'élaboration et au lancement, en avril 2003, du satellite GALEX, dont les données permettront, en combinaison avec celles obtenues à haut *redshift*, de sonder la formation d'étoiles au sein des galaxies de manière homogène de $z = 0$ à $z = 6$.

3.2.2 A plus bas *redshift* : la mission GALEX

Galaxy Evolution Explorer (GALEX), une mission de la classe *NASA Small Explorer mission*, réalise les premiers sondages spectroscopiques et en imagerie d'une grande partie du ciel dans l'ultraviolet spatial (1350 à 2750 Å). Le but principal de GALEX est d'étudier la formation d'étoiles dans les galaxies et son évolution avec le temps.

Le satellite GALEX a été mis sur une orbite circulaire de 690 km d'altitude par une fusée de type Pegasus-XL le 28 avril 2003. Les données sont obtenues lorsque le satellite se trouve du côté de la nuit terrestre ; cet intervalle de temps, définition d'une *éclipse*, dure entre 1000 et 2000 secondes. Quand le satellite se trouve du côté jour, ses panneaux solaires sont orientés vers le Soleil. Au moment où il entre dans l'obscurité, il pointe vers une des cibles du sondage. Le mode imagerie ou grisme est sélectionné, et le détecteur est mis sous tension. Les événements associés aux photons sont enregistrés avec une précision de 1 à 5 ms sur une bande embarquée. A la fin de chaque nuit orbitale, la tension des détecteurs est ramenée à son niveau d'arrêt pour les protéger, et le satellite s'oriente vers le Soleil. Les données enregistrées sont récupérées. jusqu'à quatre fois par jour vers des stations situées à Hawaii ou Perth.

L'instrument

GALEX est un télescope de type Ritchey-Chrétien modifié de 50 cm de diamètre, possédant deux détecteurs à comptage de photons (galettes à micro canaux) pour observer le ciel dans l'ultraviolet proche (NUV) et lointain (FUV). Un mécanisme placé derrière le miroir primaire permet de passer du mode imagerie au mode grisme (pour la spectroscopie) ou de protéger les détecteurs par un volet opaque (voir figure 3.4). Un miroir dichroïque permet d'observer simultanément dans les deux filtres dont les bandes passantes ont représentées figure 3.5.

Les longueurs d'ondes effectives sont listées dans la table 3.1.

	FUV	NUV
Bande passante ¹	1344 - 1786 Å	1771-2831 Å
Longueur d'onde effective	1528 Å	2271 Å
Résolution	4 .5 FWHM	6 .0 FWHM
Résolution spectrale($\lambda/\Delta\lambda$)	200	90
Magnitude Limite (5σ ²) :		
AIS (100 s)	19.9	20.8
MIS (1500 s)	22.6	22.7
DIS (30000 s)	24.8	24.4
Image	3840 × 3840 éléments avec 1 pixel = 1.5"	

TAB. 3.1 – Résumé des caractéristiques de GALEX (Morrissey et al., 2005, tableau 3)

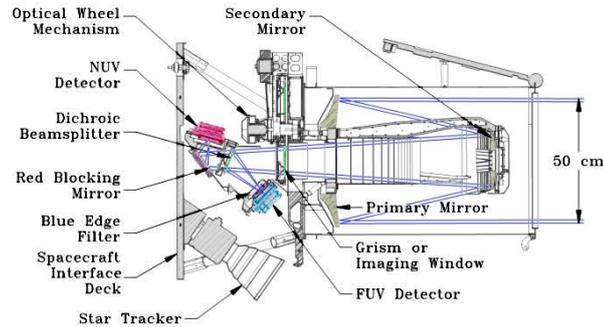


FIG. 3.4 – Vue en coupe de l'instrument GALEX. Le chemin optique suivi est tracé en bleu. Les panneaux solaires et un compartiment séparé dédié à l'électronique de bord ne sont pas figurés ici (Morrissey et al., 2005, figure 1).

Buts de l'expérience

La mission GALEX a trois principaux objectifs, qui nécessitent d'obtenir des données dans l'ultraviolet *restframe* et multi-longueurs d'onde. Les différents sondages de GALEX ont donc été conçus pour pouvoir être combinés avec d'autres sondages en cours d'élaboration ou déjà existants. Ainsi dès l'origine, les données GALEX ont été prévues pour constituer avec le *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) (York et al., 2000) un ensemble cohérent dans un large domaine de longueurs d'onde.

Les objectifs principaux de la mission GALEX sont les suivants :

- Fournir une calibration de la relation entre l'ultraviolet et le taux de formation d'étoiles des galaxies en tenant compte de l'extinction interne, de l'histoire de la formation stellaire, de la fonction de masse initiale, et de la métallicité. Cette calibration doit être obtenue pour une large gamme d'environnements et de conditions physiques. Les relations pourront alors être appliquées aux galaxies à des périodes de l'histoire de l'Univers où la formation stellaire a pu avoir un caractère très différent. Pour les galaxies avec une histoire de formation stellaire avec de faibles variations, l'ultraviolet fournit une mesure linéaire du taux de formation stellaire courant après résolution du problème de l'extinction interne.
- Déterminer l'échantillon minimal de données nécessaires pour mesurer cette extinction intrinsèque. Pour les galaxies avec des histoires de formation stellaire plus complexes, l'ultraviolet sonde des échelles de temps reliées aux sursauts de formation stellaire provoqués par les interactions ou les fusions.
- Utiliser des sondages de l'ultraviolet dans le référentiel des galaxies pour déterminer l'histoire de la formation stellaire dans l'intervalle de *redshift* $0 < z < 2$ (c'est-à-dire les 9 derniers milliards d'années de l'histoire de l'Univers), ainsi que d'étudier sa dépendance avec l'environnement, la masse, la morphologie, les fusions ... Ces résultats pourraient ainsi être mis en parallèle avec ceux obtenus par les autres sondages de l'ultraviolet *restframe* (sondages du télescope spatial Hubble, sondages optiques et sondages dans l'infrarouge proche, ou sondages futur du télescope spatial James Webb). Cette compilation de résultats avec $1.5 < z < 20$ (pendant les 4 premiers milliards d'années de

3. L'ULTRAVIOLET : UN TRACEUR HOMOGENÈME DE LA FORMATION STELLAIRE DE $Z = 6$ À $Z = 0$

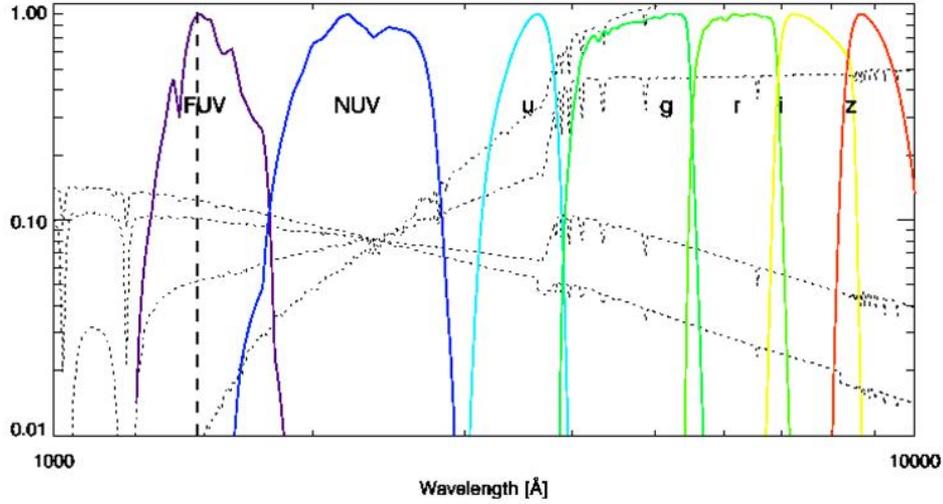


FIG. 3.5 – Comparaison des filtres GALEX et SDSS. Les lignes en traits tirets représentent des spectres de galaxies avec différentes histoires de formation stellaire.

l'histoire de l'Univers), pourra fournir une vision complète de la formation stellaire au cours de l'histoire de l'Univers.

- Utiliser à la fois de larges échantillons du point de vue statistique et d'étudier en détail les galaxies proches afin de poser des contraintes sur les modèles décrivant la formation stellaire globale dans divers contextes.

Les différents sondages

La mission GALEX se décline sous 5 principaux sondages dont les propriétés sont résumées dans le tableau 3.2.

Sondage	Surface (deg ²)	Temps d'exposition (ks)	m_{AB}	Nombre de galaxies (estimation)	Volume (Gpc ³)	$\langle z \rangle$
AIS	40000	0.1	20.5	10^7	1	0.1
MIS	1000	1.5	23	$10^{6.5}$	1	0.6
DIS	80	30	25	10^7	1.0	0.85
UDIS	1	200	26	$10^{5.5}$	0.05	0.9
NGS	...	0.5	27.5 ¹	200
WSS	80	30	20	10^4 - 10^5	0.03	0.15
MSS	8	300	21.5 ²	10^4	0.03	0.3
	8	300	23.3 ³	10^5	0.03	0.5
DSS	2	2000	22.5 ⁴	10^4	0.05	0.5
	2	2000	24.3 ⁵	10^5	...	0.9

TAB. 3.2 – Résumé des caractéristiques des sondages GALEX (Martin et al., 2005a, tableau 2)

All-sky Imaging Survey (AIS) Il s'agit d'un sondage de tout le ciel à une profondeur de $m_{AB} \sim 20.5$, comparable à celle du *Palomar Observatory Sky Survey II* (POSS II) ($m_{AB} = 21$), et à celle du sondage spectroscopique du SDSS ($m_{AB} = 17.6$). Pendant une éclipse, 10 directions (c'est-à-dire environ 10 deg^2) avec des temps d'exposition typiques de 100 s peuvent être observées. A cette profondeur, les champs contiennent jusqu'à 1000 objets.

Medium Imaging Survey (MIS) Le MIS est prévu pour couvrir une surface de 1000 deg^2 , avec un recouvrement maximal avec le SDSS. Le temps d'exposition des MIS correspond à la durée d'une éclipse, c'est-à-dire de l'ordre de 1500 s, d'une profondeur $m_{AB} \sim 23$, équivalente à celle du sondage spectroscopique du SDSS. Un champ MIS contient plusieurs milliers d'objets.

Deep Imaging Survey (DIS) Le sondage DIS est constitué de 80 deg^2 observés avec des temps d'exposition de 30 000 s pour une profondeur de $m_{AB} \sim 25$, dans des régions du ciel où des données multi-longueur d'onde ont déjà été obtenues ou sont en cours d'acquisition. Les directions sélectionnées sont des régions à basse extinction galactique, avec de faibles fonds galactique et zodiacal. Les étoiles brillantes sont évitées dans la mesure du possible et des pointés contigus de 10 deg^2 sont prévus pour obtenir des volumes cosmiques importants. Un *Ultra-Deep Imaging Survey* (UDIS) avec des temps d'exposition de 200 000s (profondeur : $m_{AB} \sim 26$) est également en cours dans quatre champs.

Nearby Galaxies Survey (NGS) Le NGS a pour but d'observer des galaxies résolues, pendant une à deux éclipses chacune. La magnitude de surface limite est de $m_{AB} \sim 27.5 \text{ arcsec}^{-2}$, équivalant à un taux de formation stellaire de $10^{-3} M_{\odot} \text{ kpc}^{-2}$ par an. Les 200 cibles ont été sélectionnées afin d'être représentatives de différents types de galaxies et d'environnements et correspondent à la plupart des galaxies du *Spitzer IR Nearby Galaxy Survey* (SINGS).

Les sondages spectroscopiques Ils sont de trois types : le *Wide-field Spectroscopic Survey* (WSS), qui couvre la totalité des 80 deg^2 du sondage DIS avec un temps d'exposition comparable (30 000s); il atteint $m_{AB} \sim 20$ pour des spectres avec des rapports signal sur bruit de l'ordre de 10; le *Medium-deep Spectroscopic Survey* (MSS) qui couvre le champ central de chaque région DIS, ce qui représente au total 8 deg^2 , jusqu'à $m_{AB} \sim 21.5 - 23$ avec des temps d'exposition de l'ordre de 300 000 s; enfin, le *Deep Spectroscopic Survey* (DSS) sur 2 deg^2 avec 1000 éclipses, à une profondeur $m_{AB} \sim 23 - 24$.

Les premiers résultats

Les premiers résultats de la mission GALEX ont été publiés dans un volume spécial de l'*Astrophysical Journal* (n° 619) paru en Janvier 2005. Ce paragraphe en présente quelques-uns. Notons que ces résultats ont été obtenus à l'aide des données de l'*Internal Release 0.2* qui avait été cross-matché avec les données SDSS du *Data Release 1*.

Histoires de formation stellaires [Salim et al. \(2005\)](#) ont déterminé un certain nombre de paramètres physiques reliés à l'histoire de la formation stellaire et à l'extinction par les poussières à partir d'un échantillon combiné de données GALEX et SDSS. Leur analyse

3. L'ULTRAVIOLET : UN TRACEUR HOMOGENÈNE DE LA FORMATION STELLAIRE DE $Z = 6$ À $Z = 0$

montre que l'inclusion des données GALEX pour la détermination de ces paramètres permet d'en améliorer la mesure par rapport à l'utilisation seule des données SDSS. Ceci est notable en particulier pour les taux de formation stellaire moyennés sur 100 millions d'années et 1 milliard d'années, pour l'atténuation par la poussière dans les filtres *FUV* et *NUV* et enfin pour l'estimation de la fraction de la masse stellaire des galaxies formées lors des sursauts de formation stellaire récents.

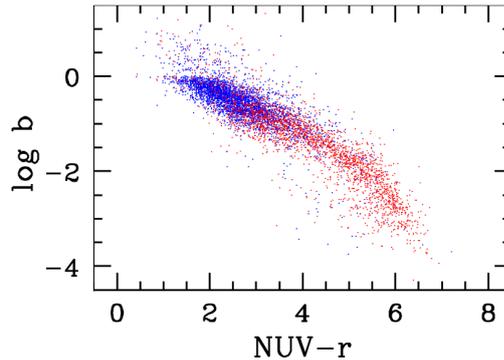


FIG. 3.6 – Relation entre le rapport de la formation stellaire ayant eu lieu au cours des 100 derniers millions d'années avec la formation stellaire passée et la couleur $NUV - r$ *restframe*. Les points bleus (resp. rouges) sont classés comme types précoces (tardifs) par leur profil dans l'image r SDSS. (Salim et al., 2005, figure 2).

La mesure du taux de formation stellaire courant (c'est-à-dire moyenné sur les 100 derniers millions d'années) montre que GALEX est sensible à des TFS très faibles, de l'ordre de $10^{-3}M_{\odot}$ par an. Comme attendu, ce sont les galaxies de type précoce qui présentent les TFS les plus faibles. Il apparaît cependant qu'une fraction des galaxies elliptiques brillantes (15% des elliptiques avec $M_r < -22$) observées par GALEX ont connu des épisodes de formation stellaire de faible intensité au cours des derniers millions d'années écoulés (Yi et al., 2005). Salim et al. ont également étudié la relation entre le paramètre $b = TFS / \langle TFS \rangle_{\text{passé}}$ (voir par exemple Kennicutt, 1998a) et la couleur $NUV - r$ *restframe* (figure 3.6). Ce paramètre décrit le rapport du TFS courant par le TFS moyenné sur l'histoire passée de la galaxie. Les galaxies avec un TFS constant ont $b = 1$ alors que celles connaissant un sursaut de formation stellaire ont $b > 1$. Les galaxies de type précoce présentent de très faibles valeurs de b , de l'ordre de 3×10^{-4} . Un résultat remarquable est la corrélation entre la couleur $NUV - r$ et le paramètre b . Ceci implique que l'histoire de la formation stellaire des galaxies peut être aisément contrainte en utilisant la couleur $NUV - r$ comme seul critère.

L'UV et les poussières Les poussières jouent un rôle particulièrement important dans la mesure de la luminosité émise par une galaxie dans le domaine ultraviolet. En effet les poussières absorbent ou diffusent une partie du rayonnement des étoiles jeunes; l'énergie absorbée est alors réémise dans le lointain infrarouge (*Far Infrared* : FIR) par les poussières. Le FIR représente donc le complémentaire naturel de l'UV (voir §3.1.2). Il est crucial d'effectuer le bilan énergétique en étudiant le rapport FIR/UV d'un échantillon représentatif de galaxies afin de pouvoir corriger correctement le flux UV de l'extinction.

Les premières données obtenues par GALEX ont permis, après cross-matching avec des données précédemment collectées en infrarouge, d'étudier avec différents aspects de l'influence de la poussière sur le rayonnement ultraviolet (Boissier et al., 2005; Buat et al., 2005; Martin et al., 2005b; Popescu et al., 2005; Seibert et al., 2005). En particulier, Buat et al. (2005) ont montré qu'un échantillon sélectionné en NUV présente une extinction en moyenne plus faible d'une magnitude qu'un échantillon sélectionné en FIR. D'autre part la correction d'extinction proposée par Meurer et al. (1999) basée sur la seule couleur $FUV - NUV$ surestime l'extinction pour l'échantillon sélectionné en NUV.

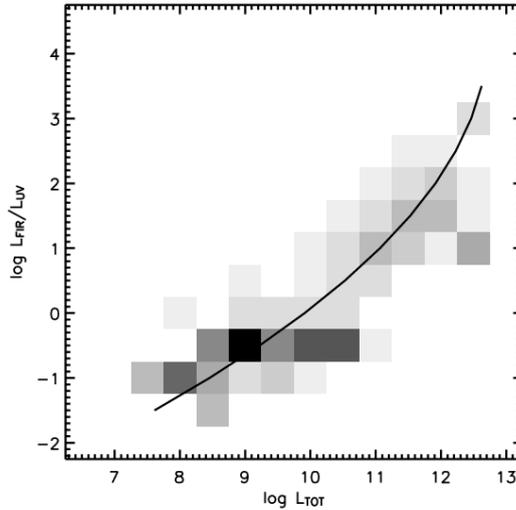


FIG. 3.7 – Fonction de luminosité bivariable FUV-FIR. La fonction de luminosité bivariable est ici ré-échantillonnée par intervalles de luminosité totale $L_{TOT} = L_{FUV} + L_{FIR}$ et du rapport L_{FIR}/L_{FUV} . La courbe en trait plein représente l'ajustement par un polynôme du second degré. Cette fonction de luminosité bivariable a été normalisée par la fonction de luminosité totale pour diminuer la dynamique. L'échelle en niveaux de gris évolue linéairement avec la distribution normalisée (Martin et al., 2005b, figure 2).

Martin et al. (2005b) ont calculé les fonctions de luminosité d'échantillons sélectionnés en FUV et FIR, la fonction de luminosité totale avec $L_{TOT} = L_{FUV} + L_{FIR}$ ainsi que la fonction de luminosité bivariable $\phi(L_{FUV}, L_{FIR})$. Celle-ci est représentée figure 3.7. On peut remarquer d'après l'échelle en niveaux de gris que le pic de la population apparaît pour un rapport $L_{FIR}/L_{FUV} < 1$. D'autre part Martin et al. (2005b) notent que la densité de luminosité totale est répartie à proportions égales entre le rayonnement FUV des étoiles et la réémission par les poussières dans l'infrarouge lointain. Ceci indique, à $z \lesssim 0.04$, qu'aussi bien l'ultraviolet que l'infrarouge lointain sont de bons traceurs de la formation stellaire et que l'extinction par les poussières n'est pas le phénomène dominant.

Des galaxies lumineuses en UV Heckman et al. (2005) ont étudié les propriétés de galaxies UV très lumineuses : $L_{FUV} \geq 2 \times 10^{10} L_{\odot}$. Cette valeur est comprise entre la luminosité caractéristique des galaxies UV locales ($L_* = 10^{9.6} L_{\odot}$) (Wyder et al., 2005) et celle des *Lyman Break Galaxies* à $z \sim 3$: $10^{10.8} L_{\odot}$ (Arnouts et al., 2005). Heckman et al. ont divisé

3. L'ULTRAVIOLET : UN TRACEUR HOMOGENÈNE DE LA FORMATION STELLAIRE DE $Z = 6$ À $Z = 0$

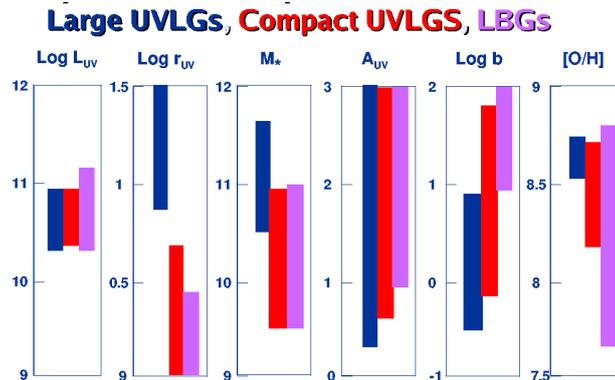


FIG. 3.8 – Comparaison des propriétés des galaxies de l’Univers local lumineuses en UV avec celles des *Lyman Break Galaxies*. Chaque colonne correspond à un paramètre physique différent ; de gauche à droite : Luminosité UV ; rayon qui contient 50% du flux UV (kiloparsecs) ; masse stellaire (en $10^{10} M_{\odot}$) ; extinction absolue en UV (en magnitude) ; rapport de la formation stellaire récente sur la formation stellaire passée et métallicité. Les différentes couleurs désignent différentes populations : bleu, galaxies lumineuses en UV étendues ; rouge, galaxies lumineuses en UV compactes et mauve *Lyman Break Galaxies*. (Hoopes, communication privée)

leur échantillon en deux sous classes : les galaxies lumineuses étendues et compactes. Les propriétés de ces deux groupes sont comparées avec celles des *Lyman Break Galaxies* à $z \sim 3$ figure 3.8. Ces galaxies sont particulièrement remarquables ; en effet, elles possèdent un grand nombre de propriétés physiques communes avec les *Lyman Break Galaxies*, galaxies à formation stellaire à plus haut *redshift*. Ceci est d’autant plus vrai pour les galaxies lumineuses compactes que pour les plus étendues. Notons enfin que ces galaxies lumineuses compactes sont très rares : leur densité comobile est de l’ordre de 10^{-5}Mpc^{-3} , soit plusieurs centaines de fois plus faible que celle des *Lyman Break Galaxies* à $z = 3$. Ces objets peuvent donc être considérés comme l’équivalent à bas *redshift* des *Lyman Break Galaxies*. Elles méritent ainsi le qualificatif de “fossiles vivants”, et leur étude peut permettre de comprendre les processus physiques qui sont intervenus au sein des galaxies à formation d’étoiles typiques dans l’Univers lointain.

Evolution du Taux de formation Stellaire avec le *redshift* Un des principaux objectifs à long terme de GALEX est d’étudier les propriétés dans l’intervalle de *redshift* $0 < z < 1$ des galaxies observées dans le filtre *FUV*. Ceci permet une comparaison directe avec les mesures effectuées à plus haut *redshift* à l’aide des *Lyman Break Galaxies*. Les données GALEX vont également permettre de déterminer de quelle manière l’information apportée par l’UV *restframe* peut être utilisée pour étudier de façon détaillée certaines propriétés des galaxies comme l’influence de la poussière, la métallicité, ou leur histoire de formation stellaire. Dans un premier temps, Schiminovich et al. (2005) ont mesuré l’évolution du TFS directement à partir de la luminosité *FUV* en intégrant les fonctions de luminosité obtenues par Arnouts et al. (2005). Leurs mesures sont représentées figure 3.9. Celles-ci sont en accord avec d’autres précédemment dérivées à partir de sondages optiques. D’autre part, ces auteurs ont estimé l’extinction absolue qui affecte les objets présents dans leurs échantillons à partir des données UV seules (la couleur *FUV* – *NUV*). L’intervalle des valeurs UV corrigées de l’extinction

à l'aide de cette estimation est remarquablement en accord avec des mesures indépendantes obtenues à partir de la raie $H\alpha$.

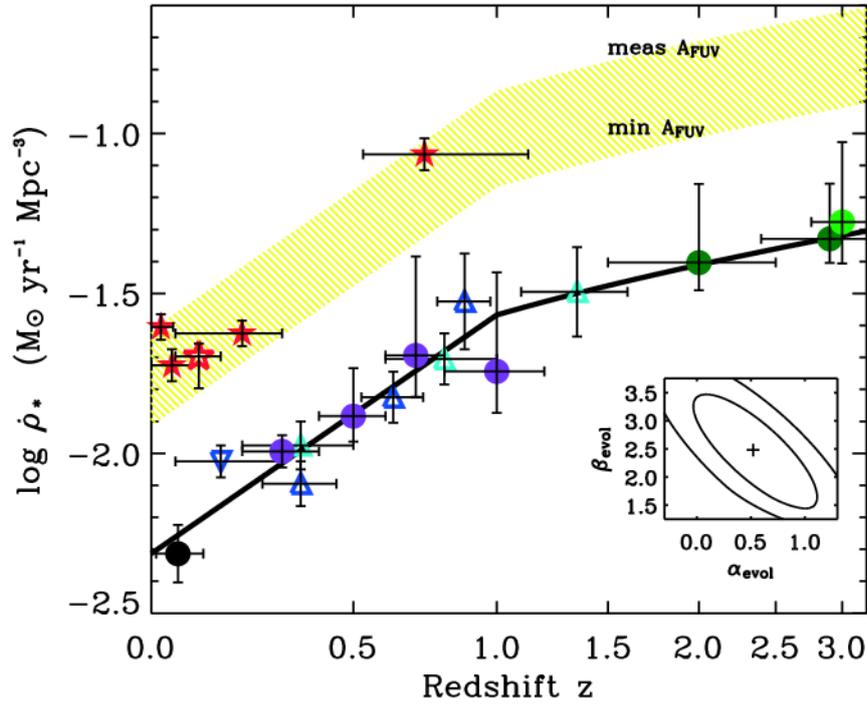


FIG. 3.9 – Evolution avec le *redshift* du TFS par unité de masse. Les cercles pleins représentent les mesures à 1500 Å (non corrigées de l'extinction par la poussière) : les points mauves ont été dérivés à l'aide d'un échantillon combiné de données GALEX-VVDS, les points vert foncé à partir d'un échantillon basé sur le *Hubble Deep Field* ; le point noir est obtenu à partir de la fonction de luminosité déterminée par Wyder et al. (2005), et le point vert clair à partir de celle de Steidel et al. (1999). Les triangles bleus indiquent des mesures obtenues à partir de l'UV *restframe* (non corrigées de l'extinction) : triangle renversé, Sullivan et al. (2000) ; triangles bleu foncé, Lilly et al. (1996) et triangles bleu clair Wilson et al. (2002). Les lignes sont $(1+z)^{2.5}$ pour $z < 1$ et $(1+z)^{0.5}$ pour $z > 1$. La région hachurée indique l'intervalle correspondant aux extinctions minimum et maximum déterminées à l'aide des données UV seules. Les étoiles pleines représentent des mesures corrigées de l'extinction obtenues à partir de la raie $H\alpha$ (Gronwall, 1999; Pérez-González et al., 2003; Tresse & Maddox, 1998; Tresse et al., 2002, par ordre croissant de *redshift*). L'étoile vide indique une mesure obtenue à partir de la raie d'émission $H\alpha$ (Brinchmann et al., 2004). (Schiminovich et al., 2005, figure 5)

3. L'ULTRAVIOLET : UN TRACEUR HOMOGENÈNE DE LA FORMATION STELLAIRE DE $Z = 6$ À $Z = 0$

Le cadre cosmologique pour l'évolution des galaxies a été présenté chapitre 2. Par sa nature, il souligne l'importance de l'étude de l'agrégation des galaxies pour établir la relation de leurs propriétés physiques avec le champ de matière sous-jacent. Le présent chapitre a souligné l'efficacité de l'ultraviolet en tant que traceur de la formation d'étoiles sur une large plage de l'histoire de l'Univers. Avant de présenter les résultats de l'étude de l'agrégation des galaxies observées en ultraviolet *restframe*, il est temps de discuter l'outil utilisé dans cette thèse, la fonction de corrélation à deux points.

Chapitre 4

La fonction de corrélation des galaxies

Sommaire

4.1 Fonctions de corrélation à deux points	42
4.1.1 Fonction de corrélation spatiale	42
4.1.2 Une autre définition	42
4.1.3 Relation avec le spectre de puissance	43
4.1.4 Fonction de cross-corrélation	43
4.1.5 Fonction de corrélation angulaire	43
4.2 Fonctions de corrélation à N-points	44
4.2.1 Définition	44
4.2.2 Modèle hiérarchique pour les corrélations d'ordres supérieurs	44
4.2.3 Moments et comptages en cellules	45
4.3 Des méthodes pour estimer la fonction de corrélation	45
4.3.1 Le comptage en cellules	45
4.3.2 Le comptage de paires	47
4.3.3 Relation entre les fonctions de corrélation angulaire et spatiale	48
4.4 Estimation des erreurs	49
4.4.1 Erreurs de type Poisson	49
4.4.2 Erreurs cosmiques	49
4.4.3 Erreurs bootstrap	50
4.4.4 Erreurs jackknife	51

La distribution des galaxies peut être étudiée de différentes manières. Dans le cadre d'un modèle cosmologique où les fluctuations du champ de densité ayant donné naissance aux grandes structures sont supposées gaussiennes, les deux premiers moments, à savoir la moyenne et la variance, doivent décrire complètement la distribution. En ce qui concerne

4. LA FONCTION DE CORRÉLATION DES GALAXIES

l'étude des galaxies, la moyenne est représentée par les comptages et la variance par la fonction de corrélation (voir §4.2.3). Les ordres suivants, la *skewness*, moment d'ordre 3 et la *kurtosis*, d'ordre 4, mesurent l'écart attendu à la gaussianité dans le cas d'une évolution non-linéaire.

L'intérêt de la fonction de corrélation tient dans le fait que malgré sa (relative) simplicité d'utilisation, cet outil est particulièrement sensible à la distribution des galaxies. Il permet ainsi de quantifier de manière précise l'agrégation des objets. Une paramétrisation en forme de loi de puissance a connu un grand succès et permet à l'aide de deux paramètres de décrire et de comparer cette agrégation pour des galaxies de propriétés différentes. D'autre part, la mesure de la fonction de corrélation des galaxies permet de contraindre les régions du champ de densité, ou dit autrement, les types de halos de matière sombre qu'elles occupent (voir chapitre 2).

4.1 Fonctions de corrélation à deux points

4.1.1 Fonction de corrélation spatiale

Considérons un ensemble d'objets distribués dans un volume V . Soit n la densité moyenne en nombre ; la probabilité de trouver un objet dans le volume infinitésimal δV est

$$\delta P = n\delta V \quad (4.1)$$

Si les objets sont distribués aléatoirement dans V , la probabilité jointe de trouver un objet dans δV_1 et un autre dans δV_2 est :

$$\delta P = n^2\delta V_1\delta V_2 \quad (4.2)$$

Considérons maintenant le cas d'objets distribués non aléatoirement ; l'équation précédente devient :

$$\delta P = n^2(1 + \xi(r_{12}))\delta V_1\delta V_2 \quad (4.3)$$

où $\xi(r_{12})$ ¹ est la fonction de corrélation spatiale à deux points. Celle-ci quantifie la manière dont la distribution d'objets étudiée diffère d'une distribution aléatoire². L'équation 4.3 montre que $\xi(r_{12}) = 0$ décrit une distribution aléatoire, $\xi(r_{12}) > 0$ une distribution corrélée, $-1 < \xi(r_{12}) < 0$ une distribution anti-corrélée.

4.1.2 Une autre définition

Une vision alternative est celle considérant la distribution des objets comme un champ de densité continu.

Soit $\rho(\vec{x})$ le champ de densité, on peut définir les perturbations du champ de densité comme :

¹L'hypothèse d'une distribution homogène et isotrope permet d'écrire que $\xi(\vec{r}_{12}) = \xi(r_{12})$.

²En toute rigueur, il faudrait parler ici de fonction d'auto-corrélation : on étudie la distribution d'une seule population (voir 4.1.4) ; par abus de langage le préfixe *auto* sera omis par la suite.

$$\delta(\vec{x}) = \frac{\rho(\vec{x}) - \langle \rho \rangle}{\langle \rho \rangle} \quad (4.4)$$

La fonction de corrélation spatiale peut alors s'écrire comme la covariance des perturbations du champ de densité :

$$\xi(\vec{r}) = \langle \delta(\vec{x})\delta(\vec{x} + \vec{r}) \rangle \quad (4.5)$$

4.1.3 Relation avec le spectre de puissance

Dans le cadre de la théorie de l'inflation, les perturbations initiales sont prédites comme étant aléatoires et gaussiennes. Ceci signifie que le spectre de puissance de ces fluctuations contient toute l'information nécessaire sur leur distribution. La croissance des structures peut être décrite par la transformée de Fourier $\delta_{\vec{k}}(t)$ du contraste du champ de densité $\delta(t, \vec{x}) = (\rho(t, \vec{x}) - \langle \rho \rangle) / \langle \rho \rangle$. Le spectre de puissance des fluctuations est alors défini comme $P(k, t) = \langle |\delta_{\vec{k}}(t)|^2 \rangle$. L'isotropie statistique de l'Univers implique que le spectre de puissance ne dépend que de la norme du nombre d'onde $|\vec{k}|$.

Le spectre de puissance $P(k)$ est relié à la fonction de corrélation par la transformée de Fourier. Dans un ensemble à N dimensions, on peut écrire :

$$\xi(\vec{r}) = \int_{RN} e^{-i\vec{r}\cdot\vec{k}} P(\vec{k}) \frac{d^N k}{(2\pi)^N} \quad (4.6)$$

En utilisant l'hypothèse d'un champ de densité isotrope, on obtient en trois dimensions :

$$\xi(r) = 4\pi \int_0^\infty P(k) \frac{\sin(kr)}{kr} \frac{k^2 dk}{(2\pi)^3} \quad (4.7)$$

La variance d'un champ isotrope peut être écrite comme :

$$\sigma^2 = \xi(0) = 4\pi \int_0^\infty P(k) \frac{k^2 dk}{(2\pi)^3} \quad (4.8)$$

4.1.4 Fonction de cross-corrélation

La fonction de corrélation permet de connaître la distribution d'une population d'objets ; on peut être intéressé par la distribution d'une population d'objets *par rapport* à une autre population. La fonction de cross-corrélation est définie par la probabilité jointe de trouver un objet dans δV_1 appartenant à la première population (notée a) et un autre appartenant à la deuxième (b) dans δV_2 :

$$\delta P = n_a n_b (1 + \xi_{ab}(r)) \delta V_1 \delta V_2 \quad (4.9)$$

4.1.5 Fonction de corrélation angulaire

Calculer la distance entre deux objets nécessite de connaître le *redshift* de ces deux objets. Ces données sont rarement disponibles pour tous les objets d'un sondage pour des raisons de coût (et/ou de temps ...). C'est la raison pour laquelle il est courant d'utiliser la distance angulaire θ_{12} des objets au lieu d'une distance physique. On définit donc comme dans l'équation 4.3 la fonction de corrélation angulaire $w(\theta_{12})$ en exprimant la probabilité jointe de trouver un objet dans l'angle solide infinitésimal $\delta\Omega_1$ et un autre dans $\delta\Omega_2$:

4. LA FONCTION DE CORRÉLATION DES GALAXIES

$$\delta P = n^2 (1 + w(\theta_{12})) \delta\Omega_1 \delta\Omega_2 \quad (4.10)$$

où n est ici la densité moyenne en nombre d'objets sur le ciel. C'est cette méthode qui a été retenue dans ce travail.

4.2 Fonctions de corrélation à N-points

4.2.1 Définition

On peut facilement généraliser les définitions précédentes des fonctions de corrélation à deux points pour étudier les ordres supérieurs. Par exemple, la probabilité de trouver trois points ($N = 3$) dans les éléments de volumes δV_1 , δV_2 et δV_3 placés aux sommets d'un triangle de côtés r_{12} , r_{23} et r_{31} s'écrit :

$$\delta P = n^3 \left[1 + \xi(r_{12}) + \xi(r_{23}) + \xi(r_{31}) + \xi_3(r_{12}, r_{23}, r_{31}) \right] \delta V_1 \delta V_2 \delta V_3 \quad (4.11)$$

où $\xi_3(r_{12}, r_{23}, r_{31})$ est la fonction de corrélation à trois points réduite (ou connectée) et la quantité entre crochets la fonction de corrélation à trois points complète. Les termes $\xi(r_{ij})$ tiennent compte de l'excès de triplets dû au fait que le nombre de paires n'est pas aléatoire. Pour un champ de densité gaussien $\xi_N = 0$ pour $N \geq 2$, donc toutes les probabilités sont décrites par la fonction de corrélation à deux points $\xi(r)$. L'étude des fonctions de corrélations à N-points permet donc de tester la gaussianité du champ de densité qui est prédite par les théories de l'inflation. La *skewness* S_3 et la *kurtosis* S_4 sont utilisées dans ce but.

4.2.2 Modèle hiérarchique pour les corrélations d'ordres supérieurs

Les fonctions de corrélation d'ordres supérieurs mettent en jeu toutes les distances séparant N points ; leur interprétation est donc assez complexe. Il est courant d'utiliser un modèle qui simplifie grandement le problème : dans le cadre du *modèle hiérarchique*, la fonction de corrélation à N-points ξ_N est liée à la fonction de corrélation d'ordre inférieur ξ_{N-1} (Bernardeau et al., 2002; Peebles, 1980). avec $N = 3$, ξ_3 , qui est une fonction à trois variables, peut être écrite comme la somme de produits de ξ_2 , fonctions à deux variables :

$$\xi_3(r_{12}, r_{23}, r_{31}) = Q_3 [\xi(r_{12})\xi(r_{23}) + \xi(r_{23})\xi(r_{31}) + \xi(r_{31})\xi(r_{12})] \quad (4.12)$$

où Q_3 est une constante. Ceci peut être généralisé à l'ordre N :

$$\xi_N(r_1, \dots, r_N) = \sum_{t=1}^{T(N)} Q_{N,t} \sum_{L_{N,t}} \prod_{N-1} \xi(r_{ij}) \quad (4.13)$$

où les $Q_{N,t}$ sont les constantes de structures. $\prod_{N-1} \xi(r_{ij})$ est le produit de $N-1$ fonctions de corrélation à deux points. Chaque terme $\xi(r_{ij})$ correspond à un lien $r_{ij} = |\vec{x}_i - \vec{x}_j|$; ces liens sont organisés sur une structure en arbre. A chaque arbre correspond un produit ; il y a $T(N)$ arbres différents. Pour chaque arbre, $t = 1, \dots, T(N)$, il y a $L_{N,t}$ étiquettes. L'équation 4.13 peut être simplifiée en faisant l'hypothèse que les paramètres $Q_{N,t}$ ne dépendent pas de la forme des arbres :

$$\xi_N(r_1, \dots, r_N) = Q_N \sum_{t=1, L_{N,t}}^{T(N)} \xi(r_{ij}) \quad (4.14)$$

4.2.3 Moments et comptages en cellules

Soit $P(n, V_A)$ la probabilité qu'une cellule A de volume V_A jetée aléatoirement contienne exactement n objets. Pour une distribution poissonnienne on a :

$$P(n, V_A) = \frac{(\bar{n}V_A)^n}{n!} e^{-\bar{n}V_A} \quad (4.15)$$

où \bar{n} est la densité moyenne en nombre. Les moments factoriels d'ordre N sont définis par :

$$\alpha_N(A \times \dots \times A) = \sum_{n=0}^{\infty} n(n-1) \cdots (n-N+1) P(n, V_A) \quad (4.16)$$

Les constantes de structures peuvent être calculées à partir de ces moments ; les premiers moments sont :

$$\begin{aligned} \bar{n} &= \alpha_1 \\ \bar{\xi} &= \frac{\alpha_2}{\alpha_1^2} - 1 \\ Q_3 &= \frac{\alpha_1(\alpha_3 - 3\alpha_1\alpha_2 + 2\alpha_1^3)}{3(\alpha_2 - \alpha_1^2)^2} \\ Q_4 &= \frac{\alpha_1^2(\alpha_4 - 4\alpha_3\alpha_1 - 3\alpha_2^2 + 12\alpha_2\alpha_1^2 - 6\alpha_1^4)}{16(\alpha_2 - \alpha_1^2)^3} \end{aligned}$$

Un autre ensemble de constantes de structures est couramment utilisé :

$$S_N = N^{N-2} Q_N = \frac{\bar{\xi}_N}{\bar{\xi}_{N-1}} \quad (4.17)$$

Les paramètres S_3 et S_4 décrivent respectivement les *skewness* et *kurtosis* d'une population. Notons que les constantes de structures Q_3 et Q_4 seront utilisées ici dans le calcul des erreurs cosmiques (§4.4.2).

4.3 Des méthodes pour estimer la fonction de corrélation

La fonction de corrélation est une grandeur idéale que l'on peut *estimer* à l'aide de différentes méthodes. Trois d'entre elles (les plus courantes) sont présentées ici : le comptage en cellules, l'utilisation de la transformée de Fourier, et enfin le comptage de paires.

4.3.1 Le comptage en cellules

Fonction de corrélation spatiale

Le principe de cette méthode est de compter le nombre d'objets présents dans des cellules de rayon r_c placées aléatoirement. La variance de ce nombre est reliée à l'intégrale de la fonction de corrélation (Peebles, 1980, §36) :

4. LA FONCTION DE CORRÉLATION DES GALAXIES

$$\sigma^2(r_c) = \langle N \rangle + \langle N \rangle^2 \bar{\xi}(r_c) \quad (4.18)$$

$$\bar{\xi}(r_c) = \frac{1}{V^2} \int_{cellule} \xi(r_{12}) dV_1 dV_2 \quad (4.19)$$

où $\langle N \rangle$ est le nombre moyen d'objets par cellule et V le volume de la cellule. Si $\xi(r_{12}) = 0$, l'équation 4.18 se réduit à $\sigma^2 = \langle N \rangle$, comme pour une distribution poissonnienne. L'équation 4.18 permet donc de déterminer la valeur moyenne de la fonction de corrélation $\bar{\xi}(r_c)$:

$$\frac{1}{\langle N \rangle^2} (\sigma^2(r_c) - \langle N \rangle) = \bar{\xi}(r_c) \quad (4.20)$$

Le terme $\langle N \rangle$ dans la parenthèse permet de corriger l'estimation du bruit poissonnien. Si on fait l'hypothèse que la fonction de corrélation étudiée est correctement approchée par une loi de puissance $\xi(r) = (r/r_0)^{-\gamma}$, on obtient (Peebles, 1980, §59) :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma^2(r_c)}{\langle N \rangle} &= \left(\frac{r_c}{r_0} \right)^{-\gamma} C_\gamma \\ C_\gamma &= \frac{72}{(3-\gamma)(4-\gamma)(6-\gamma)2^\gamma} \end{aligned}$$

Cette méthode permet donc d'estimer la longueur de corrélation r_0 connaissant la pente de la fonction de corrélation γ , ou en fixant celle-ci à une certaine valeur. Cette méthode a été utilisée notamment par Adelberger et al. (1998); Benoist et al. (1996); Giavalisco & Dickinson (2001).

Fonction de corrélation angulaire

Cette méthode peut également être transposée au cas de la fonction de corrélation angulaire. Les équations 4.18 et 4.19 deviennent alors :

$$\sigma^2(\theta_c) = \langle N \rangle + \langle N \rangle^2 \bar{w}(\theta_c) \quad (4.21)$$

$$\bar{w}(\theta_c) = \frac{1}{\Omega^2} \int_{cellule} w(\theta_{12}) d\Omega_1 d\Omega_2 \quad (4.22)$$

où θ_c est ici la taille angulaire de la cellule, et Ω l'angle solide sous-tendu par la cellule. On obtient donc de même qu'auparavant :

$$\frac{1}{\langle N \rangle^2} (\sigma^2(\theta_c) - \langle N \rangle) = \bar{w}(\theta_c) \quad (4.23)$$

En supposant que $w(\theta)$ est une loi de puissance $w(\theta) = A_w \theta^{-\delta}$ l'équation précédente peut s'écrire :

$$\frac{1}{\langle N \rangle^2} (\sigma^2(\theta_c) - \langle N \rangle) = A_w \frac{1}{\Omega^2} \int_{cellule} \theta_{12}^{-\delta} d\Omega_1 d\Omega_2 \quad (4.24)$$

L'intégrale présente dans l'équation 4.24 peut être calculée numériquement en fixant la valeur de la pente δ . La mesure du terme de gauche de l'équation permet alors de déterminer l'amplitude A_w . Cette méthode a été utilisée comme test afin de tester les effets de l'extinction galactique sur les mesures (voir §6.6.3).

4.3.2 Le comptage de paires

Cette dernière méthode est probablement celle qui est la plus couramment utilisée du fait de sa (relative) simplicité d'implémentation. C'est celle utilisée pendant cette thèse. Cette méthode consiste à comparer la distribution des objets considérés avec une distribution aléatoire générée dans le même volume¹ que celui qui peut être occupé par les objets. Plus précisément, ceci revient en pratique à calculer des histogrammes de paires que l'on peut former dans un intervalle de distances donné. Un *estimateur* "naturel" a été utilisé par Peebles & Hauser (1974) :

$$\xi_{PH} = \left(\frac{N_r}{N_d} \right)^2 \frac{\widetilde{DD}(r)}{\widetilde{RR}(r)} - 1 \quad (4.25)$$

où N_d est le nombre d'objets du catalogue, N_r le nombre d'objets présents dans le catalogue aléatoire. Ces quantités sont des facteurs de normalisation qui permettent de tenir compte du nombre différents d'objets des deux catalogues, réel et aléatoire. $\widetilde{DD}(r)$ est le nombre de paires d'objets du catalogue formées aux distances appartenant à l'intervalle $[r, r + dr]$, et $\widetilde{RR}(r)$ est le nombre de paires d'objets du catalogue aléatoire formées dans le même intervalle. Le terme $\widetilde{RR}(r)/N_r^2$ décrit la géométrie du catalogue ; de manière courante N_r est choisi tel que $N_r \gg N_d$.

Cet estimateur possède un certain nombre d'inconvénients, notamment une mauvaise correction des effets de bord. Différents estimateurs ont été proposés depuis (voir Pons-Bordería et al. (1999) pour une comparaison des principaux). Un des estimateurs les plus utilisés aujourd'hui est celui proposé par Landy & Szalay (1993) (LS) :

$$\xi_{LS} = \frac{DD(r) - 2DR(r) + RR(r)}{RR(r)} \quad (4.26)$$

où chaque histogramme est normalisé par le nombre de paires correspondantes :

$$\begin{aligned} DD(r) &= \frac{\widetilde{DD}(r)}{N_d(N_d - 1)/2} \\ RR(r) &= \frac{\widetilde{RR}(r)}{N_r(N_r - 1)/2} \\ DR(r) &= \frac{\widetilde{DR}(r)}{N_d N_r} \end{aligned}$$

en utilisant les mêmes notations qu'auparavant. $\widetilde{DR}(r)$ est le nombre de paires croisées formées aux distances appartenant à l'intervalle $[r, r + dr]$ entre les objets appartenant au catalogue réel et ceux appartenant au catalogue aléatoire. Cet estimateur montre une variance quasi poissonienne aux grandes échelles. Il peut s'écrire sous une forme symbolique qui permet de généraliser son utilisation (Szapudi & Szalay, 1998) :

$$\xi_{LS} = \frac{(D_1 - R_1)(D_2 - R_2)}{R_1 R_2} \quad (4.27)$$

¹Volume au sens large : dans le cas de la fonction de corrélation angulaire, il s'agit de la même surface.

4. LA FONCTION DE CORRÉLATION DES GALAXIES

Dans le cas de la fonction d'autocorrélation, les indices 1 et 2 indiquent le même catalogue ; dans celui de la fonction de cross-corrélation (ξ_{12}), ces indices désignent les catalogues 1 et 2 étudiés. On peut alors écrire cet estimateur sous sa forme la plus générale pour le calcul de la fonction de corrélation à N-points :

$$\xi_N = \frac{(D_1 - R_1) \dots (D_N - R_N)}{R_1 \dots R_N} \quad (4.28)$$

4.3.3 Relation entre les fonctions de corrélation angulaire et spatiale

L'équation de Limber (Limber, 1953; Magliocchetti & Maddox, 1999; Peebles, 1980; Treyer & Lahav, 1996) relie les fonctions de corrélation spatiale et angulaire. Le calcul suppose que $\xi(r)$ peut s'écrire sous la forme d'une loi de puissance :

$$\xi(r) = \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-\gamma} \quad (4.29)$$

r_0 est appelé longueur de corrélation et décrit la force de la corrélation des objets : les objets sont de plus en plus corrélés lorsque r_0 augmente.

On montre alors que la fonction de corrélation angulaire peut s'écrire

$$w(\theta) = \theta^{1-\gamma} \frac{H_\gamma r_0^\gamma \int_0^\infty N(z)^2 P(\Omega_0, z) r_c(z)^{1-\gamma} F(z) dz}{\frac{c}{H_0} \left(\int_0^\infty N(z) dz \right)^2} \quad (4.30)$$

où dans le cadre du modèle Λ CDM avec $\Lambda \neq 0$ et $\Omega_0 + \Lambda = 1$ on a :

$$\begin{aligned} H_\gamma &= \Gamma(1/2) \Gamma[(\gamma - 1)/2] / \Gamma(\gamma/2) \\ P(\Omega_0, z) &= [\Omega_0 ((1 + z)^3 + \Omega_0^{-1} - 1)]^{1/2} \\ r_c(z) &= \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz}{P(\Omega_0, z)} \\ F(z) &= 1 \end{aligned}$$

$N(z)$ est la distribution en *redshift* des objets étudiés, $r_c(z)$ la distance comobile, et $F(z)$ la fonction de courbure. On peut remarquer que $w(\theta)$ est également une loi de puissance :

$$w(\theta) = A_w \theta^{-\delta} \quad (4.31)$$

de pente $\delta = \gamma - 1$ et d'amplitude :

$$A_w = \frac{H_\gamma r_0^\gamma \int_0^\infty N(z)^2 P(\Omega_0, z) r_c(z)^{1-\gamma} F(z) dz}{\frac{c}{H_0} \left(\int_0^\infty N(z) dz \right)^2} \quad (4.32)$$

Connaissant la distribution en *redshift* $N(z)$ et les paramètres A_w et δ déterminés par ajustement des résultats obtenus à une loi de puissance, on peut donc calculer la longueur de corrélation des objets étudiés.

4.4 Estimation des erreurs

Différentes méthodes ont été proposées pour estimer les erreurs sur les fonctions de corrélation mesurées ; plusieurs d'entre elles sont évoquées ici, avec leurs avantages et/ou leurs inconvénients.

4.4.1 Erreurs de type Poisson

Des erreurs de type Poisson ($\propto 1/\sqrt{N_{pg}}$, si N_{pg} est le nombre de paires de galaxies de l'échantillon) ont souvent été utilisées pour les fonctions de corrélation ; ceci est justifié notamment par le fait que la variance de l'estimateur LS est quasi-poissonnienne (Landy & Szalay, 1993). Ces erreurs peuvent s'écrire :

$$\delta w(\theta) = \sqrt{\frac{1 + w(\theta)}{\widetilde{RR}(\theta)}} \quad (4.33)$$

où $\widetilde{RR}(\theta)$ est non normalisé au nombre total de paires (§4.3.2). Le terme $w(\theta)$ au numérateur tient compte de l'agrégation des points. Le nombre de paires utilisées dans le calcul étant croissant dans les échelles angulaires utilisées ($\theta \lesssim$ rayon par exemple pour le cas d'un champ circulaire), ces erreurs sont minimales à grande échelle. Elles ne tiennent donc pas compte des effets de bord auxquels l'estimateur LS est sensible.

4.4.2 Erreurs cosmiques

Le calcul complet des erreurs cosmiques a été effectué pour l'estimateur LS (Bernardeau et al., 2002; Bernstein, 1994).

On peut écrire ces erreurs sous la forme suivante (Arnouts et al., 2002) :

$$\left(\frac{\delta w(\theta)}{w(\theta)}\right)^2 = E^2 = E_1 + E_2 + E_3 \quad (4.34)$$

avec

$$\begin{aligned} E_1 &= 4(1 - 2q_3 + q_4)IC \left(1 - \frac{IC}{w(\theta)}\right)^2 + \left(\frac{IC}{w(\theta)}\right)^2 \\ E_2 &= \frac{4}{N_g} \left\{ 3q_3 - 1 + \frac{1}{w(\theta)} + \frac{IC}{w(\theta)^2} \left[(3q_3 - 1)(IC - 2w(\theta)) - 1 \right] \right\} \\ E_3 &= \frac{2}{N_g^2} \left\{ \left(\frac{1}{RR(\theta)} - 1 \right) \frac{1 + w(\theta)}{w(\theta)^2} - 1 - \frac{1 - 2IC}{w(\theta)} + \frac{IC}{w(\theta)^2} \left[\frac{2}{RR(\theta)} - 1 - IC \right] \right\} \end{aligned}$$

Ces relations sont valides dans les cas où θ est très inférieur à l'échelle maximale du sondage, IC et $1/N_g \ll 1$, avec IC l'*Integral Constraint* (§6.4.1) et N_g le nombre de galaxies du catalogue. q_3 et q_4 sont reliés aux constantes de structure S_3 et S_4 (eq 4.17) par $q_3 \approx S_3/3$ et $q_4 \approx S_4/16$. $RR(\theta)$ (§4.3.2) décrit la géométrie du sondage.

Ces termes représentés figure 4.1 sont obtenus en utilisant la fonction de corrélation mesurée à l'aide de *GalICS*, pour un champ de rayon 0.5° et environ 600 galaxies. Le premier terme E_1 (pointillés) décrit les erreurs liées au fait que le sondage est de nature finie (on parle aussi de variance cosmique). Ce terme ne dépend pas du nombre de galaxies présentes dans

4. LA FONCTION DE CORRÉLATION DES GALAXIES

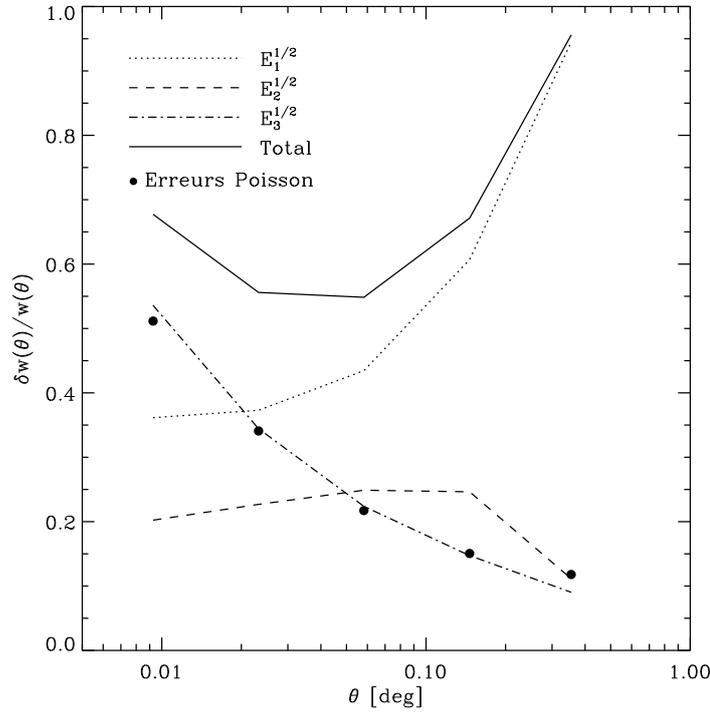


FIG. 4.1 – Comparaison des erreurs Poisson et des erreurs cosmiques. Les pointillés représentent $\sqrt{E_1}$, les tirets $\sqrt{E_2}$, la courbe en tirets-points $\sqrt{E_3}$, et la courbe pleine l'erreur totale E . Les cercles pleins montrent les erreurs de type poisson (eq 4.33).

le catalogue ; dans l'approximation $IC/w(\theta) \ll 1$, on a $E_1 \propto IC$. Le terme E_2 (tirets) reflète la nature discrète du catalogue et disparaît pour une distribution aléatoire de points. Les erreurs de type Poisson sont décrites par le dernier terme, E_3 (tirets-points) proportionnel à $1/N_g^2$. Les cercles représentent les erreurs de type Poisson estimées à l'aide de l'équation 4.33 ; on remarque qu'elles sont en accord avec E_3 . Aux petites échelles ($\theta < 0.02$ deg), la composante Poisson des erreurs domine. Aux grandes échelles, cette composante sous-estime les erreurs, et E_1 , la variance cosmique, domine largement.

4.4.3 Erreurs bootstrap

La méthode dite de *bootstrap* est couramment mise en œuvre pour estimer des erreurs. Le principe est d'utiliser les données elles-mêmes : il faut construire n échantillons de même nombre d'objets que dans le catalogue étudié en tirant aléatoirement, avec remise, parmi ces objets. Les erreurs sont obtenues à partir de l'écart-type des résultats dérivés à partir de ces n échantillons.

Il est clair d'après la procédure de constitution des catalogues *bootstrap* que des objets du catalogue réel peuvent y apparaître plusieurs fois, ainsi que d'autres en être absents. Ceci peut introduire un biais dans l'estimation des erreurs. Snelhage (1999) a montré que cette méthode est inadaptée au cas des fonctions de corrélation.

4.4.4 Erreurs jackknife

Une autre méthode qui peut être utilisée pour obtenir les barres d'erreurs (σ) sur les résultats ($w_{mean}(\theta)$) obtenus avec la méthode de la moyenne pondérée (§6.4.3), est celle dite de *jackknife* (Wall & Jenkins, 2003, par ex). On peut écrire que :

$$w_{mean}(\theta) = f(w_1, w_2, \dots)$$

où les w_i désignent les fonctions de corrélation individuelles des champs, $1 < i < N$, N étant le nombre de champs. On construit un j ème estimateur partiel de la moyenne en supprimant la j ème fonction de corrélation de l'estimation de la moyenne :

$$w_j(\theta) = f(w_1, w_2, \dots, w_{j-1}, w_{j+1}, \dots, w_N)$$

ce qui produit N estimateurs partiels. On définit ainsi les pseudo-valeurs :

$$w_j^*(\theta) = Nw_{mean}(\theta) - (N-1)w_j(\theta)$$

Les erreurs sont données par :

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{N(N-1)} \sum_j (w_j^*(\theta) - w^*(\theta))^2$$

où $w^*(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_i^*(\theta)$ (moyenne des pseudo-valeurs). La définition des pseudo-valeurs permet d'ôter le biais de cet estimateur.

4. LA FONCTION DE CORRÉLATION DES GALAXIES

Chapitre 5

Une première mesure à $z \sim 0.1$: FOCA

Sommaire

5.1	Le programme FOCA	53
5.2	Résumé	54
5.3	Détermination de la distribution en <i>redshift</i> à partir de la fonction de luminosité	55
5.4	Comparaison avec la fonction d'autocorrélation des étoiles . . .	56
5.5	Conclusions	57
	Article : <i>The clustering of ultraviolet-selected galaxies at $z \simeq 1$</i>	60

Ce court chapitre est constitué principalement d'un article publié dans *Astronomy & Astrophysics*. Cette publication est consacrée à la première mesure, dans l'Univers local, de l'agrégation des galaxies sélectionnées en UV *restframe* ($\lambda \sim 2000\text{\AA}$) à partir des galaxies du programme FOCA. On se limitera ici à une courte présentation.

5.1 Le programme FOCA

Le programme FOCA (FOcal Corrector Anastigmat, [Milliard et al. \(1991\)](#)) a fourni une série d'observations effectuées à l'aide d'un télescope de type Cassegrain (40 cm de diamètre). Ce télescope était embarqué sur une nacelle stabilisée à 2 arcsec suspendue à un ballon stratosphérique. Le programme disposait de deux télescopes : FOCA 1000 (focale 1000 mm, diamètre du champ : 2.3° , résolution angulaire : 20 arcsec) et FOCA 1500 (focale 1500 mm, diamètre du champ : 1.55° , résolution angulaire : 12 arcsec). Les données présentées ici ont été obtenues avec le FOCA 1500.

Les données ont permis d'étudier la formation stellaire dans les galaxies appartenant à des amas proches ([Donas et al., 1991, 1995, 1990](#)). Ces travaux sont à mettre en relation avec les ceux de [Butcher & Oemler \(1978, 1984\)](#) qui montrent qu'il existe une fraction importante

5. UNE PREMIÈRE MESURE À $Z \sim 0.1$: FOCA

de galaxies bleues dans les amas riches distants ($z > 0.2$), contrairement aux amas proches, où dominent les galaxies de types précoces¹.

En particulier, [Donas et al. \(1991\)](#) ont étudié la fonction de luminosité des galaxies de l'amas de Coma, ainsi que leur distribution. Ils ont remarqué que cet amas présente un aspect peu concentré dans les observations en ultraviolet, contrairement à la morphologie observée en filtre bleu. Ainsi les galaxies à formation d'étoiles de cet amas sont distribuées sur un anneau situé à 0.5 Mpc du centre de l'amas, ce qui est également observé dans les amas caractérisés par l'effet Butcher-Oemler. Ceci indique que ce sont des processus de type globaux (effets de marée ou pression dynamique du milieu inter-galactique) plutôt que locaux qui sont à l'œuvre dans la régulation de la formation d'étoiles au sein des amas.

Les données obtenues par le programme FOCA ont également permis, en combinaison avec d'autres observations effectuées dans le domaine de l'infrarouge lointain, d'étudier les effets de l'extinction par les poussières ([Buat et al., 2002](#); [Buat & Burgarella, 1998](#); [Buat et al., 1999](#); [Iglesias-Páramo et al., 2004](#)). Ces études ont pu confirmer, entre autres, que les galaxies présentent une extinction d'autant plus forte qu'elles sont brillantes, et montrer que les densités de luminosité en ultraviolet et en infrarouge sont comparables (résultat confirmé par les observations GALEX ([Martin et al., 2005b](#))).

Citons enfin les premiers comptages de galaxies obtenus dans l'ultraviolet par [Milliard et al. \(1992\)](#), les mesures de la fonction de luminosité des galaxies de l'Univers local et les premières déterminations du taux de formation stellaire à partir de galaxies sélectionnées en ultraviolet *restframe* à ces *redshifts* ([Sullivan et al., 2000](#); [Treyer et al., 1998](#)).

5.2 Résumé

Les données utilisées pour cette étude proviennent de 3 champs observés avec le télescope FOCA 1500. Afin de pouvoir séparer efficacement étoiles et galaxies, ces données ont été cross-matchées avec celles du DPOSS ([Gal et al., 2004](#)). Des informations spectroscopiques étant disponibles pour deux de ces trois champs ([Sullivan et al., 2000](#); [Treyer et al., 1998](#); [Zappelli, 2001](#)), elles ont été utilisées pour calibrer un critère de séparation étoiles/galaxies basé sur les couleurs ultraviolet-visible. L'échantillon de galaxies final comprend 473 objets avec $m_{uv} < 20.25$ (système AB). La mesure de la fonction de corrélation angulaire $w(\theta)$ a été effectuée en utilisant l'estimateur de [Landy & Szalay](#) et la méthode des champs combinés. Celle-ci est présentée et discutée en détail §6.4. $w(\theta)$ a été ajustée par une loi de puissance $A_w \theta^{-\delta}$; les paramètres mesurés sont : $A_w = 2.9_{-1.2}^{+1.9}$ et $\delta = 0.53_{-0.26}^{+0.23}$. L'utilisation de l'équation de [Limber \(1953\)](#) pour le calcul de la longueur de corrélation r_0 nécessite la connaissance de la distribution en *redshift* de l'échantillon. Celle-ci a été modélisée à partir de la fonction de luminosité mesurée par [Sullivan et al. \(2000\)](#) à l'aide des données spectroscopiques; la méthode employée est présentée §5.3. Ce chapitre propose en outre un examen détaillé de la fonction de corrélation des étoiles (§5.4), test qui permet d'étudier la présence d'éventuelles variations de sensibilité du détecteur. Les conclusions sont présentées §5.5.

¹Cette observation a été appelée *effet Butcher-Oemler*.

5.3 Détermination de la distribution en *redshift* à partir de la fonction de luminosité

Afin d'appliquer l'équation de Limber, plutôt que d'utiliser directement les distributions en *redshift* obtenues à partir de mesures spectroscopiques, on a cherché à les reproduire en utilisant la fonction de luminosité mesurée par Sullivan et al. (2000) à partir des mêmes données. Ce paragraphe est dédié à la description de cette méthode.

Supposons que l'échantillon de galaxies étudié soit constitué de n types de galaxies. On notera avec un indice i les quantités concernant le $i^{\text{ème}}$ type.

Soit $M_\lambda(z, t(z))$ la magnitude absolue d'une galaxie au *redshift* z et au temps $t(z)$ observée dans un filtre caractérisé par sa longueur d'onde λ . La relation avec la magnitude apparente s'écrit :

$$M_\lambda(z, t(z)) = m_\lambda - (5 \log D_L(z) + 25) \quad (5.1)$$

le terme $5 \log D_L(z) + 25$, appelé module de distance, prend en compte l'affaiblissement du flux reçu avec l'éloignement à la source. La magnitude intervenant dans la fonction de luminosité locale est $M_\lambda(0, t(0))$. Elle est reliée à $M_\lambda(z, t(z))$ par l'intermédiaire de la correction de décalage spectral $k_\lambda(z)$ ("correction k") et de la correction d'évolution $e_\lambda(z)$ ("correction e"). Pour une galaxie de type i on a :

$$M_{i\lambda}(0, t(0)) = M_{i\lambda}(z, t(z)) - k_{i\lambda}(z) - e_{i\lambda}(z) \quad (5.2)$$

$$k_{i\lambda}(z) = M_{i\lambda}(z, t(0)) - M_{i\lambda}(0, t(0)) \quad (5.3)$$

$$e_{i\lambda}(z) = M_{i\lambda}(z, t(z)) - M_{i\lambda}(z, t(0)) \quad (5.4)$$

En raison du décalage spectral, la longueur d'onde d'émission λ_0 d'un photon est reliée à la longueur de réception λ par $\lambda = \lambda_0(1 + z)$. L'énergie $F_{i\lambda_0}^0 d\lambda_0$ émise dans l'intervalle de longueurs d'onde $[\lambda_0, \lambda_0 + d\lambda_0]$ doit être égale, si le rayonnement n'est pas modifié sur le trajet, à l'énergie $F_{i\lambda} d\lambda$ dans l'intervalle $[\lambda, \lambda + d\lambda]$. On a donc :

$$F_{i\lambda} = F_{i\lambda/(1+z)}^0 / (1 + z). \quad (5.5)$$

La magnitude dans un filtre de transmission T_λ est par définition :

$$M_{i\lambda} = -2.5 \log \left(\int F_{i\lambda} T_\lambda d\lambda \right) + \text{Constante} \quad (5.6)$$

où la constante dépend du système de magnitudes considéré. On obtient donc finalement :

$$k_{i\lambda}(z) = -2.5 \log \left(\frac{\int F_{i\lambda/(1+z)}^0(t(0)) T_\lambda d\lambda}{(1+z) F_{i\lambda}^0(t(0)) T_\lambda d\lambda} \right) \quad (5.7)$$

$$e_{i\lambda}(z) = -2.5 \log \left(\frac{\int F_{i\lambda/(1+z)}^0(t(z)) T_\lambda d\lambda}{F_{i\lambda/(1+z)}^0(t(0)) T_\lambda d\lambda} \right). \quad (5.8)$$

On fait l'hypothèse que le nombre de galaxies par unité de volume comobile se conserve au cours du temps (évolution en luminosité pure). Dans ce cas, le nombre de galaxies de type i , de magnitude comprise entre m et $m + dm$ dans un volume comobile situé à z vaut

5. UNE PREMIÈRE MESURE À $Z \sim 0.1$: FOCA

$$\phi_i(M_\lambda(0, t(0))) dmdV_c \quad (5.9)$$

où ϕ_i est la fonction de luminosité locale de ce type de galaxies. Le nombre de galaxies de type i observables par unité d'angle solide entre z et $z + dz$ peut s'écrire :

$$\frac{d^2n_i}{dmdz} dmdz = \phi_i(M_\lambda(0, t(0))) \frac{dV_c}{dz} dmdz. \quad (5.10)$$

Le volume comobile par unité d'angle solide $d\Omega$ et de $redshift dz$, dans le cas d'un Univers plat avec constante cosmologique ($\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$) est donné par (Hogg, 1999) :

$$dV_c = \frac{c}{H_0} \frac{r_c^2(z)}{E(z)} d\Omega dz \text{ avec} \quad (5.11)$$

$$r_c(z) = \frac{c}{H_0} \int_0^{z'} \frac{dz'}{E(z')} \quad (5.12)$$

$$E(z) = \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda} \quad (5.13)$$

En intégrant par rapport à z ou m l'équation 5.10, on obtient, respectivement, les comptages en magnitude apparente ou la distribution en $redshift$ dans l'intervalle $[m_1, m_2]$:

$$N_m(m) = \sum_i \int_{z=0}^{\infty} \frac{d^2n_i}{dmdz} dz \quad (5.14)$$

$$N_z(z) = \sum_i \int_{m_1}^{m_2} \frac{d^2n_i}{dmdz} dm \quad (5.15)$$

5.4 Comparaison avec la fonction d'autocorrélation des étoiles

Pour tester la présence d'effets éventuels tels que des variations de sensibilité du détecteur ou une contribution de la poussière galactique, le résultat obtenu avec les galaxies peut être comparé à celui dérivé à partir des étoiles de l'échantillon. La fonction d'autocorrélation des étoiles a été calculée en utilisant la méthode de la moyenne pondérée présentée §6.4. En effet, des fluctuations dans le nombre d'étoiles sont attendues pour des champs situés à des latitudes galactiques différentes. En utilisant la méthode des champs combinés, une corrélation parasite non négligeable peut apparaître, aux grandes échelles notamment, créée par ces fluctuations (voir §6.4.2). Ces résultats sont comparés avec ceux obtenus (à l'aide de la méthode pondérée) à partir de 200 réalisations aléatoires comportant le même nombre d'objets que d'étoiles dans les catalogues. La figure 5.1 (à gauche) représente $w(\theta)$ obtenue pour les galaxies (cercles bleus ; les barres d'erreurs sont celles présentées dans l'article, dérivées d'après les équations de Bernstein (1994)), les étoiles (étoiles rouges), et la moyenne dérivée pour les distributions aléatoires (carrés noirs). Les meilleurs ajustements par une loi de puissance $w(\theta) = A_w \theta^{-\delta}$ sont également figurés par des courbes de mêmes couleurs.

Le résultat obtenu pour les étoiles est particulièrement bruité, le nombre d'étoiles étant faible (228 au total). L'ajustement par une loi de puissance est compatible avec une valeur nulle pour $\theta < 0.3^\circ$. La moyenne des résultats obtenus à partir des distributions aléatoires est elle compatible avec 0 à toutes les échelles. La figure 5.1 (à droite) présente les contours de χ^2 obtenus lors de la procédure d'ajustement par loi de puissance pour les trois cas présentés

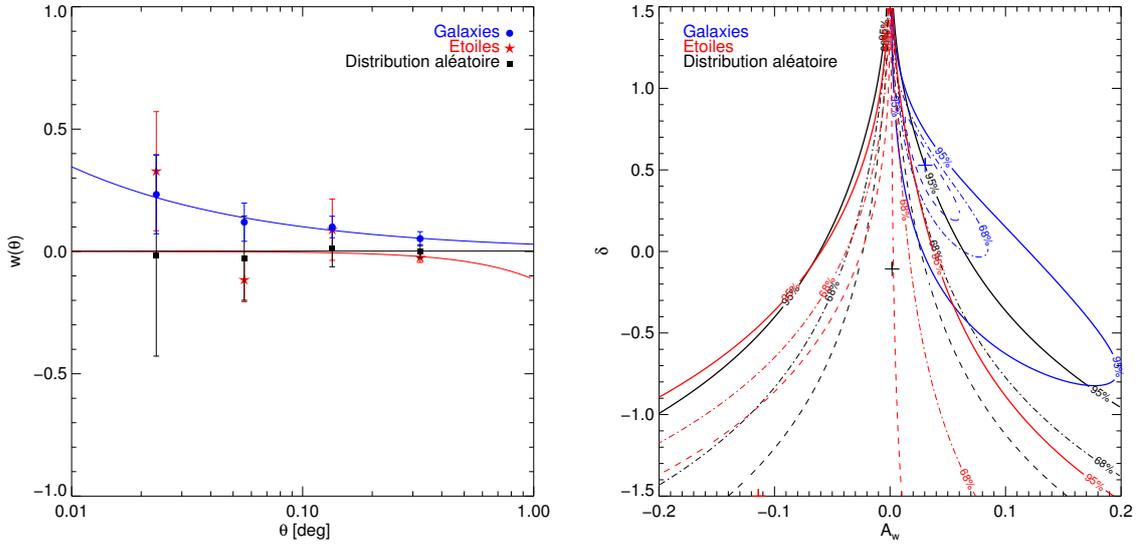


FIG. 5.1 – *A gauche* : comparaison des fonctions d'autocorrélation obtenues à partir des galaxies (cercles), des étoiles (étoiles), et de la moyenne obtenue pour 200 réalisations aléatoires de catalogues ayant le même nombre d'objets que les étoiles. Les meilleurs ajustements par une loi de puissance sont également figurés par des courbes en traits pleins. *A droite* : comparaison des contours de χ^2 dans l'espace (A_w, δ) pour les galaxies, les étoiles et les distributions aléatoires. Les couleurs utilisées sont les mêmes que pour la figure de droite. Le signe + indique la position du meilleur ajustement dans le plan. Le contour à $\chi^2_{min} + 1$ est représenté en traits tirets, les contours à 68% en traits tirets-points, et ceux à 95% en traits continus.

ci-dessus (les mêmes couleurs sont utilisées). Les contours à $\chi^2_{min} + 1$ sont représentés en traits tirets, les contours à 68% en traits tirets-points, et ceux à 95% en traits continus. Le résultat des étoiles est, d'après cette figure, tout à fait compatible avec celui obtenu pour une distribution aléatoire. On peut noter cependant que le faible nombre d'objets (étoiles et galaxies) ne permet pas de distinguer totalement une distribution stellaire aléatoire simulée de celle des galaxies.

5.5 Conclusions

La mesure de la fonction de corrélation des galaxies à partir du programme FOCA est la première de ce type dans l'Univers local. En effet, en dehors de ce programme, les observations dans le domaine ultraviolet du spectre étaient limitées à des échantillons hétérogènes de tailles réduites dont les objectifs étaient la connaissance des propriétés de formation d'étoiles au sein des galaxies actives. On peut ainsi citer l'atlas de spectres de galaxies obtenus par le télescope IUE (Calzetti et al., 1991). Ces divers échantillons ne permettaient donc pas de mener une étude de type statistique comme celle de la fonction de corrélation. Ce travail constitue ainsi une première étape dans l'étude des propriétés d'agrégation des galaxies observées à faibles *redshifts* dans ce domaine de longueurs d'onde.

A l'époque de la publication de ce travail, nous n'avions pas encore mesuré de manière

5. UNE PREMIÈRE MESURE À $Z \sim 0.1$: FOCA

précise l'influence de la poussière galactique sur cette méthode. Il est donc probable que la valeur de la pente δ (respectivement de la longueur de corrélation r_0) soit sous-estimée (respectivement surestimée). Cependant l'extinction moyenne des champs étudiés ici est faible : d'après les cartes de [Schlegel et al. \(1998\)](#), l'extinction $E(B - V)$ est de l'ordre de 0.02 en moyenne pour les 3 champs étudiés (ceci correspond aux champs les moins éteints de l'échantillon GALEX; voir §6.6.2). Les biais dus à la poussière sont donc attendus comme faibles, mais probablement pas tout à fait négligeables. Notons qu'étant donné le nombre restreint de galaxies présentes dans l'échantillon FOCA total (473 objets), la principale limitation reste la faible statistique.

Les erreurs sur la fonction de corrélation angulaire ont été estimées à l'aide des équations proposées par [Bernstein \(1994\)](#), donnant l'expression des erreurs dues à la variance cosmique pour l'estimateur de [Landy & Szalay](#). La comparaison des fonctions de corrélation des galaxies et des étoiles permet d'exclure une influence significative de variations de sensibilité du détecteur. D'autre part, la corrélation observée pour les galaxies se démarque nettement de celle des étoiles et indique que le résultat, comme le critère de séparation étoiles/galaxies sont robustes compte tenu du faible nombre d'objets.

La faible valeur de la longueur de corrélation $r_0 = 3.2^{+0.8}_{-2.3} h^{-1} \text{Mpc}$, est compatible avec les mesures effectuées à partir d'échantillons de galaxies bleues sélectionnées dans le domaine visible aux mêmes *redshifts* ([Madgwick et al., 2003](#); [Zehavi et al., 2002](#)). Ce résultat est en accord avec ceux obtenus à l'aide des données du programme GALEX. Notons cependant que la comparaison des fonctions de luminosité mesurées à partir des galaxies observées par FOCA et GALEX indique que les flux des objets FOCA sont probablement surestimés ([Wyder et al., 2005](#)). L'impact de cet effet sur nos mesures est cependant faible étant donné le bon accord des valeurs de longueurs de corrélation. Cette mesure est compatible avec d'autres observations indiquant que les galaxies à formation d'étoiles de l'Univers local sont situées préférentiellement dans des régions de faibles densités (voir §1.4 et [Croton et al. \(2005\)](#)). Ceci est à comparer avec les mesures effectuées à partir de galaxies sélectionnées également dans l'UV *restframe* mais à $z \sim 3$, qui montrent que ces objets résident dans des régions de hautes densités ([Adelberger et al., 2005](#); [Foucaud et al., 2003](#); [Giavalisco & Dickinson, 2001](#), par exemple). Cette vision schématique de la migration de la formation stellaire des régions de hautes densités (à haut *redshift*) vers les régions de faibles densités (à bas *redshift*) est cohérente avec les résultats des simulations de [Blanton et al. \(1999\)](#) et [Nagamine et al. \(2001\)](#).

Avec les données du programme GALEX, ce type d'étude peut dorénavant être mené avec plus de précision, grâce notamment à la grande surface du ciel couverte et à la stabilité des mesures photométriques. Il est dorénavant possible d'examiner en détail l'évolution de l'agrégation des galaxies à formation d'étoiles en fonction du *redshift*, de la luminosité, ou de la couleur afin de mieux contraindre les liens entre la formation stellaire au sein des galaxies et le champ de matière sous-jacent.

The clustering of ultraviolet-selected galaxies at $z \approx 0.1$ S. Heinis¹, M. Treyer¹, S. Arnouts¹, B. Milliard¹, J. Donas¹, R. Gal², D. C. Martin³, and M. Viton¹¹ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, BP 8, Traverse du Siphon, 13376 Marseille Cedex 12, France
e-mail: Sebastien.Heinis@oamp.fr² UC Davis, Department of Physics, One Shields Ave., Davis, CA 95616, USA³ California Institute of Technology, MC 405-47, 1200 East California Boulevard, Pasadena, CA 91125, USA

Received 4 February 2004 / Accepted 14 July 2004

Abstract. We present the first angular clustering measurement of ultraviolet-selected galaxies at low redshift ($z \approx 0.1$) using data from the FOCA survey. We measure the galaxy autocorrelation function $\omega(\theta)$ from three separate fields with $m_{UV} < 20.25$ (AB). Assuming $\omega(\theta) = A_\omega \theta^{-\delta}$, we obtain $A_\omega = 2.9^{+1.9}_{-1.2} \times 10^{-2}$ and $\delta = 0.53^{+0.23}_{-0.26}$, as a best fit to the data, which yields a correlation length $r_0 = 3.2^{+0.8}_{-2.3} h^{-1}$ Mpc. This estimate is formally lower than those obtained from optically selected L_* galaxy samples, although the difference is within errors.

Key words. ultraviolet: galaxies – cosmology: large-scale structure of Universe

1. Introduction

Observational evidence of the decline of star formation (SF) from $z = 1$ to $z = 0$ has been accumulating in recent years (e.g. Lilly et al. 1996; Madau et al. 1998; Cowie et al. 1999). However, the mechanisms causing this rapid decline are still poorly understood. In particular, it has been suggested by hydrodynamic simulations that large-scale environmental effects could play a key role in regulating SF (e.g. Blanton et al. 1999; Nagamine et al. 2000; Yoshikawa et al. 2001): while at high redshift the bulk of SF is expected to take place in high-density regions, the heating of the gas in these regions could subsequently inhibit SF, making lower density regions preferred sites for SF as redshift decreases. Observationally, hints for such behavior in the local universe were found by Gómez et al. (2003) using an optically selected sample of galaxies. Another approach is to compare the clustering properties of UV-selected, star-forming galaxies with those of the global galaxy population as well as those of the underlying dark matter. At high redshift, the clustering properties of Lyman break galaxies (rest-frame UV selected) show that these preferentially populate regions of high dark matter density (e.g. Giavalisco & Dickinson 2001; Arnouts et al. 2002; Foucaud et al. 2003), and that the clustering increases with rest-frame UV luminosity (Giavalisco & Dickinson 2001). On the other hand, there is evidence that local star-forming galaxies, selected by spectral types or colors, are less clustered than the old, passively evolving population (Madgwick et al. 2003; Zehavi et al. 2002).

In this work, we present the first clustering measurement of local UV-selected galaxies using data from the FOCA experiment (Milliard et al. 1991). After separating stars from galaxies (Sect. 2.1), we compute the angular autocorrelation

function (ACF) (Sect. 3). In Sect. 3.3, we derive the value of the correlation length and in Sect. 4 we compare it with previous results both in the local Universe (based on optical samples) and at high z (rest-frame UV selected samples). Throughout this paper, we assume a Λ -flat cosmology with $\Omega_0 = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

2. The survey datasets

We use three fields observed with the balloon-borne FOCA imager at an effective wavelength of 2015 Å. Each pointing covers a circular field of view with a diameter of 1.55°. Table 1 shows the central coordinates of the fields, the number of sources down to $m_{UV} < 20.25$, and the properties of the spectroscopic sample obtained in two of the three fields (Treyer et al. 1998; Sullivan et al. 2000; Zappelli 2001). The UV flux has been corrected for galactic extinction using dust maps from Schlegel et al. (1998) and converted to the AB system. Optical counterparts have been assigned by cross-matching with the *gr* data from DPOSS (Gal et al. 2003) (there is no SDSS overlap) using a search radius of 6 arcsec. 64% of the sources in the three fields (Col. 4 of Table 1) have a unique optical counterpart. For those with multiple counterparts, we selected the brightest *g*-band detection, which is also the closest match in 95% of the cases. We rejected those UV detections with no optical counterpart within our search radius ($\approx 16\%$), as we found through visual inspection that the majority (65%) of them are spurious detections, with the remainder being bright stars which are saturated in the DPOSS.

L10

S. Heinis et al.: The clustering of ultraviolet-selected galaxies at $z \approx 0.1$

Table 1. Description of the sample ($m_{UV} < 20.25$): field name (1); field center coordinates (J2000) (2) and (3); number of sources with a DPOSS counterpart within 6 arcsec (4); number of spectroscopic galaxies (excluding cluster members) (5); number of spectroscopic stars (6); number of galaxies after star/galaxy separation (7).

Field	RA	Dec	DPOSS	z -gal.	z -stars	Color-selected galaxies
Q030	13 06 10.43	+29 01 46.1	262	118	28	162
Q089	15 38 59.64	+34 41 25.1	284	44	32	187
Q097	13 32 09.66	+47 14 17.6	214	–	–	124

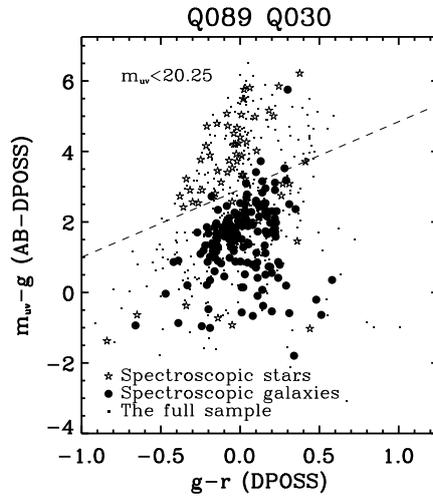


Fig. 1. $(UV - g)$ vs. $(g - r)$ color-color diagram for the FOCA sources. The filled circles and stars represent the spectroscopically confirmed galaxies and stars, respectively. Dots are the UV detections with a DPOSS counterpart. The line is: $(m_{UV} - g) = 1.92 * (g - r) + 2.92$.

2.1. Star/galaxy separation

Star-galaxy separation was performed using the $(UV - g)$ vs. $(g - r)$ color-color diagram. We used the spectroscopic sample to derive a simple color criterion (the dashed line in Fig. 1) whereby 96% of the spectroscopic galaxies are recovered, with 10% contamination by spectroscopically confirmed stars. This criterion was then applied to the full sample in order to derive a galaxy sample, from which we further excluded the spectroscopic quasars as well as the spectroscopic cluster members (Coma in Q030 (SA57), see Treyer et al. (1998); Sullivan et al. (2000); and Abell 2111 in Q089, Zappelli (2001)). The exclusion of these objects has negligible impact on our results. Our final sample consists of 473 galaxies (Col. 7 in Table 1).

2.2. The redshift distribution

Figure 2 shows the observed redshift distribution in the 2 fields with spectroscopic followup (dashed and dotted lines). The mean redshift is ≈ 0.1 . The observed redshift distribution of the Q089 field shows two strong features, the one at $z \approx 0.07$ likely corresponding to the outskirts of the Corona Borealis Supercluster (Small et al. 1997). The solid line

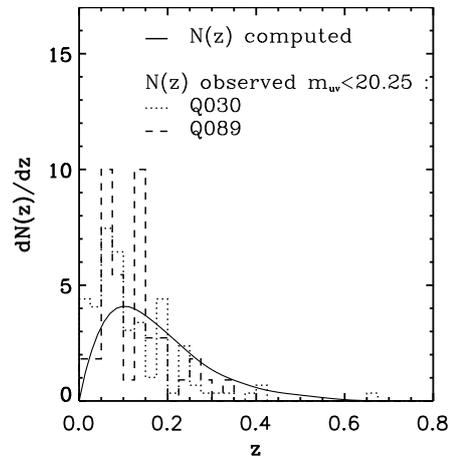


Fig. 2. The normalized redshift distributions for spectroscopically confirmed galaxies. The dotted and dashed lines are the observed $N(z)$ in Q030 and Q089, respectively; the solid line is the modeled $N(z)$ (see Sect. 2.2 for details).

shows the model distribution using the luminosity function derived by Sullivan et al. (2000) and assuming a mean Sd-type k -correction (Coleman et al. 1980).

3. The angular correlation function and correlation length

3.1. The angular correlation function: $\omega(\theta)$

To measure $\omega(\theta)$, we used the estimator proposed by Landy & Szalay (1993), which has a nearly Poissonian variance. We used a logarithmic bin: $\Delta \log \theta = 0.4$ with minimum and maximum angular separations of $\theta = 0.015$ and 0.5° respectively.

We processed the three fields as a single, non-contiguous field, which minimizes the integral constraint correction. Our result is shown in the top panel of Fig. 3. The θ value considered is the average separation in each bin.

3.2. The amplitude and slope: A_ω and δ

We fit our angular clustering measurement with a power-law using the usual formalism: $\omega(\theta) = A_\omega \theta^{-\delta}$. To do so, we carried out a first χ^2 minimization using Poissonian errors. This best fit was then used to estimate the total errors using Bernstein's equation (Bernstein 1994) as applied in Arnouts et al. (2002)

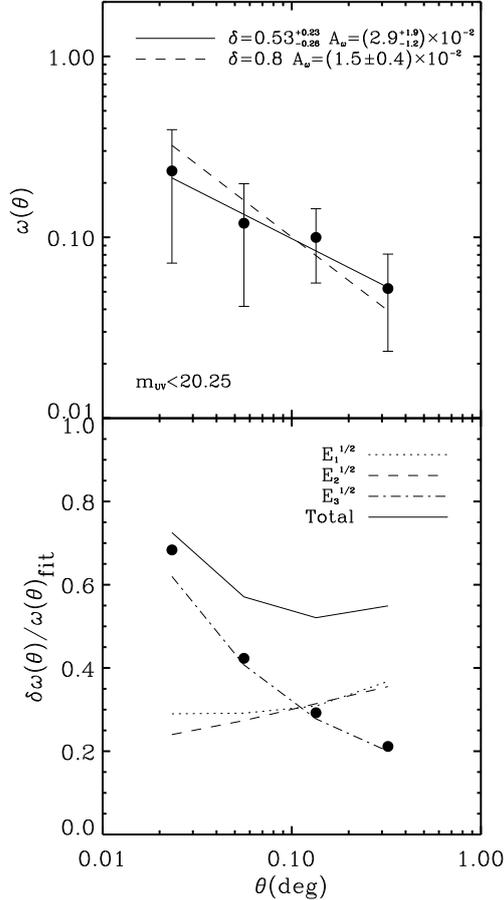


Fig. 3. *Top panel:* the measured autocorrelation function of our UV-selected sample (filled circles). The errors are as described in Sect. 3.2. The solid line shows the best power-law fit to the measurements, while the dashed line shows the best fit using $\delta = 0.8$. *Bottom panel:* comparison of Poissonian errors (filled circles) and cosmic uncertainties computed using Eq. (38) of Bernstein (1994).

with a zero bias model. The results are shown in the bottom panel of Fig. 3. The Poisson errors are well described by the E_3 term, which dominates the error budget at small separations. However, at large scales the cosmic variance (i.e., the finite volume error, E_1) and the discreteness error (E_2) dominate and the total error is underestimated by the Poissonian approximation. The final fitting was performed using the total errors ($E^{1/2} = (E_1 + E_2 + E_3)^{1/2}$).

We derive $A_\omega = (2.9^{+1.9}_{-1.2}) \times 10^{-2}$ and $\delta = 0.53^{+0.23}_{-0.26}$ (solid line in Fig. 3, top panel), and $A_\omega = (1.5 \pm 0.4) \times 10^{-2}$ for a fixed slope $\delta = 0.8$. (dashed line), with θ in degrees. We determined the error bars on A_ω and δ using the projected ($\chi^2_{\min} + 1$)

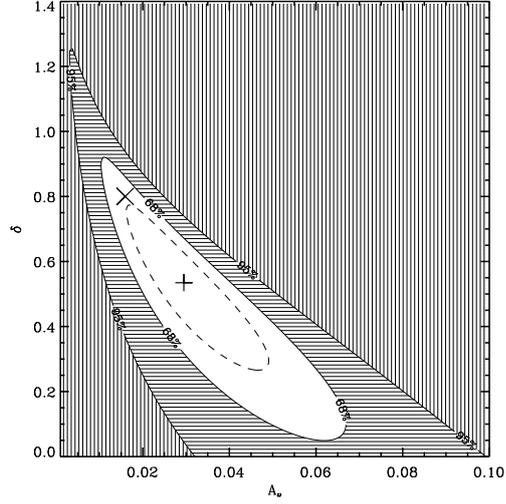


Fig. 4. Contours of constant χ^2 in the (A_ω, δ) parameter space: the inner and outer solid lines correspond to the 68.3% and 95.4% confidence levels, respectively. The dashed line corresponds to the $(\chi^2_{\min} + 1)$ level. The + sign shows the best fit amplitude and slope; the cross indicates the best fit amplitude assuming $\delta = 0.8$.

contour (Fig. 4). The 68.3% and 95.4% confidence levels are also shown (the inner and outer solid lines respectively).

3.3. The correlation length: r_0

We derived the comoving correlation length, r_0 , from the best fit amplitude and slope of $\omega(\theta)$ using the Limber equation (see for example Peebles 1980) with the modeled redshift distribution (Sect. 2.2). We obtain $r_0 = 3.2^{+0.8}_{-2.3} h^{-1}$ Mpc in the case where A_ω and δ are both free parameters, and $r_0 = 2.7 \pm 0.35 h^{-1}$ Mpc when assuming $\delta = 0.8$. We derived the uncertainty on r_0 (when both A_ω and δ are free parameters) from the 68.3% confidence level obtained while fitting.

3.4. Uniformity of the sample

The mean of the angular correlation functions in each field is found to be significantly lower for stars than for galaxies; we have thus neglected the residual contributions of instrumental effects and of galactic dust across the field of view. On the other hand, following Peebles (1980, Eq. (36.6)), and assuming the mean of the ACF obtained for galaxies in each field, we found that the expected variance in counts of objects in one field is ≈ 29 while observations give ≈ 32 . This leaves relatively little room for field-to-field offsets in the photometric zero points, which can artificially increase the ACF at large angular separations.

L12

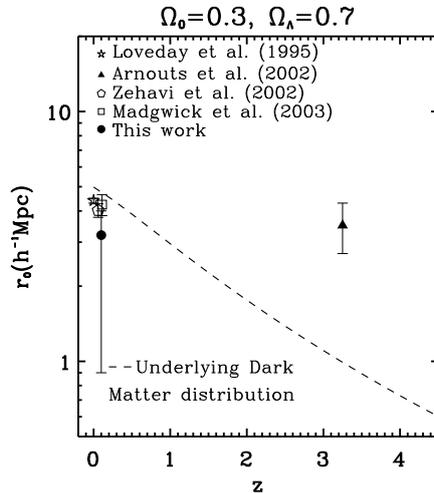
S. Heinis et al.: The clustering of ultraviolet-selected galaxies at $z \approx 0.1$ 

Fig. 5. The correlation lengths derived for the present UV-selected sample (filled circle), the local blue galaxies (star and pentagon symbols), the local active galaxies from 2dFGRS (open square), and the rest-frame UV-selected galaxies at $z = 3$ (filled triangle). The dashed line shows the clustering evolution of the dark matter, following Moustakas & Somerville (2002).

4. Conclusion

We have computed the angular autocorrelation function of local ($z = 0.1$) UV-selected galaxies using 3 fields from the FOCA survey. We derive a correlation length $r_0 = 3.2_{-2.3}^{+0.8} h^{-1}$ Mpc, comparable at the 1σ level to the correlation lengths of the active star-forming galaxies extracted from the 2dFGRS sample (Madgwick et al. 2003), of the blue galaxies from the SDSS (Zehavi et al. 2002) and of the local spiral and irregular galaxies selected in the B -band (Loveday et al. 1995) (Fig. 5). This correlation length is also similar to that of L_* HDF $z \approx 3$ rest-frame UV-selected galaxies (Arnouts et al. 2002) (note that $L_*(z = 3)$ is \approx two magnitudes brighter than $L_*(z = 0)$, Steidel et al. 1999). Comparing these values with the underlying dark matter distribution (Moustakas & Somerville 2002) (Fig. 5) shows that L_* HDF galaxies at $z \approx 3$ are strongly biased with a typical bias parameter $b \approx 2$, while low z L_* UV galaxies appear to be unbiased or marginally anti-biased. This supports the interpretation that SF occurs preferentially in high-density regions at high z , and has spread to lower mass density regions by $z = 0$. The wealth

of UV data currently collected by the GALEX mission (Martin & GALEX Science Team 2001) will allow us to pursue this investigation with high accuracy to a redshift of ≈ 1 , and therefore provide crucial constraints for galaxy formation models.

Acknowledgements. We thank Todd Small for supporting the observations. We also thank Jeremy Blaizot for careful reading of the manuscript, and Tsutomu Takeuchi for useful discussions. Financial support to the FOCA balloon experiment has been provided by Centre National d'Études Spatiales and by Fonds de la Recherche Suisse.

References

- Arnouts, S., Moscardini, L., Vanzella, E., et al. 2002, MNRAS, 329, 355
 Bernstein, G. M. 1994, ApJ, 424, 569
 Blanton, M., Cen, R., Ostriker, J. P., & Strauss, M. A. 1999, ApJ, 522, 590
 Coleman, G. D., Wu, C.-C., & Weedman, D. W. 1980, ApJS, 43, 393
 Cowie, L. L., Songaila, A., & Barger, A. J. 1999, AJ, 118, 603
 Foucaud, S., McCracken, H. J., Le Fèvre, O., et al. 2003, A&A, 409, 835
 Gómez, P. L., Nichol, R. C., Miller, C. J., et al. 2003, ApJ, 584, 210
 Gal, R. R., de Carvalho, R. R., Odewahn, S. C., et al. 2003 [arXiv:astro-ph/0210298]
 Giavalisco, M., & Dickinson, M. 2001, ApJ, 550, 177
 Landy, S. D., & Szalay, A. S. 1993, ApJ, 412, 64
 Lilly, S. J., Le Fevre, O., Hammer, F., & Crampton, D. 1996, ApJ, 460, L1
 Loveday, J., Maddox, S. J., Efstathiou, G., & Peterson, B. A. 1995, ApJ, 442, 457
 Madau, P., Pozzetti, L., & Dickinson, M. 1998, ApJ, 498, 106
 Madgwick, D. S., Hawkins, E., Lahav, O., et al. 2003, MNRAS, 344, 847
 Martin, C., & GALEX Science Team. 2001, BAAS, 33, 889
 Milliard, B., Donas, J., & Laget, M. 1991, Adv. Space Res., 11, 135
 Moustakas, L. A., & Somerville, R. S. 2002, ApJ, 577, 1
 Nagamine, K., Cen, R., & Ostriker, J. P. 2000, ApJ, 541, 25
 Peebles, P. J. E. 1980, The large-scale structure of the universe (Princeton: Princeton University Press)
 Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, ApJ, 500, 525
 Small, T. A., Sargent, W. L. W., & Hamilton, D. 1997, ApJS, 111, 1
 Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Giavalisco, M., Dickinson, M., & Pettini, M. 1999, ApJ, 519, 1
 Sullivan, M., Treyer, M. A., Ellis, R. S., et al. 2000, MNRAS, 312, 442
 Treyer, M. A., Ellis, R. S., Milliard, B., Donas, J., & Bridges, T. J. 1998, MNRAS, 300, 303
 Yoshikawa, K., Taruya, A., Jing, Y. P., & Suto, Y. 2001, ApJ, 558, 520
 Zappelli, A. 2001, Ph.D. Thesis
 Zehavi, I., Blanton, M. R., Frieman, J. A., et al. 2002, ApJ, 571, 172

5. UNE PREMIÈRE MESURE À $Z \sim 0.1$: FOCA

Chapitre 6

Constitution des échantillons GALEX

6.1 Description des données

Le GALEX *Internal Release* 0.9 est constitué de 120 champs appartenant au *Medium Imaging Survey* (MIS, voir §3.2.2). L'échantillon présenté dans ce paragraphe est un ensemble de 103 champs choisis pour leur qualités photométriques et astrométriques. La stratégie d'observation du MIS a été mise au point dans le but de couvrir d'une manière aussi complète que possible les mêmes régions que celles observées par le SDSS, et le temps d'exposition caractéristique des champs MIS ($T_{exp} = 1500s$, la durée d'une éclipse) permet d'atteindre la même profondeur que celle du SDSS. Les données GALEX utilisées ici ont été cross-matchées avec les données SDSS du *Data Release 2* afin de pouvoir bénéficier de l'approche multi-longueurs d'onde. Cela permet de faciliter la séparation étoiles/galaxies et également l'application de la technique des *redshifts* photométriques.

6.1.1 Données SDSS utilisées

Ce paragraphe présente les données SDSS utilisées au cours de ce travail. Ces différentes informations sont disponibles à l'url suivante <http://cas.sdss.org/dr4/en/help/browser/browser.asp>. Sauf mention contraire, les paramètres globaux combinent les informations provenant des différents filtres SDSS

Saturation : `flags` permet notamment d'indiquer les objets dont un pixel au moins est saturé. Sauf mention contraire, dans la suite de ce travail tous les objets considérés sont non saturés dans le SDSS.

Classification morphologique : `type`. La chaîne de traitement du SDSS fournit pour chaque détection un type morphologique basé sur l'ajustement du profil radial de l'objet qui peut être : gaussien pour les étoiles (`type = 6`), de Vaucouleurs (galaxies de type elliptique) ou exponentiel (galaxies à disque) pour les galaxies (`type = 3`) (Stoughton et al., 2002).

6. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS GALEX

Magnitudes : `dered_X` avec $X : u, g, r, i, \text{ ou } z$. Cette magnitude correspond à la magnitude `modelMag_X` corrigée de l’extinction galactique d’après les cartes de [Schlegel et al. \(1998\)](#). Le calcul de cette magnitude tient compte du meilleur profil radial ajusté pour l’objet pour les galaxies (de Vaucouleurs ou exponentiel).

Masques : les masques, créés par le SDSS, utilisés ici sont ceux pour les étoiles brillantes (masques de types `BLEEDING` et `BRIGHT_STAR`¹), les traînées causées par les météorites, les satellites ...(`TRAIL`) et les zones dont la qualité des données est telle qu’elles sont absentes du catalogue optique (`HOLE`).

6.1.2 Propriétés générales de l’échantillon GALEX

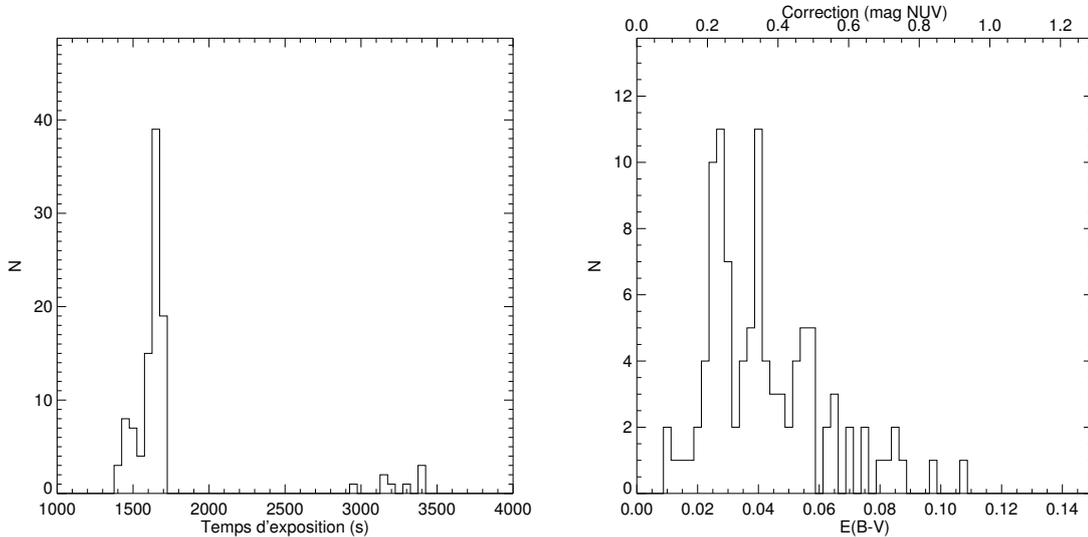


FIG. 6.1 – *A gauche* : histogramme des temps d’exposition des champs MIS pour le filtre NUV (identique en FUV). *A droite* : histogramme de l’extinction moyenne (d’après les cartes de [Schlegel et al. \(1998\)](#)) des champs MIS ; l’axe supérieur indique les corrections en magnitudes correspondantes.

La figure 6.1 (à gauche) présente l’histogramme des temps d’exposition des champs MIS observés dans le filtre NUV ; les temps d’observation dans le filtre FUV sont identiques pour chacun de ces champs. La majorité des champs présente des temps d’exposition d’environ 1500 secondes. Quelques champs ont des temps de l’ordre de 3000 secondes, ils résultent probablement d’une double observation. La figure 6.1 (à droite) montre l’histogramme de l’extinction moyenne $E(B - V)$ des mêmes champs d’après les cartes de [Schlegel et al. \(1998\)](#). La correction de perte de flux, due aux effets de la poussière galactique, à apporter aux magnitudes observées est décrite par un coefficient noté A_λ . Les variations de ce coefficient avec la longueur d’onde ont été étudiées dans le domaine optique par [O’Donnell \(1994\)](#) et dans les domaines ultraviolet et infrarouge par [Cardelli et al. \(1989\)](#), à partir de la comparaison du rougissement d’étoiles éteintes et d’étoiles standard pour un nombre de directions et de filtres

¹voir http://www.sdss.org/dr4/products/images/use_masks.html

variés. Pour les filtres GALEX, les coefficients à utiliser valent : $R_{FUV} = A_{FUV}/E(B-V) = 8.29$ et $R_{NUV} = A_{NUV}/E(B-V) = 8.61$. Ces coefficients peuvent être calculés : à l'aide de l'équation B2 de Schlegel et al. (1998) pour des filtres à large bande passante, ou directement, en utilisant la longueur effective des filtres à bande passante étroite avec les lois d'extinction de O'Donnell (1994) ou Cardelli et al. (1989), suivant le domaine spectral. En guise d'exemple, les corrections en magnitudes correspondant aux extinctions moyennes des champs, $R_\lambda * E(B-V)$ sont indiquées sur l'axe supérieur du graphique (pour le filtre NUV).

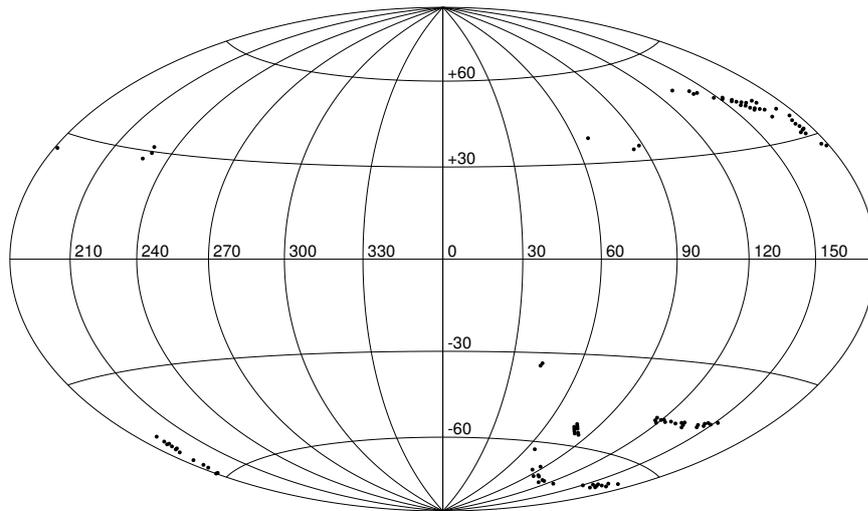


FIG. 6.2 – Carte des champs MIS en coordonnées galactiques.

Enfin, La figure 6.2 présente une carte en coordonnées galactiques de ces champs.

6.2 Des masques

Ce paragraphe présente les différents masques utilisés lors du calcul de la fonction de corrélation. Ces masques ont des fonctions diverses : définition de la géométrie du champ, masquage des zones de recouvrement des champs GALEX, et masques SDSS pour les étoiles ou les problèmes photométriques divers. Le masque appliqué ici par défaut à chaque champ GALEX est la sélection des objets ayant une distance au centre inférieure à $R = 0.5^\circ$. Au-delà de cette distance, la photométrie est moins précise et la probabilité de présence d'artefacts (tels les filaments visibles figure 6.5) est plus importante (Morrissey et al., 2005).

6.2.1 *Matching* et géométrie

Afin de pouvoir discriminer les objets réels des fausses détections, et séparer étoiles et galaxies, les données GALEX sont cross-matchées avec celles du SDSS. Ceci implique que l'ensemble des données, sélectionnées dans l'ultraviolet, utilisables pour un grand nombre

6. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS GALEX

d'études, dont celle de l'agrégation des galaxies, consiste en l'union des données GALEX et SDSS. Ces deux jeux de données sont en constante évolution ; la situation présentée ici n'est donc qu'un instantané à la date de ce travail.

La mesure de la fonction de corrélation angulaire d'un catalogue donné par la méthode du comptage de paires nécessite la création d'un catalogue aléatoire possédant les mêmes caractéristiques géométriques (§4.3.2). Ainsi une première étape consiste à définir pour chaque champ la surface qui contient toutes les détections appartenant aux données matchées. Etant données les stratégies d'observations différentes du SDSS et de GALEX, les cas vont du plus simple (recouvrement complet : à gauche figure 6.3) au plus exotique (à droite figure 6.3).

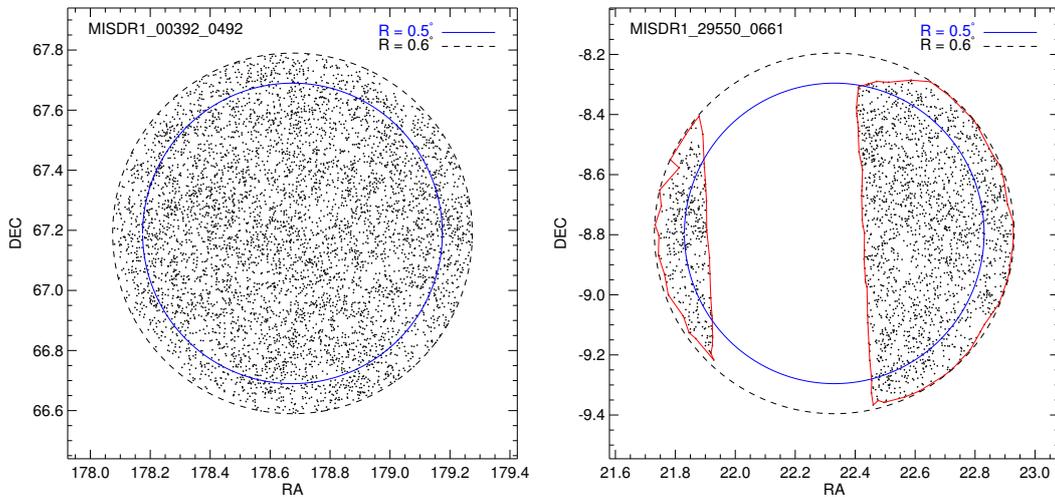


FIG. 6.3 – Exemple de deux types de géométries de recouvrement des données GALEX et SDSS galactiques. *A gauche*, recouvrement complet. *A droite*, recouvrement partiel ; le trait continu représente le contour (masque d'inclusion) construit pour ce champ. Les cercles continus et en traits tirets sont définis respectivement pour $R = 0.5^\circ$ et $R = 0.6^\circ$

On peut envisager d'exclure les régions sans recouvrement en construisant “manuellement” des masques d'exclusion. Cependant, avec un volume de données croissant et en évolution constante, cette opération peut devenir difficile à mettre en œuvre. Une autre méthode, qui peut être automatisée, consiste à construire un masque d'inclusion, défini comme le contour de l'ensemble des détections. Des algorithmes et des codes existent pour remplir une telle tâche ; cependant s'ils sont courants pour le cas d'un contour convexe, ils sont plus rares pour un concave. J'ai donc été amené à écrire une procédure qui construit le contour d'un ensemble de points, concave ou convexe, avec la possibilité de choisir la distance maximale reliant deux points successifs. Des exemples de résultats de cette procédure sont présentés en figure 6.3. Cette procédure peut donc être utilisée de manière automatique “en aveugle” (ou presque ...), permettant de définir pour chaque champ la géométrie du recouvrement avec le SDSS. Ceci permet également par la même occasion de connaître la surface couverte de manière précise, information utile pour la normalisation des comptages (et/ou de la fonction de luminosité).

6.2.2 Recouvrement des champs GALEX

Des champs GALEX observés à des directions proches possédant des temps d'exposition différents peuvent sonder des surfaces communes du ciel. Ces régions sont caractérisées par un rapport signal-sur-bruit supérieur à ceux des autres régions non concernées par le recouvrement. Dans un souci d'homogénéité, la totalité des zones communes à différents champs GALEX ont été masquées. Les masques ont été construits de manière automatique, de telle façon que la région exclue soit celle comprise entre la bissectrice du segment reliant le centre du champ courant à masquer et le centre du champ recouvert, et la limite à $R = 0.5^\circ$ du champ courant. Un exemple de ces masques est présenté figure 6.4.

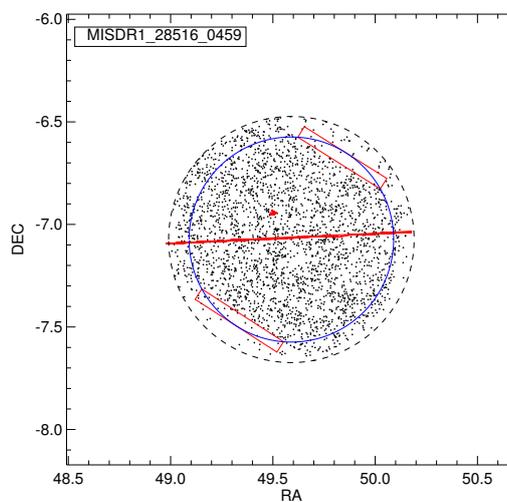


FIG. 6.4 – Exemple de masque pour le recouvrement de champs GALEX. Les deux rectangles au bord du champs masquent des régions du ciel observées par différents champs dont celui présenté. Ces masques sont définis pour exclure la région comprise entre la bissectrice du segment reliant les centres des divers champs intervenant et la limite à $R = 0.5^\circ$ (trait continu) du champ à masquer. Les autres masques sont ceux définis par le SDSS pour les données optiques correspondantes (le cercle à $R = 0.6^\circ$ est indiqué en traits tirets).

6.2.3 Autres masques

De manière générale, les images peuvent présenter des régions où la photométrie est de qualité dégradée pour diverses raisons ; dans le cas particulier des images GALEX, les bords de champs sont caractérisés de manière récurrente par des filaments, les étoiles sont fréquemment accompagnées d'images fantômes ... Ces effets sont visibles sur la figure 6.5 qui présente l'image d'un champ profond du programme DIS. Ces problèmes divers sont la source de fausses détections qui sont éliminées, en partie seulement, des catalogues utilisés ici par l'opération de match avec le SDSS. En effet la densité des catalogues optiques est plus importante que celle des catalogues sélectionnés dans l'Ultraviolet, ainsi la probabilité d'associer une de ces fausses détections avec une source optique est non nulle. D'autre part, en faisant l'hypothèse que ces fausses détections présentent des magnitudes plus faibles que la

6. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS GALEX

limite utilisée, elles n'en modifient pas moins la densité locale de galaxies. Ces régions doivent donc être masquées. En parallèle avec la détection des objets, la chaîne de traitement de données crée des images qui contiennent des informations sur la prédiction des locations de régions problématiques. La figure 6.5 présente pour un champ du programme DIS un exemple de construction de masques à l'aide de ces images de manière automatique. Les différentes couleurs des masques correspondent à différentes valeurs des pixels des images de prédiction, pour différents types de problèmes à masquer. On peut noter que si la plupart des régions problématiques sont effectivement masquées par cette méthode, un grand nombre de régions saines le sont également. Cette procédure présente certains avantages du point de vue de l'automatisation mais nécessite encore des améliorations. Afin d'utiliser une voie médiane, les masques utilisés ici sont ceux créés par le SDSS pour les étoiles brillantes, les traînées causées par les météorites, les satellites . . . , et les zones dont la qualité des données est telle qu'elles sont absentes du catalogue optique.

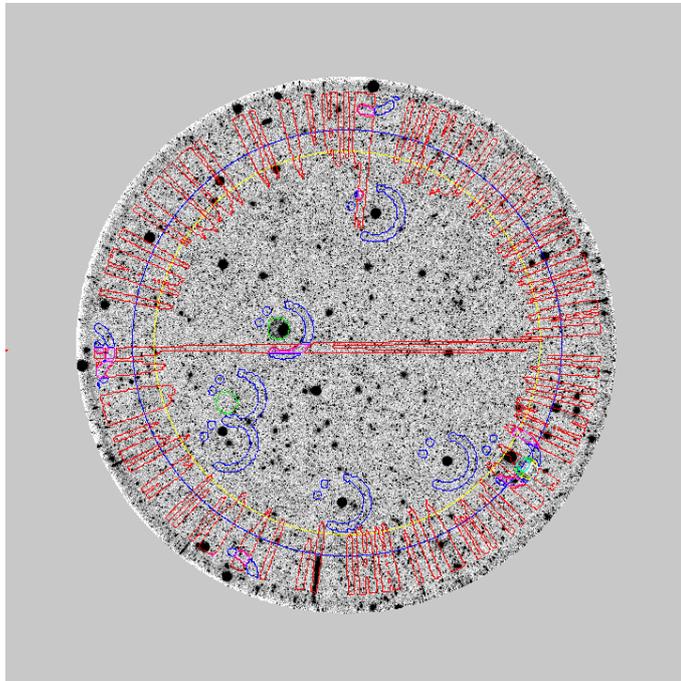


FIG. 6.5 – Tentative d'automatisation de la génération de masques photométriques. Cette image est celle d'un champ du programme DIS ; les masques ont été créés en utilisant une image construite par la chaîne de traitement prédisant les zones à masquer du fait d'artefacts, d'étoiles . . . Les différentes couleurs de masques correspondent à différents types de problèmes à masquer. Les cercles bleu et jaune sont définis respectivement pour $R = 0.5^\circ$ et $R = 0.45^\circ$.

6.3 Mise en œuvre de l'estimateur de Landy & Szalay

La stratégie d'observation de GALEX implique des conditions particulières pour le calcul de la fonction de corrélation : utilisation de masques, nombre important de galaxies . . . Ce paragraphe donne quelques détails sur les méthodes utilisées lors de l'écriture des programmes

de calcul de la fonction de corrélation.

6.3.1 Temps de calcul

Une approche basique de la méthode du comptage de paires pour le calcul de la fonction de corrélation est de compter explicitement *toutes* les paires d'objets d'un catalogue. Avec N objets, ceci équivaut environ à N^2 opérations. Avec des catalogues de volumes croissants, différentes méthodes ont été proposées pour minimiser les temps de calcul. Parmi les plus performantes, on peut citer celles basées sur le principe des codes en arbre (Moore et al., 2000) ou de la transformée de Fourier (Budavári et al., 2003; Szapudi et al., 2001). Le but ici n'a pas été de programmer de tels algorithmes mais de trouver un compromis ; en effet des solutions simples permettent de limiter les temps de calcul (sans toutefois atteindre les performances des méthodes citées auparavant). Le principe de la méthode retenue ici est basée sur la constatation que toutes les distances n'ont pas à être considérées dans le calcul. En effet, au-delà d'une distance angulaire caractéristique de la taille du champ considéré, les effets de bord (notamment ceux reliés à l'*Integral Constraint* (§6.4.1)) deviennent suffisamment importants pour entacher la mesure de la fonction de corrélation. Il convient donc de fixer une distance angulaire maximale pour le calcul, ce qui limite le nombre de paires à considérer. Une autre approche consiste à créer une grille à placer sur le catalogue. L'itération n'est plus faite sur chaque objet mais sur les éléments de la grille ; les cellules considérées sont celles qui répondent au critère de la distance maximale à considérer entre deux objets.

6.3.2 Nombre d'objets du catalogue aléatoire

De manière courante le nombre d'objets N_r utilisés pour le catalogue aléatoire est choisi très supérieur au nombre d'objets du catalogue réel N_d . Ceci réduit le bruit associé à la mesure des histogrammes RR et DR . Cependant, on peut avancer un argument (souligné par Landy & Szalay (1993)) pour choisir $N_r = N_d$ et créer n catalogues aléatoires. En effet, utiliser n catalogues aléatoires avec N_r objets est du point de vue du temps de calcul n fois plus rapide qu'utiliser *un seul* catalogue aléatoire avec $N_r = nN_d$ objets.

6.3.3 Masquage d'objets

Différentes causes peuvent altérer la qualité des observations et doivent être prises en compte lors de l'étude : présence d'étoiles brillantes avec un halo et/ou des pics de diffraction, mauvaise qualité des conditions d'observation, etc ... Ces régions présentent souvent un nombre important de fausses détections ou un mauvais rapport signal-sur-bruit et doivent en conséquence être ôtées du catalogue. Un catalogue réaliste de galaxies nécessite donc des masques. Ceci est d'autant plus pertinent dans le cas des observations GALEX où l'utilisation de masques d'inclusion et d'exclusion est nécessaire (voir §6.2). L'opération de masquage intervient à deux reprises dans le calcul de la fonction de corrélation : une première fois pour le catalogue d'objets, et une deuxième fois lors de la construction du catalogue aléatoire (celui-ci devant présenter la même géométrie que le précédent). L'objectif ici a été de pouvoir utiliser des masques de forme polygonale arbitraire.

Il est donc nécessaire de pouvoir déterminer si un objet est à l'intérieur d'un polygone connaissant les sommets de celui-ci. Une première méthode consiste à considérer les angles au sommet de tous les triangles que l'on peut former avec l'objet étudié et les arêtes du

6. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS GALEX

polygone. Si l'objet est à l'intérieur du polygone, la somme de ces angles sera égale à 2π , et différente de 2π dans le cas contraire. Le désavantage de cette méthode est l'utilisation de fonction trigonométriques qui peut ralentir son exécution. Une autre méthode plus efficace est de considérer les intersections d'une demi-droite dont le sommet est le point étudié avec les arêtes du polygone (O'Rourke, 2000) ; si le nombre d'intersections est impair, le point est à l'intérieur, s'il est pair, le point est à l'extérieur (Fig. 6.6).

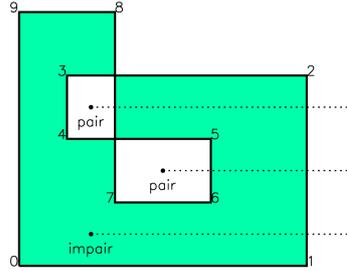


FIG. 6.6 – Principe de l'algorithme utilisé pour le masquage : on compte le nombre d'intersections d'une demi-droite dont le sommet est le point considéré avec les arêtes du polygone. Si le nombre d'intersections est pair, le point est à l'extérieur ; dans le cas contraire, il est à l'intérieur.

6.3.4 Tests sur une distribution aléatoire

La procédure proposée par Landy & Szalay (1993) a été utilisée pour tester les codes écrits pour la mesure de la fonction de corrélation. Celle-ci consiste à calculer la fonction de corrélation de n distributions aléatoires de N_r points, puis la moyenne et l'écart-type de ces n résultats.

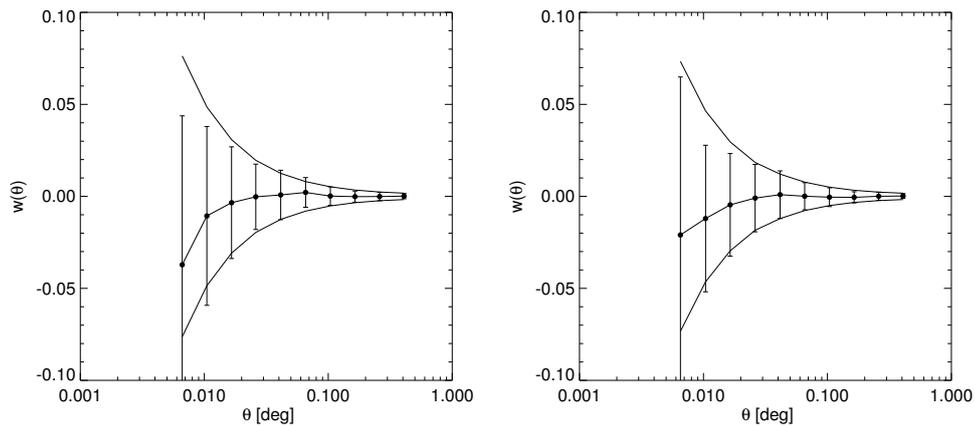


FIG. 6.7 – Test de calcul de la fonction de corrélation angulaire sur une distribution aléatoire. Les barres d'erreurs représentent l'écart-type des différentes réalisations et l'enveloppe représente les erreurs de type Poisson. A droite, sans masques ; à gauche, avec masques.

La figure 6.7 présente ce test effectué avec $N_r = 1500$ et $n = 100$, avec et sans utilisation de masque dans un cercle de rayon $R = 0.5^\circ$. Dans les deux cas, la fonction de corrélation moyenne est compatible avec la valeur nulle attendue pour une distribution aléatoire. On peut noter cependant que ces résultats sont caractérisés par une sous-estimation de $w(\theta)$ aux petites échelles ($\theta < 0.02^\circ$). Ceci est dû au faible nombre de paires disponibles à ces échelles. En effet, dans le cadre de ce test, la distance moyenne entre deux points est donnée par $d_m = \sqrt{\pi R^2 / N_r} \simeq 0.023^\circ$, ce qui correspond à l'échelle à partir de laquelle l'effet noté disparaît. Cet effet est donc causé par une faible densité d'objets.

6.4 Mesure de la fonction de corrélation de plusieurs champs

De par la stratégie d'observation, les données GALEX sont constituées de multiples champs dont un grand nombre s'organise en groupes d'entités proches. Il est tentant d'utiliser une méthode de calcul qui prenne en compte les champs comme un ensemble afin de pouvoir au mieux tirer parti de toute l'information apportée par les données.

Dans le cas où on dispose de plusieurs champs pour la mesure, deux méthodes sont envisageables (Fig. 6.8). La première, la plus naturelle probablement, appelée ici "méthode du champs composite" considère tous les champs comme un ensemble unique ; la disposition relative des champs est conservée. Ceci permet de tenir compte des paires d'objets formées à partir de champs différents, et donc de considérer des échelles angulaires plus importantes que la taille du champ. Cette méthode permet également de limiter les effets de l'*Integral Constraint* (voir §6.4.1) aux échelles $0.2^\circ < \theta < 0.5^\circ$, dans le cas du champ GALEX.

La deuxième méthode, appelée ici "méthode de la moyenne pondérée", considère les champs de manière individuelle : les fonctions de corrélation de chaque champ sont calculées séparément, puis moyennées en utilisant des poids adéquats. Cette méthode est, contrairement à la précédente, plus sensible aux effets de l'*Integral Constraint*, et, bien entendu, ne permet pas de bénéficier des paires d'objets formées à partir de champs différents. Les effets de l'*Integral Constraint* sont de mêmes amplitudes que pour un champ individuel. Les échelles angulaires sondées sont donc, de par la combinaison de ces deux effets, limitées aux faibles distances.

Afin de pouvoir décider de la meilleure méthode à employer, un certain nombre de tests comme la sensibilité à la présence des gradients (§6.4.2) ou à l'extinction galactique doivent être menés.

Présentons tout d'abord l'influence de l'*Integral Constraint* sur les mesures de la fonction de corrélation, une des motivations premières de l'utilisation de la méthode du champ composite.

6.4.1 *Integral Constraint*

L'*Integral Constraint* est un biais de mesure de la fonction de corrélation (angulaire et spatiale). Le principe de base pour calculer la fonction de corrélation d'un ensemble d'objets est de comparer la distribution de ces objets à celle d'une distribution aléatoire de densité N/Ω , avec N le nombre de galaxies dans le catalogue et Ω l'angle solide sous-tendu par les observations. Soit une galaxie ayant $n_e - 1$ galaxies voisines en excès par rapport à la distribution aléatoire ; la densité moyenne de galaxies non corrélées est $(N - n_e)/\Omega$, différente de N/Ω . Ceci implique que $\int w d\Omega \approx 0$ (D'où le nom d'*Integral Constraint* ... Peebles (1974)).

6. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS GALEX

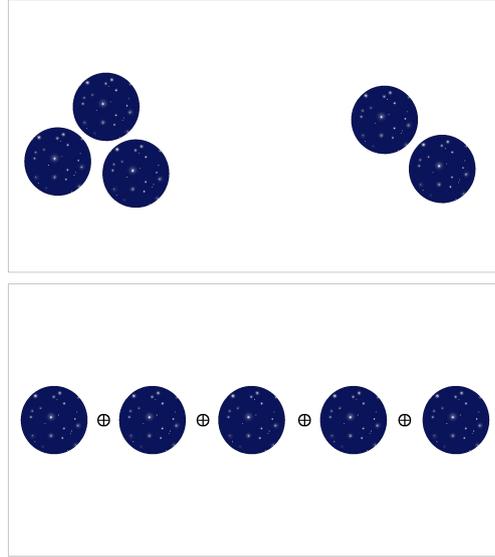


FIG. 6.8 – Représentation schématique des deux méthodes de mesure de la fonction de corrélation dans le cas où plusieurs champs sont disponibles. En haut : méthode du champ composite ; les différents champs sont considérés comme un ensemble. La disposition relative des champs est conservée. En bas : méthode de la moyenne ; chaque champ est traité individuellement. Le résultat final découle d’une moyenne pondérée des fonctions de corrélation individuelles (le symbole \oplus représente la moyenne pondérée).

En d’autres termes, ce biais apparaît car la densité moyenne et les fluctuations autour de celle-ci sont estimées à partir du même échantillon ; ces fluctuations doivent donc disparaître à l’échelle caractéristique du sondage. On ne peut pas estimer les corrélations à l’échelle du sondage puisqu’on ne dispose que d’un seul sondage de cette taille.

La figure 6.9 montre l’influence de l’*Integral Constraint* sur les mesures. La fonction de corrélation angulaire $w(\theta)$ a été mesurée à l’aide la méthode des champs combinés (voir paragraphe 6.4 pour détails) qui permet de prendre en compte les paires formées à l’aide d’objets appartenant à des champs différents. 5,10,20 et 50 champs circulaires de rayon $R = 0.5^\circ$ ont été choisis aléatoirement dans 100 deg^2 d’une sortie d’une simulation GALICS (Blaizot et al., 2004; Hatton et al., 2003). L’*Integral Constraint* est un biais négatif dont l’effet est particulièrement important à l’échelle caractéristique de l’échantillon. On remarque que cet effet diminue lorsque le nombre de champs augmente. Ceci est équivalent à dire que les effets de l’*Integral Constraint* diminuent lorsque la taille du sondage augmente. La valeur de ce biais peut être calculée (Bernardeau et al., 2002; Bernstein, 1994; Landy & Szalay, 1993), sous certaines hypothèses (voir §6.4.4) les mesures peuvent en être corrigées.

6.4.2 Effets de gradients à grande échelle

Les résultats obtenus à l’aide de la méthode du champ composite sont sensibles aux gradients à grande échelle qui peuvent être présents dans les données. Ces gradients dans les relevés peuvent trouver leur origine dans plusieurs causes, celles-ci se combinant dans certains

6.4 Mesure de la fonction de corrélation de plusieurs champs

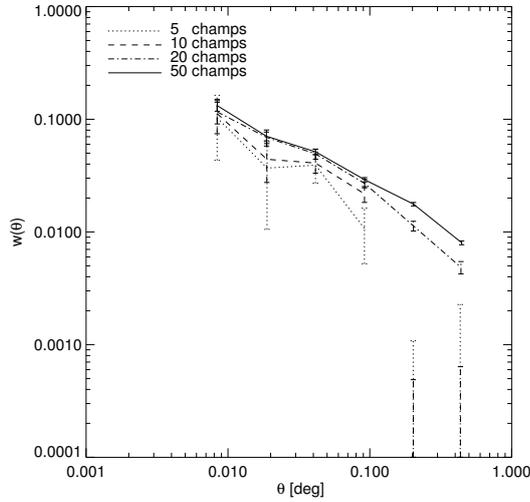


FIG. 6.9 – Effets de l’*Integral Constraint* sur la mesure de la fonction de corrélation : $w(\theta)$ est mesurée à l’aide de 5, 10, 20 et 50 champs circulaires de rayon $R = 0.5^\circ$ dont les centres ont été choisis aléatoirement dans une sortie de simulation *GalICS* (Blaizot et al., 2004; Hatton et al., 2003). La méthode des champs combinés a été utilisée pour la mesure (voir paragraphe 6.4 pour détails). Les effets de l’*Integral Constraint* diminuent quand le nombre de champs (c’est-à-dire la taille caractéristique de l’échantillon) augmente.

cas. Les variations de calibrations (“point-zéro”) et l’extinction galactique introduisent des fluctuations qui peuvent fausser la mesure de la fonction de corrélation angulaire $w(\theta)$ si leurs amplitudes sont suffisantes. On peut proposer un modèle simple pour ces effets (Wall & Jenkins, 2003). Aux petites échelles, le nombre de paires dépend la densité de surface locale ($DD \propto \bar{n}^2$) tandis que le nombre de paires aléatoires (utiles à la normalisation) dépend de la densité de surface moyenne globale ($RR \propto (\bar{n})^2$). Des fluctuations systématiques se traduisent par l’inégalité $\bar{n}^2 > (\bar{n})^2$. L’écart à la fonction de corrélation “réelle” $w(\theta)$ peut être approximé par :

$$\Delta w(\theta) = \frac{\bar{n}^2}{(\bar{n})^2} - 1 = \bar{\delta}^2 \quad (6.1)$$

en utilisant l’estimateur “naturel” de $w(\theta)$ (eq. 4.25), et avec $\bar{\delta} = (n - \bar{n})/\bar{n}$.

Considérons l’exemple simple de deux champs de même géométrie, avec un changement de densité ϵ tel que $n_1 = n(1 + \frac{\epsilon}{2})$ et $n_2 = n(1 - \frac{\epsilon}{2})$; $\bar{\delta}_1 = \frac{\epsilon}{2}$ et $\bar{\delta}_2 = -\frac{\epsilon}{2}$, d’où $\bar{\delta}^2 = \frac{\epsilon^2}{4}$. Si $\epsilon = 20\%$, $\Delta w(\theta) = 0.01$. Cet effet peut être non négligeable suivant l’amplitude des fluctuations et dans certains cas, majorer $w(\theta)$, notamment aux grandes échelles angulaires.

Pour tester cet effet, 100 $\text{deg}^{\circ 2}$ provenant de la sortie d’une simulation *GalICS* ont été utilisés pour simuler une variation de “point-zéro”. 50 centres de champs circulaires de rayon 0.5° ont été tirés aléatoirement (avec recouvrement possible, ceci n’a pas d’influence sur le résultat). Des catalogues fictifs ont été créés en utilisant les magnitudes prédites par *GalICS* dans les filtres *GALEX* pour ces 50 directions. Ils sont de deux types :

- catalogues de référence : sélection par la magnitude $NUV < m \pm dm$, avec m et dm

6. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS GALEX

identiques pour toutes les directions

- catalogues avec fluctuations à grande échelle : sélection par la magnitude $NUV < m + r * dm$, avec m et dm identiques pour toutes les directions, et r différent pour chaque direction, étant choisi aléatoirement tel que $-1 < r < 1$

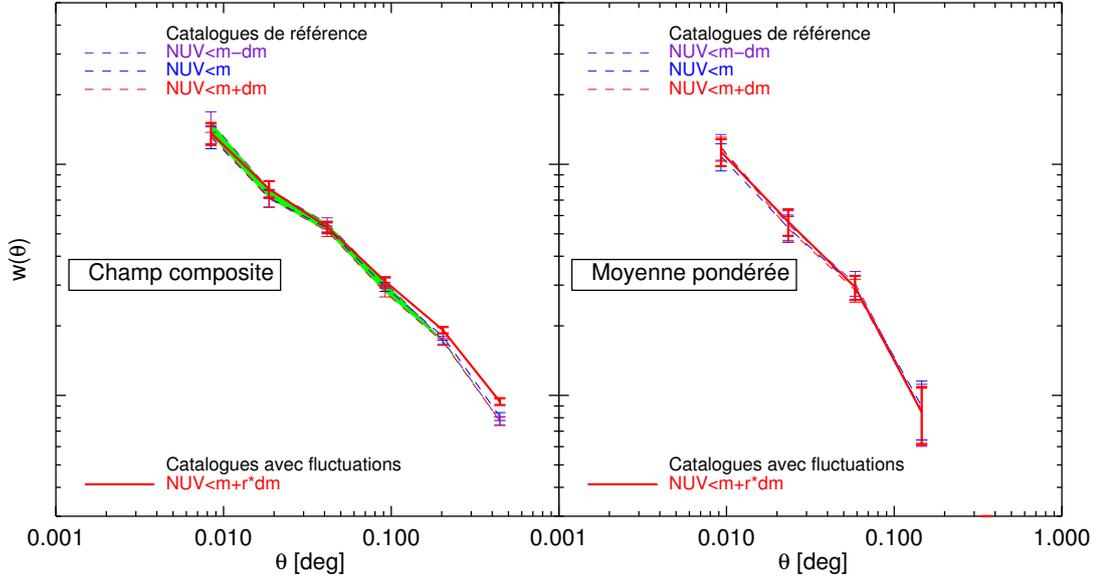


FIG. 6.10 – Effets de fluctuations à grande échelle sur la fonction de corrélation : fonction de corrélation de 50 champs GALEX simulés par GalICS avec et sans variation de point-zéro (respectivement traits pleins et traits tirets). Les deux méthodes de calcul ont été utilisées. Méthode du champ composite : (à gauche) la fonction de corrélation des champs avec fluctuations est surestimée aux grandes échelles ; la pente est plus faible que celle obtenue avec les catalogues de référence. La zone colorée indique l'écart des fonctions de corrélation pour une variation de $2 * dm$ de la magnitude limite dans les catalogues de référence ; l'effet observé est plus important que celui attendu par variation de la magnitude limite. Méthode de la moyenne pondérée (à droite) : mêmes calculs (§6.4.3) ; on note le parfait accord entre les résultats obtenus avec les catalogues de référence et ceux obtenus avec les catalogues avec fluctuations.

La magnitude limite m choisie est $NUV < 21.5$, ce qui permet d'obtenir approximativement les mêmes comptages que GALEX pour $NUV < 22$ et dm a été fixé à 0.05. La fonction de corrélation de ces deux échantillons (de référence et avec fluctuations) a été calculée en utilisant la méthode des champs combinés. Les résultats sont présentés fig.6.10. La figure de gauche montre les fonctions de corrélation obtenues avec la méthode du champ composite. Les traits tirets correspondent aux résultats des catalogues de référence, et la courbe en trait plein aux catalogues avec fluctuations. On remarque que les résultats obtenus à l'aide des deux types de catalogues sont différents. La pente de la fonction de corrélation obtenue avec les catalogues avec fluctuations est plus faible que celle des fonctions de corrélation des catalogues de référence. Ceci entraîne une surestimation de $w(\theta)$ à grande échelle. On note que cet effet est plus important que celui attendu avec la variation de la magnitude limite dans les catalogues de référence.

La sensibilité de la méthode du champ composite aux gradients à grande échelle indique

qu'elle doit être utilisée avec précaution. Des tests supplémentaires effectués afin d'étudier les effets de l'extinction galactique montrent que cette méthode doit être écartée au profit de celle de la moyenne pondérée (voir §6.6.2).

6.4.3 Moyenne pondérée : à la recherche de la pondération adéquate

Les facteurs de pondération des fonctions de corrélation utilisés pour la moyenne doivent être tels que le résultat s'approche autant que possible de la fonction de corrélation "réelle". [Blaizot et al. \(2003, §4.2.2\)](#) ont proposé une solution à ce problème : ces auteurs pondèrent les fonctions de corrélation individuelles $w_i(\theta)$ par le nombre de paires $\approx n_i^2$ de chaque champ,

$$\langle w(\theta) \rangle = \frac{\sum_i n_i^2 w_i(\theta)}{\sum_i n_i^2} \quad (6.2)$$

où $\langle w(\theta) \rangle$ est la moyenne pondérée obtenue. Cette pondération n'est en fait valable que dans le cas où les géométries de tous les champs sont identiques. En effet, on peut considérer la pondération suivante par les histogrammes RR_i , les nombres de paires dans un intervalle de distance donné du catalogue aléatoire construit pour le i ème champ (histogramme non normalisé) :

$$\langle w(\theta) \rangle = \frac{\sum_i RR_i w_i(\theta)}{\sum_i RR_i} \quad (6.3)$$

Or on a $RR_i = n_i^2 \widetilde{RR}_i$. Dans le cas où tous les \widetilde{RR}_i sont identiques, l'équation précédente se ramène à l'équation 6.2. Le terme \widetilde{RR}_i décrivant la géométrie du champ i , ceci revient à supposer que tous les champs ont la même géométrie. Dans un cas général où les géométries des champs sont différentes, par l'utilisation de masques spécifiques par exemple, c'est l'équation 6.3 qui doit être utilisée.

La figure 6.10 (à droite) présente les résultats obtenus avec les catalogues simulés étudiés auparavant (§6.4.2) en utilisant cette méthode. On note que celle-ci, contrairement à la méthode des champs combinés, est insensible aux fluctuations à grande échelle. C'est cette méthode qui a été utilisée pour le calcul de la fonction de corrélation de plusieurs champs. Le paragraphe suivant présente la méthode employée pour corriger des effets d'*Integral Constraint*.

6.4.4 Correction des effets d'*Integral Constraint*

On peut, en faisant quelques hypothèses, corriger les résultats obtenus en utilisant un seul champ ou en utilisant la méthode de la moyenne pondérée des effets du biais de l'*Integral Constraint*.

[Landy & Szalay \(1993, §4.1\)](#) ont calculé le biais de l'estimateur LS :

$$1 + w_{LS}(\theta) = \frac{1 + w(\theta)}{1 + IC} \quad (6.4)$$

$$IC = \frac{1}{\Omega^2} \int_{\Omega} w(\theta) d\Omega_1 d\Omega_2 \quad (6.5)$$

où $w_{LS}(\theta)$ est la fonction de corrélation calculée à l'aide de l'estimateur LS, $w(\theta)$ la fonction de corrélation réelle et IC l'*Integral Constraint*. En supposant que $IC \ll 1$, on peut écrire :

6. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS GALEX

$$w_{LS}(\theta) = (1 + w(\theta))(1 - IC) - 1$$

en supposant en plus que $w(\theta) \ll 1$ on obtient :

$$w_{LS}(\theta) = w(\theta) - IC = w(\theta) - \frac{1}{\Omega^2} \int_{\Omega} w(\theta) d\Omega_1 d\Omega_2 \quad (6.6)$$

En utilisant l'approximation d'une loi de puissance pour $w(\theta)$ (éq.4.31) et la relation 6.6, on peut simultanément ajuster à une loi de puissance les résultats obtenus et déterminer la correction d'*Integral Constraint* adéquate. La figure 6.11 montre les résultats de cette méthode.

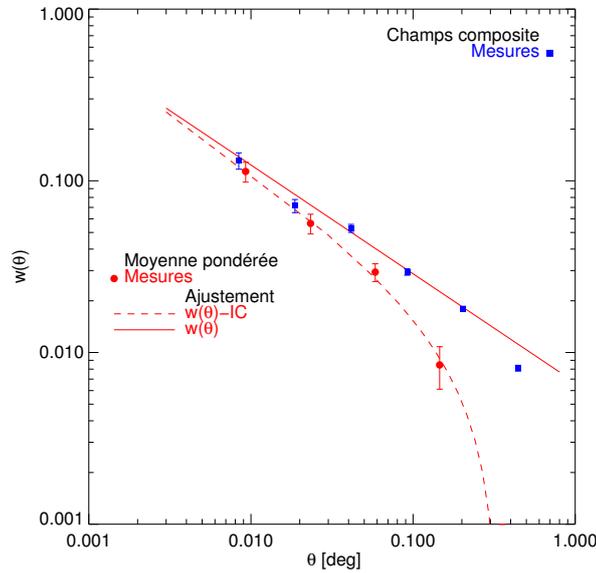


FIG. 6.11 – Correction des effets d'*Integral Constraint*. La fonction de corrélation mesurée par la méthode de la moyenne pondérée est celle des catalogues avec fluctuations présentée auparavant (§6.4.3) (cercles pleins). La courbe en tirets représente le résultat de l'ajustement avec détermination de l'*Integral Constraint* : $w(\theta) - IC$. La courbe en trait plein représente l'ajustement corrigé de l'*Integral Constraint*. L'accord avec la fonction de corrélation mesurée par la méthode des champs combinés (carrés pleins) est excellent.

La fonction de corrélation calculée à l'aide de la méthode de la moyenne pondérée des catalogues simulés avec fluctuations (§6.4.3) a été ajustée à l'aide de l'équation 6.6. La courbe en tirets représente $w(\theta) - IC$, la fonction de corrélation non corrigée de l'*Integral Constraint* ; la courbe en trait plein représente $w(\theta)$, la fonction de corrélation corrigée de l'*Integral Constraint*. Ce résultat est à comparer avec celui obtenu à l'aide de la méthode des champs combinés pour les catalogues simulés sans fluctuations (§6.4.2) (carrés pleins sur la figure). L'accord (amplitude et pente) est excellent.

Munis des outils pour mener à bien l'analyse des fonctions de corrélation des données GALEX, il nous reste maintenant à construire des catalogues de galaxies. La première étape

consiste à séparer étoiles, galaxies et quasars. Ceci peut être réalisé en utilisant la classification morphologique proposée par la chaîne de traitement du SDSS ou à l'aide de *redshifts* photométriques. L'utilisation de cette dernière procédure permet également d'obtenir la distribution en *redshifts* des objets, ingrédient indispensable à la détermination de la longueur de corrélation r_0 par l'équation de Limber, ainsi que les magnitudes absolues des galaxies, magnitudes qui permettront de les sélectionner en couleurs *restframe* ou d'étudier la ségrégation en luminosité.

6.5 Des galaxies, des étoiles et des quasars

Cette section présente de manière détaillée les différentes méthodes disponibles pour séparer étoiles, galaxies et quasars dans les données combinées GALEX et SDSS.

La première de ces méthodes utilise le type morphologique déterminé par la chaîne de traitement de données du SDSS.

6.5.1 Types *redshift* spectroscopique et morphologique SDSS

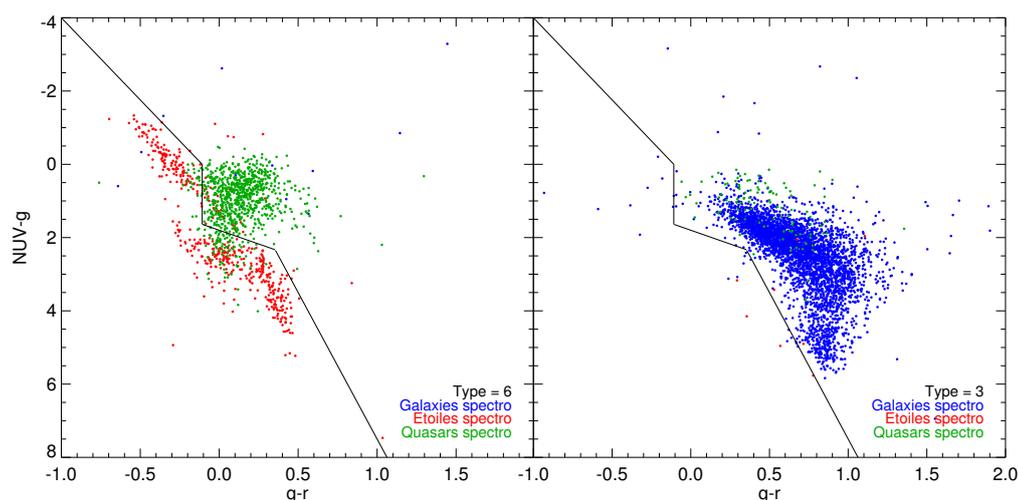


FIG. 6.12 – Comparaison des types spectroscopiques et morphologiques (SDSS) pour les contreparties SDSS des sources GALEX ($NUV < 22$) à l'aide du diagramme couleur-couleur $NUV - g = f(g - r)$. A gauche sont représentées les sources classées comme étoiles par le critère morphologique SDSS ($type = 6$) et à droite les objets classés galaxies ($type = 3$).

La chaîne de traitement des données du SDSS fournit, pour chaque objet observé, un type morphologique (nommé *type*). Le profil radial qui ajuste aux mieux l'image permet de classer l'objet parmi les étoiles ($type = 6$) ou les galaxies ($type = 3$). La valeur retenue est une combinaison des informations apportées par les ajustements des images dans chaque bande observée. Une première étape consiste à comparer les types spectroscopiques et les types morphologiques. La figure 6.12 présente des diagrammes couleur-couleur combinant les magnitudes optiques avec la magnitude NUV pour les contreparties spectroscopiques SDSS des sources GALEX. Sur la figure de gauche sont représentées les sources classées étoiles

6. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS GALEX

par le critère morphologique du SDSS, et à droite les objets classés galaxies. On note un très bon accord entre les classifications spectroscopique et morphologique pour les galaxies et les étoiles. Les quasars sont classés majoritairement comme étoiles par le critère *type*. Les galaxies et les étoiles sont aisément séparées par un critère couleur-couleur ; en revanche les *loci* des quasars recouvrent ceux des galaxies et des étoiles. On note que la combinaison des informations photométriques GALEX et SDSS permet de définir un critère efficace pour séparer étoiles et galaxies dans ce plan. La limite, déterminée de manière empirique, indiquée sur la figure, est la suivante :

$$NUV - g = \begin{cases} 4.48(g - r) + 0.48 & \text{si } g - r < -0.108 \\ 1.5(g - r) + 1.5 & \text{si } -0.108 < g - r < 0.354 \\ 8.(g - r) - 0.8 & \text{si } g - r > 0.354 \end{cases} \quad (6.7)$$

L'utilisation seule de la couleur ne permet pas de sélectionner les quasars de manière efficace, ceux-ci présentant des couleurs comparables aux galaxies bleues. D'autre part, le calcul de la longueur de corrélation r_0 , paramètre permettant de comparer les mesures d'agrégation obtenues à l'aide de sondages de profondeurs différentes, nécessite la connaissance de la distribution en *redshifts* des galaxies sélectionnées. Ces deux tâches peuvent être remplies par la technique des *redshifts* photométriques qui est l'objet du paragraphe suivant.

6.5.2 *Redshifts* photométriques

Un des avantages de l'utilisation de la fonction de corrélation angulaire, comparée à celle de la fonction de corrélation spatiale, est qu'il n'est pas nécessaire de connaître le *redshift* de chaque objet pour mener le calcul à bien. Cependant, une information de type statistique sur la distribution en *redshift* est indispensable pour déterminer la longueur de corrélation r_0 à l'aide de l'équation de Limber. D'autre part, il peut être intéressant de posséder les magnitudes absolues des galaxies, ceci permettant de les étudier en tenant compte de leur luminosités *restframe*. Une option est d'utiliser la technique dite des *redshifts* photométriques, qui consiste à déterminer le *redshift* des objets à partir des magnitudes apparentes observées dans différents filtres. Diverses méthodes sont actuellement employées. La plus courante consiste à ajuster les couleurs observées par un ensemble de distributions spectrales d'énergie de références (SEDs) décalées vers le rouge (par exemple Bolzonella et al., 2000). Le meilleur ajustement (utilisant la méthode de minimisation du χ^2) fournit une estimation du *redshift* et du type spectral de l'objet. De nombreuses comparaisons entre *redshifts* photométriques et *redshifts* spectroscopiques ont permis de valider cette méthode (voir par exemple Arnouts et al., 1999; Fernández-Soto et al., 1999). De nouvelles approches sont apparues récemment, comme la méthode bayésienne (Benítez, 2000) ou la reconstruction des SEDs à l'aide de l'information spectroscopique (Csabai et al., 2000). L'approche utilisée ici est de combiner une méthode d'ajustement des magnitudes par un polynôme, mise en œuvre à l'aide d'un programme écrit par T. Budavári, avec celle de l'ajustement aux SEDs de référence, en utilisant le programme Le Phare¹ (Arnouts & Ilbert, en préparation).

¹http://serweb.oamp.fr/perso/arnouts/LE_PHARE.html

Méthode d'ajustement par un polynôme

Cette méthode a été proposée par Connolly et al. (1995). Ces auteurs ont étudié la distribution de galaxies dans l'espace de couleurs définies par les magnitudes apparentes U , B_J , R_F et I_N connaissant leurs *redshifts* spectroscopiques. La méthode qu'ils ont mis au point est basée sur le fait que ces galaxies sont distribuées de manière quasi plane dans l'espace (U, B_J, R_F) . La position d'une galaxie dans ce plan dépend de son *redshift*, de sa luminosité (magnitude absolue), et de son type spectral. Les galaxies avec le même *redshift* forment une mince couche dans cet espace. Cette forte corrélation spatiale permet de relier le *redshift* des galaxies à un polynôme de degré n faisant intervenir les magnitudes observées. Avec $n = 1$, en disposant de *redshifts* spectroscopiques et de n_f magnitudes observées, ceci signifie que l'on peut chercher à ajuster les données par :

$$z = a_0 + \sum_{i=1}^{n_f} a_i m_i \quad (6.8)$$

où les a_i sont les coefficients du polynôme, m_i la magnitude observée dans le filtre i et z le *redshift*.

Cette étape, appelée *training*, permet de déterminer les coefficients a_i sur la base des données spectroscopiques. L'étape suivante consiste à calculer les *redshifts* des objets de l'ensemble de la population en utilisant les coefficients et l'équation 6.8.

La méthode employée ici consiste à déterminer les coefficients d'une telle relation en utilisant un polynôme du troisième degré pour les objets détectés par GALEX et ayant une contrepartie visible dans le SDSS disposant de l'information spectroscopique et classée galaxie par son spectre. La relation ainsi calibrée est par la suite appliquée à l'ensemble des sources de l'échantillon. Cette méthode sera référencée *Polyfit* dans la suite de ce chapitre. Il convient de noter que les objets spectroscopiés par le SDSS sont sélectionnés tels que $r \lesssim 17.5$. On fait donc l'hypothèse ici que les coefficients déterminés sont applicables à des objets plus faibles, qui constituent l'essentiel de l'échantillon. Cette méthode est particulièrement adaptée à l'intervalle de faibles *redshifts* sondé par le SDSS. En effet à plus haut *redshift*, les variations des couleurs observées peuvent être particulièrement abruptes : les flux observés des galaxies sont décalés de manière plus importante vers le rouge et peuvent sortir du domaine bleu du spectre couvert par les observations. On qualifie ces objets de *drop-out*. Les *Lyman Break Galaxies* sont un exemple de galaxies détectées en tirant parti de cette propriété. La méthode présentée ici, se basant uniquement sur les magnitudes observées ne peut tenir compte de ces effets. Ceci nécessite une connaissance a priori des distributions spectrales (SEDs) des différents types de galaxies. C'est le principe de la méthode d'ajustement par des SEDs de référence également utilisé dans le cadre de ce travail.

Méthode d'ajustement aux SEDs de référence

Cette méthode, contrairement à celle employée par Polyfit, nécessite la connaissance des distributions spectrales d'énergie des différents types d'objets présents dans les échantillons, qui vont être comparées aux flux observés dans chaque filtre pour tous les objets. Les avantages de cette procédure sont qu'elle ne requiert pas de *training* à l'aide de *redshifts* spectroscopiques et permet de considérer de larges gammes de *redshifts*, étant donné par exemple que les objets de type *drop-out* sont naturellement pris en compte.

6. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS GALEX

La détermination des *redshifts* photométriques avec le programme Le Phare est divisée en deux étapes : la création d'une bibliothèque de magnitudes apparentes et l'ajustement des SEDs de références décalées vers le rouge.

La bibliothèque de magnitudes apparentes prédites a été construite en utilisant un sous-ensemble de 19 SEDs synthétiques appartenant à la librairie GISSEL (Bruzual & Charlot, 2003). Ces SEDs sont représentées figure 6.13.

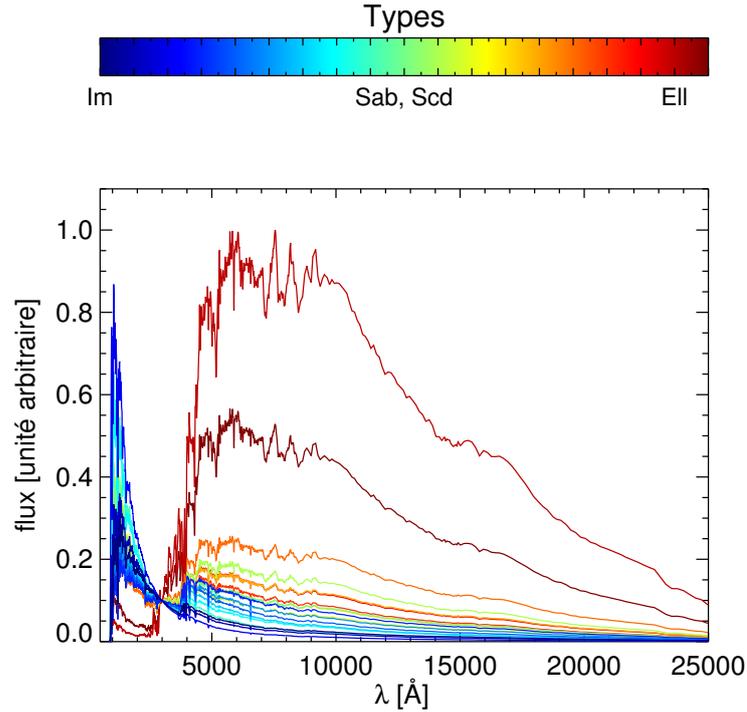


FIG. 6.13 – SEDs de références utilisées avec le programme Le Phare (normalisées à 3000 Å). Ces 19 SEDs sont extraites de la librairie GISSEL (Bruzual & Charlot, 2003).

Chaque SED est décalée successivement vers des *redshifts* plus élevés, afin de couvrir une grille de $z = 0$ à $z = 3$ avec un pas de 0.01. La SED décalée est alors convoluée avec la fonction de transmission de chaque filtre et avec la courbe de rendement quantique du CCD. En notant T_λ la fonction de transmission du filtre et $F_{\lambda,z}$ la SED décalée spectralement au *redshift* z , on définit la magnitude observée m_{AB} dans le système AB comme :

$$m_{AB} = -2.5 \log \left(\frac{\int F_{\lambda,z} T_\lambda d\lambda}{\int T_\lambda \frac{c}{\lambda^2} d\lambda} \right) - 48.59. \quad (6.9)$$

On peut ainsi créer une bibliothèque de magnitudes apparentes prédites pour un ensemble de SEDs et une grille de *redshifts*, et donc l'évolution avec le *redshift* des couleurs prédites pour les filtres utilisés. La mesure du *redshift* photométrique est basée sur une comparaison des couleurs observées et de la relation couleur-*redshift* prédite. La deuxième étape de cette méthode consiste à ajuster ces SEDs décalées vers le rouge aux observations. Ceci revient

à trouver le *redshift* pour lequel les couleurs prédites s'ajustent le mieux avec les couleurs observées, par minimisation du χ^2 :

$$\chi^2(z, SED, A) = \sum_{i=1}^{n_f} \left(\frac{F_{obs,i} - A \times F_{pred,i}(z, SED)}{\sigma_{obs,i}} \right)^2 \quad (6.10)$$

où i indique le filtre considéré et $F_{obs,i}$ le flux observé, $\sigma_{obs,i}$ l'erreur correspondante, $F_{pred,i}(z, SED)$ le flux prédit pour une SED au *redshift* z , et A un facteur qui permet de renormaliser le flux de la SED au flux de la galaxie¹. Les paramètres libres sont z et la SED. La valeur de z et la SED qui correspondent à $\chi^2 = \chi^2_{min}$ définissent respectivement le *redshift* et le type spectral le plus probable de la galaxie.

D'importantes variations des couleurs avec le *redshift* permettent une estimation robuste du *redshift* photométrique. Ceci est le cas pour les galaxies précoces, tandis que pour les galaxies très bleues à sursaut de formation d'étoiles, les variations en couleur étant peu marquées, l'estimation du *redshift* photométrique est rendue moins robuste et plus sensible aux erreurs photométriques.

Comparaison *redshifts* spectroscopiques et *redshifts* photométriques

Les deux méthodes présentées ci-dessus ont été dans un premier temps appliquées aux objets GALEX dont la contrepartie SDSS est un objet avec un spectre de galaxie.

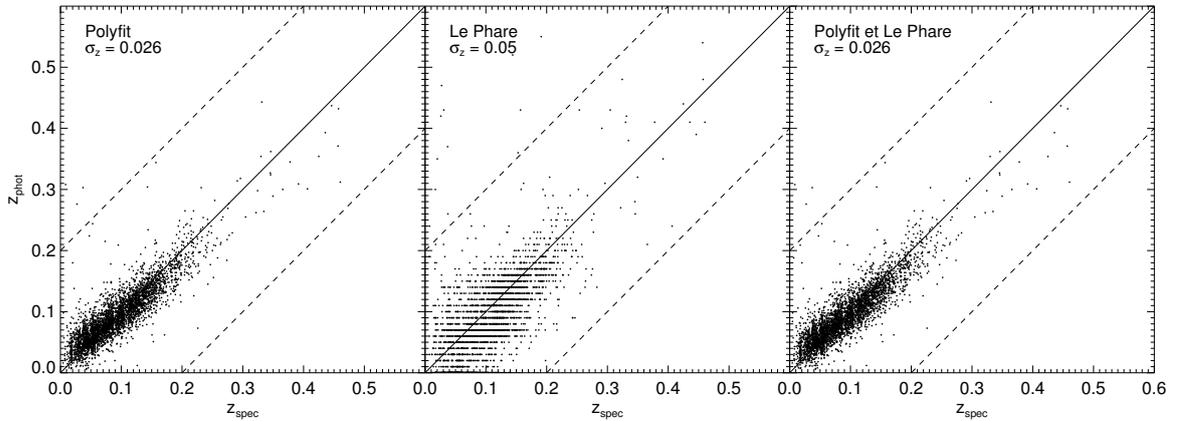


FIG. 6.14 – Comparaison des *redshifts* spectroscopiques avec les *redshifts* photométriques obtenus avec Polyfit uniquement (à gauche), Le Phare uniquement (au milieu) et en combinant ces deux méthodes (à droite) pour les objets GALEX dont la contrepartie SDSS a un spectre de galaxie. Les droites en traits tirets représentent $|z_{spec} - z_{phot}| = 0.2$, et celle en trait continu $z_{spec} = z_{phot}$. Les objets utilisés ici sont tels que $NUV < 22$.

La figure 6.14 permet de comparer les *redshifts* spectroscopiques avec les *redshifts* photométriques obtenus avec Polyfit (à gauche) ou Le Phare (au milieu). Les objets représentés ici sont tels que $NUV < 22$. De manière étonnante, la dispersion $\sigma_z = \sigma(z_{spec} - z_{phot})$ est deux fois plus importante en utilisant Le Phare qu'avec Polyfit. Cette dernière méthode semble

¹ A est ajusté à l'aide de la condition suivante : $\frac{\partial \chi^2}{\partial A} = 0$.

6. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS GALEX

donc, en l'état des SEDs utilisées ici, être préférable à la méthode mise en œuvre par Le Phare. Polyfit ne peut cependant être utilisé seul, puisqu'il ne fournit que les *redshifts* et pas d'indication sur le type spectral des objets, contrairement à Le Phare. Un moyen "médian" de remédier à cela est d'utiliser le *redshift* photométrique déterminé par Polyfit comme paramètre fixé dans l'équation 6.10, et d'utiliser Le Phare pour déterminer le type spectral des objets¹. Dans les cas où Polyfit échoue, le résultat retenu est celui proposé par Le Phare. C'est cette option qui est représentée figure 6.14 (à droite). La dispersion σ_z est identique à celle observée avec l'utilisation seule de Polyfit.

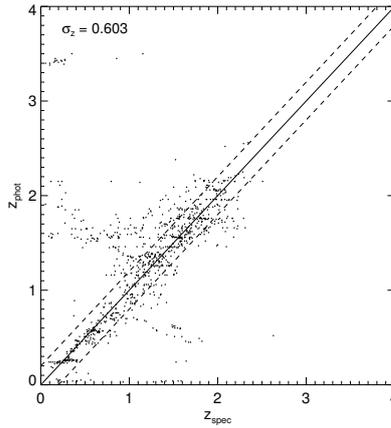


FIG. 6.15 – Comparaison des *redshifts* spectroscopiques avec les *redshifts* photométriques obtenus avec Le Phare pour les objets GALEX dont la contrepartie SDSS a un spectre de quasar. Les droites en traits tirets représentent $|z_{spec} - z_{phot}| = 0.2$, et celle en trait continu $z_{spec} = z_{phot}$. Les objets utilisés ici sont tels que $NUV < 22$.

La figure 6.15 représente la même comparaison pour les quasars, cette fois-ci. Dans ce cas, seul Le Phare est utilisé pour la détermination du *redshift*, Polyfit n'étant pas applicable. L'accord entre les *redshifts* photométriques et spectroscopiques est moins bon pour les quasars que pour les galaxies : l'écart-type de la différence $z_{spec} - z_{phot}$ est de l'ordre de 0.6 et 39% des objets sont tels que $|z_{spec} - z_{phot}| > 0.2$. Les différentes bandes observées en *redshifts* photométriques sont probablement un biais lié à la présence des raies d'émissions dans les SEDs de quasars. Cette moins bonne détermination des *redshifts* photométriques pour les quasars s'explique en partie par le fait que les échantillons de quasars observés dans l'ultraviolet *restframe* sont de dimensions réduites ; les SEDs de quasars sont donc peu contraintes dans ce domaine du spectre. Notons cependant que si le *redshift* photométrique des quasars est mal contraint par l'ajustement des SEDs, cette méthode offre un critère efficace pour séparer les quasars des galaxies (voir §6.5.2).

Dans le cas présent, les SEDs de quasars utilisées ont été extrapolées à partir de l'optique dans l'ultraviolet en assumant une loi de puissance pour le spectre. Ceci souligne l'importance de la mission GALEX pour la construction des SEDs dans le domaine ultraviolet. En effet, dans un futur proche, nous envisageons d'utiliser la photométrie de GALEX dans les filtres

¹Dans cette configuration où le *redshift* est imposé, Le Phare n'utilise que les SEDs de galaxies pour l'ajustement.

FUV et NUV pour contraindre les SEDs des quasars.

Il convient de noter que ces tests ont été entrepris uniquement l'aide des objets GALEX possédant une contrepartie spectroscopique dans le SDSS puisque ce sont elles seules qui permettent de quantifier la qualité des *redshifts* photométriques. Ces sources spectroscopiées sont sélectionnées telles que $r < 17.7$ (Strauss et al., 2002). Ne considérant que les objets les plus lumineux (c'est-à-dire ceux pour lesquels les erreurs photométriques sont les plus faibles), la dispersion σ_z observée est donc sous-estimée par rapport à la dispersion caractérisant l'ensemble de l'échantillon.

Classification des objets par χ^2

Les valeurs de χ_{min}^2 obtenues grâce à l'équation 6.10 en utilisant différentes classes de SEDs (galaxies, étoiles ou quasars) permettent de classer les objets par types. Pour les objets

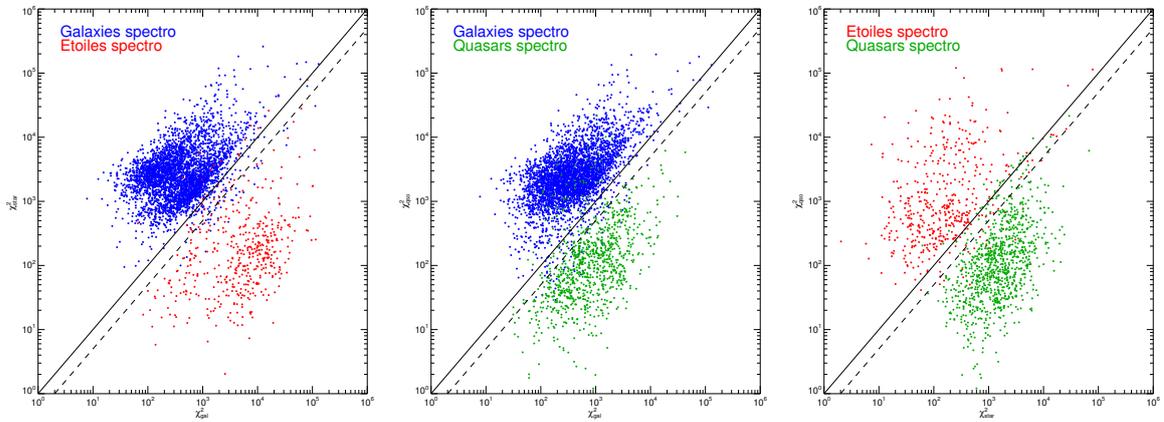


FIG. 6.16 – Classification des objets à l'aide de l'ajustement des SEDs par Le Phare. Chaque figure compare les χ_{min}^2 obtenus lors de l'ajustement des données à des SEDs appartenant à deux classes différentes : à gauche, étoiles et galaxies ; au milieu, quasars et galaxies ; et à droite, quasars et étoiles. Le type indiqué sur les figures est celui fourni par le spectre SDSS (galaxies en bleu, étoiles en rouge et quasars en vert). Les droites en trait continu représentent $\chi_y^2 = \chi_x^2$ et les droites en traits tirets $\chi_y^2 = 1/2\chi_x^2$. Les objets utilisés ici sont tels que $NUV < 22$.

tels que $NUV < 22$, et possédant une contrepartie SDSS spectroscopique, la figure 6.16 représente la comparaison des χ_{min}^2 déterminés par Le Phare lors de l'ajustement à des SEDs de galaxies (noté χ_{gal}^2), d'étoiles (χ_{star}^2) et de quasars (χ_{qso}^2). Le type spectroscopique indiqué sur les figures est celui fourni par le spectre SDSS. Ces diagrammes permettent de montrer l'efficacité de Le Phare pour la séparation entre types ; ceux-ci occupent des régions différentes de chaque plan étudié ici, séparées par $\chi_{type1}^2 \simeq \chi_{type2}^2$. Les critères utilisés sont les suivants :

$$\text{Galaxies : } \chi_{gal}^2 < 2\chi_{star}^2 \quad \text{et} \quad \chi_{gal}^2 < 2\chi_{qso}^2 \quad (6.11)$$

$$\text{Etoiles : } \chi_{star}^2 < \frac{1}{2}\chi_{gal}^2 \quad \text{et} \quad \chi_{star}^2 < \chi_{qso}^2 \quad (6.12)$$

$$\text{Quasars : } \chi_{qso}^2 < \frac{1}{2}\chi_{gal}^2 \quad \text{et} \quad \chi_{qso}^2 < \chi_{star}^2 \quad (6.13)$$

6. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS GALEX

Type spectroscopique	Pourcentage \rightarrow type <i>redshift</i> photométrique		
	Galaxies	Etoiles	Quasars
Galaxies	95%	4%	1%
Etoiles	4%	87%	9%
Quasars	11%	2%	87%

TAB. 6.1 – Types spectroscopiques et classification selon les *redshifts* photométriques : chaque ligne indique comment sont classés les objets par les critères 6.11, 6.12 et 6.13

Le facteur 2 présent dans les inéquations 6.11 et 6.13 est purement empirique. La table 6.1 indique, pour chaque type spectroscopique, le pourcentage d’objets se voyant attribuer un type donné selon les critères définis par les relations 6.11, 6.12 et 6.13. Ainsi 94% des galaxies spectroscopiques sont classées “galaxies” par Le Phare et Polyfit. Si l’accord entre les types spectroscopiques et ceux des *redshifts* photométriques est excellent pour les galaxies, il est en revanche moins bon pour les étoiles et les quasars, dont 87% sont classés correctement par les critères χ^2 . Le facteur 2 utilisé dans le critère 6.13 est à l’origine du fait que 11% des quasars confirmés par la spectroscopie SDSS sont classés galaxies. L’examen de la figure 6.16 indique que ce sont les galaxies et les quasars qui sont le moins différenciés par leur distribution dans les plans $(\chi_{type_1}^2, \chi_{type_2}^2)$. Ce facteur 2 a donc été introduit afin d’être plus strict sur l’attribution du type “quasar”.

Il convient de noter que si la distribution des différents types d’objets dans les plans $(\chi_{type_1}^2, \chi_{type_2}^2)$ est bien identifiée dans le cas des contreparties spectroscopiques, elle l’est bien moins lorsque l’ensemble des sources détectées est considéré.

Ceci est représenté sur la figure 6.18. Parmi les objets stellaires selon le SDSS (à gauche sur la figure), apparaît un deuxième groupe de quasars (selon les *redshifts* photométriques) plus rouges ($NUV - g > 3$) que la majorité de ceux présentés figure 6.12. Des objets classés galaxies par le critère χ^2 sont également présents dans ce diagramme. L’examen de l’évolution de la fraction d’objets classés en un type donné par les *redshifts* photométriques en fonction de la magnitude présentée figure 6.17 permet d’apporter quelques informations sur ces objets. En effet, la majorité des objets avec **type** = 6 classés galaxies sont brillants ($NUV < 16.5$). D’autre part, ces objets présentent de faibles rayons angulaires : leur rayon Petrosien moyen (**petrorad**) est deux fois plus faible que celui des galaxies avec **type** = 3, et ce pour toutes les images dans les différentes bandes SDSS. La figure 6.18 (à droite) présente le même diagramme pour les objets classés galaxies par le SDSS. Des objets avec **type** = 3 sont classés étoiles. Ils sont en majorité brillants (voir figure 6.17 : $NUV < 18$) et une fraction d’entre eux présente des couleurs d’étoiles. Contrairement aux **type** = 3 spectroscopiques constitués principalement de galaxies, une fraction d’objets classés galaxies par le SDSS est classée quasars par les *redshifts* photométriques. Cette fraction augmente avec la magnitude NUV d’environ 5% à $NUV = 17$ jusqu’à 10% à $NUV = 22$.

Comptages

Les comptages de galaxies, d’étoiles, et de quasars dans les deux filtres GALEX FUV et NUV sont représentés figure 6.19 (respectivement à gauche et à droite). Pour chaque sélection sont comparés les galaxies, les étoiles, et les quasars classés comme tels par la spectroscopie

6.5 Des galaxies, des étoiles et des quasars

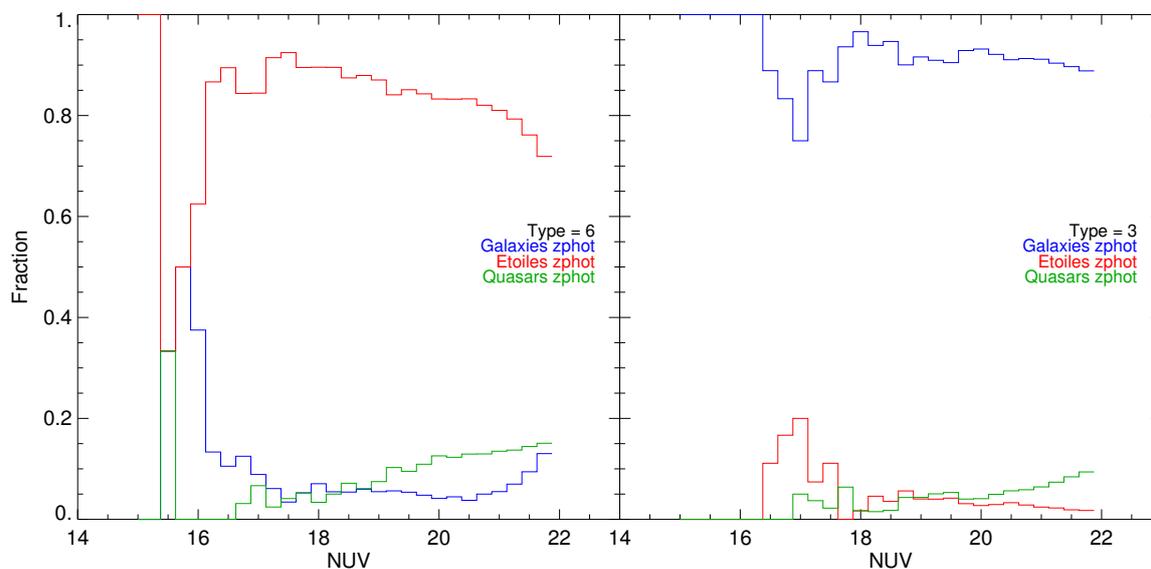


FIG. 6.17 – Evolution avec la magnitude de la fraction d’objets classés comme galaxies, étoiles ou quasars selon la classification des *redshifts* photométriques. A gauche sont représentées les sources classées comme étoiles par le critère morphologique SDSS ($\text{type} = 6$) et à droite les objets classés galaxies ($\text{type} = 3$).

SDSS (pointillés), par les critères de *redshifts* photométriques, et les galaxies et les étoiles selon le type morphologique SDSS. Pour référence, les comptages de galaxies de [Xu et al.](#)

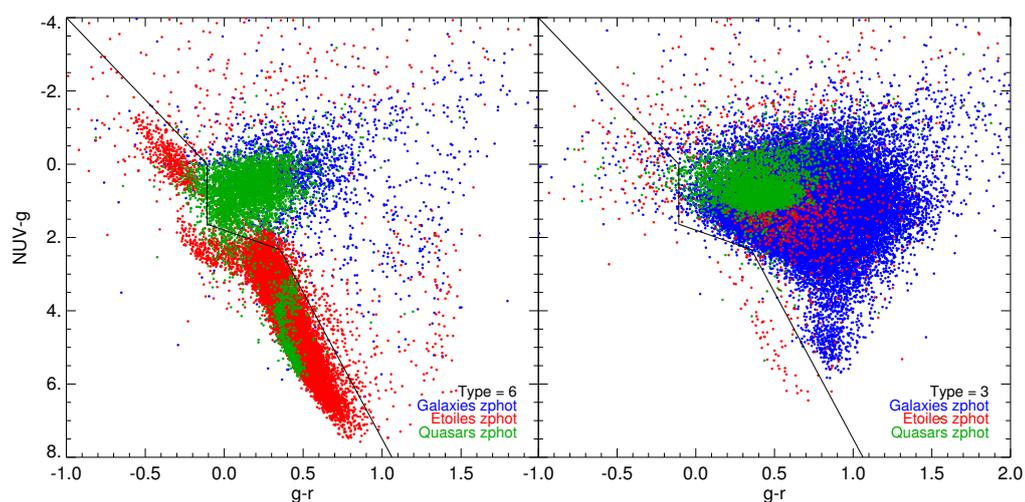


FIG. 6.18 – Comparaison des types morphologiques (SDSS) et de la classification selon les *redshifts* photométriques à l’aide du diagramme couleur-couleur $NUV-g = f(g-r)$. A gauche sont représentées les sources classées comme étoiles par le critère morphologique SDSS ($\text{type} = 6$) et à droite les objets classés galaxies ($\text{type} = 3$).

6. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS GALEX

(2005a), basés sur un échantillon constitué de champs AIS, MIS et DIS du GALEX *Internal Release 0.2* sont indiqués en carrés pleins. Ces comptages ont été normalisés par la surface totale de l'échantillon masqué ($S \simeq 77.1 \text{deg}^2$).

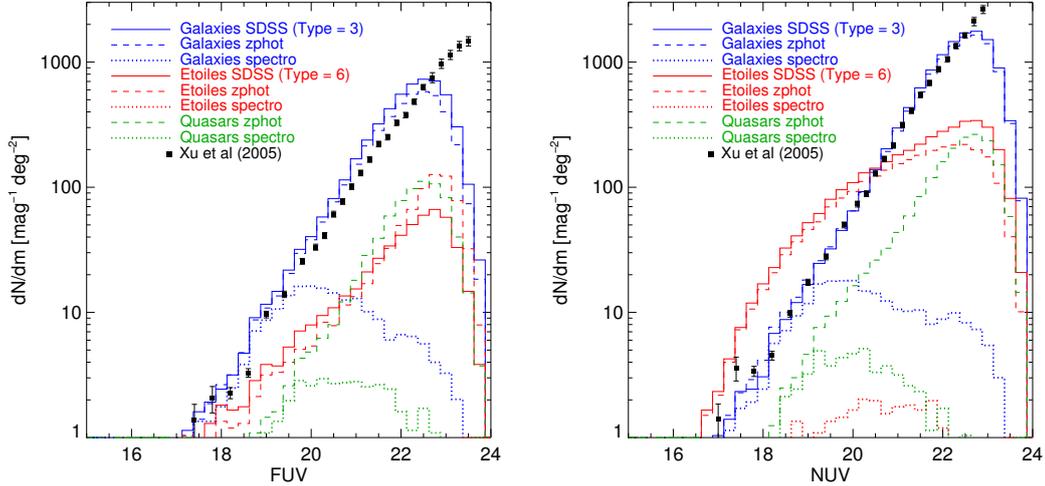


FIG. 6.19 – Comptages de galaxies, d'étoiles et de quasars dans les deux filtres GALEX : FUV (à gauche) et NUV (à droite). Sur chaque figure sont représentés les comptages de galaxies, d'étoiles et des quasars sélectionnés d'après le type spectroscopique SDSS (pointillés), par les critères des χ^2 (traits tirets) et les galaxies et étoiles d'après le type morphologique SDSS (trait continu). Pour comparaison, sont également représentés les comptages de galaxies de Xu et al. (2005a) utilisant une combinaison de champs AIS, MIS et DIS du GALEX *Internal Release 0.2*.

Aux magnitudes brillantes $m_{UV} \lesssim 19$, les pentes des comptages de galaxies obtenus avec les différentes sélections (morphologique, *redshifts* photométriques ou spectroscopique) sont en accord. Le même accord est observé pour les quasars (sélection *redshifts* photométriques ou spectroscopique). Les pentes des comptages de quasars sélectionnés par χ^2 sont par ailleurs très semblables à celles des comptages de galaxies, quelque soit la magnitude de sélection (*FUV* ou *NUV*). Les comptages d'étoiles sélectionnées par le type morphologique SDSS se démarquent de ceux des étoiles classées par χ^2 étant donné le fait que le critère *type* = 6 SDSS sélectionne une fraction importante de quasars (de 5% des objets *type* = 6 à *NUV* = 18 jusqu'à 15% à *NUV* = 22, voir figure 6.17).

La comparaison avec les comptages de Xu et al. (2005a), dont l'échantillon comporte une partie des champs étudiés ici, montre un très bon accord avec la sélection des galaxies par les *redshifts* photométriques dans le cas de la sélection par la magnitude *NUV* pour *NUV* $\gtrsim 18.5$. La situation est différente dans le cas de la sélection *FUV*, où les résultats de Xu et al. présentent une pente légèrement différente de celle observée pour les galaxies sélectionnée par *type* = 3 ou par les critères χ^2 . Aux magnitudes brillantes *NUV* $\lesssim 18$, les écarts entre les résultats présentés ici et ceux de Xu et al. proviennent en partie du fait que ces auteurs ont pris en compte des galaxies proches observées par l'AIS ainsi que des galaxies brillantes résolues *NUV* < 16.

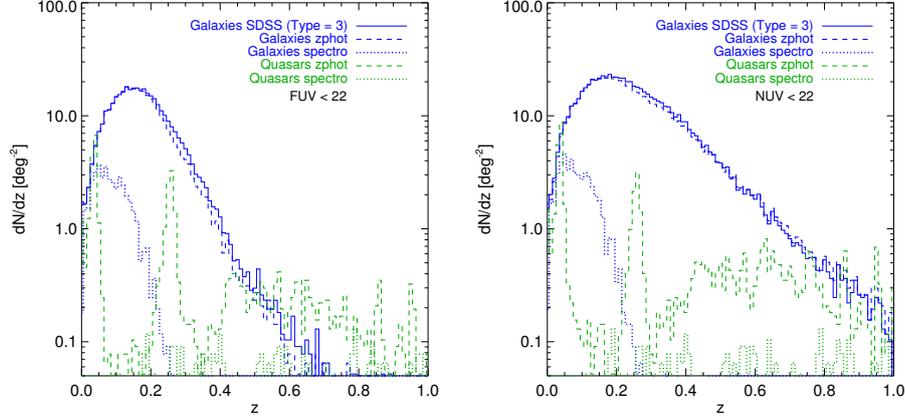
Distributions en *redshift*

FIG. 6.20 – Distributions en *redshift* des galaxies et quasars dans les deux filtres GALEX : FUV (à gauche) et NUV (à droite). Sur chaque figure sont représentées les distributions en *redshift* de galaxies et des quasars sélectionnés d’après le type spectroscopique SDSS (pointillés), par les critères des χ^2 (traits tirets) et les galaxies d’après le type morphologique SDSS (trait continu).

Sur la figure 6.20 sont représentées les distributions en *redshift* des galaxies et des quasars sélectionnés par la spectroscopie SDSS (pointillés), par les *redshifts* photométriques (traits tirets) et les galaxies selon le critère SDSS (traits continus). On peut noter les pics dans les distributions en *redshifts* des quasars (à $z \sim 0.25$ par exemple) compatibles avec les bandes en *redshifts* photométriques observées figure 6.15.

Les tables 6.2 et 6.3 résument les caractéristiques des échantillons de galaxies, d’étoiles, et de quasars dans les filtres *FUV* et *NUV* respectivement. Pour ces trois types, sont listés les nombres d’objets, pour les galaxies et les quasars les *redshifts* moyens et les écarts-type en *redshift*, et ce pour les trois sélections étudiées auparavant.

6.6 Erreurs et tests

Dans ce paragraphe sont étudiées diverses sources d’erreurs pouvant affecter les mesures de la fonction de corrélation. Les mesures des fonctions de corrélation des galaxies et des étoiles à partir de catalogues construits avec différentes sélections sont tout d’abord comparées entre elles. L’accent est ensuite mis sur l’influence de la poussière Galactique sur les mesures.

6.6.1 Influence des sélections sur la fonction de corrélation des galaxies et des étoiles

La figure 6.21 représente les fonctions de corrélation des galaxies obtenues à partir de catalogues construits avec différents critères de sélections : d’après le critère morphologique SDSS (cercles pleins) ; d’après les *redshifts* photométriques (carrés) ; les galaxies SDSS sans les quasars sélectionnés par les *redshifts* photométriques et enfin les galaxies SDSS sans les étoiles sélectionnées par les *redshifts* photométriques. La figure de gauche présente les résultats

6. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS GALEX

	Galaxies			Étoiles			Quasars	
	spectro	SDSS	zphot	spectro	SDSS	zphot	spectro	zphot
N_{obj}	3193	28665	26774	192	3358	2849	605	3639
\bar{z}	0.09	0.19	0.18	**	**	**	0.97	0.5
σ_z	0.05	0.1	0.09	**	**	**	0.55	0.55

TAB. 6.2 – Caractéristiques des échantillons de galaxies, étoiles et quasars en fonction de la sélection utilisée : spectroscopie SDSS, type morphologique SDSS, et *redshifts* photométriques pour $FUV < 22$

	Galaxies			Étoiles			Quasars	
	spectro	SDSS	zphot	spectro	SDSS	zphot	spectro	zphot
N_{obj}	3759	54485	51736	492	35215	29694	957	8567
\bar{z}	0.1	0.26	0.26	**	**	**	1.19	1.02
σ_z	0.06	0.16	0.17	**	**	**	0.57	0.82

TAB. 6.3 – Caractéristiques des échantillons de galaxies, étoiles et quasars en fonction de la sélection utilisée : spectroscopie SDSS, type morphologique SDSS, et *redshifts* photométriques pour $NUV < 22$

obtenus pour $FUV < 22$ et celle de droite ceux obtenus pour $NUV < 22$. Les mesures sont indépendantes du critère de sélection adopté pour les galaxies, quelque soit le filtre GALEX utilisé. Dans la suite de ce travail, et sauf mention contraire, les échantillons GALEX de galaxies considérés sont construits en utilisant uniquement le critère morphologique du SDSS.

La figure 6.22 montre le résultat du même genre de test, effectué à partir des étoiles cette fois-ci, et uniquement avec le filtre NUV étant donné le très faible nombre d'étoiles observées dans le filtre FUV (voir table 6.2). A l'échelle Galactique, les étoiles présentent une distribution particulière. De manière schématique, elles se répartissent en deux groupes : l'un, où les étoiles sont plus nombreuses, situé dans le disque galactique, l'autre dans une sphère centrée sur la Galaxie (voir par exemple Bahcall, 1986). Cependant, à latitude galactique donnée, les étoiles peuvent être considérées comme étant distribuées de manière aléatoire. La fonction de corrélation des étoiles est donc intéressante à calculer car elle contient des informations sur les variations possibles de sensibilité sur toute la surface du détecteur, ou des variations de "point-zéro". De manière globale, les fonctions de corrélation des étoiles sont compatibles avec une valeur nulle caractéristique d'une distribution aléatoire. Elles sont d'autre part majorées par celle des galaxies.

Contrairement aux galaxies, les résultats obtenus à partir des étoiles dépendent de la sélection utilisée : étoiles `type = 6`, étoiles d'après les *redshifts* photométriques, étoiles SDSS sans les quasars sélectionnés par les *redshifts* photométriques, étoiles SDSS sans les galaxies sélectionnées par les *redshifts* photométriques, et étoiles sélectionnées par les *redshifts* photométriques qui ont également un `type = 6`. La sélection par l'ajustement de SEDs se distingue par un excès de puissance aux échelles intermédiaires ($0.02 < \theta < 0.1$ degrés). La comparaison avec les résultats obtenus à partir des autres sélections, qui sont cohérents entre

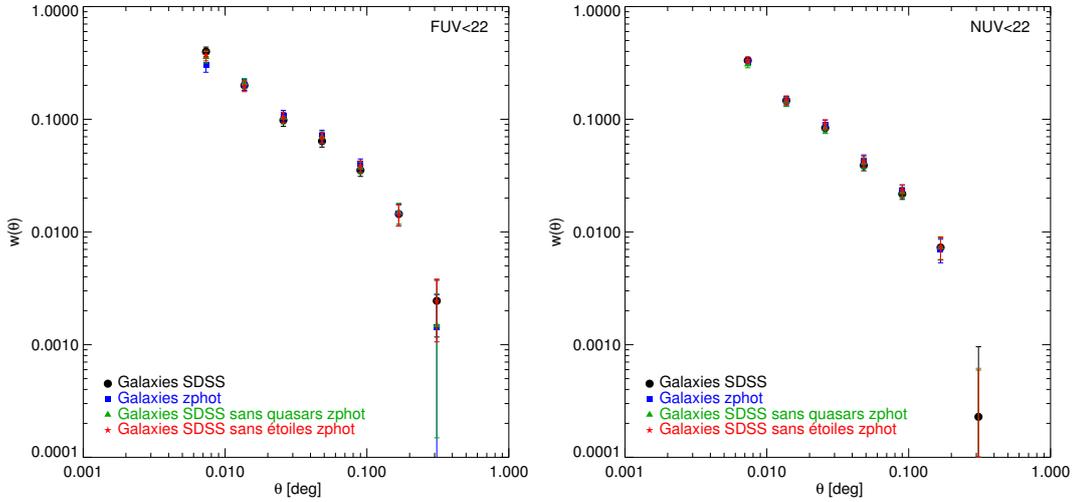


FIG. 6.21 – Comparaison des fonctions de corrélation des galaxies sélectionnées avec différents critères : cercles pleins, galaxies sélectionnées d’après le critère morphologique SDSS ; carrés pleins, galaxies sélectionnées d’après les *redshifts* photométriques ; triangles pleins, galaxies SDSS sans les quasars sélectionnés par les *redshifts* photométriques et étoiles pleines, galaxies SDSS sans les étoiles sélectionnées par les *redshifts* photométriques. *A gauche* : $FUV < 22$ et *à droite*, $NUV < 22$.

eux, indique que ce sont les étoiles sélectionnées par les *redshifts* photométriques avec `type = 3` qui induisent cette corrélation. La figure 6.18 montre que la majorité de ces objets ont en effet des couleurs de galaxies.

6.6.2 Extinction Galactique et méthode de calcul

Pour pouvoir utiliser pleinement l’information contenue dans le cas où l’on dispose de champs observés à des directions différentes, la fonction de corrélation peut être calculée en considérant toutes ces directions pour les fusionner en un seul catalogue. Une autre manière est de moyenniser l’information individuelle apportée par chaque direction. Ces deux méthodes présentent avantages et inconvénients. La seconde est plus sensible au biais de l’*Integral Constraint* alors que la première est sensible aux gradients à grande échelle (voir §6.4 pour une description de ces deux méthodes et une discussion sur les effets des gradients à grande échelle).

L’objectif de ce paragraphe est d’étudier l’influence de l’extinction Galactique sur les résultats obtenus à l’aide de ces deux méthodes. Pour cela, l’échantillon a été découpé en quatre groupes de champs de tailles équivalentes selon la valeur moyenne de l’extinction dans les directions. Les champs ont été placés dans ces groupes par extinction galactique croissante : l’extinction moyenne des champs du premier groupe vaut $\langle E(B - V) \rangle$ vaut 0.024, $\langle E(B - V) \rangle = 0.034$ pour le deuxième, $\langle E(B - V) \rangle = 0.046$ pour le troisième et $\langle E(B - V) \rangle = 0.07$ pour le dernier. Les fonctions de corrélation de ces groupes ont été calculées à l’aide des deux méthodes présentées plus haut pour la sélection *FUV* (figure 6.23) et *NUV* (figure 6.24).

Les barres d’erreurs sur $w(\theta)$ pour la méthode des champs combinés sont de type Poisson

6. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS GALEX

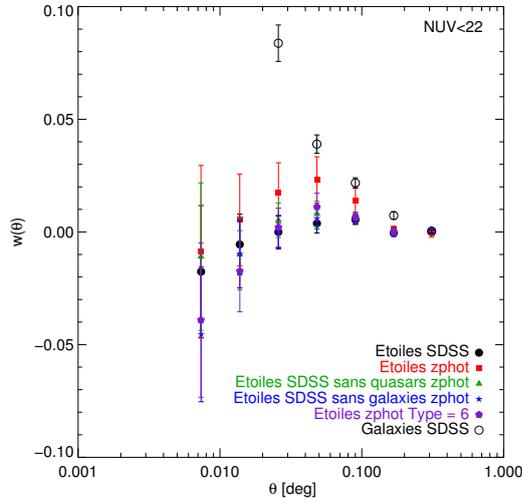


FIG. 6.22 – Comparaison des fonctions de corrélation des étoiles sélectionnées ($NUV < 22$) avec différents critères : cercles pleins, étoiles sélectionnées d’après le critère morphologique SDSS ; carrés pleins, étoiles sélectionnées d’après les *redshifts* photométriques ; triangles pleins, étoiles SDSS sans les quasars sélectionnés par les *redshifts* photométriques, étoiles pleines, étoiles SDSS sans les galaxies sélectionnées par les *redshifts* photométriques et pentagones pleins, étoiles sélectionnées par les *redshifts* photométriques qui sont également étoiles SDSS. Pour comparaison, les cercles vides représentent la fonction de corrélation des galaxies SDSS obtenue pour $NUV < 22$.

(eq. 4.33) et *jackknife* pour la méthode de la moyenne pondérée (voir §4.4.4).

Les résultats des deux méthodes sont différents quelle que soit la magnitude de sélection et l’extinction moyenne des champs. Ceci n’est, en partie, pas surprenant. En effet, l’utilisation de la méthode des champs combinés permet de considérer les paires de galaxies appartenant à des champs différents. Ceci a pour conséquence d’une part de limiter le bruit de mesure, par la prise en compte de toute l’information possible, et d’autre part de limiter les effets de l’*Integral Constraint*, qui biaise les mesures de la fonction de corrélation aux grandes échelles, du fait que le champ composite ainsi formé met à disposition des paires à grandes distances angulaires. Ainsi, face à une situation idéale, les deux méthodes de calcul doivent présenter des résultats différents.

Cependant, l’examen des figures 6.23 et 6.24 indique que d’autres facteurs sont à prendre en compte pour expliquer ces résultats discordants. En effet, malgré la correction des magnitudes de l’extinction galactique, les résultats obtenus présentent une sensibilité à l’extinction moyenne des champs. Les mesures effectuées à l’aide de la méthode des champs combinés montrent un comportement semblable à celui attendu dans le cas d’une variation de “point-zéro” (voir §6.4.2) : à grande échelle, $w(\theta)$ s’écarte d’une loi de puissance, et tend à “s’aplatir”. L’ordre de grandeur observé est cependant beaucoup plus important que celui prédit pour une variation de “point-zéro” de 0.1 magnitude.

L’amplitude de cet effet diminue lorsque l’on considère des limites de plus en plus brillantes en magnitude apparente. Il est en effet plausible que ce soit les objets les plus brillants (en magnitude apparente) qui soient le moins affectés par l’extinction galactique. L’effet est également moins marqué pour la sélection *FUV* que pour la sélection *NUV*. Ceci peut

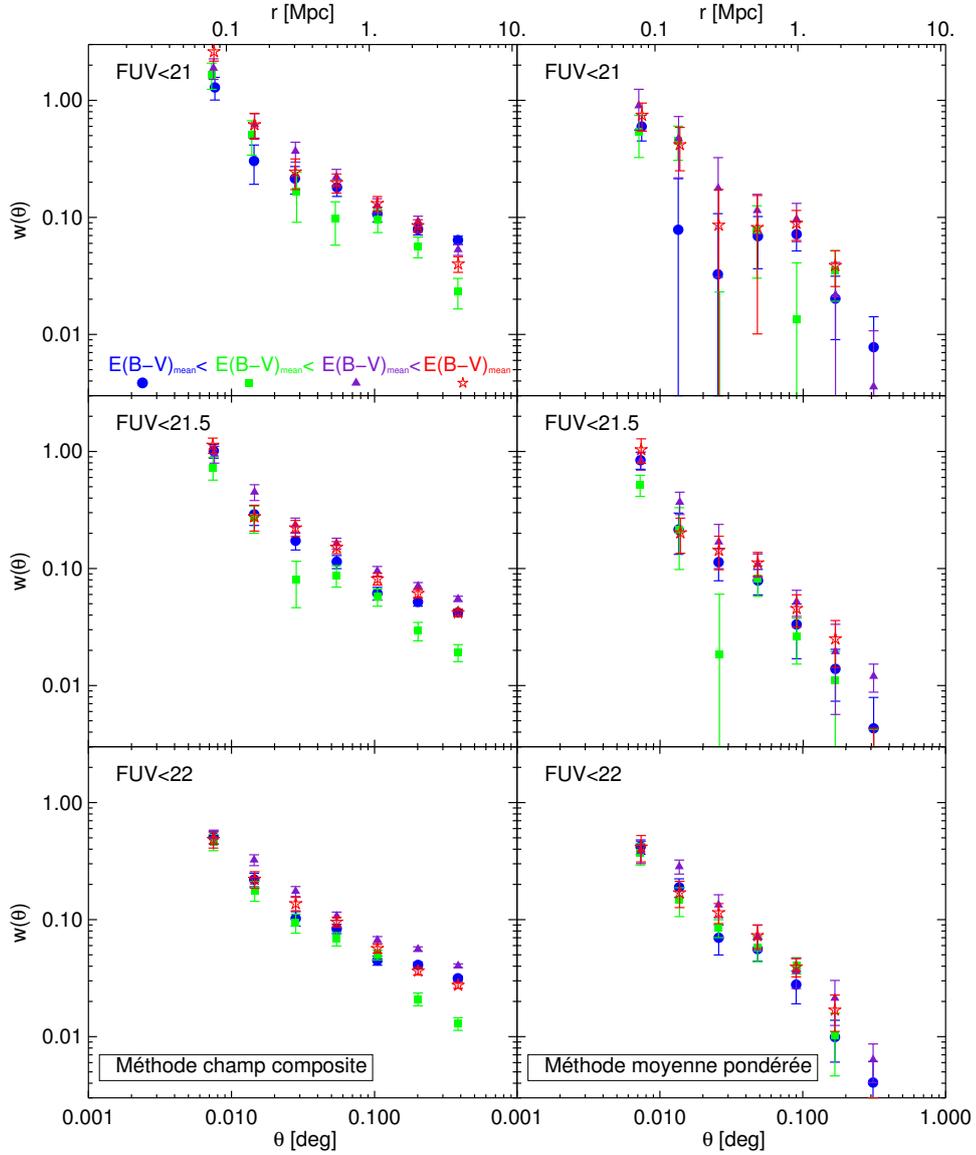


FIG. 6.23 – Influence de l’extinction galactique et méthode de calcul de $w(\theta)$; comparaison des résultats obtenus avec les deux méthodes de calcul de la fonction de corrélation : champs combinés (figures de gauche) et moyenne pondérée (figures de droite). Les différentes lignes de figures correspondent à différentes magnitudes limites de sélection : en haut, $FUV < 21$; au milieu, $FUV < 21.5$ et en bas, $FUV < 22$. Sur chaque figure sont représentés les résultats obtenus à partir de 4 groupes de champs d’extinction croissante construits en utilisant la valeur moyenne de l’extinction dans ces champs : cercles pleins, groupe dont l’extinction moyenne $\langle E(B - V) \rangle$ vaut 0.024; carrés pleins, $\langle E(B - V) \rangle = 0.034$; triangles pleins, $\langle E(B - V) \rangle = 0.046$ et étoiles vides $\langle E(B - V) \rangle = 0.07$

s’expliquer par le fait que la variation de l’extinction absolue par les poussières en fonction de la longueur d’onde connaît un pic qui coïncide avec le filtre NUV (Cardelli et al., 1989).

Les résultats obtenus à l’aide de la méthode de la moyenne pondérée sont, comme attendu,

6. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS GALEX

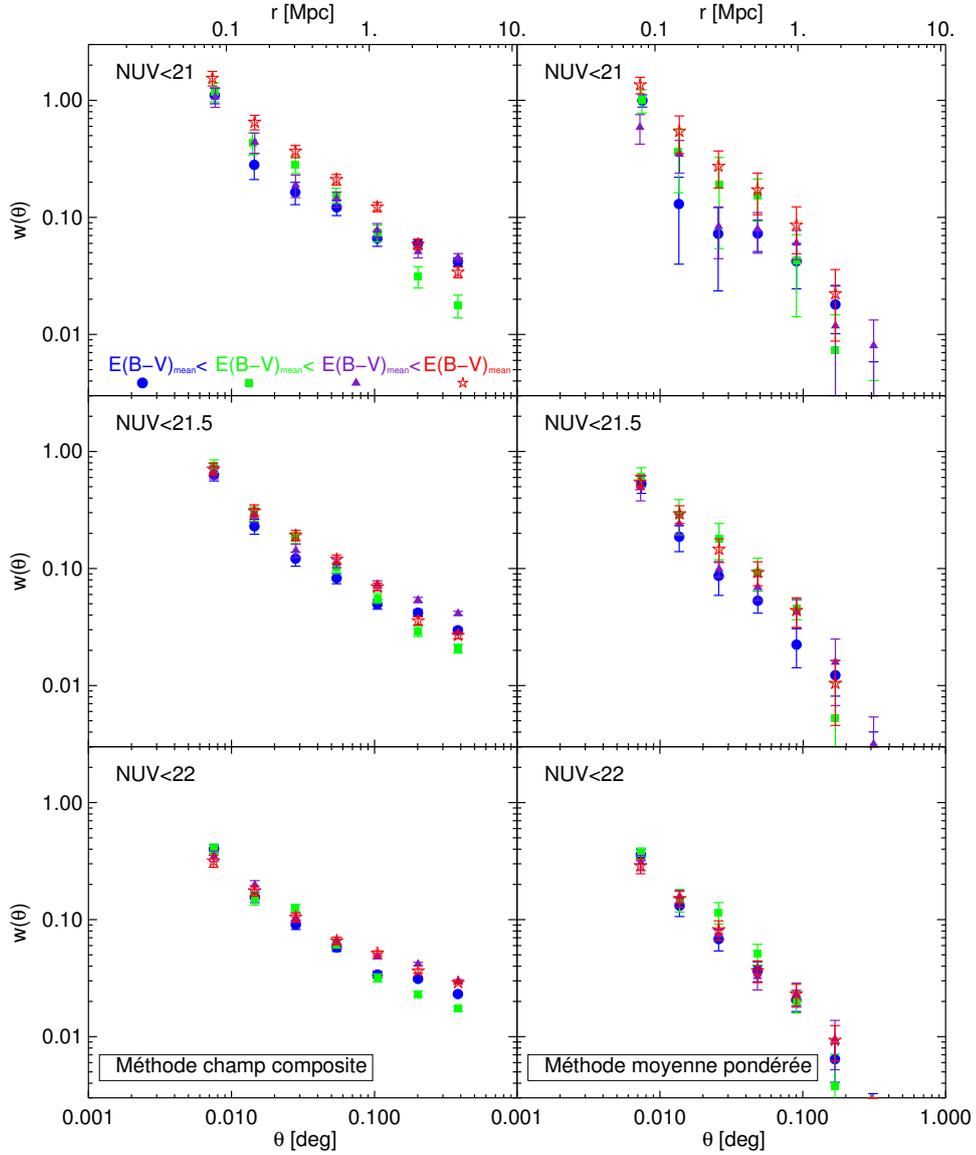


FIG. 6.24 – Influence de l’extinction galactique et méthode de calcul de $w(\theta)$: même comparaison que la figure 6.23 mais pour la sélection NUV .

insensibles à tout effet de fluctuations à grande échelle et ne présentent pas de caractéristiques particulières.

La figure 6.25 présente la variation avec l’extinction moyenne des champs des paramètres dérivés par l’ajustement des résultats à une loi de puissance avec *Integral Constraint* (voir §6.4.4 pour une description de la méthode d’ajustement). Ces résultats sont présentés pour les deux méthodes de calcul et pour les sélections $FUV < 22$ et $NUV < 22$, pour lesquelles la statistique est la plus importante et les effets avec l’extinction sont les plus nets.

Compte tenu des barres d’erreurs, les paramètres (amplitude A_w , pente δ ou longueur

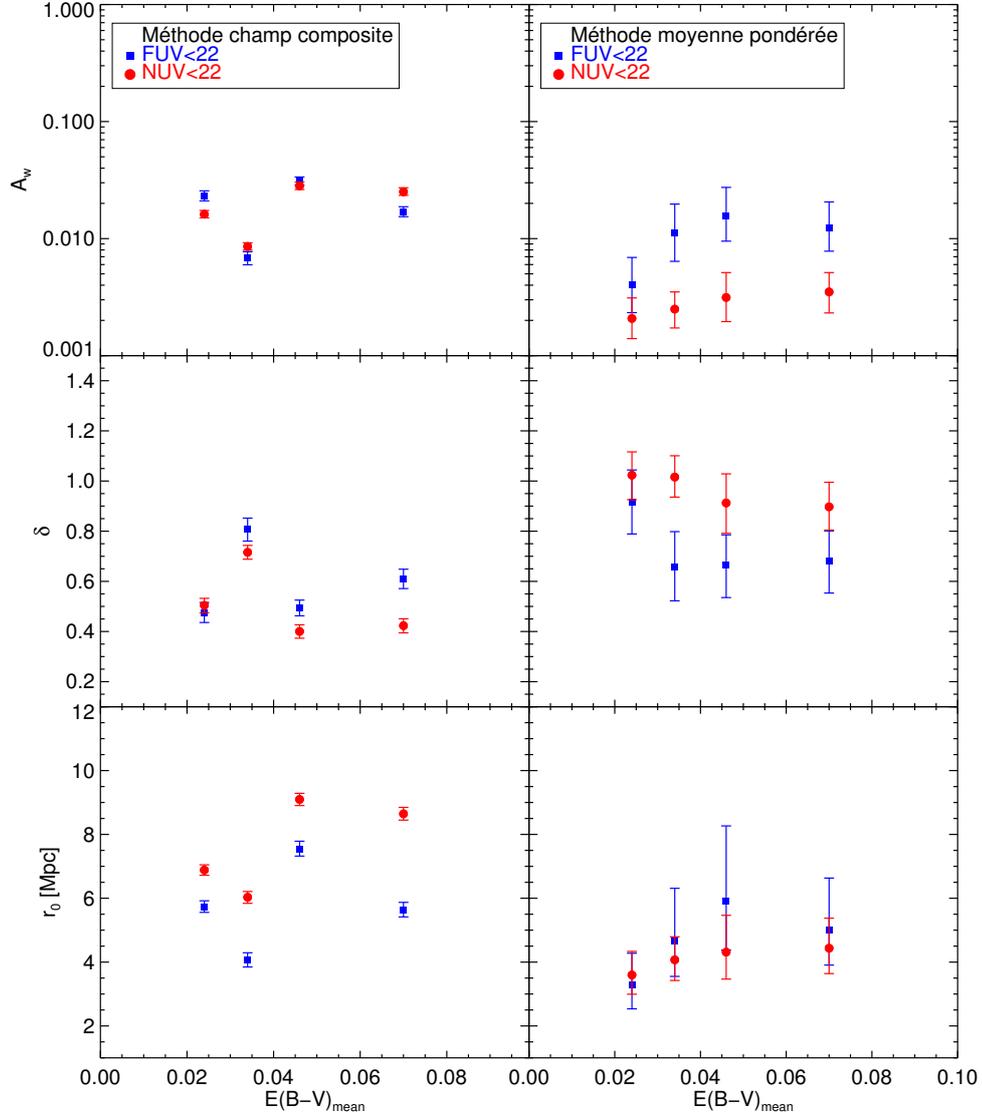


FIG. 6.25 – Influence de l’extinction galactique sur les paramètres dérivés à partir de la fonction de corrélation. Comparaison des résultats obtenus à partir des ajustements des fonctions de corrélation dérivées par les deux méthodes de calcul (champs combinés (figures de gauche) et moyenne pondérée (figures de droite)) pour l’amplitude A_w (en haut), la pente δ , (au milieu) et la longueur de corrélation r_0 (en bas). Les résultats présentés ici sont ceux obtenus pour $FUV < 22$ (carrés) et $NUV < 22$ (cercles).

de corrélation r_0) dérivés à partir des mesures faites à l’aide de la méthode de la moyenne pondérée ne varient pas avec l’extinction moyenne des champs, quelque soit le filtre GALEX utilisé. En ce qui concerne la méthode des champs combinés, les effets dus à la poussière, sont, de même qu’auparavant, plus marqués pour les galaxies sélectionnées en NUV . Ainsi

6. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS GALEX

les amplitudes et les longueurs de corrélation déterminées à l’aide de cette méthode sont plus importantes pour les deux groupes de champs les plus éteints, et les pentes plus faibles (pour la sélection *NUV*). Il convient de noter qu’une longueur de corrélation de l’ordre de 9 Mpc est compatible avec les valeurs observées pour les galaxies elliptiques de l’Univers local (Budavári et al., 2003) . . . Il est d’autre part surprenant que les mesures de longueur de corrélation soient autant bruitées, alors qu’elles sont obtenues à partir d’une méthode fournissant des fonctions de corrélation très peu bruitées. en gros : pas un pbl de stat!!!!

Différentes hypothèses peuvent être avancées pour expliquer de tels résultats. Les corrections de l’extinction galactique sont dérivées à partir des cartes de Schlegel et al. (1998) qui fournissent les valeurs du rougissement $E(B - V)$, et de la loi d’extinction de Cardelli et al. (1989), qui permet de calculer les coefficients correspondants aux filtres GALEX pour transformer les valeurs de $E(B - V)$ en extinction absolue. Les cartes des valeurs de $E(B - V)$ de Schlegel, Finkbeiner, & Davis ont été déterminées à partir des mesures de l’émission des poussières dérivée des données IRAS et DIRBE. On peut remarquer que la résolution de ces cartes est donc de fait limitée à 6 minutes d’arc (0.1 degrés). Ceci indique que la majorité des échelles sondées ici ne sont pas corrigées correctement. D’autre part, le rougissement $E(B - V)$ (ou en d’autres termes, *l’absorption* et *la diffusion* par les poussières) est considéré comme proportionnel à l’émission des poussières. Il est probable que les processus engagés soient décrits de manière plus complexe. Enfin, toute variation résiduelle de “point-zéro” dans les données IRAS ou DIRBE utilisées par Schlegel, Finkbeiner, & Davis pourrait également intervenir et, à cause de son empreinte sur la détermination de $E(B - V)$, biaiser les mesures d’une manière compatible avec les effets observés. Une hypothèse supplémentaire faite ici est que les propriétés de la poussière sont correctement décrites par la loi de Cardelli et al. (1989) quelque soit la direction observée. Il peut aisément être conçu que les propriétés de la poussière varient suivant leur position dans la Galaxie.

6.6.3 Extinction Galactique et comptages en cellules

Un autre moyen d’étudier l’agrégation des galaxies est de mesurer la dispersion du nombre de galaxies présentes dans des cellules de taille angulaire donnée. Cette méthode, appelée comptages en cellules (*CEC*), permet de déterminer la moyenne de la fonction de corrélation jusqu’à une échelle égale à la taille de la cellule considérée (voir §4.3.1). On ne peut donc ainsi mesurer la fonction de corrélation à toutes les échelles, mais sa valeur moyenne. Les CEC présentent cependant l’avantage d’être une méthode directe ne nécessitant pas l’utilisation d’un estimateur. Pour comparer les résultats obtenus avec le comptage de paires et ceux dérivés avec les CEC, la dispersion du nombre de galaxies a été calculée dans des cellules de tailles angulaires $\theta_c = 0.05, 0.1, 0.2, 0.3$ et 0.4 degrés. Ces cellules ont été placées aléatoirement dans l’ensemble de l’échantillon ($NUV < 22$) constitué par les groupes de champs définis plus haut, considérés séparément. Ces mesures n’ont pas été corrigées de la dispersion supplémentaire causée par la présence de régions masquées. La valeur de l’amplitude de la fonction de corrélation à ces échelles $A_w(\theta_c)$ a été calculée à l’aide de l’équation 4.24. Pour comparer ces résultats avec ceux obtenus à l’aide de l’estimateur LS, on a représenté sur la figure 6.26 $A_w(\theta_c) \times \theta_c^{-\delta}$ (avec les mêmes symboles que ceux utilisés fig. 6.23). Les fonctions de corrélation des différents groupes d’extinction obtenues avec les deux méthodes discutées auparavant sont représentées à l’aide de lignes de différents types (continue pour le groupe le moins éteint et tirets-point pour le plus éteint). En accord avec les résultats

présentés figure 6.25, δ a été fixé à 0.5 pour comparer avec la méthode du champ composite et 0.9 pour comparer à celle de la moyenne pondérée.

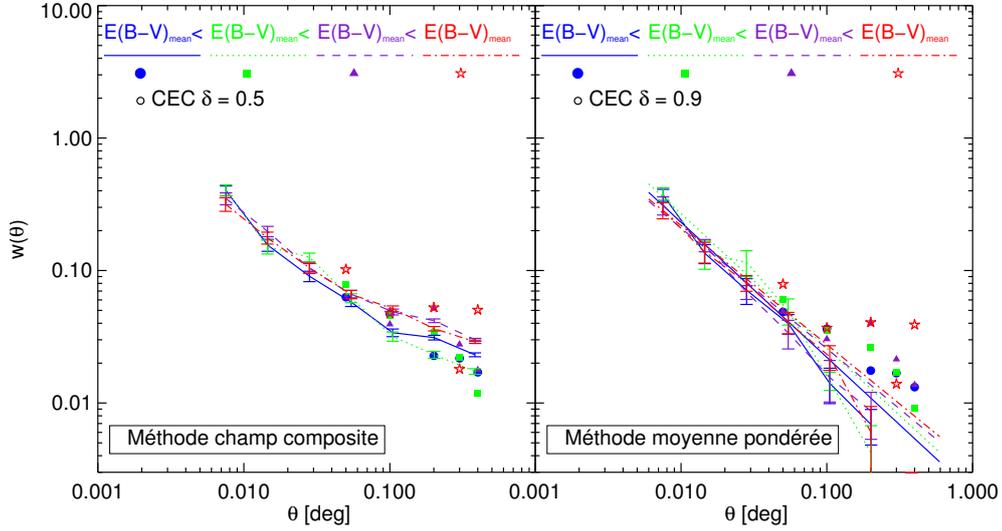


FIG. 6.26 – Comparaison des résultats obtenus avec les comptages en cellules et la fonction de corrélation : les mesures des amplitudes de la fonction de corrélation par les comptages en cellules pour chaque groupe de champ ($NUV < 22$) ont été multipliées par $\theta_c^{-\delta}$ avec $\delta = 0.6$ pour comparer à la méthode du champ composite (à gauche) et $\delta = 0.9$ pour comparer à celle de la moyenne pondérée ; θ_c , la taille des cellules utilisées ici vaut 0.05, 0.1, 0.2, 0.3 et 0.4 degrés. Les symboles utilisés pour les CEC sont les mêmes que ceux utilisés figure 6.23. Les fonctions de corrélation obtenues par l’estimateur de Landy & Szalay sont représentées par des lignes de types différents (continue pour le groupe le moins éteint et tirets-point pour le plus éteint), de même que les meilleurs ajustements à une loi de puissance (corrigés de l’*Integral Constraint*).

Les résultats obtenus à partir des CEC sont en bon accord global avec les mesures de $w(\theta)$ dérivées par la méthode du champ composite. Les CEC présentent également des pentes plus faibles pour les groupes de champs les plus éteints. Notons que l’on n’a pas cherché ici à déterminer les CEC de la manière la plus rigoureuse, étant donné qu’aucune correction pour tenir compte des régions masquées n’a été appliquée. Pour mener à bien cette mesure, les champs présentant un faible recouvrement avec le SDSS¹ ont été retirés des différents groupes d’extinction pour limiter les effets dus à la perte de surface.

Les valeurs ainsi obtenues surestiment $w(\theta)$ dérivée par la méthode de la moyenne pondérée, ainsi que les meilleurs ajustements de ces mesures par une loi de puissance corrigées des effets de l’*Integral Constraint*. Cette comparaison à l’aide d’une mesure directe semble confirmer l’hypothèse que les catalogues GALEX utilisés ici présentent des gradients à grande échelle reliés à une mauvaise correction de l’extinction galactique.

Dans la suite de ce travail, les fonctions de corrélation seront mesurées en utilisant la méthode de la moyenne pondérée.

¹13, correspondant à environ 13% de l’échantillon

6. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS GALEX

6.6.4 Extinction Galactique et cross-corrélation

Pour vérifier si les résultats obtenus conservent une signature de la poussière galactique et/ou de la correction de l'extinction par l'utilisation des cartes de [Schlegel et al.](#) il est intéressant de calculer la fonction de cross-corrélation des galaxies avec la poussière (voir par exemple [Scranton et al., 2002](#)). Pour chaque champ, un catalogue dont la densité est proportionnelle aux valeurs de $E(B - V)$ ¹ contenues dans les cartes de [Schlegel et al.](#) a été construit de la manière suivante : un point est placé aléatoirement dans le disque de rayon $R = 0.5^\circ$ centré sur le champ considéré ; si la valeur de l'extinction $E(B - V)$ donnée par [Schlegel et al.](#) en cette position (RA, DEC) est inférieure à l'extinction maximale dans ce champ, le point est conservé, sinon rejeté. Cette procédure a été reproduite autant de fois que nécessaire pour obtenir 5000 points dans chaque catalogue non masqué. Un exemple de ces catalogues est représenté figure 6.27. La figure de gauche représente les détections du champ GALEX considéré et trois niveaux de valeurs de $E(B - V)$. La figure de droite présente le catalogue correspondant, construit à l'aide de la méthode exposée plus haut ; la densité augmente dans les régions de plus fortes extinctions.

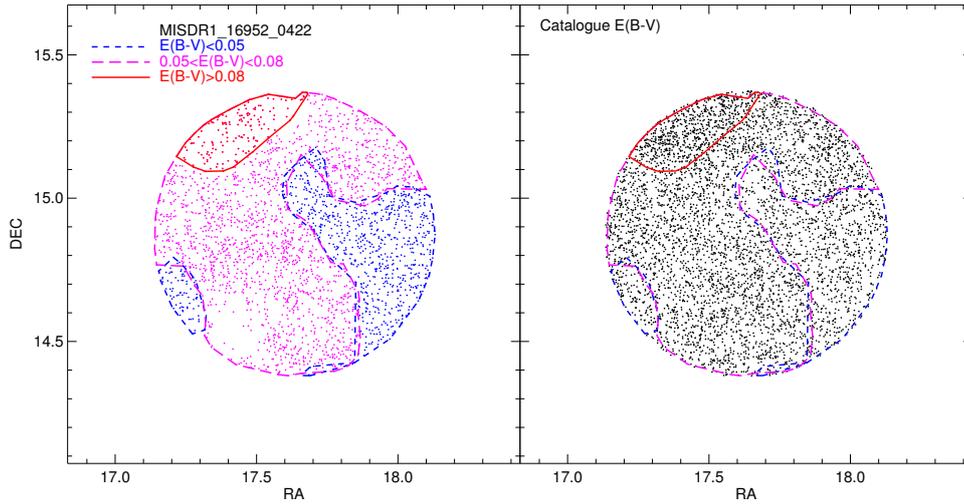


FIG. 6.27 – Exemple de catalogue dont la densité suit les cartes de [Schlegel et al.](#). à gauche : catalogue GALEX (toutes les détections ont été représentées ici) les différentes couleurs correspondent à différents niveaux de $E(B - V)$ selon [Schlegel et al.](#) : en bleu, $E(B - V) < 0.05$; en rose, $0.05 < E(B - V) < 0.08$ et en rouge $E(B - V) > 0.08$. Les contours de ces régions sont également représentés en traits tirets courts, tirets longs et continus par ordre d'extinction croissant. A droite : catalogue construit de telle manière que sa densité suit les cartes de [Schlegel et al.](#). Les contours déterminés à partir des données GALEX des différentes régions d'extinction (figure de gauche) sont également représentés.

Ce type de catalogues a été construit pour l'ensemble de l'échantillon. La fonction de cross-corrélation a été calculée en utilisant l'estimateur de [Landy & Szalay](#) généralisé (voir §4.3.2 et [Szapudi & Szalay \(1998\)](#)) :

¹la densité des points étant plus importante dans les régions de plus forte extinction

$$w_c(\theta) = \frac{D_1 D_2 - D_1 R_2 - D_2 R_1 + R_1 R_2}{R_1 R_2} \quad (6.14)$$

Les indices 1 et 2 indiquent ici des catalogues différents ; ainsi $D_1 D_2(\theta)$ est le nombre de paires (normalisé), dont les distances sont incluses dans l'intervalle $[\theta - \Delta\theta/2, \theta + \Delta\theta/2]$, que l'on peut former entre, d'une part les objets appartenant au catalogue 1 et d'autre part ceux appartenant au catalogue 2. R_1 et R_2 sont des catalogues contenant des objets distribués aléatoirement selon les géométries respectives des catalogues 1 et 2. Les nombres d'objets dans les catalogues aléatoires N_{r1} et N_{r2} ont été fixés respectivement aux nombres d'objets N_{d1} et N_{d2} contenus dans les catalogues étudiés 1 et 2. Les fonctions de cross-corrélation entre les galaxies et la poussière, w_{gp} , ont été calculées pour chaque champ, puis moyennées de la même manière que les fonction d'auto-corrélation (voir annexe D). Les barres d'erreurs ont également été obtenues en utilisant la méthode de *jackknife*.

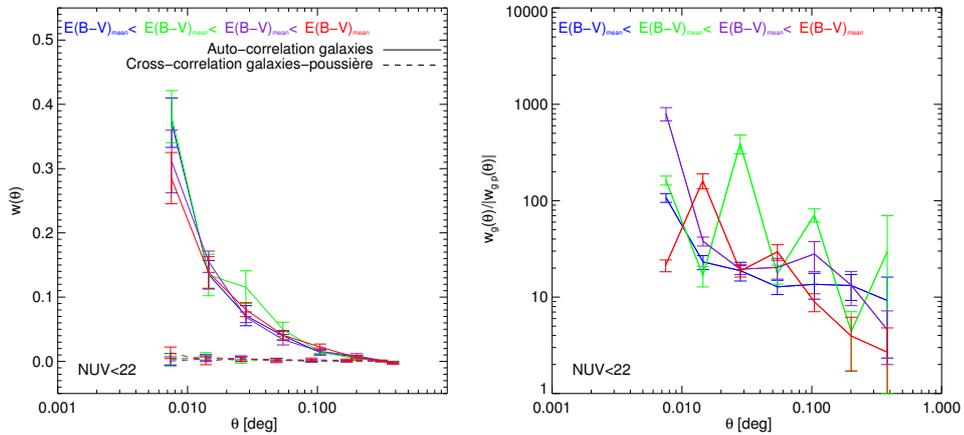


FIG. 6.28 – Comparaison de la fonction d'autocorrélation des galaxies avec la fonction de cross-corrélation des galaxies avec la poussière. *A gauche* : fonctions d'autocorrélation des galaxies pour les quatre groupes d'extinction (traits continus) et fonctions de cross-corrélation des galaxies avec la poussière pour ces mêmes groupes (traits tirets). *A droite* : rapport des fonctions d'autocorrélation et de cross-corrélation des groupes d'extinction.

Les résultats sont présentés figure 6.28. La figure de gauche présente les fonctions d'autocorrélation et de cross-corrélation. Compte-tenu des barres d'erreurs, $w_{gp}(\theta)$ est compatible avec une valeur nulle pour la majorité des groupes d'extinctions sur l'ensemble des échelles sondées. D'autre part, la fonction d'autocorrélation majore $w_{gp}(\theta)$ pour $\theta \lesssim 0.2^\circ$; à ces échelles, $w_{gp}(\theta) < 5w_g(\theta)$.

Ce test permet de confirmer que même dans l'hypothèse où des gradients à grande échelle sont présents dans les catalogues, après correction de l'extinction par les cartes de Schlegel et al., l'utilisation de la méthode de la moyenne pondérée permet de s'en affranchir.

Dans la suite de ce travail, afin de minimiser les erreurs dues aux influences de la poussière galactiques, seuls les champs appartenant aux deux groupes les moins éteints sont considérés.

6. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS GALEX

Chapitre 7

Mesure de l'agrégation dans les champs GALEX

7.1 Agrégation en fonction de la magnitude apparente et premiers résultats

Ce paragraphe est constitué essentiellement d'un article en préparation consacré à l'étude des premiers résultats obtenus à partir de l'échantillon GALEX présenté chapitre 6.

Le but de cette thèse est de poser des contraintes sur les liens entre la formation stellaire au sein des galaxies et le champ de matière sous-jacent à l'aide de l'étude de l'agrégation des galaxies observées en l'ultraviolet *restframe*. Une première étape consiste à mesurer la fonction de corrélation angulaire $w(\theta)$ d'échantillons sélectionnés en magnitude apparente. Les paragraphes précédents ont permis de présenter tous les outils nécessaires à une telle tâche. L'échantillon GALEX du *Internal Release 0.9* a été cross-matché avec les données optiques du SDSS (*Data Release 2*). Cette approche multi-longueurs d'onde permet de faciliter la séparation étoiles/galaxies par l'utilisation du critère morphologique du SDSS ou de ceux proposés par les *redshifts* photométriques déterminés à partir des informations proposées par les sept bandes disponibles (FUV, NUV, u, g, r, i, z). La comparaison des fonctions de corrélation obtenues à l'aide des différents critères de sélections de galaxies possibles indique que le type proposé par le SDSS est adéquat dans le cadre de cette étude. La distribution en *redshifts* des galaxies retenues est celle donnée par les *redshifts* photométriques. Les erreurs sur les *redshifts* photométriques sont supposées être de type gaussien, d'écart-type σ_z égal à celui observé pour les galaxies spectroscopiées par le SDSS $\sigma_{\Delta z} = 0.03$. La distribution en *redshifts* a été ajustée par une forme analytique convoluée par une gaussienne d'écart-type $\sigma_{\Delta z}$. La distribution déconvoluée des erreurs a été utilisée par la suite dans l'équation de Limber ; celle-ci permettant de déterminer la longueur de corrélation r_0 à partir des paramètres dérivés lors de l'ajustement à une loi de puissance.

Etant donné la stratégie d'observation de GALEX, le meilleur moyen de tirer parti de la disposition particulière des champs qui couvrent les bandes observées par le SDSS serait de considérer tous les champs comme un ensemble unique lors du calcul de $w(\theta)$ (méthode du champ composite). Malheureusement, cette méthode de calcul s'avère sensible aux gradients à grande échelle en général, et à l'extinction galactique en particulier. Un autre méthode, basée sur une moyenne pondérée des fonctions de corrélation individuelles des différents champ,

7. MESURE DE L'AGRÉGATION DANS LES CHAMPS GALEX

n'est, elle, pas sujette à ces effets : les résultats obtenus sont indépendants de l'extinction moyenne des champs¹. La moyenne pondérée des champs est sensible au biais de l'*Integral Constraint* au même titre qu'un champ GALEX individuel. Ce biais peut cependant être corrigé de manière satisfaisante lors de l'ajustement de résultats à une loi de puissance.

Cette publication présente les fonctions de corrélation des échantillons *FUV* et *NUV* sélectionnés en magnitude apparente à $m_{UV} < 22, 21.5$ et 21 . Au vu des barres d'erreurs, la pente des fonctions de corrélation mesurées est compatible avec $\delta = 0.97 \pm 0.12$. Cette valeur est sensiblement plus forte que celle observée pour des galaxies bleues de l'Univers local sélectionnées dans le visible (Budavári et al., 2003; Madgwick et al., 2003; Norberg et al., 2002b; Zehavi et al., 2002), de même que pour des *Lyman Break Galaxies*, galaxies observées en ultraviolet *restframe* à $z > 2$ Adelberger et al. (2005); Porciani & Gialalisco (2002) : $\delta \simeq 0.6$. Cependant, la pente mesurée ici est compatible avec celles des études de Gialalisco et al. (1998), Gialalisco & Dickinson (2001), et Foucaud et al. (2003). D'autre part, signalons que Coil et al. (2004b) notent un accroissement de la pente en fonction de la couleur $R - I$ non seulement pour les galaxies les plus rouges mais également pour les plus bleues. La forte valeur de la pente observée ici sera discutée de manière plus détaillée lors de l'étude de l'évolution des propriétés d'agrégation en fonction de la couleur $NUV - R$ *restframe* (§7.4) et de la magnitude absolue §7.4.2).

Les longueurs de corrélation obtenues sont compatibles avec la valeur de 3.5 ± 0.7 Mpc ; ce résultat est en accord avec celui déterminé à partir des galaxies du programme FOCA : $r_0 = 4.6^{+1.1}_{-3.3}$ Mpc (voir §5), confirmant le fait que les galaxies sélectionnées en Ultraviolet *restframe* dans l'Univers local sont faiblement agrégées. La valeur obtenue est comparable à celle de 2.24 ± 0.37 Mpc dérivée par Coil et al. (2004b) pour des galaxies bleues sélectionnées dans le visible telles que $0.2 < R - I < 0.4$ ($0.3 < z < 0.6$). Les galaxies étudiées ici sont toutefois moins agrégées que les galaxies les plus bleues de l'échantillon considéré par Budavári et al. (2003), qui présentent $r_0 = 6.44 \pm 0.27$ Mpc. Le biais déterminé à 8 Mpc est de l'ordre de 0.5, signifiant que les galaxies sélectionnées ici sont anti-biaisées ($b < 1$) ; en d'autres termes, elles tracent mal le champ de densité sous-jacent, et résident dans des régions sous-denses de celui-ci. Ceci est à comparer au fort biais ($b \gtrsim 2$) des galaxies *Lyman Break Galaxies* à $z > 2$, indiquant qu'à cette période de l'histoire de l'Univers la formation stellaire peut avoir eu lieu dans des régions denses. Il convient cependant de noter que la comparaison directe avec les mesures effectuées à haut *redshift* est rendue délicate par l'existence de la ségrégation en luminosité (les galaxies les plus brillantes sont plus agrégées que les plus faibles) ; l'évolution de cette ségrégation avec le *redshift* est étudiée §7.4.2.

Les résultats obtenus ont été comparés avec les longueurs de corrélation de halos r_{0h} de masses supérieures à une masse donnée, M_{min} dérivées à partir du formalisme de Mo & White (2002) présenté en Annexe C. Les halos qui présentent les mêmes longueurs de corrélation que les galaxies sélectionnées en Ultraviolet *restframe* dans l'Univers local ont des masses telles que $M_{min} < 10^{11} M_{\odot}$. A plus haut z , les *Lyman Break Galaxies* ont des longueurs de corrélation comparables à celles des halos de masses plus importantes : $M \sim 10^{11.2} - 10^{11.8} M_{\odot}$ à $z = 3$ et $M \sim 10^{11.8} - 10^{12.2} M_{\odot}$ à $z = 2$. Cette comparaison est un autre manière de souligner le fait que la formation d'étoiles est présente dans des régions de fortes densités à haut *redshift* et a migré vers des zones de plus faibles densités dans l'Univers local, comme attendu d'après

¹L'appendice de cet article présente comment obtenir l'expression de la moyenne pondérée à partir de la méthode du champ composite.

7.1 Agrégation en fonction de la magnitude apparente et premiers résultats

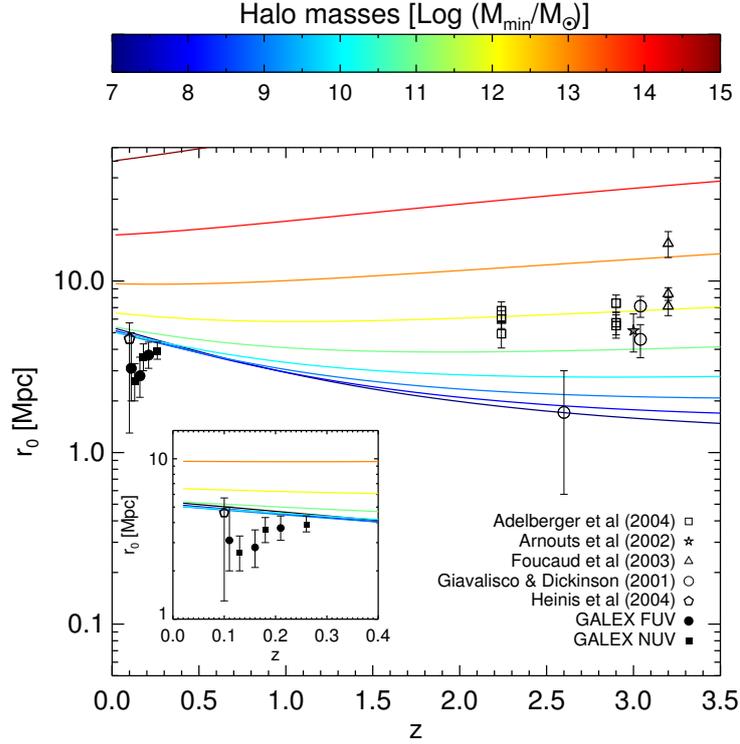


FIG. 7.1 – Evolution de la longueur de corrélation des galaxies sélectionnées en ultraviolet restframe avec le *redshift*. Mesures obtenues à partir de *Lyman Break Galaxies* : Adelberger et al. (2005) (carrés vides); Foucaud et al. (2003) (triangles vides); Giavalisco & Dickinson (2001) (cercles vides). Mesure à partir d'un échantillon sélectionné en ultraviolet *restframe* : Arnouts et al. (2002) (étoiles vides). Mesures obtenues à partir de galaxies sélectionnées en ultraviolet *restframe* à bas *redshift* : Heinis et al. (2004) (pentagone vide); résultats GALEX : *FUV*, cercles pleins et *NUV*, carrés pleins. Les courbes représentent l'évolution de la longueur de corrélation des halos de matière sombre plus massifs que M_{min} . L'encart indique les mesures à bas *redshift*.

les simulations hydrodynamiques (Blanton et al., 2000; Yoshikawa et al., 2001).

Clustering Properties of restframe UV selected galaxies I : the correlation length derived from GALEX data in the recent Universe

B. Milliard⁴, S. Heinis⁴, J. Blaizot^{4,11}, S. Arnouts⁴, D. Schiminovich¹, T. Budavári⁵,
J. Donas⁴, M. Treyer⁴, C.K. Xu¹, T. Barlow¹, L. Bianchi², Y.-I. Byun³, K. Forster¹,
P. G. Friedman¹, T. M. Heckman⁵, P. Jelinsky⁶, Y.-W. Lee³, B. F. Madore^{7,8}, R. Malina⁴,
C. Martin¹, P. Morrissey¹, S. Neff⁹, R. M. Rich¹⁰, O. Siegmund⁶, T. Small¹, A. S. Szalay⁵,
B. Welsh⁶, T. K. Wyder¹

ABSTRACT

Draft version

We present the angular correlation function of galaxies selected in the far (1530 Å) and near (2310 Å) Ultraviolet from *GALEX* surveys fields overlapping SDSS DR2 in low galactic extinction regions. The area used covers 39.0 sqdeg (*GALEX* -MIS) down to magnitude AB = 22, yielding a total of 28,000 galaxies. The mean correlation length is $\sim 3.7 \pm 0.7$ Mpc and no significant trend is seen on this value as a function of the limiting apparent magnitude or between the *GALEX* bands. This estimate is close to that found from samples of blue galaxies in the local Universe selected in the visible, and similar to that derived at $z \simeq 3$ for LBGs with similar rest frame selection criteria. This result comes in support of models showing anti-biasing of the star forming galaxies at low redshift ($\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ throughout the paper).

Subject headings: Galaxies : UV Correlation Function Evolution

1. Introduction

Statistical studies of the distribution of galaxies in space have been widely used to constrain the large scale phenomena at play in the assembly of galaxies since the earliest catalogs of cosmological significance (Totsuji & Kihara 1969). In particular, the two points angular correlation function (ACF), which can be achieved without complete spectroscopic observations and is free from distortions by peculiar velocities, has been investigated as a function of redshift, luminosity and environment for a variety of galaxy classes selected at different wavelengths (Groth & Peebles 1977; Maddox et al. 1990; Loveday et al. 1995; Baugh et al. 1996; Villumsen et al. 1997; Georgakakis et al. 2000; Connolly et al. 2002; Gonzalez-Solares et al. 2004, and references therein).

ing, Germany

¹California Institute of Technology, MC 405-47, 1200 East California Boulevard, Pasadena, CA 91125

²Center for Astrophysical Sciences, The Johns Hopkins University, 3400 N. Charles St., Baltimore, MD 21218

³Center for Space Astrophysics, Yonsei University, Seoul 120-749, Korea

⁴Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, BP 8, Traverse du Siphon, 13376 Marseille Cedex 12, France

⁵Department of Physics and Astronomy, The Johns Hopkins University, Homewood Campus, Baltimore, MD 21218

⁶Space Sciences Laboratory, University of California at Berkeley, 601 Campbell Hall, Berkeley, CA 94720

⁷Observatories of the Carnegie Institution of Washington, 813 Santa Barbara St., Pasadena, CA 91101

⁸NASA/IPAC Extragalactic Database, California Institute of Technology, Mail Code 100-22, 770 S. Wilson Ave., Pasadena, CA 91125

⁹Laboratory for Astronomy and Solar Physics, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771

¹⁰Department of Physics and Astronomy, University of California, Los Angeles, CA 90095

¹¹Max Planck Institut für Astrophysik, D-85748 Garching,

Studies of the ACF of galaxies selected in visible or near infrared (NIR) were primarily aimed at constraining galaxy evolution in a dark matter-dominated Universe, after accounting for the galaxies bias. This bias is found strongly dependent on galaxies age and type in simulations (Yoshikawa et al. 2001) and its changes in the local and distant Universe are reflected in the ACF (Magliocchetti et al. 2000; Foucaud et al. 2003; Budavári et al. 2003; Coil et al. 2004, and references therein). At the difference to the visible and NIR, the rest frame Ultraviolet (UV) continuum in late-type, relatively young galaxies, is poorly related to the galaxies mass, but rather reflects their recent star-formation activity (when extinction effects have been accounted for), in a way that is relatively free of the complexity of their past history. The distribution of restframe UV selected galaxies and its evolution with redshift, thus conveys statistical information on the phenomena at play in the evolution of star-formation process. In particular semi-analytical hydrodynamic simulations predict that below redshifts 0.5, young galaxies are much less or anti biased with the mass density field than older ones, and that their distribution is poorly correlated with the density field, suggesting a major role of large scale environmental phenomena in the evolution (Blanton et al. 2000; Yoshikawa et al. 2001).

Up to now the relevant observational tests have been hampered by the scarcity of restframe UV data in the local Universe. The first derivation of the ACF of a restframe UV selected galaxies in the local Universe has been presented in Heinis et al. (2004) at $z = 0.1$, yielding a comoving correlation length of $4.6_{-3.3}^{+1.1}$ Mpc in the cosmology used here, which shows a low and possibly anti bias of actively star-forming galaxies, in agreement with model predictions and observations of blue galaxies in the visible (Yoshikawa et al. 2001; Budavári et al. 2003).

This paper, which rests on a subsample of *GALEX* (Martin et al. 2005) data, is a first attempt to take advantage of the unique capability of *GALEX* of observing homogeneously in the UV over large areas of the sky, to build an homogeneous sample of restframe frame UV-selected galaxies for studying its clustering properties. We first describe the primary sample in sect 2. Then, as Milky Way extinction effects are strong in the

UV, we discuss the appropriate method to circumvent them (sect. 3 and 4). We compute the ACF and the comoving correlation length in sect. 5. A brief discussion is given sect. 7.

Throughout the paper a Λ CDM cosmology with matter density $\Omega_m = 0.3$, vacuum energy density $\Omega_\Lambda = 0.7$, and a Hubble parameter $h = 0.7$ where $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ is assumed, and all numbers taken from the literature have been converted accordingly using equation (4) in (Magliocchetti et al. 2000), sometimes given as a function of h .

2. Primary fields selection

We use a subsample of the *GALEX* Internal data release IR0.9, which allows us to probe the clustering of faint sources in *FUV* and *NUV* at three limiting apparent AB magnitudes 22.0, 21.5 and 21.0.

The magnitudes we refer to are corrected for Galactic extinction using Schlegel maps (Schlegel et al. 1998) and the Cardelli et al. (1989) extinction law, unless specified otherwise. The average color excess in the fields, derived from the Schlegel maps ranges from 0.012 to 0.11. The extinction coefficients $A_{FUV}/E(B-V)$ and $A_{NUV}/E(B-V)$ are respectively 8.29 and 8.61.

We use 103 MIS *GALEX* fields, overlapped by SDSS DR2. We include only sources within 0.5 deg radius from the field center, since artifacts concentrate near the periphery of the field of view (see Morrissey et al. 2005) and photometric accuracy decreases beyond this limit. Regions non overlapping SDSS are masked out; we also masked out overlapping regions between *GALEX* fields. We used SDSS masks to mask out holes, bright stars and trails. Only objects with an SDSS match within 4'' are kept, and the closest match is used. Galaxies are assumed to be SDSS galaxies (Type 3 following the morphological classification of Lup-ton et al. (2001) and Stoughton et al. (2002)). To check the effects of possible residual QSOs in our sample, we have used the option to remove from our sample AGN-dominated objects as objects classified QSOs by a template fitting procedure¹. Impacts on the results are negligible; we

¹Le Phare: available and documented at this URL: http://www.oamp.fr/arnouts/LE_PHARE.html

further make no attempt to remove QSOs from the sample.

2.1. Redshifts distributions

The redshift distribution of the samples for the different magnitude cuts is derived from a polynomial fit method Connolly et al. (1995, 1997) trained on 7 bands (2 *GALEX* and 5 SDSS) with 6016 objects from the sample described section 2 having SDSS spectroscopic redshifts. A simple correction of the broadening by photometric redshifts errors is performed as follow. We assume that the photometric redshifts errors follow a normal distribution independent of the object magnitudes and redshift, with the standard deviation $\sigma = 0.03$ measured using all the available spectroscopic redshifts from the SDSS. Note that this value is a lower estimate as it is obtained from the brightest objects only. Following Efstathiou et al. (1991), the parent distribution of the true redshifts is described by the following parametric shape:

$$\frac{dN}{dz} = A_z \left(\frac{z}{z_c}\right)^2 \exp\left[-\left(\frac{z}{z_c}\right)^n\right] \quad (1)$$

We fit the observed photometric redshifts distribution to this shape convolved by a Gaussian $\sigma = 0.03$. Fig.1 shows the best estimate of the convolved $N(z)$ with the measured ones for the 52 least extinct fields (see sect. 4), and table 1 lists the parameters of the true distributions.

3. ACF estimation methods

A straightforward approach to measure the ACF from a group of fields would be to consider all of them as part of one large, non contiguous composite field (with a mask that covers most of the surface) and directly use the Landy & Szalay (1993) (hereafter LS93) estimator on it:

$$w_{CF} = \frac{DD - 2DR + RR}{RR} \quad (2)$$

where DD (resp. DR, RR) is the number of data-data (resp. data-random, random-random) pairs from all fields (including cross pairs), normalized by the suitable pair numbers. In the case of this composite field method (hereafter CF), the number of random points is fixed for the global field,

and not for each individual *GALEX* field. This method presents the advantage to minimize the integral constraint bias and the noise measurement by considering fields cross-pairs.

Another way is to use a pair-weighted average (hereafter PW) estimator for the ACF²:

$$w_{PW}(\theta) = \frac{\sum_i \widetilde{RR}_i(\theta) w_i(\theta)}{\sum_i \widetilde{RR}_i(\theta)} \quad (3)$$

where w_i is the ACF estimate from field i alone computed with the LS estimator, and \widetilde{RR}_i the number of random-random pairs in the random catalogue constructed for this field (see Appendix A for a derivation of this formula (eq .3) from w_{CF}). This latter term includes the pair numbers and the geometry information. A drawback is that reducing the size of the field increases the integral constraint (IC) bias³. However, the integral constraint can be relatively well corrected for using its estimate given by LS93. To compute it, we assume that the real correlation function is a power-law $A_w \theta^{-\delta}$ and fit $A_w \theta^{-\delta} - I(A_w, \delta)$ to the data, where $I(A_w, \delta)$ is the average of the assumed power-law over a *GALEX* field, following the method used by Roche & Eales (1999). We test the efficiency of this method using a $100deg^2$ synthetic catalog derived from *GaLICS* (Hatton et al. 2003; Blaizot et al. 2005). The ACF has been computed with the CF and the PW methods from 50 randomly positioned fields of radius 0.5° . The *GaLICS*-magnitude cut was chosen to obtain approximately the same mean number of galaxies as $NUV < 22$ in the *GALEX* data. The result of the PW method was fitted with the method described above (fig 2). The agreement between the IC corrected result of this fit and the result of the CF method is excellent.

4. Dust effects

Left panel of fig. 3 shows the ACF estimated with the CF method for four groups of fields

²Using a pair-weighted average ensures that we correct for sparse-sampling bias, contrary to a simple volume average. In particular this weighted average tends to w_{CF} at small separations. This issue is discussed with numerical examples in Blaizot et al. (2005).

³In the case of independent fields, the IC in the PW method is typically higher than that of the CF method by a factor of the number of fields.

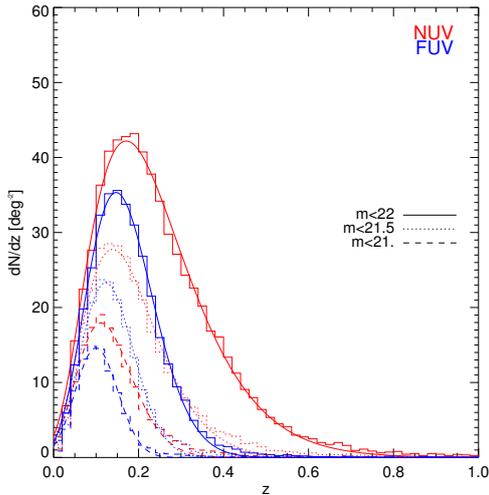


Fig. 1.— Derived distributions of the redshifts for the two *GALEX* bands and three magnitude cuts (histograms). The solid curves show the best fitting $N(z)$ convolved by a Gaussian with $\sigma = 0.03$ (see text).

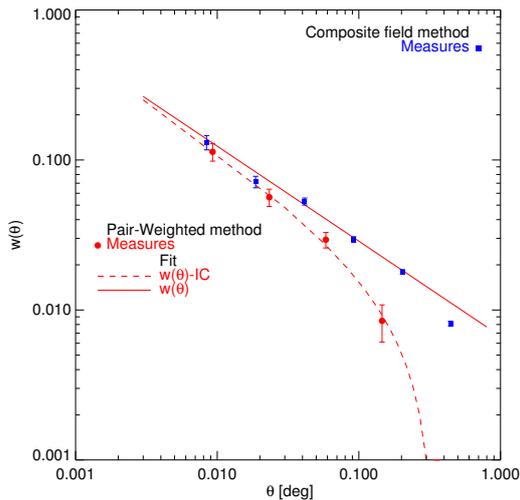


Fig. 2.— Efficiency of the method used to correct for the Integral Constraint bias. ACF computed from 50 randomly chosen fields in a synthetic catalog with the CF (filled squares) and the PW (filled circles) methods. The dashed (resp. solid) line shows the best-fit of the PW result uncorrected (resp. corrected) for the Integral constraint bias (see text for details).

binned according to their average Galactic extinction. A clear trend appears: the more extinct the fields, the higher and shallower the ACF. Now, although we seem to find a convergence at low extinction, this method is not acceptable because it requires that we use very few fields (say the 10 less extinct) and because the convergence itself cannot be asserted very strongly because noise increases when the number of fields decreases. The CF method is not appropriate with our data. Indeed, although we define our galaxy sample using de-reddened magnitudes, de-reddening can only be done at the zeroth order, mainly because (i) Galactic extinction maps have a resolution of 6 arcmin (fwhm), which is larger than most of the scales we probe, and (ii) the correction we apply assumes that dust properties are the same throughout the Milky Way. Now, because Galactic dust is clustered, any error on the correction will imprint parasite spatial fluctuations in our galaxy catalog.

The right panel of fig. 3 shows the ACF from the four previous groups of fields, now measured with the PW method. The clear tendency has disappeared showing that dust was efficiently filtered. Now, recall that dust has a much steeper power spectrum (roughly $\propto k^{-3}$) than galaxies (REF?), so its contribution to the ACF *at all scales* mainly comes from large scale fluctuations (where it dominates) while signal from galaxies mainly comes from small scales (where they dominate). Using the PW method allows to filter out the large-scale contributions and thus to isolate the signal from galaxies. Obviously, this will only work in the regime where the power spectra of dust and galaxies cross at a scale much larger than the field size (our window function in the PW case), but the location of this cross-point is unknown. However, given that the amplitude of the power spectrum of extinction will strongly depend on its intensity (while the slope will not change), the cross-point will shift to larger scales when the average extinction decreases, and should thus exit the field size at some low-extinction level.

To be cautious, we will only use the 52 fields from the 2 least extinct groups in the rest of the paper. As additional test we perform the cross-correlation between galaxies and dust maps using the PW method. This cross correlation is at least 5 times lower than the autocorrelation at scales where this latter is positive ($\theta \lesssim 0.2$ deg). The

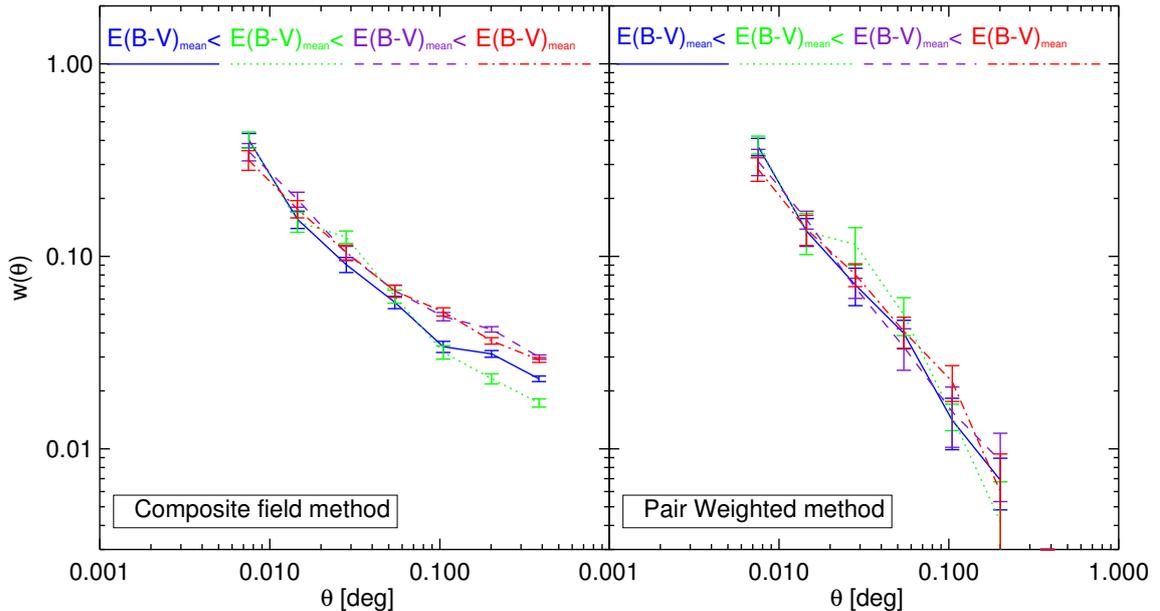


Fig. 3.— Angular correlation function for the CF and PW methods (see text) vs average color excess for the complete *GALEX* $NUV < 22$ sample.

numbers of galaxies at the different limiting magnitude cuts are given in Table 1.

5. Angular correlation function and correlation length

5.1. Angular correlation function

We use the PW method described sec. 3 to measure $\omega(\theta)$ from the 52 least extinct fields, with $\Delta \log \theta = 0.27$, and $\theta_{min} = 0.005^\circ$ and $\theta_{max} = 0.4^\circ$, which probes scales in the range 0.05 to 4 Mpc at the median redshift ($z = 0.15$) of the samples considered here. The results are plotted figure 4; the 1σ errorbars represent internal scatter derived from jackknife resampling of the 52 *GALEX* ACF used. In order to check for residual effects of dust, and any instrumental contribution to the ACF like that of residual non uniformities of the detectivity across the field of view, the PW method has been applied to stars, selected as objects whose SDSS counterparts are Type 6. (...)

We fit the results using the method described sec. 3. Our best fits for the different samples are given Table 1, where θ is expressed in degrees. The

error bars on A_w and δ are the projected $(\chi^2_{min} + 1)$ contour.

To derive the comoving correlation length, r_0 , we used the Limber equation (Peebles 1980) with the true deconvolved redshift distributions (see sect. 2.1). The results are given Table 1. The uncertainties on r_0 have been assumed to be the extreme excursions of r_0 in the projection in the (r_0, δ) and (r_0, A_w) planes of the χ^2 contour at the 68% probability in the (A_w, δ) plane (see fig 5).

6. The correlation length of Dark Matter Halos

In this section we use the formalism described by Mo & White (2002) to compute the correlation length of Dark Matter Halos (DMH) above a given mass as a function of redshift. We assume that the spatial correlation function of the DMH of masses greater than M_{min} at a redshift z is well approximated by a power-law:

$$\xi(r, M_{min}, z) = \left(\frac{r}{r_{0h}(M_{min}, z)} \right)^{-\gamma_h} \quad (4)$$

7.1 Agrégation en fonction de la magnitude apparente et premiers résultats

TABLE 1

SAMPLE DESCRIPTION, POWER-LAW BEST FITS PARAMETERS AND COMOVING CORRELATION LENGTHS

Limiting mag	FUV			NUV		
	22.	21.5	21.	22.	21.5	21.
N_{gal}^*	15516	7986	3939	28222	13647	6456
\bar{z}^\dagger	0.18	0.15	0.12	0.26	0.21	0.16
A_z^\ddagger	1375.4	719.6	363.5	2536.5	1229.2	585.4
z_c^\ddagger	0.14	0.13	0.11	0.09	0.09	0.09
n^\ddagger	1.86	2.24	2.73	1.08	1.29	1.662
$A_w \times 10^3$ [deg $^\delta$]	$5.2^{+2.4}_{-1.7}$	$2.9^{+2.1}_{-1.3}$	$11.9^{+16.6}_{-7.0}$	$2.3^{+0.7}_{-0.5}$	$3.8^{+1.6}_{-1.1}$	$3.0^{+2.0}_{-1.4}$
δ	0.85 ± 0.1	1.08 ± 0.15	0.74 ± 0.2	1.01 ± 0.06	1.0 ± 0.08	1.16 ± 0.13
r_0 [Mpc]	$3.6^{+0.7}_{-0.6}$	$2.6^{+0.7}_{-0.6}$	$3.1^{+1.9}_{-1.1}$	$3.9^{+0.5}_{-0.4}$	$3.7^{+0.7}_{-0.6}$	$2.8^{+0.8}_{-0.7}$

*Number of galaxies in the samples

†Mean photometric redshift

‡Parameters of the true best fit redshift distribution (see text)

NOTE.—The amplitude and slope of best fit power laws to the angular correlation function, and hence the comoving correlation length account for the Integral Constraint correction (see text). No attempt to remove residual QSOs from photometric redshifts is performed here.

where $r_{0h}(M_{min}, z)$ is the correlation length of such halos. Mo & White (2002) formalism provides analytical equations for the abundance and the bias factor of the halos, $n(M, z)$ and $b(M, z)$, given mass and redshift. The effective bias of the halos more massive than a minimum mass M_{min} at a redshift z is then given by :

$$b_{eff}(M_{min}, z) = \frac{\int_{M_{min}}^{\infty} b(M, z)n(M, z)dM}{\int_{M_{min}}^{\infty} n(M, z)dM} \quad (5)$$

The rms density fluctuations of the halos is linked to the rms density fluctuations of the underlying mass at $8 h^{-1}$ Mpc by: $\sigma_{s,h}(M_{min}, z) = b_{eff}(M_{min}, z)\sigma(z)_{s,m}$ where the subscripts h and m denote halos and underlying mass respectively and $\sigma(z)_{s,m} = \sigma(0)_{s,m}D(z)$ (see Mo & White 2002) with $\sigma(0)_{s,m} = 0.9$. The correlation length of the halos with masses $M > M_{min}$ at z is then obtained using (e.g. Magliocchetti et al. 2000):

$$\sigma_{s,h}(M_{min}, z) = \sqrt{C_{\gamma_h} \left(\frac{r_{0h}(M_{min}, z)}{8} \right)^{\gamma_h}} \quad (6)$$

where $C_{\gamma} = 72/[(3 - \gamma)(4 - \gamma)(6 - \gamma)2^{\gamma}]$. We assumed that the slope of the spatial correlation

function of the halos is $\gamma_h = 1.8$, after we have checked that the results are rather insensitive to the adopted value if $1.5 < \gamma_h < 2.5$. The figure 6 shows the redshift evolution of the correlation length of DMH with masses $10^7 < M_{min} < 10^{15}M_{\odot}$.

7. Conclusions and Discussion

Given the error bars, the slopes found for the different magnitude cuts in the two bands are compatible with a constant value $\delta \simeq 0.97 \pm 0.12$. This is steeper than reported in several studies based on blue galaxies at low z (Budavári et al. 2003; Zehavi et al. 2002; Madgwick et al. 2002), and restframe UV-selected galaxies at higher redshifts (Adelberger et al. 2005; Porciani & Giavalisco 2002) consistent with a value of $\delta \simeq 0.6$. However our measurement is in agreement with Giavalisco et al. (1998); Giavalisco & Dickinson (2001); Foucaud et al. (2003). Moreover, Coil et al. (2004) noticed a steepening of the slope not only for the reddest but also for the bluest galaxies of their samples.

With an average comoving correlation length 3.5 ± 0.7 Mpc at $z \sim 0.2$, the present *GALEX*

7. MESURE DE L'AGRÉGATION DANS LES CHAMPS GALEX

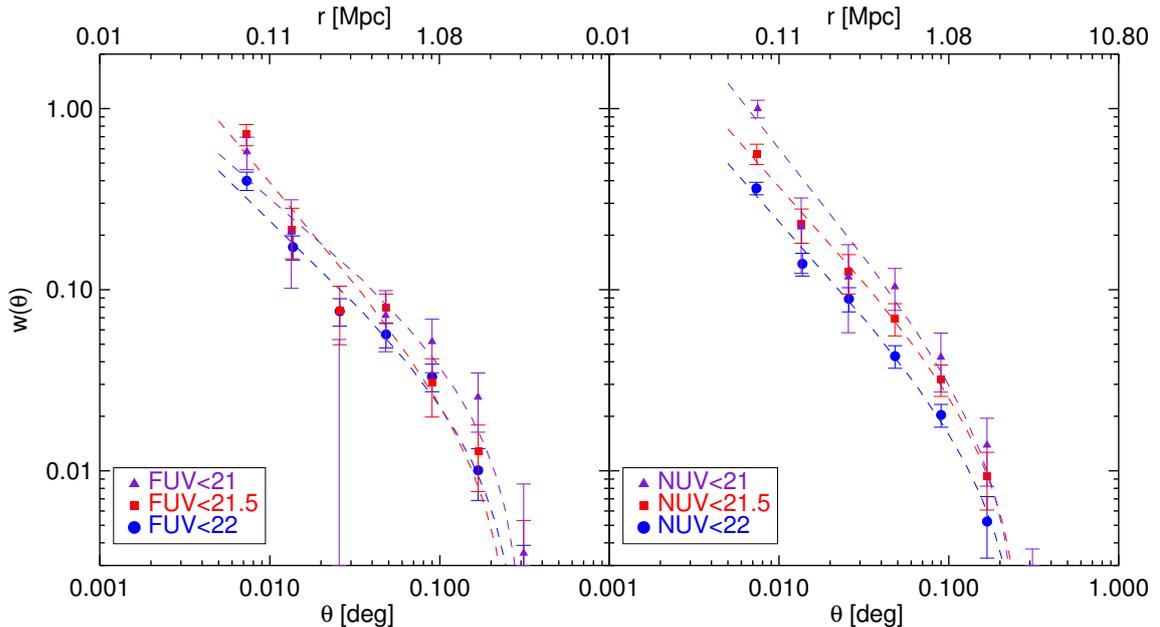


Fig. 4.— Angular correlation functions measured in the 52 less extinct *GALEX* fields, for the the *FUV* (left) and *NUV* (right) *GALEX* bands at three magnitude cuts: circles, $m_{UV} < 22$; squares, $m_{UV} < 21.5$ and triangles, $m_{UV} < 21$. Dashed lines show the power law best-fit uncorrected for Integral Constraint. The upper axis shows the comoving distances corresponding at $z = 0.15$ to the angular scales. The removal of residual active nuclei by photometric redshift template fitting has not been used.

data sets confirm the low clustering of the rest-UV selected galaxies in the local universe observed by Heinis et al. (2004). This mean value is even 25% lower, though both measurements agree within error bars. The corresponding bias defined through the two points statistics at 8 Mpc by $b_8 = \sqrt{\xi_g(8)/\xi_m(8)}$ is close to 0.5 at $z = 0.2$, a significant anti-bias (assuming $r_0 = 6.5$ Mpc and $\gamma = 1.7$ for the dark matter at this redshift (Moustakas & Somerville 2002)).

It has been known for long that blue galaxies are less strongly correlated than red ones, and expectedly, the small correlation length found in this study is comparable to that measured for blue galaxies in the local universe: Coil et al. (2004) report a comoving r_0 of 2.54 ± 0.37 Mpc for the class of blue galaxies defined by $(0.2 < R - I < 0.4)$ in their visible-selected sample, which spans the redshift range 0.3–0.6 and has the lowest correlation length among all their galaxies subsamples. The *GALEX* restframe UV selected galaxies are never-

theless found less correlated than the galaxies class T4 (bluest of 4 classes) from Budavári et al. (2003) for which they derive a r_0 of 6.44 ± 0.27 Mpc.

The low redshift restframe UV selected galaxies present correlation lengths slightly lower than those derived from high z restframe UV selected samples (see fig. 6). Note that the comparison with results from higher z samples is not straightforward as evidence for a luminosity segregation have been accumulating (Giavalisco & Dickinson 2001; Adelberger et al. 2005; Zehavi et al. 2005; Norberg et al. 2002): brighter objects are more clustered than fainter ones. The *GALEX* samples are the faintest of the restframe UV selected samples considered here: the absolute magnitudes of the *FUV* and *NUV* samples are $M_{FUV} = -17.1$ and $M_{NUV} = -18.7$, while the Lyman break galaxies samples of Adelberger et al. (2005); Arnouts et al. (2002); Foucaud et al. (2003); Giavalisco & Dickinson (2001) are all brighter than $M_{UV} = -20$. We study in details

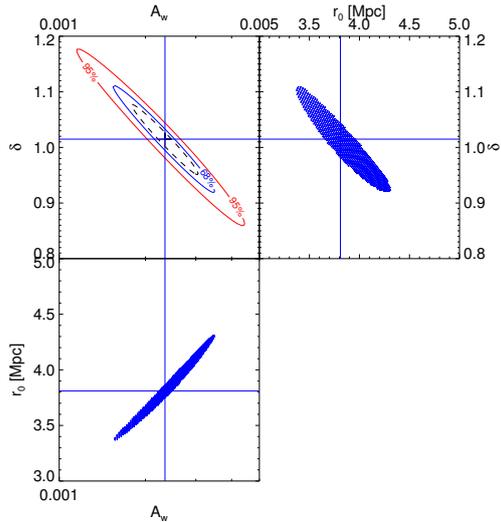


Fig. 5.— χ^2 contours and derivations of errors bars on A_w , δ and r_0 for the $NUV < 22$ result. *Top left*: contours of constant χ^2 in the (A_w, δ) plane. The inner (resp. outer) solid line corresponds to the 68.3% (resp. 95.4%) confidence level. The dashed line shows the $\chi^2_{min} + 1$ contour; its projections on the axes give the error bars on A_w and δ . *Top right*: r_0 as a function of δ given A_w using the values of A_w and δ included in the 68.3% confidence level. *Bottom left*: r_0 as a function of A_w given δ using the same values. The errors bars on r_0 are the extrema of this distribution. The solid lines intersections show the location of the best fit in each panel.

the luminosity dependence of clustering within the *GALEX* samples in Paper II.

In the framework of the Halo Occupation Distribution (HOD) models (e.g. Berlind & Weinberg 2002; Cooray & Sheth 2002), recent studies pointed out that the galaxy correlation function is likely to be the sum of two components, one, dominating at small scales, describing the correlation of galaxies that are in the same halo, and another accounting for the galaxies in different halos, dominating at large scales. The present sample however does not provide enough constraints to fit HOD models to our results, that we plan to perform in future papers. Assuming that the correlation function of dark matter halos is a power-law at all scales and that each halo hosts a galaxy, a direct comparison of the *GALEX* results with the correlation lengths of dark matter halos (fig 6)

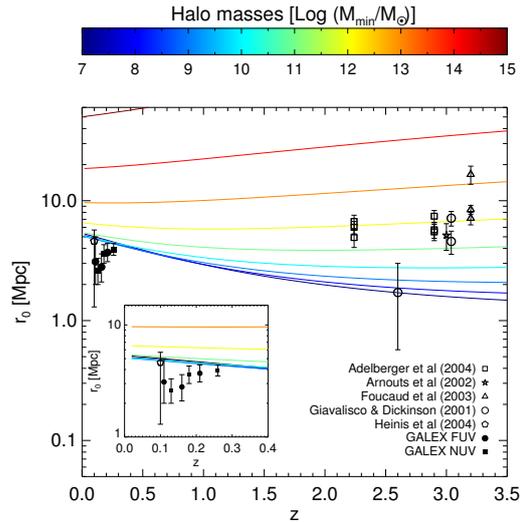


Fig. 6.— Comparison of the evolution with redshift of the correlation lengths obtained from restframe UV selected samples with the correlation lengths of Dark Matter Halos more massive than M_{min} (color-coded). The inset shows the low z points.

shows that the UV selected galaxies in our samples have the same correlation lengths that halos with masses lower than $10^{11} M_\odot$. Doing so we do not actually compare the spatial correlation functions of UV selected galaxies with that of the halos, but rather look at the intersection of these functions at the scale where $\xi(r) = 1$, the definition of r_0 . However, as showed in fig 6, at $z \sim 0$ and $M_{min} > 10^{10} M_\odot$, r_0 increases with the halo mass, hence this prevents from overestimating the corresponding mass with the method we use.

A comforting point is that this approach is coherent with that of Adelberger et al. (2005) (open squares on fig. 6), who compare their results with the spatial correlation function of DMH directly computed from numerical simulations output catalogs. At $z \sim 3$, they derived masses in the range $10^{11.2} - 10^{11.8} M_\odot$, and at $z \sim 2$, $10^{11.8} - 10^{12.2} M_\odot$, both in agreement with our computations. Given the restrictions quoted above, this result is nevertheless another fact beside the anti-bias indicating that star formation at low redshifts occurs preferentially in galaxies that reside in low density regions, as expected from numerical simulations (Blanton et al. 2000; Yoshikawa et al. 2001).

7. MESURE DE L'AGRÉGATION DANS LES CHAMPS GALEX

With the *GALEX* surveys making progress, incoming data should allow to study the dependence of the clustering of star forming galaxies with galaxies properties such as restframe colors and luminosity. We will also start to test the evolution of the bias of UV selected galaxies at redshifts close to unity, and track the evolution of the cross-correlation of the UV-selected galaxies with the galaxies density field, which should bring information on the distribution in space of the recent star formation with respect to that of the general galaxy population.

GALEX (Galaxy Evolution Explorer) is a NASA Small Explorer, launched in April 2003. We gratefully acknowledge NASA's support for construction, operation, and science analysis for the *GALEX* mission, developed in cooperation with the Centre National d'Etudes Spatiales of France and the Korean Ministry of Science and Technology.

A. Pair-Weighted Average estimator for the Angular Correlation Function

In this section we discuss the weighted estimator presented sect. 3. The expression can be derived directly from the definition of the LS estimator with some assumptions. The LS estimator is:

$$w_{LS}(\theta) = \frac{DD(\theta) - 2DR(\theta) + RR(\theta)}{RR(\theta)} \quad (\text{A1})$$

where DD , DR and RR are normalized by the suitable pairs number :

$$DD = \frac{2\widetilde{DD}}{n_g(n_g - 1)} \quad (\text{A2})$$

$$DR = \frac{\widetilde{DR}}{n_g n_r} \quad (\text{A3})$$

$$RR = \frac{2\widetilde{RR}}{n_r(n_r - 1)} \quad (\text{A4})$$

where n_g is the number of galaxies in the sample and n_r is the number of random objects in the random sample. In the following we do not recall the θ dependence of the different quantities.

Let us consider the case of the CF method (see sect. 3) applied on N fields positioned on the sky in such a way that no cross pair between objects from different fields has to be accounted for in the computation of $w(\theta)$. The total number of pairs over all the fields in each angular bin can then be expressed using the number of pairs in each field:

$$\widetilde{DD} = \sum_{i=1}^N \widetilde{DD}_i = \sum_{i=1}^N \frac{n_{g_i}(n_{g_i} - 1)}{2} DD_i \quad (\text{A5})$$

where \widetilde{DD}_i is the number of data-data pairs and n_{g_i} the number of galaxies in the i th field. Same equations hold for \widetilde{DR} and \widetilde{RR} .

When computing the ACF of one field individually, we consider 100 random samples with the same number of random points that galaxies in this field⁴. RR_i is then the average of the 100 computations. So $n_{g_i} = n_{r_i} = n_i$ and $n_g = n_r = n$. Then the LS estimator can be written:

$$w = \frac{1}{\frac{2\widetilde{RR}}{n(n-1)}} \left[\frac{2}{n(n-1)} (\widetilde{DD} + \widetilde{RR}) - \frac{2}{n^2} \widetilde{DR} \right] \quad (\text{A6})$$

Let us consider the term in brackets; with our assumptions it yields:

$$\frac{2}{n(n-1)} \sum_i \frac{n_i(n_i - 1)}{2} (DD_i + RR_i) - \frac{2}{n^2} \sum_i n_i^2 DR_i \quad (\text{A7})$$

then introduce the term RR_i/RR_i in both sums:

$$\frac{2}{n(n-1)} \sum_i \frac{n_i(n_i - 1)}{2} (DD_i + RR_i) \frac{RR_i}{RR_i} - \frac{2}{n^2} \sum_i n_i^2 DR_i \frac{RR_i}{RR_i} \quad (\text{A8})$$

⁴In the case of the CF method, the total number of random points would also be fixed to n_g , but the number of random points in each field is allowed to be different of n_{g_i} .

7. MESURE DE L'AGRÉGATION DANS LES CHAMPS GALEX

The ACF of the i th field can be written as:

$$\begin{aligned} w_i &= w_{1_i} + w_{2_i} + w_{3_i} \text{ with} \\ w_{1_i} &= \frac{DD_i}{RR_i} \\ w_{2_i} &= -2\frac{DR_i}{RR_i} \\ w_{3_i} &= \frac{RR_i}{RR_i} \end{aligned}$$

Hence A8 becomes

$$\frac{2}{n(n-1)} \sum_i \frac{n_i(n_i-1)}{2} RR_i (w_{1_i} + w_{3_i}) + \frac{1}{n^2} \sum_i n_i^2 RR_i w_{2_i} \quad (\text{A9})$$

At this stage we also assume that $n_i \gg 1$ so that $n_i(n_i-1) \simeq n_i^2$, and hence $n(n-1) \simeq n^2$; A9 yields

$$\frac{2}{n^2} \sum_i \widetilde{RR}_i w_i \quad (\text{A10})$$

Coming back to eq. A6 we finally get

$$w_{PW}(\theta) = \frac{\sum_i \widetilde{RR}_i(\theta) w_i}{\sum_i \widetilde{RR}_i(\theta)} \quad (\text{A11})$$

REFERENCES

- Adelberger, K. L., Steidel, C. C., Pettini, M., Shapley, A. E., Reddy, N. A., & Erb, D. K. 2005, *ApJ*, 619, 697
- 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
- Arnouts, S., Ilbert, O., in preparation
- Baugh, C. M., Gardner, J. P., Frenk, C. S., & Sharples, R. M. 1996, *MNRAS*, 283, L15
- Berlind, A. A., & Weinberg, D. H. 2002, *ApJ*, 575, 587
- Blaizot, J., Wadadekar, Y., Guiderdoni, B., Colombi, S. T., Bertin, E., Bouchet, F. R., Devriendt, J. E. G., & Hatton, S. 2005, *MNRAS*, 360, 159
- Blanton, M., Cen, R., Ostriker, J. P., Strauss, M. A., & Tegmark, M. 2000, *ApJ*, 531, 1
- Budavári, T., et al. 2003, *ApJ*, 595, 59
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Coil, A. L., Newman, J. A., Kaiser, N., Davis, M., Ma, C., Kocevski, D. D., & Koo, D. C. 2004, *ApJ*, 617, 765
- Connolly, A. J., Csabai, I., Szalay, A. S., Koo, D. C., Kron, R. G., & Munn, J. A. 1995, *AJ*, 110, 2655
- Connolly, A. J., Szalay, A. S., Dickinson, M., Subbarao, M. U., & Brunner, R. J. 1997, *ApJ*, 486, L11
- Connolly, A. J., et al. 2002, *ApJ*, 579, 42
- Cooray, A., & Sheth, R. 2002, *Phys. Rep.*, 372, 1
- Efstathiou, G., Bernstein, G., Tyson, J. A., Katz, N., & Guhathakurta, P. 1991, *ApJ*, 380, L47
- Fernández-Soto, A., Lanzetta, K. M., & Yahil, A. 1999, *ApJ*, 513, 34
- Foucaud, S., McCracken, H. J., Le Fèvre, O., Arnouts, S., Brodwin, M., Lilly, S. J., Cramp-ton, D., & Mellier, Y. 2003, *A&A*, 409, 835
- Georgakakis, A., Mobasher, B., Cram, L., Hopkins, A., & Rowan-Robinson, M. 2000, *A&AS*, 141, 89
- Giavalisco, M., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Dickinson, M. E., Pettini, M., & Kellogg, M. 1998, *ApJ*, 503, 543
- Giavalisco, M., & Dickinson, M. 2001, *ApJ*, 550, 177
- Gonzalez-Solares, E. A., et al. 2004, *MNRAS*, 352, 44
- Groth, E. J., & Peebles, P. J. E. 1977, *ApJ*, 217, 385
- Hatton, S., Devriendt, J. E. G., Ninin, S., Bouchet, F. R., Guiderdoni, B., & Vibert, D. 2003, *MNRAS*, 343, 75
- Heinis, S., Treyer, M., Arnouts, S., Milliard, B., Donas, J., Gal, R., Martin, D. C., & Viton, M. 2004, *A&A*, 424, L9
- Landy, S. D., & Szalay, A. S. 1993, *ApJ*, 412, 64
- Loveday, J., Maddox, S. J., Efstathiou, G., & Peterson, B. A. 1995, *ApJ*, 442, 457
- Lupton, R. H., Gunn, J. E., Ivezić, Z., Knapp, G. R., Kent, S., & Yasuda, N. 2001, *ASP Conf. Ser. 238: Astronomical Data Analysis Software and Systems X*, 238, 269
- Maddox, S. J., Efstathiou, G., Sutherland, W. J., & Loveday, J. 1990, *MNRAS*, 242, 43P
- Madgwick, D. S., et al. 2002, *MNRAS*, 333, 133
- Magliocchetti, M., Bagla, J. S., Maddox, S. J., & Lahav, O. 2000, *MNRAS*, 314, 546
- Martin, D. C., et al. 2005, *ApJ*, 619, L1
- Mo, H. J., & White, S. D. M. 2002, *MNRAS*, 336, 112
- Morrissey, P., et al. 2005, *ApJ*, 619, L7
- Moustakas, L. A., & Somerville, R. S. 2002, *ApJ*, 577, 1
- Norberg, P., et al. 2002, *MNRAS*, 332, 827
- Peebles, P. J. E. 1980, Princeton University Press, 1980

7. MESURE DE L'AGRÉGATION DANS LES CHAMPS GALEX

- Porciani, C., & Giavalisco, M. 2002, ApJ, 565, 24
- Roche, N., & Eales, S. A. 1999, MNRAS, 307, 703
- Salim, S., et al. 2005, ApJ, 619, L39
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, ApJ, 500, 525
- Stoughton, C., et al. 2002, AJ, 123, 485
- Totsuji, H., & Kihara, T. 1969, PASJ, 21, 221
- Villumsen, J. V., Freudling, W., & da Costa, L. N. 1997, ApJ, 481, 578
- Yoshikawa, K., Taruya, A., Jing, Y. P., & Suto, Y. 2001, ApJ, 558, 520
- Zehavi, I., et al. 2002, ApJ, 571, 172
- Zehavi, I., et al. 2005, ApJ, 630, 1

7.2 Catalogues sélectionnés à l'aide des magnitudes absolues

Les magnitudes absolues déterminées par la combinaison de Polyfit et Le Phare (voir §6.5.2) vont être utilisées pour sélectionner les galaxies par intervalles de magnitudes absolues ainsi qu'en fonction de leur couleur $NUV - R$ *restframe*. Ce paragraphe présente les propriétés et critères généraux.

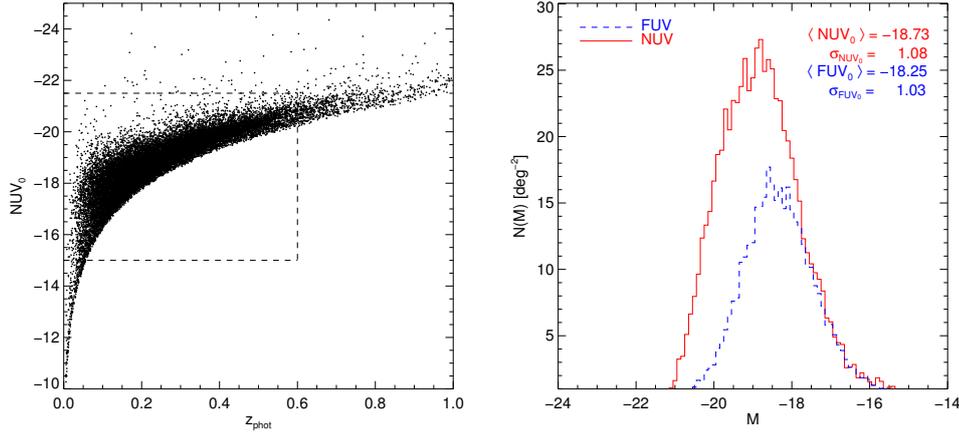


FIG. 7.2 – *A gauche* : relation magnitude absolue NUV_0 *redshift* photométrique. Les traits tirets représentent les limites additionnelles employées ici : $-21.5 < NUV_0 < -15$. et $0. < z_{phot} < 0.6$; les mêmes critères ont été utilisés pour l'échantillon *FUV*. *A droite* : histogrammes de magnitudes absolues *NUV* (trait continu) et *FUV* (traits tirets) pour cette sélection.

Les échantillons initiaux sont ceux définis §7.1 : $NUV, FUV < 22$, galaxies de **type** SDSS égal à 3 et les champs les moins éteints de l'échantillon global (deux classes d'extinction galactique sur quatre). La relation magnitude absolue-*redshift* photométrique est représentée figure 7.2 (à gauche) pour l'échantillon sélectionné en *NUV*. Afin de se limiter à un échantillon présentant des erreurs minimales pour les *redshifts* photométriques, les contraintes suivantes ont été employées : $-21.5 < NUV_0 < -15$. et $0. < z_{phot} < 0.6$. Ces contraintes sont représentées en traits tirets; les mêmes limites ont été employées pour la sélection *FUV*. La figure 7.2 (à droite) représente les histogrammes des magnitudes absolues pour cette sélection. Les magnitudes absolues moyennes sont $NUV_0 = -18.73$ et $FUV_0 = -18.25$. Ces valeurs sont très proches des valeurs de M_* déterminées par Budavári et al. (2005) et Arnouts et al. (2005).

Pour comprendre l'interaction entre les galaxies et leur environnement, il est nécessaire d'étudier comment leurs propriétés observables telles le type spectral, la morphologie, la luminosité, la couleur, etc ... sont reliées à celui-ci. Un des problèmes de cette approche est que malheureusement ces diverses propriétés sont corrélées entre elles; ainsi l'agrégation des galaxies dépend de chacun de ces paramètres (voir parmi d'autres Budavári et al., 2005; Guzzo et al., 1997; Madgwick et al., 2003; Norberg et al., 2002b; Zehavi et al., 2005). Notre échantillon ne nous permet pas encore du point de vue de la statistique de pouvoir étudier l'évolution de l'agrégation des galaxies en fonction de la luminosité et des autres propriétés de manière jointe. Cependant, l'avantage du domaine ultraviolet du spectre est qu'il trace de

7. MESURE DE L'AGRÉGATION DANS LES CHAMPS GALEX

manière directe la formation d'étoiles au sein des galaxies ; ainsi l'évolution de l'agrégation des galaxies en fonction de la luminosité FUV ou la couleur $NUV - R$ *restframe* par exemple peuvent être directement interprétés en termes de liens entre les propriétés physiques et l'environnement.

Par la suite, et sauf mention contraire, les comparaisons des résultats en fonction de la magnitude absolue seront tracés en utilisant le filtre FUV comme référence pour tous les échantillons, en utilisant si besoin est le terme de couleur suivant : $\langle FUV_0 - NUV_0 \rangle = 0.5$. Celui-ci a été déterminé à partir des *redshifts* photométriques utilisés ici et également observé à l'aide des mesures de M_{UV}^* de Budavári et al. (2005).

7.3 Agrégation et magnitude absolue

Un paramètre capital à considérer pour l'évolution des propriétés d'agrégation est la luminosité des galaxies. En effet, un grand nombre d'études ont montré que les galaxies locales les plus brillantes sont plus agrégées que les plus faibles ; cette observation a été nommée ségrégation en luminosité (Benoist et al., 1996; Budavári et al., 2003; Guzzo et al., 1997; Norberg et al., 2001, 2002b; Zehavi et al., 2005). Ce constat est également valide pour les galaxies à formation d'étoiles à haut *redshift* (Adelberger et al., 2005; Allen et al., 2005; Foucaud et al., 2003; Giavalisco & Dickinson, 2001). L'agrégation des galaxies étant reliée à celle des halos dans lesquels elles résident, ceci signifie que les galaxies les plus brillantes sont principalement localisées dans des halos plus massifs. L'ultraviolet *restframe* représentant une mesure du taux de formation stellaire il est utile d'étudier l'évolution avec la luminosité de l'agrégation de galaxies observées dans la même longueur d'onde *restframe* que les *Lyman Break Galaxies* pour examiner plus avant le lien entre la masse sous-jacente et la formation stellaire à bas *redshift*.

Les échantillons FUV et NUV ont été partagés chacun en deux sous-échantillons selon la magnitude absolue moyenne dans chaque filtre. La table 7.1 résume les propriétés des différents échantillons et leurs distributions en *redshift* sont représentées figure 7.3.

	FUV			NUV		
	Ensemble	$M < \langle M \rangle$	$M > \langle M \rangle$	Ensemble	$M < \langle M \rangle$	$M > \langle M \rangle$
N_{gal}	14584	6840	7444	25860	12299	13561
$\langle M_{UV} \rangle$	-18.25	-19.02	-17.41	-18.73	-19.55	-17.83
$\sigma_{M_{UV}}$	1.03	0.59	0.69	1.08	0.56	0.75
$\langle z \rangle$	0.18	0.24	0.12	0.24	0.33	0.15
σ_z	0.09	0.08	0.04	0.12	0.11	0.06
$A_w \times 10^3$	$4.8^{+2.7}_{-1.5}$	$2.^{+2.9}_{-1.3}$	$37.0^{+47.1}_{-17.0}$	$1.7^{+0.6}_{-0.5}$	$1.0^{+0.6}_{-0.4}$	$13.4^{+6.7}_{-4.4}$
δ	0.86 ± 0.1	1.02 ± 0.25	0.42 ± 0.16	1.06 ± 0.07	1.24 ± 0.12	0.64 ± 0.1
r_0 [Mpc]	$3.5^{+0.8}_{-0.6}$	$2.9^{+1.}_{-0.8}$	$4.4^{+2.2}_{-1.2}$	$3.4^{+0.5}_{-0.4}$	$3.8^{+0.7}_{-0.6}$	$4.2^{+1.}_{-0.7}$

TAB. 7.1 – Propriétés des échantillons sélectionnés en magnitude absolue et paramètres des meilleurs ajustements à une loi de puissance des résultats obtenus.

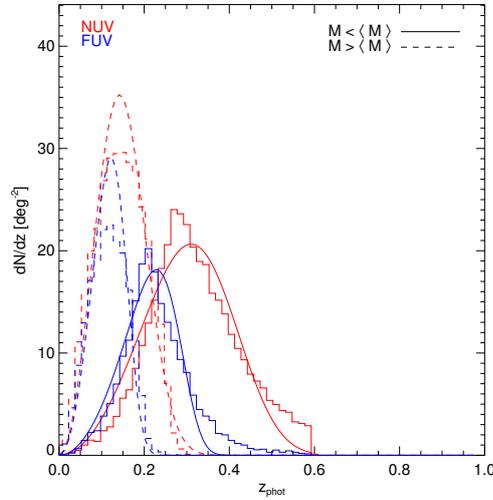


FIG. 7.3 – Distributions en *redshift* (et ajustements) des échantillons sélectionnés en magnitude absolue : en bleu, *FUV* et en rouge *NUV*. Les histogrammes sont obtenus directement à partir des *redshifts* photométriques et les courbes sont les ajustements. Les distributions en *redshift* des galaxies plus brillantes que $\langle M \rangle$ sont représentées en traits continus et celles des galaxies plus faibles que $\langle M \rangle$ en traits tirets.

Les fonctions de corrélation obtenues à partir des échantillons sélectionnés en magnitude absolue *FUV* et *NUV* (voir section 7.2) sont représentées figure 7.11.

Les résultats des ajustements à une loi de puissance sont présentés table 7.1.

7.3.1 Evolution de la longueur de corrélation avec la magnitude absolue

Ce paragraphe présente uniquement les résultats obtenus pour la longueur de corrélation à l'aide des échantillons GALEX. L'évolution des propriétés d'agrégation (longueur de corrélation, biais) avec le *redshift* combinant les différents échantillons utilisés pendant cette thèse et les résultats de la littérature est présentée chapitre 9.

L'évolution de la longueur de corrélation r_0 avec la magnitude absolue est présentée figure 7.5. Les carrés représentent les mesures *FUV* et les cercles les mesures *NUV*. L'ensemble de ces valeurs est compatible avec la valeur $r_0 = 3.7^{+1.7}_{-0.7}$, qui est elle-même en accord avec les résultats obtenus à l'aide des échantillons sélectionnés en magnitude apparente (§7.1), et à partir des données FOCA (§5). Les valeurs obtenues à partir des sélections *FUV* et *NUV* sont en très bon accord, indiquant que l'évolution avec la longueur d'onde UV est négligeable à ces *redshifts*. Le fait remarquable est que les galaxies sélectionnées en ultraviolet *restframe* dans l'Univers récent ne présentent pas de variation notable de la longueur de corrélation avec la luminosité. Les *Lyman Break Galaxies*, à plus haut *redshift*, présentent au contraire une ségrégation en luminosité : les galaxies brillantes sont plus agrégées que les plus faibles (Adelberger et al., 2005; Allen et al., 2005; Foucaud et al., 2003; Giavalisco & Dickinson, 2001). Cette observation implique que les *Lyman Break Galaxies* les plus brillantes résident dans des halos plus massifs, c'est-à-dire dans des régions denses du champ de matière sous-jacent. Ceci signifie qu'à cette époque de l'histoire de l'Univers, la formation stellaire est présente dans les régions denses et qu'elle y est d'autant plus efficace que la densité est

7. MESURE DE L'AGRÉGATION DANS LES CHAMPS GALEX

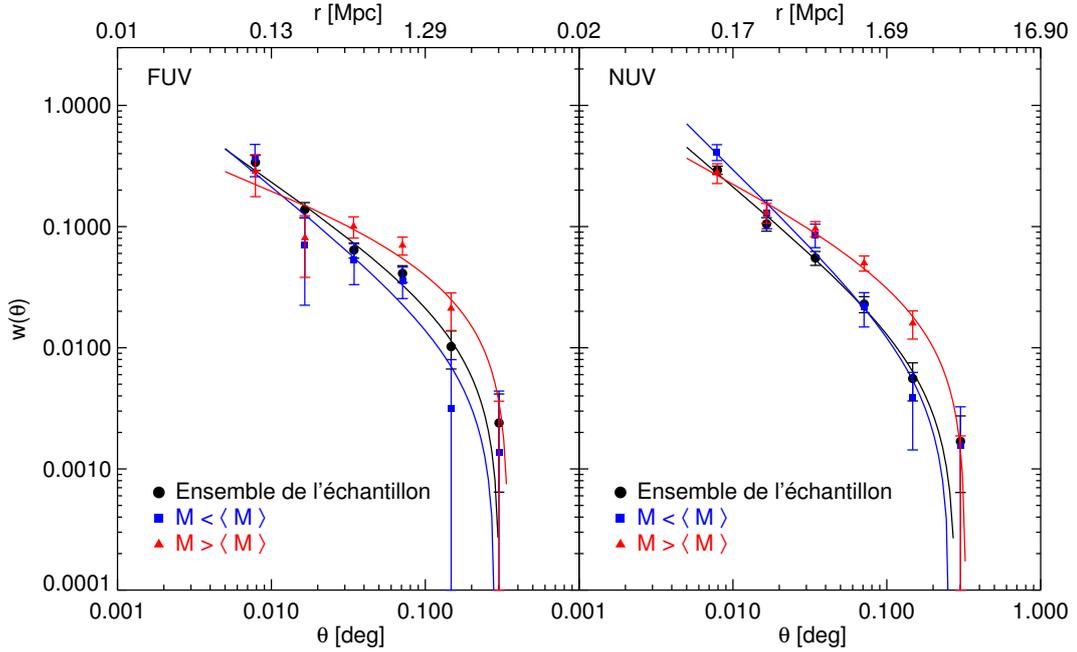


FIG. 7.4 – Fonctions de corrélation des échantillons sélectionnés en magnitude absolue. A gauche, *FUV*, et à droite *NUV*. Les cercles représentent les fonctions de corrélation des échantillons complets, les carrés celles des galaxies plus brillantes que la magnitude absolue moyenne, et les triangles celles des galaxies plus faibles que cette valeur. Les axes supérieurs indiquent les distances comobiles correspondant aux échelles angulaires sondées à $z = 0.18$ (à gauche) ou $z = 0.24$ (à droite).

élevée. Citons également les travaux de [Wechsler et al. \(2001\)](#), qui proposent des modèles basés sur l'hypothèse que la formation d'étoiles est un phénomène de type stochastique, régi par des collisions qui engendrent des périodes de sursauts d'étoiles. Dans le cadre de ces modèles, la ségrégation en luminosité est nettement moins marquée que celle observée pour les *Lyman Break Galaxies*.

A bas *redshift*, les données GALEX montrent que les galaxies à formation d'étoiles sont situées dans des régions sous-denses quelles que soient les luminosités sondées ici : le biais à 8Mpc est compatible avec 0.6 pour chacun des échantillons (voir §9.2). Il faut noter cependant que les relations entre la formation d'étoiles et la masse pour les *Lyman Break Galaxies* et les galaxies considérées ici ne peuvent être comparées directement, étant donné que les intervalles de magnitudes absolues sondés dans ces deux cas sont différents (voir 9.1).

Une analyse comparative des résultats obtenus aux différents *redshifts* tenant notamment compte des effets d'évolution de la magnitude absolue caractéristique M_{UV}^* avec le *redshift* sera présentée chapitre 9

7.3.2 Evolution de la pente de la fonction de corrélation avec la magnitude absolue

L'examen de la figure 7.4 ainsi que celui de la table 7.1 indique que la pente de $w(\theta)$ augmente avec la luminosité. La figure 7.6 représente cette évolution pour les résultats GALEX

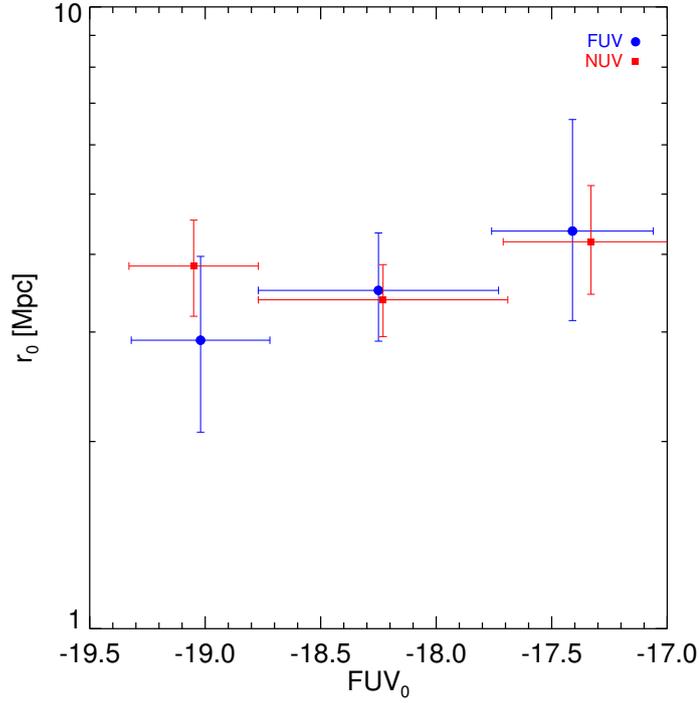


FIG. 7.5 – Evolution avec la magnitude FUV_0 de longueur de corrélation : carrés, sélection FUV et cercles, NUV .

et CFHTLS ($z \sim 1$ voir §8.5). L'étude de l'agrégation en fonction de la magnitude absolue (voir §7.1) a montré que les pentes observées avec GALEX ($\delta \sim 0.9$) sont plus fortes que celles déterminées à l'aide des galaxies bleues sélectionnées dans le domaine visible ($\delta \sim 0.6$). D'après la figure 7.6 ceci dépend fortement de la magnitude absolue de l'échantillon¹. Notons également que contrairement à r_0 qui présente peu de variations avec la longueur d'onde de sélection, les pentes observées en NUV sont systématiquement plus fortes (de 0.2) que celles mesurées en FUV , mais que la tendance est identique.

La figure 7.6 compare les résultats obtenus à partir des échantillons GALEX et CFHTLS à ceux dérivés à partir des études de *Lyman Break Galaxies*. Les magnitudes absolues moyennes des échantillons de la littérature à haut *redshift* ont été calculées de manière différente en fonction des informations disponibles : dans les cas où les comptages de galaxies des différents échantillons sont fournis, il est possible de déterminer une magnitude apparente moyenne (par simple moyenne pondérée) puis de la convertir en magnitude absolue :

$$M = m - D(z) + 2.5 \log(1 + z), \quad (7.1)$$

où z est le *redshift* moyen de l'échantillon. Ouchi et al. (2005) ne présentent pas leurs comptages, mais donnent les magnitudes absolues limites M_{lim} des différents échantillons. La magnitude absolue moyenne peut être calculée de la manière suivante :

¹Un ajustement linéaire donne : $\delta_{FUV} = -0.42FUV_0 - 6.88$ et $\delta_{NUV} = -0.37NUV_0 - 5.92$

7. MESURE DE L'AGRÉGATION DANS LES CHAMPS GALEX

$$\langle M \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{M_{lim}} M \phi(M) dM}{\int_{-\infty}^{M_{lim}} \phi(M) dM}, \quad (7.2)$$

où $\phi(M)$ est la fonction de luminosité de l'échantillon considéré. Dans le cas des mesures de [Ouchi et al. \(2005\)](#), la fonction de luminosité de [Sawicki & Thompson \(2005b\)](#) a été utilisée ici.

Etudier l'évolution de la pente de la fonction de corrélation avec le *redshift* et la magnitude absolue en comparant les résultats provenant de différentes études n'est cependant pas aisé, et ce pour plusieurs raisons.

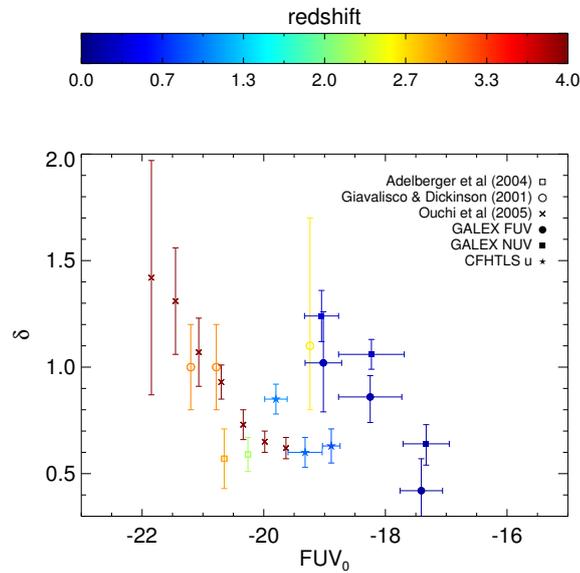


FIG. 7.6 – Evolution de la pente δ avec la magnitude absolue dans les échantillons GALEX sélectionnés en *FUV* (cercles) et *NUV* (carrés), et CFHTLS (étoiles, voir §8.5). Ces mesures sont comparées à celles de [Adelberger et al. \(2005\)](#); [Giavalisco & Dickinson \(2001\)](#); [Ouchi et al. \(2005\)](#) (respectivement carrés vides, cercles vides et croix.) Le *redshift* moyen des échantillons est codé par la couleur.

Tout d'abord, en raison de statistique insuffisante, dans de nombreuses études δ est souvent fixée à 0.8 lors de l'ajustement ; cette valeur correspond à celle observée lors des premières estimations de la fonction de corrélation des galaxies à bas *redshift* sans distinction des types morphologiques ([Davis & Peebles, 1983](#); [Peebles, 1980](#)). Le nombre de mesures de δ est ainsi relativement faible. D'autre part, les différents types de galaxies présentent des valeurs différentes de δ : les sondages dans le domaine optique à bas *redshift* ont montré que les galaxies elliptiques sont caractérisées par $\delta \sim 0.9$ et les galaxies à formation d'étoiles par $\delta \sim 0.6$ ([Budavári et al., 2003](#); [Madgwick et al., 2003](#); [Zehavi et al., 2002, 2005](#)). Les effets de sélection sont donc importants à prendre en compte. Enfin, le processus d'ajustement par une loi de puissance peut s'avérer déterminant : à partir de simulations, [Kravtsov et al. \(2004\)](#) ont montré que considérer les petites et les grandes échelles à haut *redshift* peut conduire à une surestimation de la pente.

A $z \sim 3$, la comparaison des résultats d’ [Adelberger et al. \(2005\)](#) et [Giavalisco & Dickinson \(2001\)](#) peut mener à la conclusion que δ augmente entre $M_{UV} \sim -20.5$ et $M_{UV} \sim -21$. En appliquant l’estimateur de [Landy & Szalay](#) à des échantillons de *Lyman Break Galaxies*, [Giavalisco et al. \(1998\)](#) ont également mesuré une pente forte : $\delta = 0.98^{+0.32}_{-0.28}$. Cependant [Porciani & Giavalisco \(2002\)](#) ont observé une pente plus faible $\delta = 0.5^{+0.50}_{-0.25}$ à partir de comptages en cellules, également pour des *Lyman Break Galaxies* ; selon ces auteurs, leurs résultats diffèrent de ceux obtenus par [Giavalisco et al. \(1998\)](#) du fait de la large dynamique d’échelles utilisées par ces derniers lors de l’ajustement à une loi de puissance, qui ne corrigent pas du biais de l’*Integral Constraint*. D’autre part, ni [Adelberger et al. \(2005\)](#) ni [Giavalisco & Dickinson \(2001\)](#) n’observent de variation de la pente avec la magnitude absolue au sein de leurs échantillons respectifs.

Des variations aussi importantes que celles mesurées à l’aide des données GALEX n’ont pas été observées à faible *redshift* (voir par exemple [Norberg et al., 2002b](#); [Zehavi et al., 2005](#)). [Ouchi et al. \(2005\)](#) et [Kashikawa et al. \(2005\)](#) ont étudié l’agrégation de galaxies *Lyman Break Galaxies* à $z = 4$ et $z = 5$ et noté un accroissement de la pente avec la luminosité qui est très semblable à celui observé avec les données GALEX. Ils ont interprété cette évolution comme une indication que les halos les plus massifs contiennent plusieurs *Lyman Break Galaxies* brillantes. Cette évolution a été prédite par [Kravtsov et al. \(2004\)](#) : selon ces auteurs, cet accroissement est dû à l’évolution de la composante “un-halo”, dominée par les paires formées par les galaxies résidant dans le même halo. L’amplitude de cet effet croît avec le *redshift*, la fonction de corrélation se démarquant de plus en plus d’une loi de puissance ; la transition entre les composantes “un-halo” et “deux-halos” devenant de plus en plus nette. L’ajustement de la fonction de corrélation par une loi de puissance à toutes les échelles peut dans ces conditions biaiser les résultats vers des fortes valeurs de δ et des faibles valeurs de r_0 .

La figure 7.4 indique que les fonctions de corrélation calculées à partir des échantillons sélectionnés dans le filtre *FUV* montrent un manque de paires à des échelles angulaires de l’ordre de 0.015 degrés. Pour examiner cet effet et étudier si les mesures effectuées ici peuvent être sujettes au même biais que celui noté par [Ouchi et al. \(2005\)](#), les fonctions de corrélation ont été calculées en utilisant un plus grand nombre d’intervalles angulaires.

Ces résultats sont présentés figure 7.7. Il y apparaît clairement que ce manque de paires concerne tous les échantillons, avec des amplitudes différentes : l’effet est plus visible pour les objets brillants, et plus marqué pour la sélection *FUV*. La localisation de ce “creux” dans la fonction de corrélation, aux alentours de 0.015 degrés, est particulièrement stable avec la longueur d’onde et la luminosité des échantillons. Cette forme de la fonction de corrélation rappelle celle observée par différents auteurs qui ont montré qu’elle peut être aisément interprétée dans le cadre du modèle d’occupation des halos ; voir par exemple [Hawkins et al. \(2003\)](#); [Zehavi et al. \(2004\)](#) à bas *redshift* et [Lee et al. \(2005\)](#); [Ouchi et al. \(2005\)](#) à plus haut *redshift*. Cette caractéristique est également observée pour les fonctions de corrélation calculées à partir des résultats de simulations (voir par exemple [Berlind et al., 2003](#)).

Afin de tester les effets de cette forme particulière de la fonction de corrélation sur les ajustements par une loi de puissance, les résultats obtenus avec 12 intervalles angulaires ont été ajustés sur toutes les échelles angulaires sondées, ainsi que pour $\theta > 0.02^\circ$, afin d’éviter le “creux” dans les fonctions de corrélation.

Les résultats de ces ajustements sont présentés table 7.2 et figure 7.8.

Les symboles noirs représentent les résultats obtenus à partir de l’ajustement par une loi de puissance des fonctions de corrélation tracées figure 7.4, calculées avec 7 intervalles angu-

7. MESURE DE L'AGRÉGATION DANS LES CHAMPS GALEX

	FUV			NUV		
	Ensemble	$M < \langle M \rangle$	$M > \langle M \rangle$	Ensemble	$M < \langle M \rangle$	$M > \langle M \rangle$
δ	0.77 ± 0.1	1.17 ± 0.2	0.47 ± 0.15	1.03 ± 0.06	1.15 ± 0.12	0.61 ± 0.1
$\delta (\theta > 0.02^\circ)$	0.64 ± 0.17	0.92 ± 0.40	0.66 ± 0.22	0.97 ± 0.16	1.43 ± 0.23	0.84 ± 0.15
r_0 [Mpc]	$3.6^{+0.8}_{-0.7}$	$2.4^{+0.8}_{-0.6}$	$3.6^{+1.7}_{-0.9}$	$3.3^{+0.4}_{-0.4}$	$3.9^{+0.7}_{-0.7}$	$3.9^{+0.9}_{-0.6}$
r_0 [Mpc] ($\theta > 0.02^\circ$)	$4.0^{+1.4}_{-0.9}$	$2.9^{+1.4}_{-0.8}$	$3.2^{+1.6}_{-0.8}$	$3.5^{+0.8}_{-0.6}$	$3.6^{+0.8}_{-0.6}$	$3.4^{+0.9}_{-0.6}$

TAB. 7.2 – Pente et longueur de corrélation pour les fonctions de corrélation calculées avec 12 intervalles angulaires : ajustement sur toutes les échelles (première et troisième lignes) et $\theta > 0.02^\circ$ (deuxième et dernière lignes).

lares. Les symboles rouges représentent les résultats dérivés des ajustements des fonctions de corrélation calculées avec 12 intervalles angulaires. Ces résultats sont en très bon accord avec les précédents. Les symboles bleus ont été obtenus à partir de ces mêmes fonctions de corrélation, mais en ne considérant lors de l'ajustement que les échelles telles que $\theta > 0.02^\circ$. Ces derniers résultats présentent naturellement des barres d'erreurs plus importantes que les précédents, étant donné que les fonctions de corrélation sont assez bruitées aux grandes échelles, notamment pour la sélection *FUV* (voir figure 7.7). Cependant, au vu des barres d'erreurs, ils sont en accord avec les paramètres dérivés par les ajustements de $w(\theta)$ prenant en compte toutes les échelles. Il n'apparaît pas de tendance nette à une surestimation de la pente et/ou une sous-estimation de la longueur de corrélation par l'utilisation de l'ensemble des distances angulaires sondées lors de l'ajustement par une simple loi de puissance.

Les grandes échelles sont naturellement plus affectées (que les petites) par le biais de l'*Integral Constraint*, ce qui pousse à un accroissement de la pente. La méthode utilisée ici pour corriger de l'*Integral Constraint* repose sur l'hypothèse que la fonction de corrélation est une loi de puissance. Les différentes études menées dans le cadre du modèle d'occupation des halos ont montré que la fonction de corrélation des galaxies n'a pas naturellement une telle forme ; notre méthode est donc dans l'absolu sujette à caution. Cependant, les deux composantes (“un” et “deux-halos”) peuvent, dans une première approximation, être considérées comme des lois de puissance. Sous cette hypothèse, les résultats obtenus dans le cas le plus favorable du point de vue statistique, la sélection *NUV*, présentent une stabilité remarquable aux diverses approches d'ajustement, notamment en ce qui concerne les valeurs de la longueur de corrélation.

Il n'est bien entendu pas possible de certifier que la cassure observée dans les fonctions de corrélation calculées ici est due à des effets de type de ceux attendus dans le cadre des modèles d'occupation des halos. On peut cependant comparer l'échelle observée pour cette cassure (~ 0.3 Mpc) avec celles identifiées par des études antérieures. Zehavi et al. (2004) ont montré que la transition entre les deux composantes se place à $\sim 1.5 - 3$ Mpc pour des galaxies sélectionnées dans le filtre *r*. Elle est attendue à plus petite échelle pour des galaxies bleues, celles-ci résidant dans des halos moins massifs, comme indiqué par Magliocchetti & Porciani (2003) et Berlind et al. (2003) : ~ 0.45 Mpc, proche de ce qui est observé ici.

Un moyen de lever l'incertitude sur cette question serait d'ajuster les mesures de $w(\theta)$ par les fonctions de corrélations dérivées directement des modèles d'occupation des halos

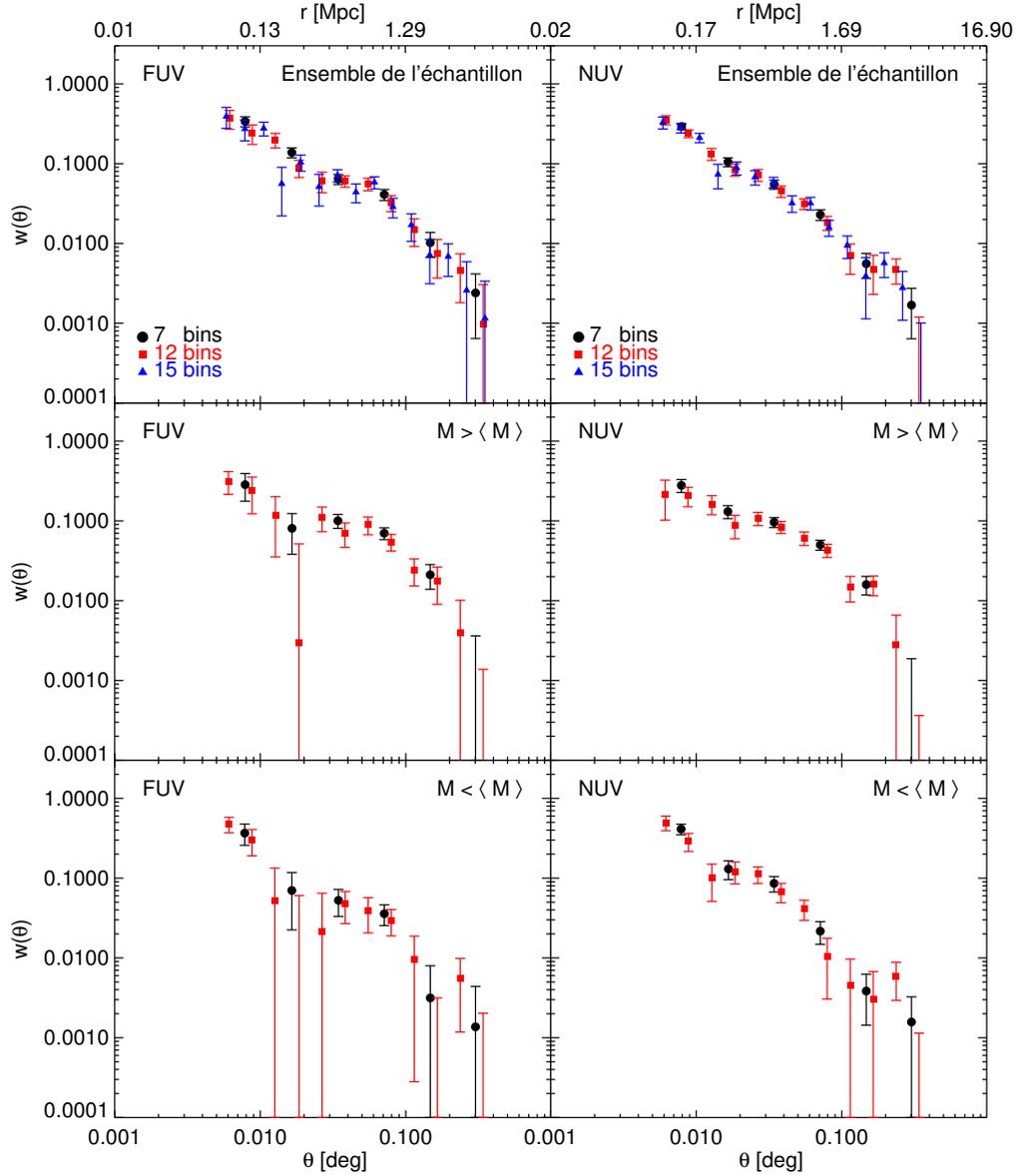


FIG. 7.7 – Fonctions de corrélation des échantillons sélectionnés en magnitude absolue calculées avec différents nombres d'intervalles angulaires. A gauche, *FUV*, et à droite *NUV*. En haut, les résultats obtenus à partir des échantillons complets ; au milieu ceux obtenus à partir des galaxies plus faibles que la magnitude absolue moyenne et en bas ceux obtenus à partir des galaxies plus brillantes que cette valeur. Les cercles représentent les fonctions de corrélation calculées avec 7 intervalles angulaires, les carrés avec 12 intervalles angulaires et les triangles avec 15 intervalles (uniquement pour l'échantillon complet). Les axes supérieurs indiquent les distances comobiles correspondant aux échelles angulaires sondées à $z = 0.18$ (à gauche) ou $z = 0.24$ (à droite).

(Hamana et al., 2004; Magliocchetti & Porciani, 2003; Ouchi et al., 2005; Zehavi et al., 2005; Zheng, 2004). La statistique actuelle n'est cependant pas encore suffisante pour contraindre

7. MESURE DE L'AGRÉGATION DANS LES CHAMPS GALEX

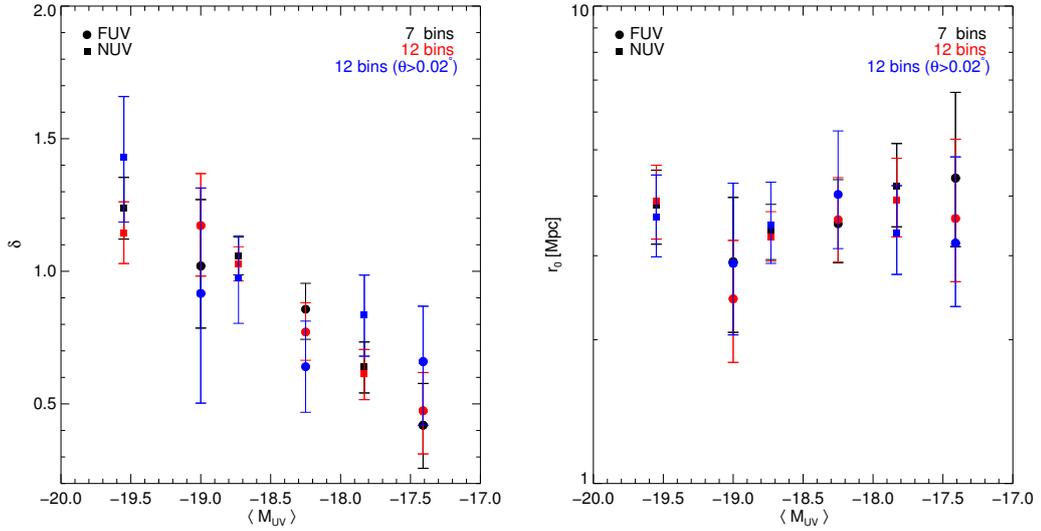


FIG. 7.8 – Evolution avec la magnitude UV des pentes et longueurs de corrélation pour les fonctions de corrélation calculées avec différents nombres d’intervalles angulaires : ajustement sur toutes les échelles et $\theta > 0.02^\circ$. Les cercles (resp. carrés) représentent les résultats obtenus à partir des échantillons sélectionnés en FUV (resp. NUV). Les fonctions de corrélation calculées avec 7 et 12 intervalles angulaires ont été ajustées en utilisant toutes les échelles (noir et rouge) ; les résultats obtenus avec 12 intervalles angulaires ont également été ajustés en considérant uniquement les échelles telles que $\theta > 0.02^\circ$ (bleu). Ces mesures ont été représentées en fonction de la magnitude absolue moyenne FUV_0 ou NUV_0 .

ces modèles. Cette étude pourra être menée prochainement grâce à l’évolution des données GALEX.

Tentons de conclure cette discussion sur l’évolution de la pente en fonction de la magnitude absolue. Compte tenu des résultats obtenus par Kravtsov et al. (2004), les effets du biais dû à la forme particulière de la fonction de corrélation sont prédits plus forts à haut *redshift* qu’à bas *redshift*. Cet effet est clairement observé par Ouchi et al. (2005). Les mesures d’Adelberger et al. (2005) par exemple ne semblent pas sensibles à cet effet. Notons cependant qu’Adelberger et al. (2005) n’explorent pas le même domaine de petites échelles qu’Ouchi et al. (2005) : $\theta_{min} \sim 10'' \Leftrightarrow \sim 0.22h^{-1}$ Mpc (à $z = 3$) pour les premiers et $\theta_{min} \sim 1'' \Leftrightarrow \sim 0.024h^{-1}$ Mpc (à $z = 4$) pour les derniers. Etant donné que la transition observée par Ouchi et al. (2005) se place vers $0.25h^{-1}$ Mpc à $z = 4$, il est donc probable que les mesures d’Adelberger et al. (2005) soient principalement pondérées par le terme *deux halos*.

A plus bas *redshift*, dans nos échantillons, il est probable, d’après les tests effectués, que ces effets soient négligeables, et que la pente corresponde ainsi à celle de la fonction de corrélation à grande échelle, décrivant le terme *deux halos*. Ce qui suit tient de la spéculation, mais une interprétation physique est envisageable. Des résultats provenant de simulations numériques prédisent que la pente de la fonction de corrélation est plus forte pour les galaxies appartenant aux régions moins denses (Abbas & Sheth, 2005; Weinberg et al., 2004). En effet, dans les régions les plus denses, l’amplitude de la fonction de corrélation aux grandes échelles, du fait de l’abondance des galaxies, est naturellement plus importante que dans les régions moins

denses, d'où la différence des pentes¹. Dans le cas de nos mesures, ceci signifierait que les galaxies les plus lumineuses en ultraviolet, c'est-à-dire celles caractérisées par le plus fort taux de formation stellaire, sont situées dans des régions moins denses. Ceci serait en accord avec les mesures directes de Gómez et al. (2003) et Lewis et al. (2002), qui montrent que dans l'Univers local le taux de formation stellaire est une fonction décroissante de la densité locale de galaxies.

Tout ceci ne représente bien entendu que des hypothèses, mais méritera d'être étudié dans l'avenir, à l'aide du paramètre de la densité locale déterminé pour les galaxies de nos échantillons, travail en cours au sein de l'équipe GALEX.

Les tests précédents indiquent que la présence de la caractéristique semblable à celle prévue par les modèles d'occupation des halos pour la fonction de corrélation ne semble pas affecter de manière significative la détermination de la longueur de corrélation. Les valeurs des paramètres δ et r_0 utilisées dans la suite de ce travail sont donc celles obtenues par l'ajustement utilisant l'ensemble des échelles angulaires des fonctions de corrélation calculées avec 7 intervalles angulaires.

7.4 Agrégation et couleur $NUV - R$ *restframe*

7.4.1 Critères de sélection

Salim et al. (2005) (voir §3.2.2) ont montré que la couleur *restframe* $NUV - R$ présente une excellente corrélation avec le paramètre b , rapport entre le TFS courant et le TFS moyenné sur l'histoire passée des galaxies. La figure 7.9 (à gauche) représente cette couleur en fonction de la magnitude absolue NUV . Les différentes couleurs indiquent le type de SED utilisée au cours de la détermination des *redshifts* photométriques qui ajuste au mieux les données. Les SEDs sont ici divisées en trois classes selon les types de Hubble suivants : elliptiques, spirales et irrégulières. Comme attendu, la couleur $NUV - R$ montre une forte corrélation avec ces types. L'échantillon a par la suite été découpé en trois groupes à l'aide de la couleur $NUV - R$: $NUV - R > 3.5$, correspondant à peu près aux types elliptiques, $1.75 < NUV - R < 3.5$ correspondant aux spirales, et $NUV - R < 1.75$ aux irrégulières. La table 7.3 résume les principales propriétés des groupes ainsi définis.

Les distribution en *redshift* de ces trois groupes sont représentées fig. 7.9 (au milieu). Du fait de la sélection par l'Ultraviolet, la majorité des galaxies observées par GALEX sont de types tardifs : la fraction de types elliptiques est maximale à $z \sim 0$. (30% voir figure 7.9 à droite) ; cette fraction diminue jusqu'à une valeur nulle à $z = 0.4$. Cette observation doit cependant être considérée avec précaution, étant donné le faible nombre de galaxies présentes dans ce groupe. Les galaxies spirales dominent l'échantillon jusqu'à $z \simeq 0.35$; au-delà de ce *redshift*, l'échantillon est constitué principalement de galaxies irrégulières.

7.4.2 Résultats

La figure 7.10 présente les fonctions de corrélations des trois sous-échantillons sélectionnés en couleur $NUV - R$ *restframe*. La table 7.3 résume les paramètres dérivés de l'ajustement de ces résultats par une loi de puissance.

¹Sauf erreur, cet effet n'a pour l'instant pas été étudié à partir de données réelles.

7. MESURE DE L'AGRÉGATION DANS LES CHAMPS GALEX

	$NUV_0 - R_0 > 3.5$	$1.75 < NUV_0 - R_0 < 3.5$	$NUV_0 - R_0 < 1.75$
N_{gal}	1359	14700	9799
$\langle z \rangle$	0.14	0.22	0.29
$\langle NUV_0 - R_0 \rangle$	4.13	2.39	1.16
$\langle NUV_0 \rangle$	-17.64	-18.6	-19.04
$A_w \times 10^3$	$48.2^{+124.4}_{-34.3}$	$6.6^{+5.9}_{-2.8}$	$0.7^{+0.6}_{-0.4}$
δ	0.58 ± 0.28	0.67 ± 0.15	1.36 ± 0.15
r_0 [Mpc]	$8.5^{+15.2}_{-4.8}$	$4.2^{+1.5}_{-1.}$	$3.6^{+0.9}_{-0.8}$

TAB. 7.3 – Propriétés des échantillons sélectionnés par couleur $NUV - R$ *restframe* : nombre de galaxies, *redshift* moyen, couleur $NUV_0 - R_0$ moyenne et magnitude absolue NUV moyenne. Sont également répertoriés les paramètres des meilleurs ajustements à une loi de puissance des résultats obtenus.

De nombreuses études ont montré que les galaxies bleues sont moins agrégées que les galaxies rouges, et leurs fonctions de corrélation présentent respectivement des pentes faibles ($\delta \sim 0.6$) ou plus fortes ($\delta \sim 0.9$) (voir par exemple Budavári et al., 2003; Madgwick et al., 2003; Zehavi et al., 2002, 2005). Ces résultats ont souvent été interprétés comme des conséquences de la relation morphologie-densité (Dressler, 1980; Dressler et al., 1997; Goto et al., 2003) : les galaxies rouges sont plus abondantes dans les régions denses tandis que les galaxies bleues peuplent préférentiellement les zones sous-denses du champ de densité. Plusieurs travaux ont néanmoins mentionné des valeurs élevées de l'amplitude A_w de la fonction de corrélation angulaire pour les galaxies les plus bleues présentes dans les échantillons étudiés (Landy et al., 1996; McCracken et al., 2001; Wilson, 2003). Cependant, ces auteurs ne disposant pas de la distribution en *redshift* des objets considérés, ces résultats n'ont pu être convertis en longueur de corrélation r_0 . Une population de galaxies bleues avec un *redshift* moyen faible et une distribution en *redshift* de faible écart-type pourrait conduire à de tels résultats ; dans ce cas ces mesures ne seraient pas synonymes de valeurs importantes de r_0 . En ce qui concerne la pente de la fonction de corrélation, notons également que Coil et al. (2004b) ont observé que les galaxies les plus rouges ainsi que les plus bleues sont caractérisées par de fortes valeurs de δ ; ils ont ainsi mesuré $\delta = 1.36 \pm 0.21$ pour $-0.2 < R - I < 0$. Coil et al. indiquent cependant que ce sous-échantillon pourrait être constitué d'un mélange de galaxies et de noyaux actifs situés à différents *redshifts*.

Contrairement aux travaux récents cités auparavant, les mesures effectuées ne présentent pas de variation sensible de la longueur de corrélation avec la couleur (voir figure 7.11) : étant données les barres d'erreurs, r_0 est constant avec la couleur $NUV - R$ *restframe* ; les valeurs observées sont par ailleurs en accord avec celles obtenues à partir des échantillons sélectionnés en magnitude apparente (voir §7.1). Cette dernière étude a montré que les pentes observées sont plus fortes que celles déterminées à partir des galaxies bleues sélectionnées dans le domaine visible. Les deux intervalles les plus rouges en couleur présentent cependant $\delta = 0.58 \pm 0.28$ et $\delta = 0.67 \pm 0.15$, résultats compatibles avec la valeur de 0.6, typique des galaxies bleues dans le visible. Cependant, la fonction de corrélation des galaxies les plus bleues de l'échantillon étudié ici est caractérisée par une très forte pente : $\delta = 1.36 \pm 0.15$. Cet

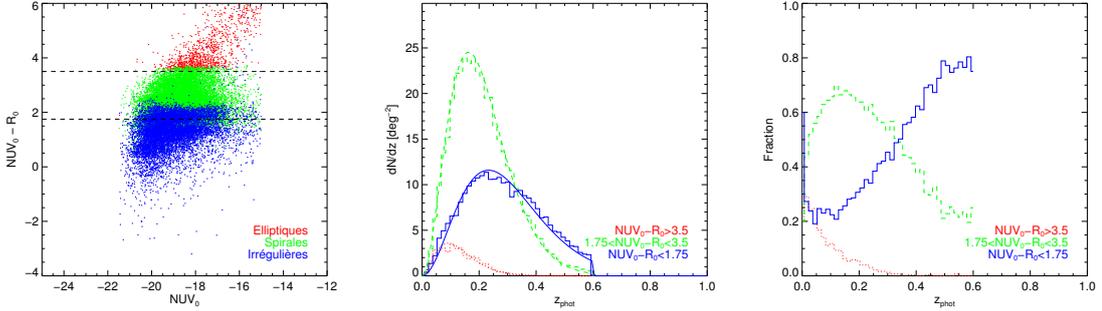


FIG. 7.9 – Propriétés des échantillons sélectionnés par couleur $NUV - R$ *restframe*. *A gauche* : couleur $NUV - R$ *restframe* en fonction de la magnitude NUV_0 . Les différents types de galaxies déterminés par l’ajustement de SEDs lors du calcul des *redshifts* photométriques sont indiqués par les couleurs rouge pour les types elliptiques, vert pour les spirales et bleu pour les irrégulières. Les lignes en traits tirets représentent les limites utilisées pour séparer l’échantillon en trois groupes selon la couleur $NUV - R$ *restframe*. *Au milieu* : distribution en *redshift* des trois groupes : $NUV_0 - R_0 > 3.5$ (rouge), $1.75 < NUV_0 - R_0 < 3.5$ (vert) et $NUV_0 - R_0 < 1.75$ (bleu). *A droite* : Evolution en fonction du *redshift* des fractions d’objets appartenant à ces trois classes.

accroissement de la pente pour les galaxies de plus en plus bleues ressemble à celui observé par [Coil et al. \(2004b\)](#) en fonction de la couleur $R - I$. On peut également noter qu’étant donnée la différence de magnitude NUV absolue entre les échantillons tels que $1.75 < NUV_0 - R_0 < 3.5$ et $NUV_0 - R_0 < 1.75$ (voir table 7.3), ce raidissement de la fonction de corrélation avec la couleur est incompatible avec celui observé en fonction de la magnitude absolue (voir) : ainsi une variation de 0.5 en NUV_0 se traduirait par un accroissement de 0.2 en δ . Ceci semble indiquer que l’effet dû à la sélection en couleur est plus marqué que celui dû à la sélection en luminosité résultat en accord notamment avec ceux obtenus par [Zehavi et al. \(2005\)](#) et par [Blanton et al. \(2005a\)](#).

Ce point appelle quelques commentaires. Un examen de la figure représentant la couleur $NUV - R$ *restframe* en fonction de NUV_0 (fig 7.9 à gauche) laisse déjà prévoir en partie ce résultat. En effet, une faible corrélation existe bien entre le type ajusté par la procédure de *redshifts* photométriques et la magnitude absolue : les galaxies les plus brillantes en ultraviolet étant en proportion préférentiellement de types tardifs. Une tendance cependant beaucoup plus nette existe avec la couleur $NUV - R$ *restframe* : celle-ci sépare de manière correcte les trois types utilisés ici. Les résultats de la fonction de corrélation indiquent donc que le type semble être plus déterminant que la luminosité. On peut peut-être pousser plus avant l’interprétation. Le flux ultraviolet d’une galaxie permet de caractériser l’intensité de sa formation d’étoiles récente : le taux de formation stellaire est ainsi directement proportionnel aux flux FUV ([Kennicutt, 1998a](#)). Notons que le flux considéré ici est celui observé en NUV , qui trace la formation d’étoiles sur une échelle de temps légèrement plus grande : $\sim 10^{7.5}$ années pour FUV contre $\sim 10^8$ années pour NUV ([Martin et al., 2005a](#)) ; ceci ne modifie cependant pas le sens de l’interprétation. Une sélection en magnitude absolue (coupe verticale dans ce plan $(NUV_0 - R_0, NUV_0)$) correspond donc à des galaxies de même intensité de formation stellaire récente. La couleur utilisée ici a montré une corrélation remarquable

7. MESURE DE L'AGRÉGATION DANS LES CHAMPS GALEX

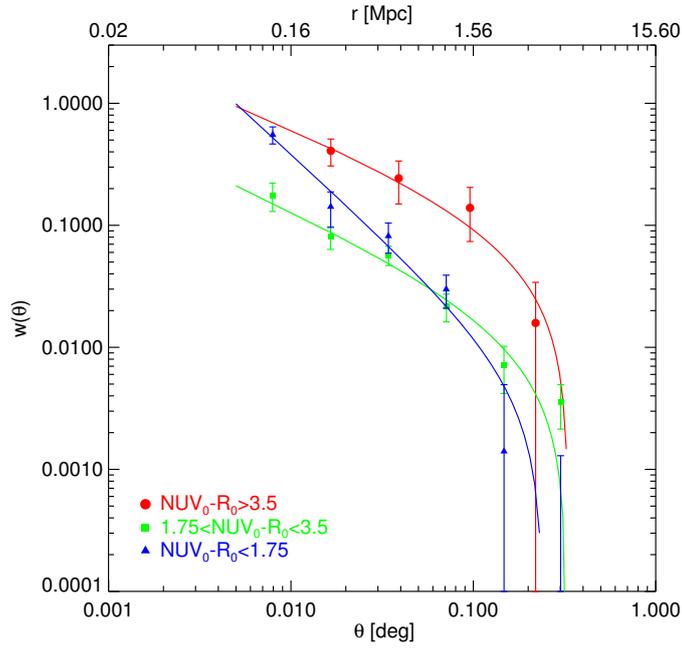


FIG. 7.10 – Fonctions de corrélation et couleur $NUV - R$ *restframe* : les cercles représentent la fonction de corrélation des galaxies telles que $NUV_0 - R_0 > 3.5$, les carrés celle des galaxies telles que $1.75 < NUV_0 - R_0 < 3.5$ et enfin les triangles celle des galaxies avec $NUV_0 - R_0 < 1.75$. Les courbes sont les meilleurs ajustements par une loi de puissance, non corrigés de l'*Integral Constraint*. L'axe supérieur indique les échelles comobiles correspondant aux échelles angulaires sondées à $z = 0.22$.

avec le paramètre b qui donne une information sur l'histoire de la formation stellaire des galaxies (Salim et al., 2005). Ceci signifie donc qu'une sélection en couleur (coupe horizontale dans le plan $(NUV_0 - R_0, NUV_0)$) correspond à des galaxies de même histoire de formation stellaire. Dans la mesure où la fonction de corrélation est un traceur de l'environnement, les résultats obtenus ici semblent donc indiquer que dans l'Univers récent, le lien entre l'intensité de formation stellaire récente des galaxies et l'environnement est moins fort que celui entre leur histoire de formation stellaire et l'environnement.

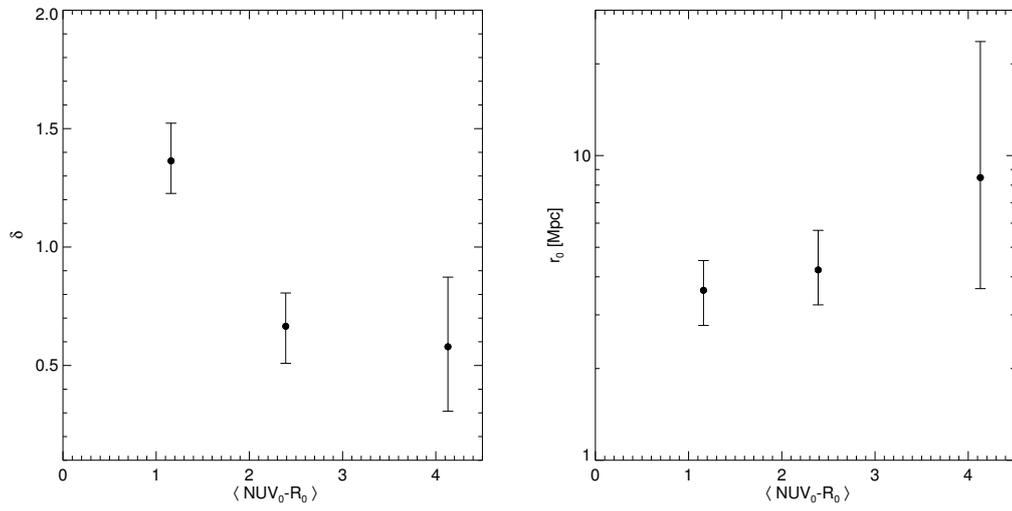


FIG. 7.11 – Evolution avec la couleur $\langle NUV_0 - R_0 \rangle$ de la pente de la fonction de corrélation (à gauche) et de la longueur de corrélation (à droite).

7. MESURE DE L'AGRÉGATION DANS LES CHAMPS GALEX

Chapitre 8

Mesure de l'agrégation dans les champs profonds CFHTLS

Sommaire

8.1	Présentation du sondage CFHTLS	134
8.2	Présentation des données	134
8.3	Fonction de corrélation des étoiles	135
8.4	Distribution en <i>redshift</i>	136
8.5	Evolution de l'agrégation avec la magnitude absolue dans les échantillons CFHTLS	137

Jusqu'à une époque récente, l'Univers observé en ultraviolet *restframe* était mieux connu à haut *redshift* ($z > 2$), grâce aux travaux sur les *Lyman Break Galaxies*, qu'à bas *redshift* où les études portaient principalement sur les propriétés de galaxies à sursauts de formation d'étoiles à l'aide d'échantillons peu homogènes et peu aptes à des études statistiques. Une grande partie de l'histoire de l'Univers ($z < 2$) était alors inconnue dans ce domaine du spectre. Le lancement du satellite GALEX a permis de commencer à lever le voile sur une partie de cette histoire. A long terme, les 80 degrés carrés des champs profonds du sondage DIS de GALEX (voir §3.2.2) devraient donner la possibilité de poursuivre cette étude pour des galaxies avec des *redshifts* moyens de 0.85. Afin de compléter notre connaissance des propriétés des galaxies à formation d'étoiles à ces *redshifts* intermédiaires, un autre moyen consiste à tirer parti des observations dans le filtre *u* en cours dans le cadre du *Canada France Hawaii Telescope Legacy Survey*. En effet, à $z \sim 1$, les longueurs d'onde *restframe* correspondantes sont équivalentes à celles couvertes par le filtre *FUV* de GALEX. La mesure de l'agrégation des galaxies sélectionnées en ultraviolet *restframe* à ce *redshift* peut ainsi être combinée avec les résultats obtenus à l'aide des données FOCA, et GALEX d'une part, et ceux obtenus à partir des *Lyman Break Galaxies* d'autre part. Ceci devrait nous permettre d'avoir une première vision de l'évolution des liens entre la formation stellaire et la masse sous-jacente entre $z = 4$ et $z = 0$.

8.1 Présentation du sondage CFHTLS

Le programme de champs profonds du *Canada France Hawaii Telescope Legacy Survey* (CFHTLS)¹ est constitué de l'observation de quatre champs indépendants de 1 degré carré chacun à l'aide de l'instrument Megacam, en cinq filtres ($u^*g'r'i'z'$ voir fig 8.1). Cet instrument, qui équipe le *Canada France Hawaii Telescope* (CFHT, miroir de diamètre 3.58 m), est constitué de 36 détecteurs de 2042×4612 pixels chacun, ce qui représente un total de 339 mega pixels. La résolution est de 0.187 arcsec par pixel.

Les trois principales entités engagées dans ce projet sont le CFHT pour l'acquisition des données, le pré-processing et la calibration ; le *Canadian Astronomy Data Centre* (CADC) pour la mise à disposition des données ; et Terapix pour la combinaison des images, la calibration astrométrique, et la génération des catalogues.

Le sondage, débuté en mai 2003 est étalé sur cinq ans avec une observation toutes les deux ou trois nuits, durant 5 mois de l'année. Un des principaux objectifs scientifiques du programme est la détection de supernovæ distantes de type I. Etant donné la surface couverte, la profondeur attendue à la fin du programme (magnitude 28 dans le système AB), la couverture combinée avec d'autres sondages spectroscopiques ou dans d'autres longueurs d'onde (voir table 8.1), les données permettront également d'étudier diverses propriétés des galaxies, dont leur agrégation. Le volume des données permet de sélectionner un échantillon représentatif des galaxies à formation stellaire à $z \sim 1$: la longueur d'onde effective du filtre u^* est 3587 Å (en utilisant l'équation 3 de Fukugita et al. (1996)). A $z = 1$, la longueur d'onde au repos de sélection est donc de 1793 Å, proche de la longueur d'onde effective du filtre *FUV* de GALEX (voir §3.2.2).

Champ	Alpha (J2000)	Delta (J2000)	Couverture par autres sondages
D1	02h 26m 00s	-04d 30m 00s	VVDS, XMMLSS, GALEX, SIRTF
D2	10h 00m 29s	02d 12m 21s	COSMOS, GALEX, SIRTF, XMM
D3	14h 19m 28s	+52d 40m 41s	DEEP2, GALEX (<i>Groth strip</i>)
D4	22h 15m 31s	-17d 44m 00s	XMM

TAB. 8.1 – Champs profonds CFHTLS : coordonnées et couverture par d'autres sondages.

8.2 Présentation des données

Les données CFHTLS utilisées ici sont celles du *release* T0001. La table 8.2 indique les temps d'exposition dans les différents filtres CFHTLS pour les champs profonds. Le champ D4 ne dispose pas de données relatives au filtre z. Les longueurs d'onde couvertes par ce filtre étant nécessaires pour la détermination des hauts *redshifts* photométriques, ce champ ne sera pas utilisé dans la suite de ce travail.

Les catalogues disponibles ont été générés par *SExtractor* (Bertin & Arnouts, 1996) à partir des images obtenues dans chaque filtre combinées par la technique du χ^2 (Szalay et al., 1999). Les magnitudes dans les différents filtres ont alors été obtenues en intégrant les flux

¹Pour une description, voir notamment http://webast.ast.obs-mip.fr/projects/CFHTLS_deep/

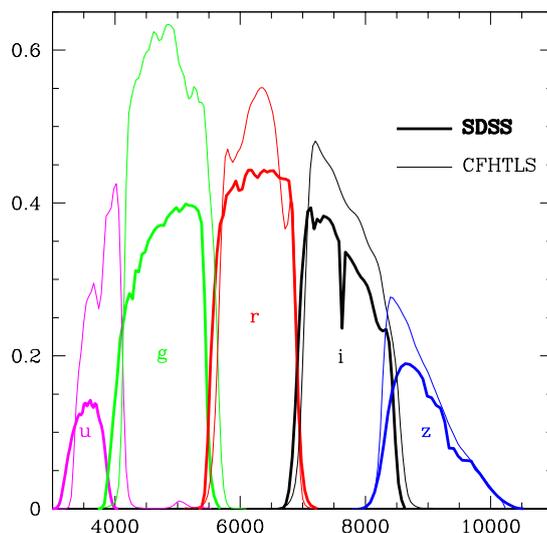


FIG. 8.1 – Comparaison des filtres du CFHTLS et du SDSS. Les filtres SDSS sont représentés par les courbes épaisses et ceux du CFHTLS en lignes fines. Ces transmissions tiennent compte de la réponse du système instrumental complet. Les filtres u^* et g' sont légèrement plus rouges que les filtres u et g du SDSS (Gwyn, 2005).

dans les images individuelles pour chaque filtre aux positions des détections déterminées par **SExtractor** sur l'image combinée par χ^2 . La photométrie est donc disponible dans tous les filtres pour chaque détection. Les masques fournis ont été construits à partir de l'image i ; une première étape de ce travail a donc consisté à créer manuellement des masques spécifiques pour les images u . La surface effective non masquée totale pour les trois champs utilisés est d'environ 2.42 degrés carrés. Les magnitudes ont été corrigées de l'extinction en utilisant les valeurs de $E(B-V)$ données par les cartes de [Schlegel et al. \(1998\)](#) aux positions (RA, DEC) de chaque détections. Les coefficients $R_{filtre} = A_{filtre}/E(B-V)$ utilisés sont : $R_u = 4.70$, $R_g = 3.62$, $R_r = 2.68$, $R_i = 1.99$ et $R_z = 1.52$.

Les détails sur les méthodes employées pour la constitution des catalogues de galaxies à $z \sim 1$ sont présentés en Annexe [E](#).

8.3 Fonction de corrélation des étoiles

Afin de tester d'éventuelles variations de sensibilité sur la surface détecteur ou de "point-zéro", la fonction de corrélation des étoiles a été calculée pour les trois champs utilisés. Les objets considérés ici sont ceux classés comme étoiles par le critère du *half light radius* et les *redshifts* photométriques. La figure [8.2](#) représente la moyenne pondérée des fonctions de corrélation des étoiles.

Le résultat est compatible avec une valeur nulle à toutes les échelles, indiquant qu'aucune corrélation résiduelle ne semble présente dans les données.

8. MESURE DE L'AGRÉGATION DANS LES CHAMPS PROFONDS CFHTLS

Champ	Temps d'exposition (s)				
	u	g	r	i	z
D1	10560	7515	17280	52000	12240
D2	4620	5400	6060	18500	10080
D3	4620	8010	20820	59640	15120
D4	16680	11250	26400	58800	-

TAB. 8.2 – Temps d'exposition dans les filtres CFHTLS pour les quatre champs profonds (*release T0001*)

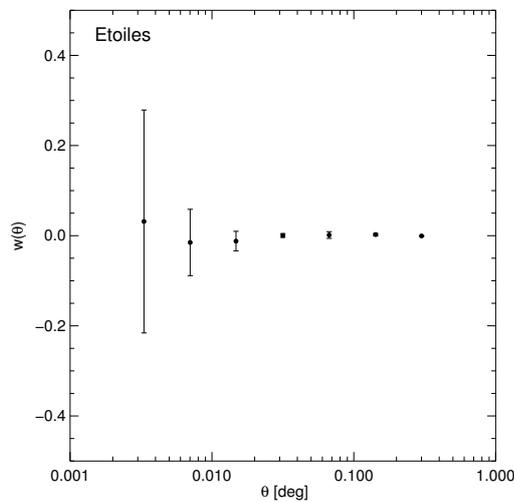


FIG. 8.2 – Moyenne pondérée des fonctions de corrélation des étoiles pour les champs profonds CFHTLS. Les objets utilisés ici sont ceux classés comme étoiles par le critère morphologique du *half light radius* et par les *redshifts* photométriques.

8.4 Distribution en *redshift*

La distribution de l'ensemble des galaxies de l'échantillon vérifiant les différents critères de sélection exposés en annexe E est représentée par l'histogramme en trait continu figure 8.3. L'échantillon ainsi sélectionné a été, de la même manière que l'échantillon GALEX, partagé en deux sous-groupes selon la magnitude absolue moyenne *NUV*. La table 8.3 résume les propriétés des différents échantillons : nombre de galaxies, moyenne et écart-type de la magnitude absolue et du *redshift*, pour l'ensemble des trois champs utilisés. Les distributions en *redshifts* de ces deux échantillons sont également représentés figure 8.3. Toutes ces distributions ont été ajustées par la même fonction analytique que celle utilisée pour les données GALEX (voir §7.1). L'ajustement a été fait cette fois-ci de manière directe sans convolution par une gaussienne. En effet, dans le cas présent cette méthode n'a pas lieu d'être utilisée puisqu'elle ne tient pas compte des galaxies qui appartiennent à l'intervalle de *redshift* sondé et dont le *redshift* photométrique est faux, et ne sont donc pas retenues dans la sélection

effectuée.

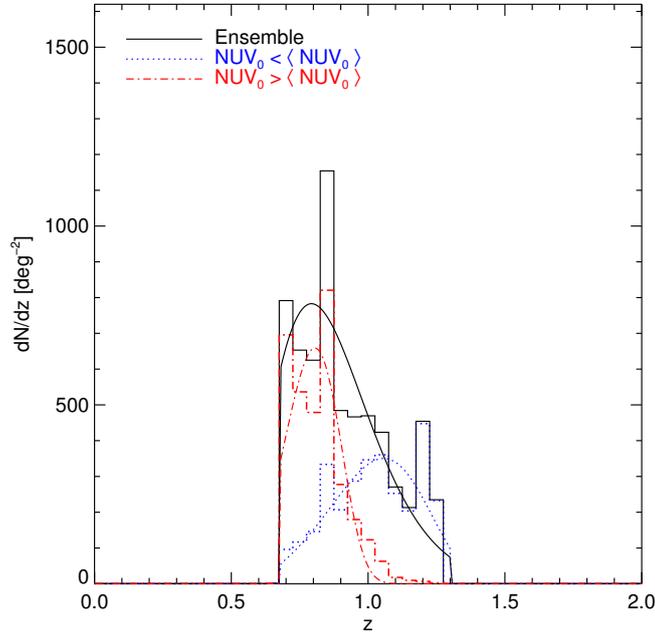


FIG. 8.3 – Distribution en *redshift* des objets sélectionnés à $z > 0.7$. L’histogramme en trait continu représente la distribution en *redshifts* de l’ensemble des galaxies de l’échantillon vérifiant $0.7 < z_{phot} < 1.3$. Les distributions en *redshifts* des échantillons sélectionnés en magnitude absolue sont également représentées en traits pointillés ($NUV_0 < \langle NUV_0 \rangle$) et en traits tirets-points ($NUV_0 > \langle NUV_0 \rangle$). Les courbes représentent un ajustement par une fonction analytique (voir §7.1).

8.5 Evolution de l'agrégation avec la magnitude absolue dans les échantillons CFHTLS

Les fonctions de corrélation des échantillons sélectionnés par la magnitude absolue dans les échantillons CFHTLS (voir §E) sont représentées figure 8.4 et les paramètres des meilleurs ajustements résumés table 8.3.

De manière surprenante, le manque de paires remarqué à petite échelle pour les fonctions de corrélation mesurées à partir de GALEX (§7.4.2) est également présent dans les résultats obtenus avec les données CFHTLS. Un autre fait troublant est que cette caractéristique survient aux mêmes échelles comobiles ($r \sim 0.3$ Mpc) à $z \sim 1$ qu’à $z \lesssim 0.4$. De même qu’auparavant, afin de tester si cette forme particulière peut influencer les paramètres dérivés, les résultats ont été ajustés par une loi de puissance aux échelles telles que $\theta > 0.01^\circ$. Les valeurs de pente et longueur de corrélation obtenues dans ces conditions sont listées dans la table 8.3 et comparées figure 8.5 avec celles provenant des ajustements sur l’ensemble des échelles.

De manière générale, les valeurs dérivées par les deux types d’ajustements sont en accord compte tenu des barres d’erreurs. Les différences les plus importantes sont observées dans le

8. MESURE DE L'AGRÉGATION DANS LES CHAMPS PROFONDS CFHTLS

	Ensemble	$NUV_0 < \langle NUV_0 \rangle$	$NUV_0 > \langle NUV_0 \rangle$
N_{gal}	12287	5832	6455
$\langle NUV_0 \rangle$	-19.82	-20.3	-19.39
σ_{NUV_0}	0.56	0.37	0.29
$\langle z \rangle$	0.94	1.04	0.84
σ_z	0.16	0.15	0.1
$A_w \times 10^3$	$4.8^{+1.7}_{-1.3}$	$1.8^{+0.7}_{-0.5}$	$5.8^{+2.5}_{-1.8}$
δ	0.6 ± 0.07	0.85 ± 0.08	0.63 ± 0.07
$\delta (\theta > 0.01^\circ)$	0.42 ± 0.12	0.95 ± 0.14	0.43 ± 0.23
r_0 [Mpc]	$5.1^{+0.4}_{-0.4}$	$5.1^{+0.4}_{-0.4}$	$4.2^{+0.4}_{-0.3}$
$r_0 (\theta > 0.01^\circ)$ [Mpc]	$5.4^{+0.5}_{-0.4}$	$5.1^{+0.4}_{-0.4}$	$4.4^{+0.6}_{-0.5}$

TAB. 8.3 – Description des propriétés photométriques des échantillons de galaxies sélectionnées avec $0.7 < z < 1.3$ et paramètres dérivés de l'ajustement des fonctions de corrélation à une loi de puissance en considérant l'ensemble des échelles angulaires ou uniquement celles telles que $\theta > 0.01^\circ$.

cas de l'échantillon global, pour lequel la pente obtenue par l'ajustement aux grandes échelles est plus faible que celle obtenue par l'ajustement de toutes les échelles. La tendance observée avec GALEX est également manifeste ici : en effet quelque soit le type d'ajustement, les galaxies les plus brillantes présentent une pente plus forte. En ce qui concerne la longueur de corrélation, les valeurs dérivées de l'ajustement de toutes les échelles indiquent que les galaxies brillantes sont plus agrégées que les plus faibles. Cette conclusion est néanmoins nuancée par les résultats de l'ajustement limité aux grandes échelles, qui sont eux compatibles d'après les barres d'erreurs.

Ces résultats sont discutés en combinaison avec ceux précédemment obtenus avec les données GALEX ainsi qu'avec d'autres mesures de la littérature dans le chapitre 9.

8.5 Evolution de l'agrégation avec la magnitude absolue dans les échantillons CFHTLS

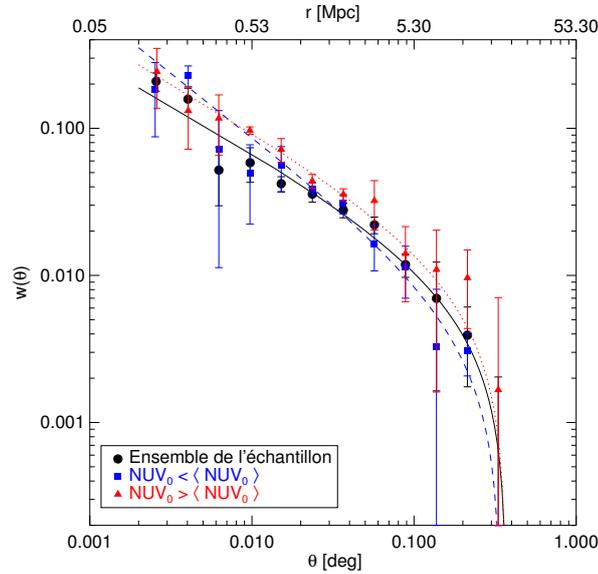


FIG. 8.4 – Fonctions de corrélation des échantillons sélectionnés en magnitude absolue. Les cercles représentent les fonctions de corrélation des échantillons complets, les carrés celles des galaxies plus brillantes que la magnitude absolue moyenne, et les triangles celles des galaxies plus faibles que cette valeur. Les axes supérieurs indiquent les distances comobiles correspondant aux échelles angulaires sondées à $z = 0.9$.

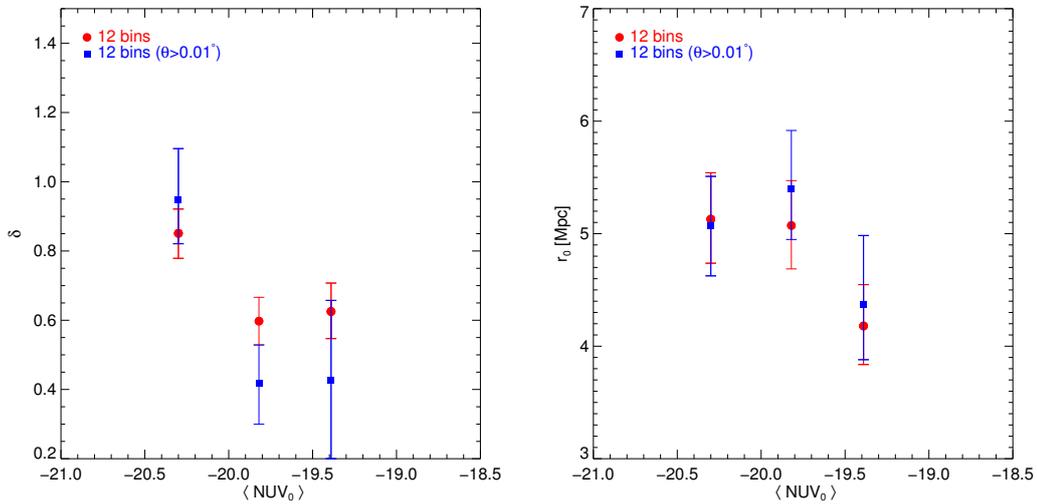


FIG. 8.5 – Evolution avec la magnitude UV des pentes et longueurs de corrélation : ajustement sur toutes les échelles et $\theta > 0.01^\circ$. Les cercles représentent les résultats obtenus à partir des ajustements utilisant toutes les échelles angulaires, et les carrés ceux obtenus en ajustant uniquement aux échelles telles que $\theta > 0.01^\circ$.

8. MESURE DE L'AGRÉGATION DANS LES CHAMPS PROFONDS CFHTLS

Chapitre 9

Evolution des propriétés d'agrégation des galaxies sélectionnées en ultraviolet *restframe* de $z = 4$ à $z = 0$

Sommaire

9.1	Evolution de la longueur de corrélation avec la magnitude absolue	142
9.2	Evolution du biais	146
	Article : <i>Clustering properties of restframe UV selected galaxies II : Evolution derived from the comparison of GALEX UV ($z < 0.4$) and CFHTLS u' ($z \sim 1$) with deep optical observations ($z < 4$)</i>	153

Etudier l'évolution des propriétés d'agrégation des galaxies sur une large gamme de *redshift* peut sembler aisé aujourd'hui grâce à la quantité, la qualité ou la variété des données disponibles. Des travaux pionniers comme ceux d'Arnouts et al. (1999, 2002); Magliocchetti & Maddox (1999) par exemple, ont permis de suivre cette évolution de $z = 4$ à $z = 0$ et de montrer la concordance des mesures avec un modèle de formation dite biaisée des galaxies, celles-ci se formant au sein des pics du champ de densité sous-jacent. Ce type d'approche n'est cependant pas sans inconvénients. En effet, la mesure de l'agrégation des galaxies est remarquablement sensible aux critères de sélection. Il convient donc d'être particulièrement attentif à ce point avant toute comparaison des résultats. Ainsi une sélection à l'aide d'un même filtre sur une large gamme de *redshifts* conduit à considérer des populations radicalement différentes suivant les époques étudiées. Ceci implique que la compréhension des multiples phénomènes physiques à l'œuvre, et en particulier ceux liés à la régulation de la formation stellaire au sein des galaxies, en est compliquée d'autant. Il semble pourtant qu'aujourd'hui l'opportunité de pouvoir apporter des contraintes sur ces mécanismes grâce à la combinaison des résultats

9. EVOLUTION DES PROPRIÉTÉS D'AGRÉGATION DES GALAXIES SÉLECTIONNÉES EN ULTRAVIOLET *RESTFRAME* DE $Z = 4$ À $Z = 0$

de divers sondages soit à notre portée. En effet, il est désormais possible de suivre de $z = 6$ jusqu'à $z = 0$ des galaxies à formation d'étoiles sélectionnées de manière homogène à l'aide de l'ultraviolet *restframe*. Cette sélection ne se veut pas idéale, notamment en ce qui concerne l'effet des poussières qui absorbent ou diffusent une partie du rayonnement de ce domaine du spectre. Elle présente cependant l'avantage de permettre d'étudier l'évolution des propriétés des galaxies formant des étoiles à l'aide d'une seule et même observable dans le référentiel des galaxies.

Les résultats présentés dans cette thèse permettent ainsi, en combinaison avec ceux obtenus par d'autres sondages à plus hauts *redshifts*, de discuter l'évolution de certaines propriétés d'agrégation des galaxies à formation d'étoiles de $z = 4$ à $z = 0$. Seront évoquées : l'évolution de la longueur de corrélation r_0 en fonction du *redshift* et de la magnitude absolue ainsi que celle du biais.

9.1 Evolution de la longueur de corrélation avec la magnitude absolue

La figure 9.1 représente les longueurs de corrélation obtenues à partir d'échantillons de galaxies tous sélectionnés par l'Ultraviolet *restframe*. À $z > 2$, les galaxies à formation d'étoiles brillantes sont plus agrégées que les plus faibles. Ce phénomène, nommé ségrégation en luminosité, a été observé dans de nombreux sondages à haut *redshift* (Adelberger et al., 2005; Allen et al., 2005; Foucaud et al., 2003; Giavalisco & Dickinson, 2001; Lee et al., 2005; Ouchi et al., 2001), ainsi que dans des sondages à bas *redshift* pour des galaxies sélectionnées par d'autres critères (Benoist et al., 1996; Guzzo et al., 2000; Norberg et al., 2002b; Willmer et al., 1998; Zehavi et al., 2005).

Cette ségrégation en luminosité a souvent été interprétée comme une indication que les galaxies plus brillantes résident dans des halos plus massifs (voir par exemple Adelberger et al., 2005; Giavalisco & Dickinson, 2001), qui sont par nature plus agrégés. Dans le cas des *Lyman Break Galaxies*, cette interprétation implique que, à haut *redshift*, la formation d'étoiles est présente dans des régions denses et qu'elle est moins efficace dans les zones sous-denses du champ de densité. Les masses minimum des halos¹ ayant la même longueur de corrélation que les *Lyman Break Galaxies* des échantillons de Foucaud et al. (2003) varient de $M_{min} \sim 10^{12} M_{\odot}$ à $M_{min} \gtrsim 10^{13} M_{\odot}$.

Les mesures effectuées à partir des échantillons CFHTLS recouvrent en partie l'intervalle des magnitudes absolues sondées par les études sur les galaxies à $z > 2$. Les résultats obtenus ici à $z \sim 1$ sont compatibles avec ceux de Adelberger et al. (2005) à $z = 2$ aux mêmes magnitudes absolues. Par ailleurs, la valeur dérivée pour l'échantillon global, $r_0 = 5.1 \pm 0.4$ Mpc est en accord avec celle obtenue par Coil et al. (2004a) à partir d'un échantillon de galaxies sélectionnées dans le domaine visible et dans le même intervalle de *redshift* ($0.7 < z < 1.3$) dont le spectre possède des raies d'émission ($r_0 = 4.5 \pm 0.8$ Mpc).

L'évolution de r_0 avec la magnitude absolue semble indiquer que les galaxies les plus brillantes de l'échantillon CFHTLS sont plus agrégées que les plus faibles. Cependant, les erreurs associées aux échelles considérées lors de l'ajustement des fonctions de corrélation montre que ces valeurs de r_0 sont probablement compatibles entre elles (voir §8.5).

¹Voir en annexe C

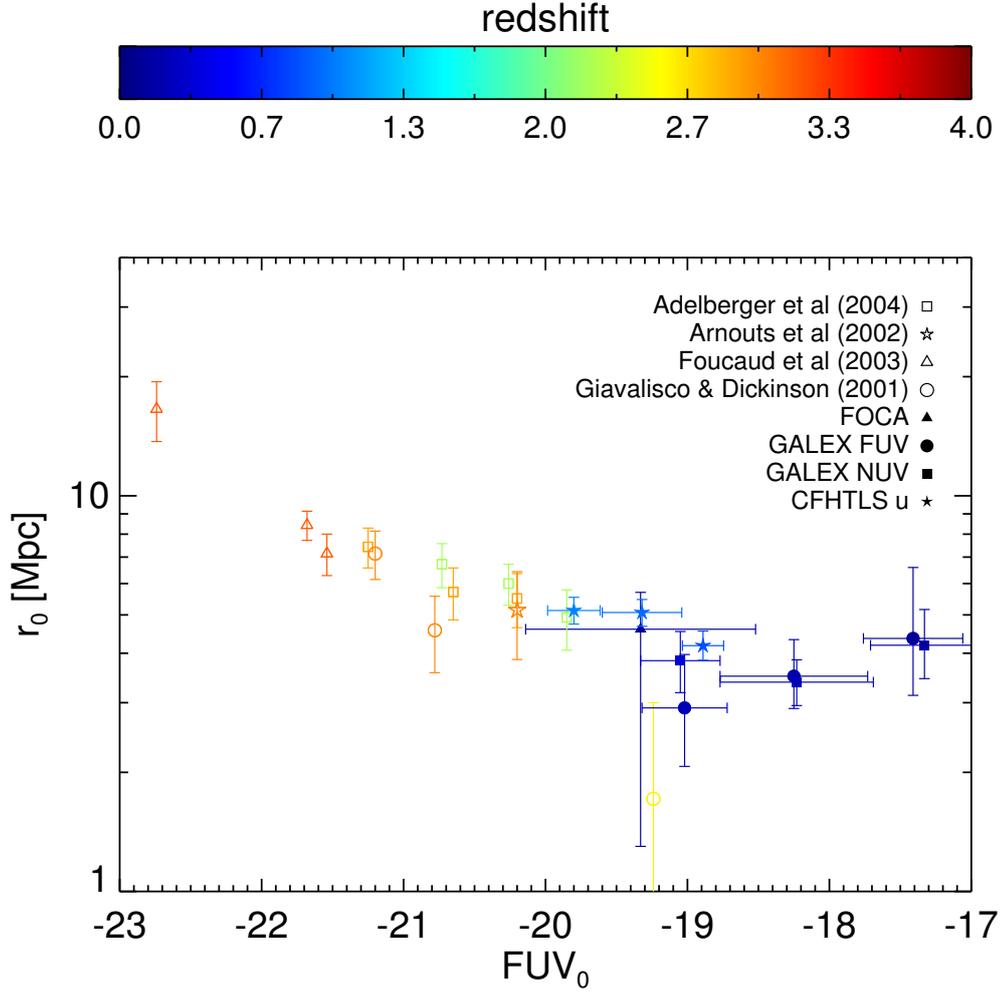


FIG. 9.1 – Evolution avec la magnitude absolue et avec le *redshift* de la longueur de corrélation des galaxies sélectionnées en Ultraviolet *restframe*. A haut *redshift*, symboles vides : Adelberger et al. (2005) (carrés), Arnouts et al. (2002) (étoile), Foucaud et al. (2003) (triangles), Giavalisco & Dickinson (2001) (cercles). Mesures réalisées pendant cette étude, symboles pleins : résultats basés sur les données FOCA (triangle), sur les données GALEX (cercles, *FUV* et carrés, *NUV*), et sur les données CFHTLS (étoiles). Le *redshift* moyen des échantillons est codé par la couleur.

A plus bas *redshift*, les échantillons GALEX permettent d'étudier l'évolution de la longueur de corrélation des galaxies à formation d'étoiles sur deux ordres de grandeurs en luminosité. r_0 peut être considéré comme relativement inchangé pour les galaxies telles que $-19. < FUV_0 < -17.5$. et ce indépendamment du type de sélection (*FUV* et *NUV*). Ainsi, contrairement aux *Lyman Break Galaxies*, les galaxies sélectionnées à bas *redshift* à l'aide des mêmes critères ne présentent pas de ségrégation en luminosité dans le domaine de magnitudes absolues UV sondées. La combinaison des différents résultats présentés figure 9.1 semble offrir une vision globale et continue de l'évolution de r_0 , suggérant une relation avec

9. EVOLUTION DES PROPRIÉTÉS D'AGRÉGATION DES GALAXIES SÉLECTIONNÉES EN ULTRAVIOLET *RESTFRAME* DE $Z = 4$ À $Z = 0$

la magnitude absolue qui serait indépendante du *redshift*. Cependant, il faut noter que les mesures discutées ici ont été obtenues à partir de galaxies sélectionnées à différents *redshift* et que les intervalles de magnitudes absolues sondés ne se chevauchent qu'à deux reprises : vers $FUV_0 \sim -19.5$ (GALEX -CFHTLS) et $FUV_0 \sim -20$. (CFHTLS -*Lyman Break Galaxies*). Dans ces deux cas, les mesures de r_0 sont compatibles pour une magnitude absolue donnée et des *redshifts* différents. L'évolution de r_0 en fonction de la magnitude absolue en dehors de cet intervalle pourrait être fort différente selon le *redshift*. Les différentes mesures de r_0 pour des galaxies sélectionnées dans l'Ultraviolet *restframe* disponibles au moment de la rédaction de cette étude ne permettent pas de comparaison sur une plus large gamme de magnitudes absolues. Dans un futur proche, des échantillons de *Lyman Break Galaxies* tels ceux de Sawicki & Thompson (2005a) permettront d'étudier l'agrégation de ces objets jusqu'à des magnitudes de l'ordre de $FUV_0 \sim -18$ à $z = 3$ (Sawicki & Thompson, 2005b). De même, les champs du programme DIS de GALEX, dont la photométrie, rendue délicate par les problèmes de *blending* est en cours d'étude, permettront d'explorer des magnitudes plus brillantes que $FUV_0 = -20$. Cependant, si ceci nous permet d'obtenir des mesures à de telles magnitudes absolues, il faut noter que les *redshifts* moyens seront différents de ceux actuellement considérés ici. L'interprétation sera donc rendue délicate à cause de cette différence de *redshift* des échantillons. L'amélioration de la statistique au sein du sondage MIS permettra par contre d'obtenir des mesures robustes à des magnitudes de l'ordre de $FUV_0 = -20$ à bas *redshift*.

En elle-même, la tendance présentée sur la figure 9.1 n'est pas étonnante; une telle évolution ayant auparavant été observée à l'aide d'autres sondages. Norberg et al. (2001) ont remarqué, pour des galaxies sélectionnées en filtre *b*, que leur longueur de corrélation croît lentement avec la luminosité pour des galaxies plus faibles que L_* , et croît fortement pour celles plus brillantes que L_* . Norberg et al. (2002a) ont montré, en outre, que cette évolution est observée aussi bien pour les galaxies de types tardifs que de types précoces.

Cette évolution de la longueur de corrélation a été prédite par Benson et al. (2001) à l'aide de simulations à *N*-corps. Ces auteurs ont montré qu'en-deçà de L_* , les galaxies résident à proportions comparables dans des halos de faibles et de fortes masses. r_0 varie donc peu avec la luminosité pour ces galaxies. Au-delà de L_* , les galaxies résident dans des halos de plus en plus massifs, ceci expliquant l'augmentation de r_0 avec la luminosité.

La figure 9.2 représente l'évolution de la longueur de corrélation en fonction du *redshift* et de $FUV_0 - FUV_*$ pour les mêmes échantillons que ceux comparés figure 9.1. Les valeurs de FUV_* retenues sont celles indiquées par Sawicki & Thompson (2005b) et Arnouts et al. (2005) suivant le *redshift* moyen des échantillons. En ce qui concerne les bas *redshifts*, l'évolution de FUV_* donnée par Arnouts et al. (2005) a été ajustée de la manière suivante :

$$FUV_* = -17.85(1 + z)^{0.179} \quad (9.1)$$

et NUV_* a été déterminé par $NUV_* = FUV_* - 0.5$. Cette dernière relation est empirique; elle est vérifiée par les mesures de Budavári et al. (2005).

La situation est moins claire dans le plan $(r_0, FUV_0 - FUV_*)$ que dans le plan (r_0, FUV_0) . A $z > 2$, les *Lyman Break Galaxies* présentent (en dehors des mesures de Ouchi et al. (2005), discutées plus haut) l'évolution prédite par Benson et al. (2001) : r_0 croît lentement pour $FUV_0 - FUV_* > 0$, et fortement pour $FUV_0 - FUV_* < 0$. Les mesures effectuées à partir des échantillons CFHTLS suivent la même tendance que les *Lyman Break Galaxies* qui ont des valeurs de $FUV_0 - FUV_*$ identiques. L'échantillon GALEX se scinde en deux groupes :

9.1 Evolution de la longueur de corrélation avec la magnitude absolue

les galaxies les plus faibles, telles que $FUV_0 - FUV_* > 0.5$, pour lesquelles les valeurs de r_0 sont compatibles avec celles des galaxies observées à plus haut *redshift*, et les galaxies plus brillantes, $FUV_0 - FUV_* < 0.5$, pour lesquelles r_0 est constant, contrairement à l'évolution observée à plus haut *redshift*. Ce schéma est nettement différent de celui prédit par [Benson et al. \(2001\)](#) et observé par [Norberg et al. \(2001\)](#). D'autre part, la différence d'évolution indiquée par la comparaison des figures 9.1 et 9.2 est frappante. Il faut noter que comparer les magnitudes absolues de galaxies observées à différents *redshifts* est naturellement rendu malaisé étant donné le fait que les galaxies sont en moyenne de plus en plus brillantes lorsque le *redshift* croît. Ceci est reflété par l'évolution de M_* avec le *redshift* (voir par exemple [Arnouts et al., 2005](#)). $M_*(z)$ serait donc *a priori* un paramètre permettant de mieux comparer des populations à des *redshifts* différents.

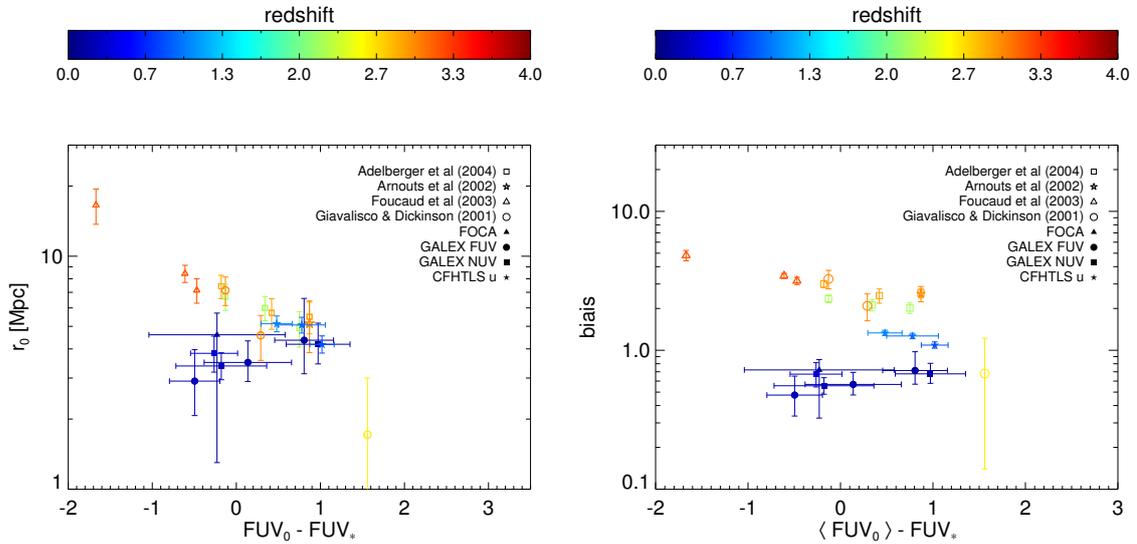


FIG. 9.2 – Evolution en fonction de $FUV_0 - FUV_*$ et du *redshift* de la longueur de corrélation (à gauche) et du biais (à droite) des galaxies sélectionnées en Ultraviolet *restframe* (même légende que pour la figure 9.1).

A l'aide de simulations numériques, [Benson et al.](#) ont remarqué que M_* correspond à un changement de régime dans l'évolution du peuplement par les galaxies des halos de différentes masses. Ceci semble cohérent avec les mesures d'agrégation des galaxies sélectionnées dans le visible à bas *redshift* ([Norberg et al., 2002b](#); [Zehavi et al., 2005](#)), ainsi qu'avec celles des galaxies sélectionnées dans l'Ultraviolet *restframe* à $z > 1$, mais pas pour celles observées avec ce même critère à des *redshifts* inférieurs. On peut noter que ces simulations n'ont pas été menées de manière à modéliser explicitement les galaxies sélectionnées par l'Ultraviolet *restframe*. L'état de l'art en la matière consiste à séparer de manière générale la population de galaxies en deux classes : galaxies tardives et précoces (voir par exemple [Berlind et al., 2003](#); [Cooray, 2005](#); [Gao et al., 2005](#); [Kang et al., 2005](#); [Yoshikawa et al., 2001](#)). Il est ainsi probable que cette évolution ne soit pas directement applicable aux galaxies observées par GALEX, mais aux *Lyman Break Galaxies*, étant données que celles-ci semblent être de bons traceurs des pics de la distribution de la masse sous-jacente ([Adelberger et al., 2005](#); [Giavalisco &](#)

9. EVOLUTION DES PROPRIÉTÉS D'AGRÉGATION DES GALAXIES SÉLECTIONNÉES EN ULTRAVIOLET *RESTFRAME* DE $Z = 4$ À $Z = 0$

Dickinson, 2001). M_* pourrait ainsi ne pas être le bon critère permettant de comparer de manière cohérente les galaxies sélectionnées dans l'Ultraviolet *restframe* de $z = 4$ à $z = 0$.

9.2 Evolution du biais

Le biais des galaxies à 8 Mpc $b_{8,g}$ peut être déterminé à l'aide de la relation suivante :

$$\sigma_{8,g} = b_{8,g} \sigma_{8,m} \quad (9.2)$$

où σ_8 est l'écart-type des fluctuations de densité à 8 Mpc, et les indices g et m désignent respectivement les galaxies et la matière sous-jacente (voir par exemple Magliocchetti et al., 2000).

Pour les galaxies, $\sigma_{8,g}$ est relié aux paramètres de la fonction de corrélation par (Peebles, 1980) :

$$\sigma_{8,g} = \sqrt{C_\gamma \left(\frac{r_0}{8}\right)^\gamma} \quad \text{avec} \quad (9.3)$$

$$C_\gamma = \frac{72}{(3-\gamma)(4-\gamma)(6-\gamma)2^\gamma} \quad (9.4)$$

Pour la matière, on a :

$$\sigma_{8,m} = \sigma_8 D(z) \quad (9.5)$$

où $\sigma_8 = 0.9$ et $D(z)$ est le taux de croissance linéaire des fluctuations (voir Annexe C). Les erreurs sur le biais ont été calculées de la manière suivante :

$$\sigma_{8,g}^2 = \left(\frac{\partial b}{\partial r_0}\right)^2 \sigma_{r_0}^2 + \left(\frac{\partial b}{\partial \gamma}\right)^2 \sigma_\gamma^2 \quad \text{avec} \quad (9.6)$$

$$\frac{\partial b}{\partial r_0} = \frac{b}{2} \frac{\gamma}{r_0} \quad \text{et} \quad (9.7)$$

$$\frac{\partial b}{\partial \gamma} = \frac{b}{2} \left(B_\gamma + \ln\left(\frac{r_0}{8}\right) \right) \quad \text{où} \quad (9.8)$$

$$B_\gamma = \frac{1}{3-\gamma} + \frac{1}{4-\gamma} + \frac{1}{6-\gamma} - \ln 2 \quad (9.9)$$

où σ_{r_0} et σ_γ sont respectivement les erreurs de mesure sur r_0 et γ . Une valeur du biais égale à 1 indique que la population de galaxies concernée réside dans des régions dont les fluctuations de densité sont comparables à celles du champ de matière sombre sous-jacent. Une valeur supérieure à 1 signifie que les galaxies concernées occupent des régions surdenses de ce champ ; un biais de plus en plus important correspond à des pics de plus en plus hauts du champ de densité.

Les différentes mesures de l'agrégation des galaxies ont montré l'existence d'une ségrégation en luminosité : les galaxies les plus brillantes sont plus agrégées que les plus faibles. D'autre part, les galaxies de l'Univers lointain sont intrinsèquement plus brillantes que celles de l'Univers local, et cette évolution est d'autant plus forte dans le domaine ultraviolet du spectre. Comparer diverses mesures du biais nécessite de tenir compte de ces faits. Une première

	FUV			NUV		
	Ensemble	$M < \langle M \rangle$	$M > \langle M \rangle$	Ensemble	$M < \langle M \rangle$	$M > \langle M \rangle$
N_{gal}	14584	6840	7444	25860	12299	13561
$\langle M_{UV} \rangle$	-18.25	-19.02	-17.41	-18.73	-19.55	-17.83
$\sigma_{M_{UV}}$	1.03	0.59	0.69	1.08	0.56	0.75
$\langle z \rangle$	0.18	0.24	0.12	0.24	0.33	0.15
σ_z	0.09	0.08	0.04	0.12	0.11	0.06
$b_{8,g}$	$0.57^{+0.13}_{-0.09}$	$0.48^{+0.18}_{-0.14}$	$0.72^{+0.28}_{-0.15}$	$0.56^{+0.08}_{-0.07}$	$0.67^{+0.14}_{-0.13}$	$0.68^{+0.13}_{-0.10}$

TAB. 9.1 – Biais des échantillons GALEX sélectionnés en magnitude absolue

	FOCA		CFHTLS	
	Ensemble	$M_{NUV} < \langle M_{NUV} \rangle$	$M_{NUV} > \langle M_{NUV} \rangle$	
N_{gal}	473	12287	5832	6455
$\langle M_{NUV} \rangle$	-19.33	-19.82	-20.3	-19.39
$\sigma_{M_{NUV}}$	0.81	0.56	0.37	0.29
$\langle z \rangle$	0.1	0.94	1.04	0.84
σ_z	0.09	0.16	0.15	0.1
$b_{8,g}$	$0.72^{+0.13}_{-0.40}$	$1.18^{+0.09}_{-0.08}$	$1.28^{+0.06}_{-0.08}$	$1.04^{+0.09}_{-0.06}$

TAB. 9.2 – Biais de l'échantillon FOCA ainsi que des échantillons CFHTLS sélectionnés en magnitude absolue

méthode consiste, de même que pour la longueur de corrélation, à corriger de l'évolution de la luminosité caractéristique M_* .

Ceci est représenté figure 9.2 (à droite). Sur cette figure apparaissent nettement plusieurs régimes suivant les *redshifts* moyens des échantillons : $b \geq 2$ pour $z \geq 2$, $b \sim 1$ pour $z \sim 1$ et $b < 1$ pour $z < 0.4$. L'évolution du biais des galaxies avec le *redshift* est plus forte que celle de la longueur de corrélation des galaxies étant donné que l'agrégation de la matière sombre sous-jacente, qui sert de référence pour le biais, évolue plus rapidement que celle des galaxies (voir par exemple Moustakas & Somerville, 2002). La figure 9.2 (à droite) indique clairement que, lorsque l'on tient compte de l'évolution en luminosité caractéristique des galaxies sélectionnées en ultraviolet, leur biais augmente avec le *redshift*. A bas *redshift*, l'"antibiais" ($b < 1$) indique que la formation d'étoiles dans l'Univers récent a lieu de manière préférentielle dans des régions de faibles surdensités. Ceci est en accord avec les mesures directes de Gómez et al. (2003) et Lewis et al. (2002) qui montrent que le taux de formation stellaire décroît avec la densité locale de galaxies (voir chapitre 1).

Un moyen de pousser plus avant cette réflexion consiste à étudier la variation du biais avec la fraction de densité de luminosité *FUV* totale représentée par chaque échantillon. En effet, la densité de luminosité *FUV* est directement reliée au taux de formation stellaire (voir

9. EVOLUTION DES PROPRIÉTÉS D'AGRÉGATION DES GALAXIES SÉLECTIONNÉES EN ULTRAVIOLET *RESTFRAME* DE $Z = 4$ À $Z = 0$

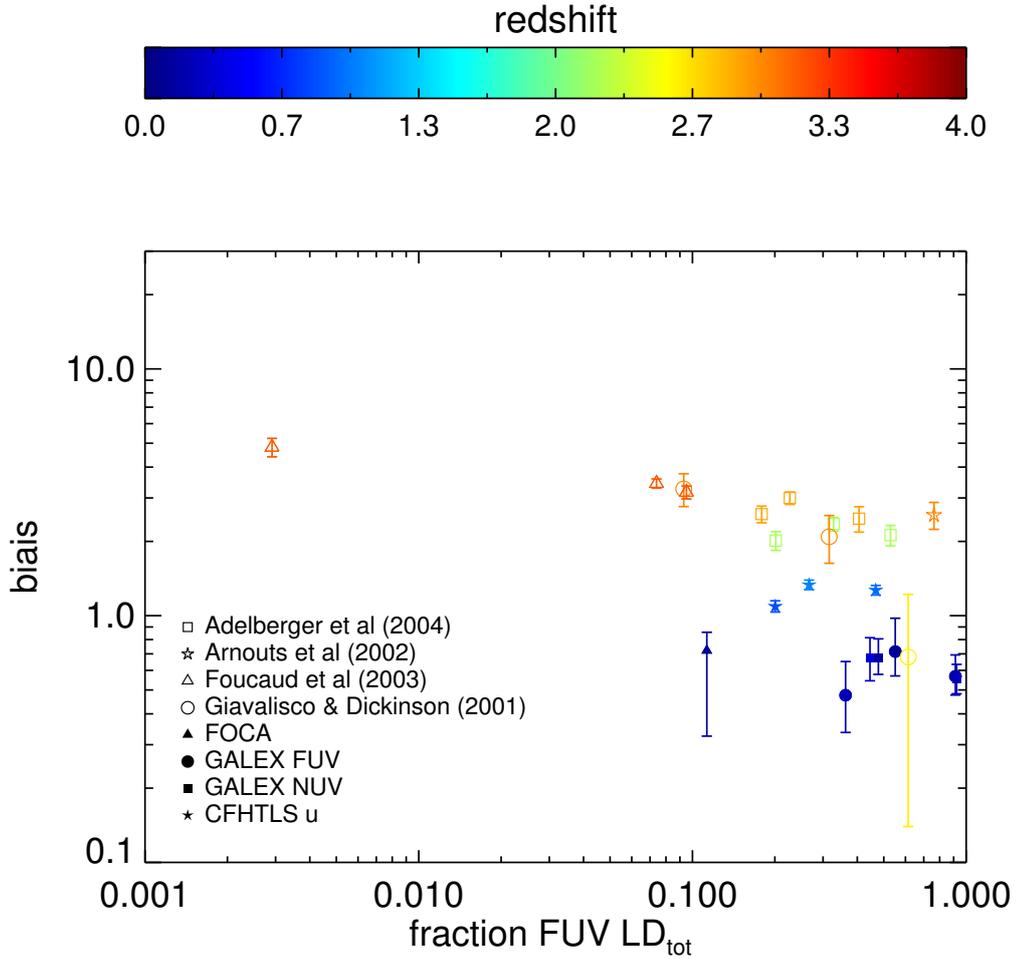


FIG. 9.3 – Biais des galaxies à formation d'étoiles en fonction de la fraction de densité de luminosité FUV représentée par les différents échantillons. Les mesures représentées ici sont les mêmes que celles figure 9.1.

par exemple [Madau et al., 1996](#)). Ainsi des fractions de densité de luminosité *FUV* totale supérieures à 0.5 sont caractéristiques d'échantillons dont les galaxies contribuent à l'essentiel de la formation stellaire. La méthode utilisée ici pour déterminer ces fractions est exposée en Annexe F, et les résultats sont représentés figure 9.3.

On peut retrouver sur cette figure les trois régimes de valeurs du biais remarqués auparavant figure 9.2 (à droite). Cette présentation à l'aide du paramètre physique qu'est la densité de luminosité *FUV* permet de discuter l'évolution du biais des galaxies à formation stellaire active ainsi que de tenir compte de la ségrégation en luminosité. En effet, la combinaison des mesures présentées ici avec celles obtenues à plus haut *redshift* indique que le biais des galaxies qui contribuent à l'essentiel de la formation stellaire (fraction ≥ 0.5) augmente avec le *redshift*. Ce biais est notamment inférieur à 1 pour $z < 0.4$, indiquant que les galaxies qui contribuent à l'essentiel de la formation stellaire à ces époques sont situées dans des

régions de faibles surdensités. La figure 9.3 permet également d’indiquer que cette évolution du biais n’est pas due à la ségrégation en luminosité ; ainsi à fraction de densité de luminosité FUV totale donnée, le biais des galaxies à formation stellaire active est plus faible à plus bas *redshift*. En d’autres termes, ceci signifie que l’on peut désormais étudier l’évolution avec le *redshift* du biais des galaxies sélectionnées en ultraviolet de $z = 4$ à $z = 0$ ¹.

La figure 9.4 représente le biais des galaxies observé à partir des différents échantillons discutés précédemment, ainsi que pour des galaxies à formation observées dans le domaine sub-millimétrique (Webb et al., 2003, astérisque), et des *dusty starbursts* (pentagone à $z = 1.8$ Daddi et al., 2002). Le pentagone à $z = 1.8$ représente le biais de la population âgée des *Extremely Red Objects* (EROs).

Les courbes indiquent l’évolution avec le *redshift* du biais effectif des halos plus massifs qu’une masse donnée M_{min} (voir Annexe C). La comparaison de l’évolution du biais avec le *redshift* des galaxies sélectionnées en Ultraviolet *restframe* indique que celui-ci diminue avec l’évolution de l’Univers. Ainsi, les *Lyman Break Galaxies* sont biaisées à $z > 2$: leur biais est supérieur à 1 ($2 < b < 6$) ; il dépend naturellement de la luminosité des galaxies du fait de la ségrégation en luminosité et peut atteindre des valeurs extrêmes pour les plus brillantes ($b > 6$ pour cette classe de l’échantillon de Foucaud et al. (2003)). Le fort biais, croissant avec la luminosité, des *Lyman Break Galaxies* indique qu’à ces époques de l’histoire de l’Univers, la formation stellaire est d’autant plus intense que les galaxies résident dans les halos massifs.

A $z \sim 1$, le biais est de l’ordre de l’unité, signifiant que les galaxies à formation d’étoiles sont agrégées de la même manière que le champ de densité. A plus bas *redshifts*, les mesures GALEX et FOCA sont compatibles avec une faible valeur du biais : $b \sim 0.6$.

Dans le cadre du modèle hiérarchique, les galaxies se forment au sein des halos de matière noire par l’effondrement du gaz. La distribution spatiale des galaxies est donc reliée de manière plus ou moins directe à celle des halos. La comparaison du biais observé des galaxies avec le biais effectif des halos de masses minimum données² permet donc de donner une estimation de la masse des halos susceptibles d’être les hôtes des galaxies étudiées. A $z \geq 1$, les masses de halos mis en jeu sont de l’ordre de $10^{12} M_{\odot}$, tandis qu’à $z < 0.4$, les masses sont inférieures à $10^{11} M_{\odot}$. Cette évolution de la masse moyenne, des fortes valeurs vers les plus faibles, des halos sites de formation stellaire intense est une autre manière d’apprécier le déplacement des lieux privilégiés de la formation stellaire au cours de l’évolution de l’Univers.

La figure 9.4 permet enfin d’évoquer un scénario d’évolution pour les galaxies observées aux différentes époques. Les *Lyman Break Galaxies* à $z = 3$ résident dans des halos de masses de l’ordre de $10^{12} M_{\odot}$, tout comme les galaxies observées dans l’Ultraviolet *restframe* à $z = 1$. Cela ne signifie pas pour autant que ces galaxies à $z = 1$ sont les descendantes de ces *Lyman Break Galaxies*. En effet, dans le cadre du modèle hiérarchique, les fusions entre halos sont des épisodes majeurs de l’évolution des galaxies. Dans le cadre de ce scénario, des petites structures se forment tout d’abord en premier lieu à haut *redshift*, puis, par fusions successives, apparaissent des structures de plus en plus massives. Ainsi une *Lyman Break Galaxy* à $z = 3$ occupant un halo de masse donnée, peut, par fusion, résider dans un halo de masse supérieure à plus bas *redshift*. Le formalisme utilisé ici ne permet pas de “suivre” les halos en tenant compte de ces épisodes de fusions. Pour ce faire, il est indispensable d’avoir

¹Il convient de noter ici que les densités de luminosités calculées ici sont corrigées en volume de par l’utilisation des différentes fonctions de luminosités. Les échantillons utilisés eux, n’ont pas été corrigés ici. Un moyen de remédier à cela serait par exemple d’utiliser des échantillons limités en volume.

²voir en annexe C

9. EVOLUTION DES PROPRIÉTÉS D'AGRÉGATION DES GALAXIES SÉLECTIONNÉES EN ULTRAVIOLET *RESTFRAME* DE $Z = 4$ À $Z = 0$

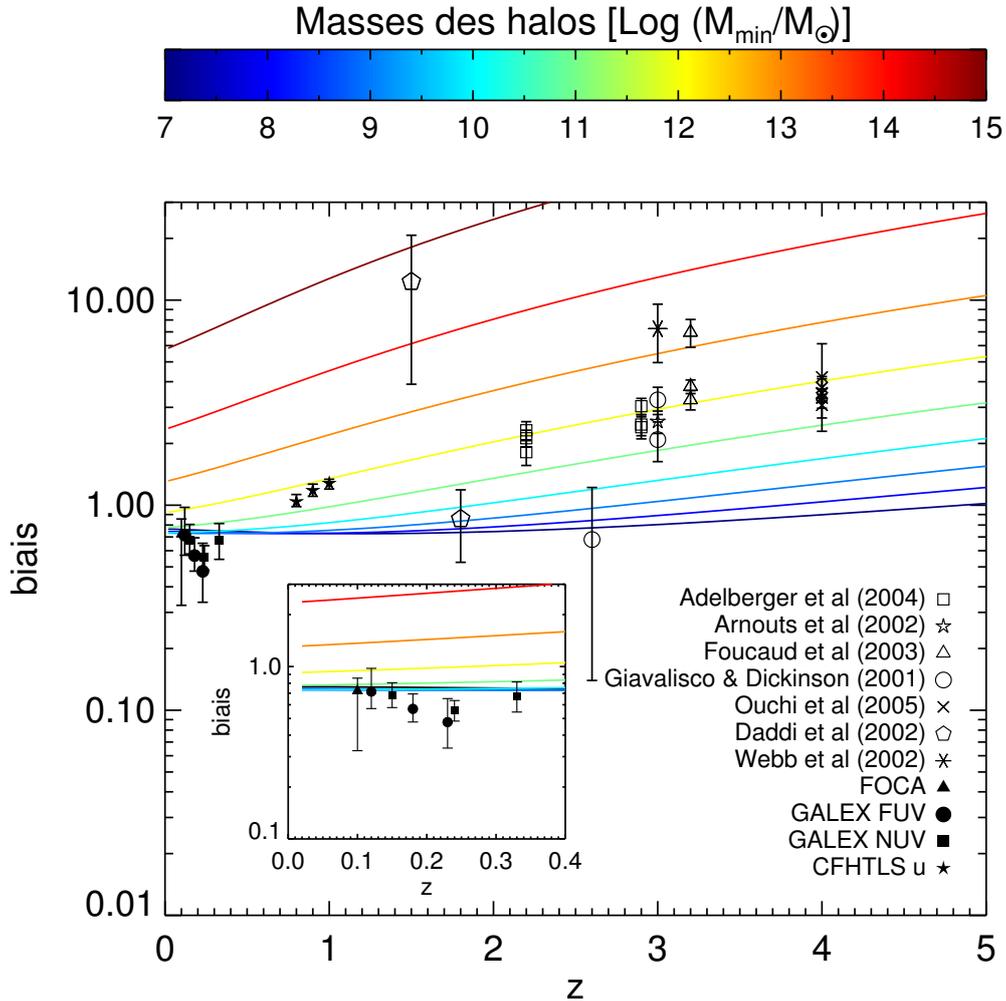


FIG. 9.4 – Evolution biais des galaxies à formation d'étoiles en fonction du *redshift*. Les mesures présentées figure 9.1 le sont également ici avec en outre des résultats obtenus à partir des sources SCUBA observées à $850 \mu\text{m}$ (Webb et al., 2003, astérisque), et à partir d'*Extremely Red Objects* (pentagones) : galaxies âgées à $z = 1.5$ et galaxies à formation d'étoiles à $z = 1.8$ (Daddi et al., 2002). L'encart détaille la situation à bas *redshift* et les courbes représentent le biais des halos plus massifs que M_{min} .

recours à des simulations. Adelberger et al. (2005) ont ainsi identifié à $z = 3$, par leur masse, les halos présentant la même agrégation que les *Lyman Break Galaxies* de leur échantillon dans la simulation GIF-LCDM (Frenk et al., 2005). En suivant l'agrégation des descendants de ces halos, ils ont noté que ceux-ci ont, à $z = 0$, une agrégation comparable à celle observée par Budavári et al. (2003) pour les galaxies elliptiques. D'après ces constatations, il est donc probable que les elliptiques de l'Univers local soient les descendants des *Lyman Break Galaxies* observées à $z = 3$. Cependant seules les descendants des plus brillantes *Lyman Break Galaxies* pourront, à la suite de nombreuses fusions, présenter un biais comparable à celui de la population âgée des EROS à $z \sim 1.5$. La figure 9.4 permet par contre de supposer

que de $z = 4$ à $z = 1$, les halos de matière sombre de masses $10^{11}M_{\odot} \lesssim M \lesssim 10^{12}M_{\odot}$ semblent être des sites privilégiés pour les galaxies à formation stellaire intense. L'époque $z = 1$ semble être la période charnière à laquelle ces galaxies sont situées dans des régions dont les fluctuations sont de mêmes amplitudes que celles du champ de matière sous-jacent. A plus bas z , la formation stellaire va continuer à se déplacer vers des régions moins denses. Ce scénario est en accord avec celui proposé par Nagamine et al. (2001) : à haut *redshift*, la formation d'étoiles est d'autant plus efficace que les régions occupées par les galaxies sont denses. $z \sim 1$ correspond au tournant de cette évolution, à partir duquel la formation stellaire commence à se déplacer vers les régions de basse densité. Les mesures du taux de formation stellaire montrent par ailleurs que c'est l'époque où celui-ci entame une forte décroissance (Lilly et al., 1996; Schiminovich et al., 2005; Wilson et al., 2002). Nos mesures indiquent que ce *redshift* correspond également à un point pivot pour l'agrégation des galaxies à formation d'étoiles : à cette époque, elles occupent des régions de fluctuations de densité comparables à celle du champ de matière sous-jacent. A plus bas *redshift*, la formation d'étoiles poursuit sa migration vers les régions de basse densité.

Les pages suivantes présentent l'ébauche d'un article qui reprend en partie le contenu de ce chapitre.

**9. EVOLUTION DES PROPRIÉTÉS D'AGRÉGATION DES GALAXIES
SÉLECTIONNÉES EN ULTRAVIOLET *RESTFRAME* DE $Z = 4$ À $Z = 0$**

Clustering Properties of restframe UV selected galaxies I : the correlation length derived from GALEX data in the recent Universe

B. Milliard⁴, S. Heinis⁴, J. Blaizot^{4,11}, S. Arnouts⁴, D. Schiminovich¹, T. Budavári⁵,
J. Donas⁴, M. Treyer⁴, C.K. Xu¹, T. Barlow¹, L. Bianchi², Y.-I. Byun³, K. Forster¹,
P. G. Friedman¹, T. M. Heckman⁵, P. Jelinsky⁶, Y.-W. Lee³, B. F. Madore^{7,8}, R. Malina⁴,
C. Martin¹, P. Morrissey¹, S. Neff⁹, R. M. Rich¹⁰, O. Siegmund⁶, T. Small¹, A. S. Szalay⁵,
B. Welsh⁶, T. K. Wyder¹

ABSTRACT

Draft version

We present the angular correlation function of galaxies selected in the far (1530 Å) and near (2310 Å) Ultraviolet from *GALEX* surveys fields overlapping SDSS DR2 in low galactic extinction regions. The area used covers 39.0 sqdeg (*GALEX* -MIS) down to magnitude AB = 22, yielding a total of 28,000 galaxies. The mean correlation length is $\sim 3.7 \pm 0.7$ Mpc and no significant trend is seen on this value as a function of the limiting apparent magnitude or between the *GALEX* bands. This estimate is close to that found from samples of blue galaxies in the local Universe selected in the visible, and similar to that derived at $z \simeq 3$ for LBGs with similar rest frame selection criteria. This result comes in support of models showing anti-biasing of the star forming galaxies at low redshift ($\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ throughout the paper).

Subject headings: Galaxies : UV Correlation Function Evolution

1. Introduction

Statistical studies of the distribution of galaxies in space have been widely used to constrain the large scale phenomena at play in the assembly of galaxies since the earliest catalogs of cosmological significance (Totsuji & Kihara 1969). In particular, the two points angular correlation function (ACF), which can be achieved without complete spectroscopic observations and is free from distortions by peculiar velocities, has been investigated as a function of redshift, luminosity and environment for a variety of galaxy classes selected at different wavelengths (Groth & Peebles 1977; Maddox et al. 1990; Loveday et al. 1995; Baugh et al. 1996; Villumsen et al. 1997; Georgakakis et al. 2000; Connolly et al. 2002; Gonzalez-Solares et al. 2004, and references therein).

ing, Germany

¹California Institute of Technology, MC 405-47, 1200 East California Boulevard, Pasadena, CA 91125

²Center for Astrophysical Sciences, The Johns Hopkins University, 3400 N. Charles St., Baltimore, MD 21218

³Center for Space Astrophysics, Yonsei University, Seoul 120-749, Korea

⁴Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, BP 8, Traverse du Siphon, 13376 Marseille Cedex 12, France

⁵Department of Physics and Astronomy, The Johns Hopkins University, Homewood Campus, Baltimore, MD 21218

⁶Space Sciences Laboratory, University of California at Berkeley, 601 Campbell Hall, Berkeley, CA 94720

⁷Observatories of the Carnegie Institution of Washington, 813 Santa Barbara St., Pasadena, CA 91101

⁸NASA/IPAC Extragalactic Database, California Institute of Technology, Mail Code 100-22, 770 S. Wilson Ave., Pasadena, CA 91125

⁹Laboratory for Astronomy and Solar Physics, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771

¹⁰Department of Physics and Astronomy, University of California, Los Angeles, CA 90095

¹¹Max Planck Institut für Astrophysik, D-85748 Garching, Germany

9. EVOLUTION DES PROPRIÉTÉS D'AGRÉGATION DES GALAXIES SÉLECTIONNÉES EN ULTRAVIOLET *RESTFRAME* DE $Z = 4$ À $Z = 0$

2. Samples description

2.1. *GALEX*

Throughout this paper, we use the same sub-sample of *GALEX* Internal data release IR0.9 presented in the companion paper Milliard et al, and we refer to this paper for a full description. We only remind here the main characteristics of the selection. We use 52 MIS fields overlapped by SDSS DR2 with low mean Galactic extinction ($0.01 < \text{mean}(E(B - V)) < 0.04$), according to Schlegel maps (Schlegel et al. 1998). We select the sources within 0.5 deg radius from the field center, only objects with an SDSS match within $4''$ are kept, and the closest match is used. We use here as a starting point the $NUV < 22$ and $FUV < 22$ samples described in Paper I. Photometric redshifts are derived with a polynomial fit procedure (Connolly et al. 1995, 1997) processed on the 7 bands available (2 *GALEX* and 5 from SDSS). This method is first trained on all objects having a spectroscopic SDSS counterpart. A template fitting procedure (LePhare² Arnouts & Ilbert (in preparation)) is then used with fixing z at the previous redshift estimation. The NUV absolute magnitude-photometric redshift relation is presented figure 1. The colors code the type provided by the template fitting procedure: red represent elliptical types, green spiral and blue irregular. We restricted hereafter the samples to $-21.5 < NUV_0 < -15$, and $0. < z_{phot} < 0.6$ (dashed lines on fig 1). The same cuts have been applied on the *FUV* sample.

In the following, we consider both *FUV* and *NUV* bands and we divide the samples in two bins according to the mean *UV* absolute magnitude. The figure 2 shows the photometric redshift distributions of the *GALEX* samples; the table 1 sums up the properties of the samples.

2.2. CFHTLS

For a full presentation of the CFHTLS-Deep survey, we refer to Schultheis et al. (2005), and give here only a very brief description. This survey consists of $u'g'r'i'z'$ images of four areas. The data used here are from the first official release CFHTLS T0001. In this work we further consider

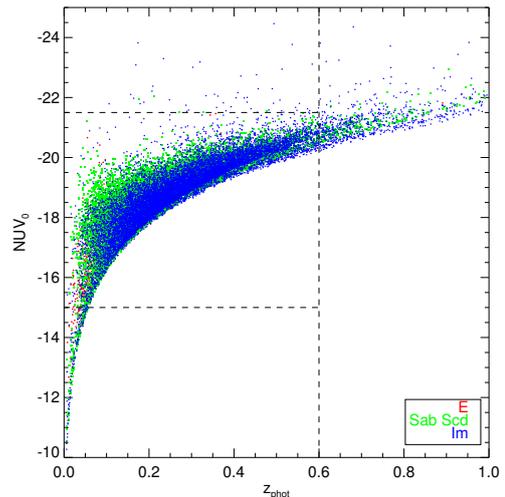


Fig. 1.— NUV absolute magnitude-photometric redshift relation in the *GALEX* sample. The colors code the type according to the best fitting template: red represent elliptical types, green spiral, and blue irregular. The dashed lines indicates the additional cuts adopted: $z_{phot} < 0.6$ and $-21.5 < NUV_0 < -15$. The same cuts hold for *FUV*.

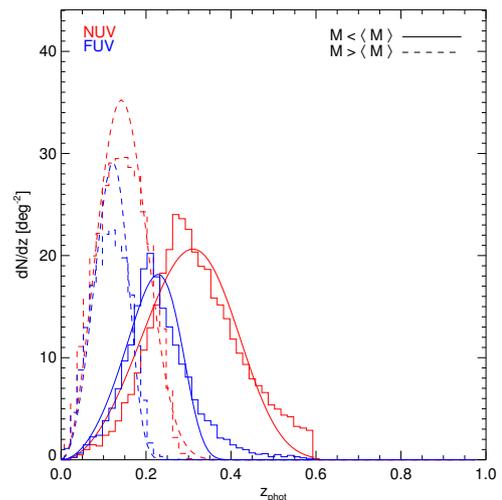


Fig. 2.— Redshift distribution of the subsamples cut in absolute UV magnitude: $M < \langle M \rangle$, solid lines; $M > \langle M \rangle$, dashed lines, *FUV* is shown as blue and *NUV* as red.

²Le Phare is available and documented at this URL: http://www.oamp.fr/arnouts/LE_PHARE.html

only the D1, D2 and D3 fields. D4 has been rejected since the z' band is not currently available for this field and is needed to constrain photometric redshift estimation at high redshifts.

All magnitudes have been dereddened using the $E(B-V)$ value from the Schlegel et al. (1998) maps at the position (RA,DEC) of the detections. We further refer to these corrected magnitudes and use as limiting magnitude $u = 24$. We built specific masks for the u -band images to mask out stars, edges chips effects etc ... The total effective surface over the three fields used after masking is 2.42 sqdeg. We follow McCracken et al. (2003) and use the half-light radius versus u magnitude plot to separate stars from galaxies and flag saturated objects. This selection has been applied down to $u = 22.5$; beyond this limit, this criterion can not be used accurately. Hereafter we combine this photometric criterion with that derived from photometric redshifts.

2.2.1. Photometric redshifts

We compute photometric redshifts using Le Phare and hence estimate absolute magnitudes in the *GALEX FUV* and *NUV* bands.

Photoz accuracy : comparison with VVDS spectroscopy to be done in a forthcoming Ilbert & Arnouts paper ...

For spectroscopic galaxies, percentage of catastrophic errors defined as $\Delta z = |z_{spec} - z_{phot}| > 0.2$ is 8%.

The template fitting procedure used here allows also to attribute a spectral type to the objects. 70% of spectroscopic galaxies are recovered as best fitting galaxy type; almost all of the rest (27%) is classified as quasars. We further include the objects classified as quasars in our galaxy samples; the contamination rate by stars and quasars is then 9%.

2.2.2. Color-color selection

The D1 field overlaps the VVDS2h field (Le Fèvre et al. 2005), which allows, after cross-matching, use of the VVDS photometric redshift catalog. This information, combined with CFHTLS colors enables to build a first $z \sim 1$ selection criterion, as shown figure 3. We use $g - r$ versus $r - i$ CFHTLS colors along with VVDS photometric redshifts to select galaxies

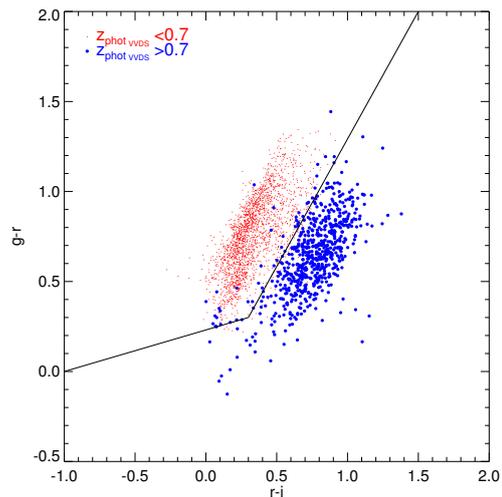


Fig. 3.— Redshift selection by use of color-color diagram in the CFHTLS sample. This plot is made from sources matched in the D1 CFHTLS field and the VVDS2h field. The colors are from CFHTLS bands and the photometric redshift information from VVDS. Small dots show galaxies with $z_{photVVDS} < 0.7$ and bigger dots galaxies with $z_{photVVDS} > 0.7$. The line represent the adopted color-color selection criterion.

with $z_{photVVDS} > 0.7$ (big dots on fig 3). The line shows our criterion. 93% of the objects with photometric redshift upper the limit are recovered by this selection and the contamination by lower redshift objects is 10%.

2.2.3. Photometric redshifts selection

On figure 4 we show (dashed histogram) the photometric redshift distribution of the galaxies selected with the color criterion described sec. 2.2.2. We further select objects with $0.7 < z_{phot} < 1.3$ (solid histogram) and fit this distribution with the same analytical function used in Paper I. As for *GALEX* samples, we divide the CFHTLS sample in two bins according to the mean *NUV* absolute magnitude. Properties of these samples are given table 2.

3. Results

In this section we investigate the evolution of the clustering properties of *GALEX* and CFHTLS

9. EVOLUTION DES PROPRIÉTÉS D'AGRÉGATION DES GALAXIES SÉLECTIONNÉES EN ULTRAVIOLET *RESTFRAME* DE $Z = 4$ À $Z = 0$

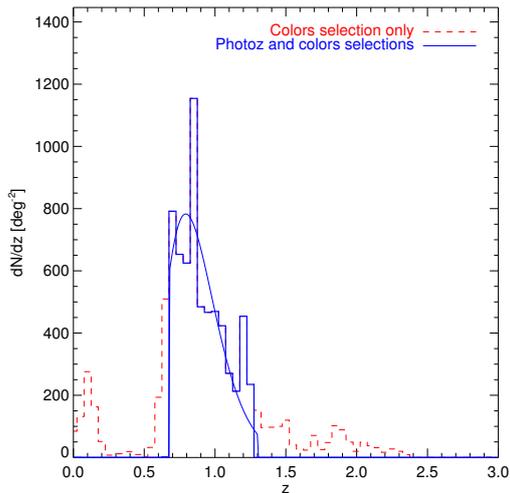


Fig. 4.— Redshift distribution of the CFHTLS sample: the dashed histogram shows the photometric redshift distribution of the galaxies selected with the color criterion, while the solid histogram shows the final redshift distribution after selecting objects with $0.7 < z_{phot} < 1.3$. The solid curve is the fit by an analytical function (see text).

restframe UV-selected galaxies with UV luminosity. We computed the ACF of the samples cut by the mean UV absolute magnitude and also that of the complete samples defined section 2 for comparison. Fig. 5 and 6 show respectively the ACFs of the different *GALEX* and CFHTLS samples. The tables 1 and 2 sum up the best fit power law parameters.

3.1. Evolution of δ

The slope δ of the ACF (or its 3D equivalent, $\gamma = \delta + 1$) as one of the two parameters of the power-law, is important to describe the strength and the nature of the spatial distribution of a given population: for instance at low z Budavári et al. (2003) showed that the bimodality observed in color translates into different slopes for red and blue galaxies. Comparing, and hence interpreting slope measurements coming from various studies is however not straightforward. First of all, especially due to lack of statistics, δ is often fixed during the power law fitting process to a value of 0.8, the one derived from the first clustering mea-

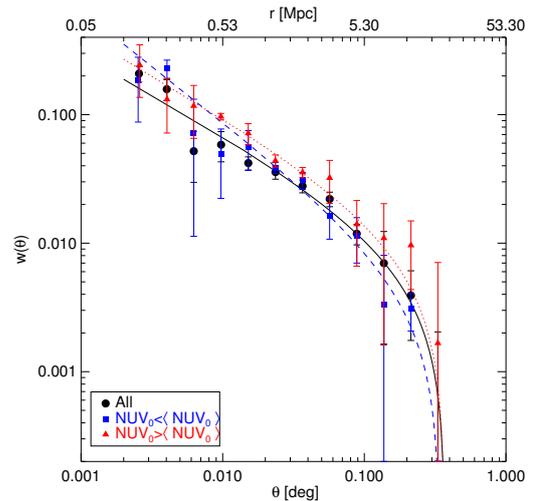


Fig. 6.— Angular correlation function of the CFHTLS subsamples cut in absolute UV magnitude: $M < \langle M \rangle$, squares; $M > \langle M \rangle$, triangles and for comparison the total sample (circles). The curves show the best fit power-law non corrected from the Integral Constraint bias.

surements on a mixed low redshift population (e.g. Peebles 1980; Davis & Peebles 1983). One consequence is that there are few results available in order to track and understand any redshift evolution of δ . As indicated by the low redshifts datasets, selection effects also might be carefully taken into account for that purpose, as elliptical galaxies show $\delta \sim 0.9$ and star-forming galaxies $\delta \sim 0.6$ (Budavári et al. 2003; Madgwick et al. 2002; Zehavi et al. 2002, 2005). On the other hand, different methods adopted for the power law fitting process could yield discrepant results; Kravtsov et al. (2004) showed, in the framework of the Halo Occupation Distribution (HOD) models, that at $z \gtrsim 1$, fitting both small and large scales provides steeper slopes.

Therefore, this study is an attempt to address the evolution of the slope of the correlation function of UV-selected galaxies over 2 orders of magnitude at low redshift. The figure 7 presents a comparison between our results (shown as filled circles for *FUV* and filled squares for *NUV*, for the *GALEX* results, and filled squares for CFHTLS.) and higher z studies using LBGs samples. The

TABLE 1

GALEX SAMPLES DESCRIPTION, POWER-LAW BEST FITS PARAMETERS AND COMOVING CORRELATION LENGTHS

Mag	FUV			NUV		
	All	$FUV_0 < -18.25$	$FUV_0 > -18.25$	All	$NUV_0 < -18.73$	$NUV_0 > -18.73$
N_{gal}^*	14584	6840	7444	25860	12299	13561
$\langle UV_0 \rangle$	-18.25	-19.02	-17.41	-18.73	-19.55	-17.83
σ_{UV_0}	1.03	0.59	0.69	1.08	0.56	0.75
$\langle z \rangle^\dagger$	0.18	0.24	0.12	0.24	0.33	0.15
σ_z^\dagger	0.09	0.08	0.04	0.12	0.11	0.06
$A_w \times 10^3$	$4.8^{+2.7}_{-1.5}$	$2.^{+2.9}_{-1.3}$	$37.0^{+47.1}_{-17.0}$	$1.7^{+0.6}_{-0.5}$	$1.0^{+0.6}_{-0.4}$	$13.4^{+6.7}_{-4.4}$
δ	0.86 ± 0.1	1.02 ± 0.25	0.42 ± 0.16	1.06 ± 0.07	1.24 ± 0.12	0.64 ± 0.1
r_0 [Mpc]	$3.5^{+0.8}_{-0.6}$	$2.9^{+1.}_{-0.8}$	$4.4^{+2.2}_{-1.2}$	$3.4^{+0.5}_{-0.4}$	$3.8^{+0.7}_{-0.6}$	$4.2^{+1.}_{-0.7}$

*Number of galaxies in the samples

†according to photometric redshifts

NOTE.—The amplitude and slope of best fit power laws to the angular correlation function, and hence the comoving correlation length account for the Integral Constraint correction.

TABLE 2

CFHTLS SAMPLES DESCRIPTION , POWER-LAW BEST FITS PARAMETERS AND COMOVING CORRELATION LENGTHS

Mag	All	$NUV_0 > -19.82$	$NUV_0 < -19.82$
N_{gal}^*	12287	6455	5832
$\langle NUV_0 \rangle$	-19.82	-19.39	-20.3
σ_{NUV_0}	0.56	0.29	0.37
$\langle z \rangle^\dagger$	0.94	0.84	1.04
σ_z^\dagger	0.16	0.1	0.15
$A_w \times 10^3$	$4.8^{+1.7}_{-1.3}$	$5.8^{+2.5}_{-1.8}$	$1.8^{+0.7}_{-0.5}$
δ	0.6 ± 0.07	0.63 ± 0.08	0.85 ± 0.07
r_0 [Mpc]	$5.1^{+0.4}_{-0.4}$	$4.2^{+0.4}_{-0.3}$	$5.1^{+0.4}_{-0.4}$

*Number of galaxies in the samples

†according to photometric redshifts

NOTE.—The amplitude and slope of best fit power laws to the angular correlation function, and hence the comoving correlation length account for the Integral Constraint correction.

9. EVOLUTION DES PROPRIÉTÉS D'AGRÉGATION DES GALAXIES SÉLECTIONNÉES EN ULTRAVIOLET *RESTFRAME* DE $Z = 4$ À $Z = 0$

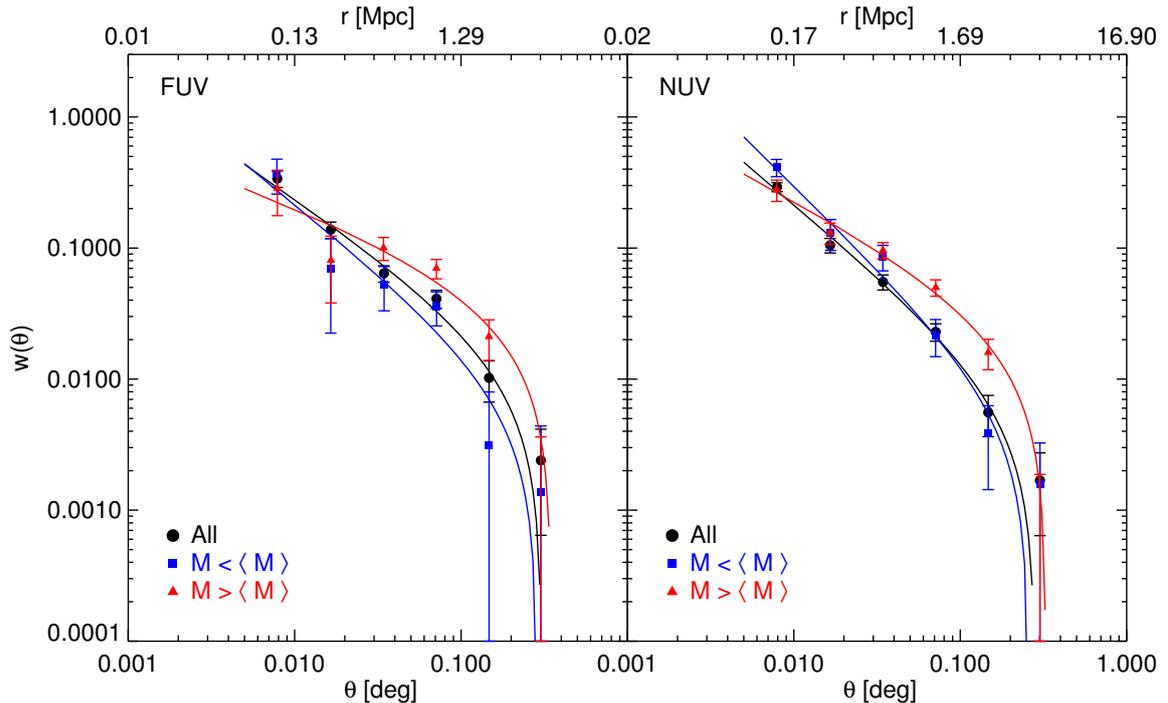


Fig. 5.— Angular correlation function of the *GALEX* subsamples cut in absolute UV magnitude: $M < \langle M \rangle$, squares; $M > \langle M \rangle$, triangles and for comparison the total sample (circles). Left panel, *FUV*; right panel, *NUV*. The curves show the best fit power-law non corrected from the Integral Constraint bias. The upper axis shows the comoving scales corresponding to angular scales at $z = 0.18$ (left) or $z = 0.24$ (right).

mean absolute magnitudes of these latter samples have been obtained by deriving an average apparent magnitude from the galaxy counts, and assuming a k -correction of $2.5 \log(1+z)$. Ouchi et al. (2005) do not provide their counts, so we computed the expected mean absolute magnitude given their limiting absolute magnitude and the luminosity function of Sawicki & Thompson (2005).

A $z \sim 3$, comparison of Adelberger et al. (2005) and Giavalisco & Dickinson (2001) results could lead to the conclusion that δ increases with luminosity between $FUV_0 \sim -20.5$ and $FUV_0 \sim -21$. Using the LS estimator on LBGs samples at the same redshift, Giavalisco et al. (1998) also reported a steep slope $\delta = 0.98^{+0.32}_{-0.28}$. However, Porciani & Giavalisco (2002) from counts-in-cells analysis measured $\delta = 0.5^{+0.25}_{-0.50}$ and noticed that the discrepancy with Giavalisco et al. (1998) results could arise from the wide scale range used

by Giavalisco et al. (1998) to fit the power law, hence steepening the slope. Note also that neither Adelberger et al. (2005) nor Giavalisco & Dickinson (2001) observe any variation of the slope with the luminosity within their samples.

At $z \sim 1$, the overall CFHTLS sample and the faintest galaxies show a slope consistent with 0.6, a value compatible with that measured at low z for blue optically-selected galaxies (Budavári et al. 2003; Madgwick et al. 2002; Zehavi et al. 2002, 2005). The brightest galaxies however have a significant steepest slope ($\delta = 0.85 \pm 0.07$).

At lower z , according to the *GALEX* results, the slope of the ACF of star-forming galaxies increases almost linearly with absolute magnitude. This trend is independent of the UV band: but *NUV* samples show systematic steeper slopes. The slopes of the overall *NUV* or *FUV* populations, as already noticed in Paper I, are steeper than

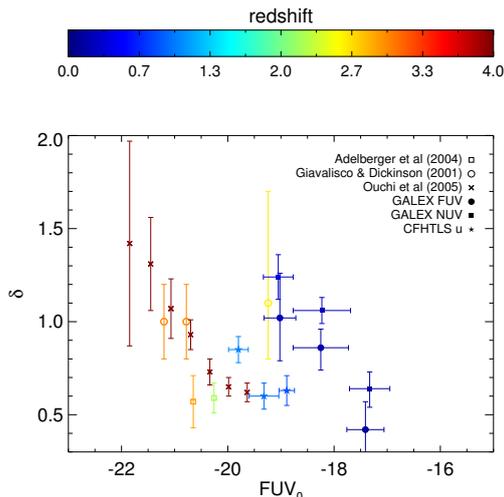


Fig. 7.— Evolution with absolute FUV magnitude of the slope δ of the correlation function for low and high redshift restframe UV -selected galaxies. Results shown here come from studies allowing δ as a free parameter: open squares, Adelberger et al. (2005); open circles, Giavalisco & Dickinson (2001); crosses, Ouchi et al. (2005) (results from the fit with Integral Constraint). Our results are presented as filled circles (FUV) and filled squares (NUV) for the *GALEX* samples and as filled stars for the CFHTLS samples; the error on δ comes from the fitting procedure and the error on the absolute magnitude is the standard deviation of FUV_0 or NUV_0 . The mean redshift of the samples is color-coded. NUV absolute magnitudes have been converted using $\langle FUV_0 - NUV_0 \rangle = 0.5$.

0.6. However, at $NUV_0 \sim -17.8$, we measure $\delta = 0.64 \pm 0.1$, a value compatible with those obtained from blue low redshifts galaxies, with that derived from the faintest galaxies of the CFHTLS samples at $z \sim 1$ and that from Adelberger et al. (2005). Note that, given the evolution of M_{UV}^* with the redshift (Arnouts et al. 2005; Steidel et al. 1999), $M - M^*$ is 0.4 for the Adelberger et al. sample, and 1. for the CFHTLS and *GALEX* fainter samples. This indicates that at these epochs, the star-forming galaxies with $\delta \sim 0.6$ are fainter than M^* . Note also that Coil et al. (2004b) noticed that both the bluest and the reddest galaxies in their sample have the strongest correlation lengths and the steepest slopes. They measured $\delta = 1.36 \pm 0.21$ for $-0.2 < R - I < 0.$; nevertheless, this color bin

could be a mix of galaxies and AGNs at different redshifts.

At $z = 4$, Ouchi et al. (2005) (see also Kashikawa et al. 2005) measured also a steepening of δ with the luminosity. Using HOD modeling of the ACF (Zehavi et al. 2005; Zheng 2004; Hamana et al. 2004), they compute the two terms contributing in this framework to the correlation function: the so-called 'one-halo' term, for the galaxies lying in the same halo, and the 'two-halo term', for galaxies that are in different halos. They claimed that the luminosity dependence of the slope is in fact caused by the increase of the amplitude of the one-halo term with increasing luminosity. However, Kravtsov et al. (2004) showed that the transition between the two terms is smoother at low z , and that at these redshifts the correlation function is well fitted by a power law at all scales. Moreover, we tested that fitting only the scales larger than 0.3 Mpc in both the CFHTLS and *GALEX* samples does not remove the observed trends of the slope with absolute magnitude (see sect.4).

Accurate measurement of this behavior requires high statistic and will be addressed in future works using an enlarged sample.

3.2. Evolution of r_0

Fig. 8 shows the comparison of the evolution with UV luminosity of the correlation length r_0 for low and high redshift UV -selected galaxies. At $z > 2.$, r_0 for star-forming galaxies increases towards brighter magnitudes; this luminosity segregation has been observed for long by various studies (Adelberger et al. 2005; Foucaud et al. 2003; Giavalisco & Dickinson 2001; Allen et al. 2005; Lee et al. 2005; Ouchi et al. 2001) as well as at low redshift with other selection criteria (Zehavi et al. 2005; Norberg et al. 2002; Guzzo et al. 2000; Benoist et al. 1996; Willmer et al. 1998).

At $z \sim 1$, our results are in agreement with those listed before, and follow the same luminosity segregation.

At $z \lesssim 0.3$ and fainter luminosities, our measurements indicate that r_0 is roughly constant over the range of UV absolute magnitude probed, regardless of the UV band. In itself, this result is not surprising as such an evolution has already been observed with other surveys: in particular, Nor-

9. EVOLUTION DES PROPRIÉTÉS D'AGRÉGATION DES GALAXIES SÉLECTIONNÉES EN ULTRAVIOLET *RESTFRAME* DE $Z = 4$ À $Z = 0$

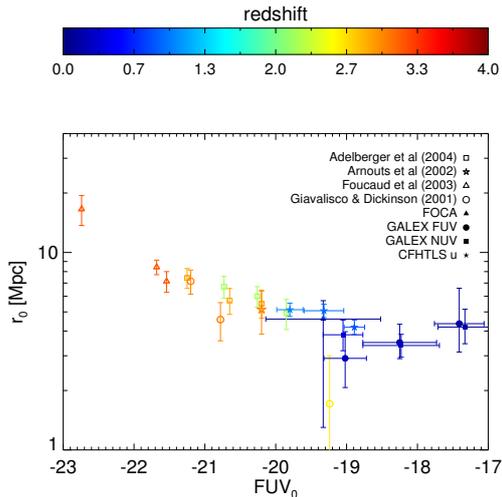


Fig. 8.— Evolution with absolute FUV magnitude of the correlation length r_0 for low and high redshift restframe UV -selected galaxies: open squares, Adelberger et al. (2005); open star, Arnouts et al. (2002); open triangles, Foucaud et al. (2003); open circles, Giavalisco & Dickinson (2001). Our results are presented as filled circles (FUV) and filled squares (NUV) for the *GALEX* samples and as filled stars for the CFHTLS samples.

berg et al. (2001) noticed for blue-selected galaxies that r_0 increases slowly with luminosity for galaxies fainter than L_* , and strongly for galaxies brighter than L_* ; Norberg et al. (2002) showed also for these latter that the dependence is the same for the early and late type present in their samples. It is often interpreted as a consequence that brighter galaxies are hosted by more massive halos, which are themselves more clustered.

This evolution of the correlation length with luminosity has been predicted by Benson et al. (2001). From N -body simulations they showed that below L_* , galaxies are hosted by a mix of little and highly massive halos in comparable proportions; r_0 does not vary sensitively at these luminosities. Above L_* , samples are characterized by more and more massive halos, hence explaining the steep rise of the correlation length. **Note that our results do not follow the same trend than Norberg et al. (2002).**

4. Discussion

The UV light is a homogeneous tracer of star formation from $z = 6$ to $z = 0$, modulo the obscuration by dust. The combination of LBGs samples at $z > 2$, CFHTLS samples at $z \sim 1$ and *GALEX* at $z < 0.4$ allows to follow the redshift evolution of the statistical properties of the galaxy populations traced by this observable.

At $z \sim 1$, the value of $r_0 = 5.1 \pm 0.4$ Mpc inferred from the total CFHTLS sample is in agreement with that of Coil et al. (2004a) derived for emission-line galaxies ($r_0 = 4.5 \pm 0.8$ Mpc) optically selected in the same redshift range.

The measurements from the *GALEX* samples confirm previous results indicating that restframe UV selected galaxies are weakly clustered at low redshifts (Heinis et al. 2004). They are found less clustered than blue optically selected galaxies (Budavári et al. 2003; Madgwick et al. 2002; Zehavi et al. 2002).

Our results combined with previous ones enable to study the evolution of the luminosity segregation of star-forming galaxies from $z \sim 3$ to $z \sim 0$. At $z > 1$, bright star-forming galaxies are more clustered than fainter ones. This has been interpreted as evidence that brighter galaxies are hosted by more massive halos (e.g. Adelberger et al. 2005; Giavalisco & Dickinson 2001). This also shows that at these epochs, star formation is present in dense environments and more efficient than in under-dense regions.

At lower redshifts ($z \lesssim 0.3$) and fainter luminosities, on the contrary, there is little evolution of the correlation length r_0 of star-forming galaxies with UV absolute magnitude. These measurements overlap in luminosity around $FUV_0 = -19$, with that at $z \sim 1$ and these latter near $FUV_0 = -19.8$ with that at $z > 2$. In both cases, all results are consistent. Taken as a whole, this could lead to the idea that there is a redshift-independent relation between the clustering strength and the UV luminosity; however, as we do not probe the same absolute magnitude range at all redshifts, one must be cautious about this point.

The figure 9 shows the redshift evolution of the bias at 8 Mpc $b_8 = \sigma_{8,g}/\sigma_{8,m}$ (see e.g. Magliocchetti et al. 2000) for the same samples discussed before. The bias of the star-forming galaxies decreases with the redshift. At $z > 2$, restframe UV

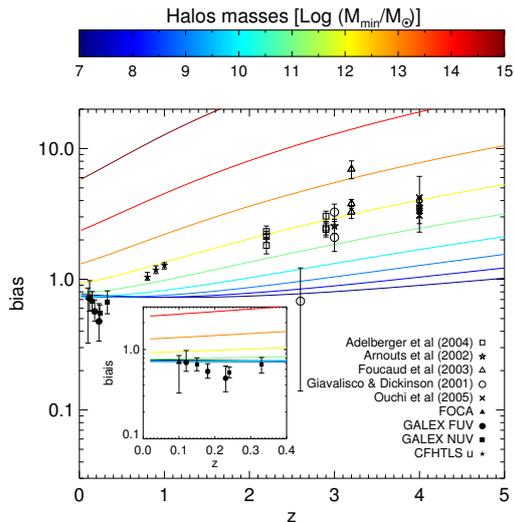


Fig. 9.— Evolution with the redshift of the bias of restframe *UV*-selected galaxies (symbols as figure 8). The curves show the effective bias of halos more massive than M_{min} (color-coded) according to Mo & White (2002) (see also Paper I).

selected galaxies are strongly biased, ($b_8 \gtrsim 2$), and this bias increases with luminosity (Giavalisco & Dickinson 2001; Foucaud et al. 2003). This indicates that star formation is more efficient in dense regions. At $z \sim 1$, the bias is compatible with 1, indicating that star-forming galaxies are unbiased tracers of the underlying mass distribution at these epochs, and lie in mid dense areas of the density field. Given the error bars, b_8 is consistent with 0.6 for all *GALEX* samples, a signature of anti-bias over the whole absolute magnitude range probed here, which means that these galaxies, from faint to bright, reside in under-dense regions. This evolution of the bias shows that the star formation loci changed with the redshift from high density regions at high z to low ones at low z . Such a scheme is coherent with that drawn from hydrodynamical simulations by Blanton et al. (2000) and Nagamine et al. (2001). The comparison with the effective bias derived from the Mo & White (2002) formalism shows that the masses of the halos with the same bias are $M \gtrsim 10^{12} M_\odot$ at $z \geq 1$ and $M \lesssim 10^{11} M_\odot$ at $z < 0.4$. Note that this bias is determined at fixed minimum halo mass and does not take into account halo mergers.

For instance, only the descendants of LBGs that have not undergone any merger could have a bias close to 1 at $z = 0$. Using numerical simulations, Adelberger et al. (2005) showed in fact that the LBGs are likely the progenitors of the absorption-line galaxies seen at $z \sim 1$ and the elliptical galaxies observed at $z \sim 0.2$.

We note a clear steepening of the ACF with luminosity. This has been already observed at higher z and has been interpreted, in the framework of HOD models, as the signature of the increase with luminosity of the amplitude of the 'one-halo' term (see sec. 3.1). At low z , such effects should be less significant (see Kravtsov et al. 2004), however we tested if they can be involved in the trends we observe. An interesting fact is that most of our ACFs show a lack of pairs around 0.35 Mpc, especially for the *GALEX FUV* samples and the brightest sample at $z \sim 1$. This mimics the departure to the power-law observed with other surveys and interpreted as the transition between the 'one' and 'two' halo term (e.g. Zehavi et al. 2004). Note that whatever the impacts are, our ACF measurements should be less sensitive at $z \sim 1$ as we are probing quite large scales (up to 10 Mpc). To see how it can influence our results we fitted the ACFs only at angular scales corresponding to $r > 0.35$ Mpc ($\sim 0.02^\circ$) for the *GALEX* ACFs (computed with 12 angular bins) and $r > 0.55$ Mpc ($\sim 0.01^\circ$) for the CFHTLS ones. The trends are then unchanged in slope and r_0 in all cases. Note that signal-to-noise ratio decreases with angular scale, and that larger scales are more affected by the Integral Constraint bias. Thus this test relies on the efficiency of our power law fitting process to recover the true ACF (see Paper I).

Without a detailed HOD modeling one can not affirm that this lack of pairs is due to the transition mentioned above. Nevertheless, previous low z studies enabled to affect a scale to this transition depending on galaxy type. (Zehavi et al. 2004) showed that this transition occurs at $\sim 1.5 - 3$ Mpc for *r*-band selected galaxies. It is expected that this scale should be shorter for bluer galaxies, residing in less massive halos, as showed by Magliocchetti & Porciani (2003) in observations and Berlind et al. (2003, see their fig. 22) in simulations, with a transition scale for late-types galaxies at ~ 0.45 Mpc, close to what we observe.

With the *GALEX* surveys making progress,

9. EVOLUTION DES PROPRIÉTÉS D'AGRÉGATION DES GALAXIES SÉLECTIONNÉES EN ULTRAVIOLET *RESTFRAME* DE $Z = 4$ À $Z = 0$

statistics will be improved by an important factor in a next future. We will so be able to precise the observed trends and adjust accurate HOD modeling to our results. We will moreover investigate cross-correlation studies : between star-forming galaxies and mass tracers or mass density field, but also cross correlations between star-forming galaxies with different properties such as colors, luminosities ...

This could help to better constrain the evolution from $z = 4$ to $z = 0$ of the environmental parameters that drive the star formation within galaxies.

REFERENCES

- Adelberger, K. L., Steidel, C. C., Pettini, M., Shapley, A. E., Reddy, N. A., & Erb, D. K. 2005, *ApJ*, 619, 697
- Allen, P. D., Moustakas, L. A., Dalton, G., Macdonald, E., Blake, C., Clewley, L., Heymans, C., & Wegner, G. 2005, *MNRAS*, 360, 1244
- Arnouts, S., et al. 2002, *MNRAS*, 329, 355
- Arnouts, S., et al. 2005, *ApJ*, 619, L43
- Arnouts, S., & Ilbert, O. in preparation
- Benoist, C., Maurogordato, S., da Costa, L. N., Cappi, A., & Schaeffer, R. 1996, *ApJ*, 472, 452
- Benson, A. J., Frenk, C. S., Baugh, C. M., Cole, S., & Lacey, C. G. 2001, *MNRAS*, 327, 1041
- Berlind, A. A., et al. 2003, *ApJ*, 593, 1
- Blanton, M., Cen, R., Ostriker, J. P., Strauss, M. A., & Tegmark, M. 2000, *ApJ*, 531, 1
- Budavári, T., et al. 2003, *ApJ*, 595, 59
- Coil, A. L., et al. 2004a, *ApJ*, 609, 525
- Coil, A. L., Newman, J. A., Kaiser, N., Davis, M., Ma, C., Kocevski, D. D., & Koo, D. C. 2004b, *ApJ*, 617, 765
- Connolly, A. J., Csabai, I., Szalay, A. S., Koo, D. C., Kron, R. G., & Munn, J. A. 1995, *AJ*, 110, 2655
- Connolly, A. J., Szalay, A. S., Dickinson, M., Subbarao, M. U., & Brunner, R. J. 1997, *ApJ*, 486, L11
- Davis, M., & Peebles, P. J. E. 1983, *ApJ*, 267, 465
- Foucaud, S., McCracken, H. J., Le Fèvre, O., Arnouts, S., Brodwin, M., Lilly, S. J., Cramp-ton, D., & Mellier, Y. 2003, *A&A*, 409, 835
- Giavalisco, M., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Dickinson, M. E., Pettini, M., & Kellogg, M. 1998, *ApJ*, 503, 543
- Giavalisco, M., & Dickinson, M. 2001, *ApJ*, 550, 177
- Guzzo, L., et al. 2000, *A&A*, 355, 1
- Hamana, T., Ouchi, M., Shimasaku, K., Kayo, I., & Suto, Y. 2004, *MNRAS*, 347, 813
- Heinis, S., Treyer, M., Arnouts, S., Milliard, B., Donas, J., Gal, R., Martin, D. C., & Viton, M. 2004, *A&A*, 424, L9
- Kashikawa, N., et al. 2005, *ArXiv Astrophysics e-prints*, arXiv:astro-ph/0509564
- Kravtsov, A. V., Berlind, A. A., Wechsler, R. H., Klypin, A. A., Gottlöber, S., Allgood, B., & Primack, J. R. 2004, *ApJ*, 609, 35
- Landy, S. D., & Szalay, A. S. 1993, *ApJ*, 412, 64
- Lee, K., Giavalisco, M., Gnedin, O. Y., Somerville, R., Ferguson, H., Dickinson, M., & Ouchi, M. 2005, *ArXiv Astrophysics e-prints*, arXiv:astro-ph/0508090
- Le Fèvre, O., et al. 2005, *A&A*, 439, 845
- Lilly, S. J., Le Fèvre, O., Hammer, F., & Cramp-ton, D. 1996, *ApJ*, 460, L1
- Madgwick, D. S., et al. 2002, *MNRAS*, 333, 133
- Magliocchetti, M., Bagla, J. S., Maddox, S. J., & Lahav, O. 2000, *MNRAS*, 314, 546
- Magliocchetti, M., & Porciani, C. 2003, *MNRAS*, 346, 186
- McCracken, H. J., et al. 2003, *A&A*, 410, 17
- Mo, H. J., & White, S. D. M. 2002, *MNRAS*, 336, 112
- Nagamine, K., Cen, R., & Ostriker, J. P. 2001, *Birth and Evolution of the Universe*, 383

- Norberg, P., et al. 2001, MNRAS, 328, 64
- Norberg, P., et al. 2002, MNRAS, 332, 827
- Ouchi, M., et al. 2001, ApJ, 558, L83
- Ouchi, M., et al. 2005, ArXiv Astrophysics e-prints, arXiv:astro-ph/0508083
- Peebles, P. J. E. 1980, Research supported by the National Science Foundation. Princeton, N.J., Princeton University Press, 1980. 435 p.
- Porciani, C., & Giavalisco, M. 2002, ApJ, 565, 24
- Sawicki, M., & Thompson, D. 2005, ArXiv Astrophysics e-prints, arXiv:astro-ph/0507519
- Schiminovich, D., et al. 2005, ApJ, 619, L47
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, ApJ, 500, 525
- Schultheis, M., Robin, A. C., Reyl e, C., McCracken, H. J., Bertin, E., Mellier, Y., & Le F evre, O. 2005, ArXiv Astrophysics e-prints, arXiv:astro-ph/0510083
- Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Giavalisco, M., Dickinson, M., & Pettini, M. 1999, ApJ, 519, 1
- Sullivan, M., Treyer, M. A., Ellis, R. S., Bridges, T. J., Milliard, B., & Donas, J. 2000, MNRAS, 312, 442
- Willmer, C. N. A., da Costa, L. N., & Pellegrini, P. S. 1998, AJ, 115, 869
- Wilson, G., Cowie, L. L., Barger, A. J., & Burke, D. J. 2002, AJ, 124, 1258
- Wilson, G. 2003, ApJ, 585, 191
- Zehavi, I., et al. 2002, ApJ, 571, 172
- Zehavi, I., et al. 2004, ApJ, 608, 16
- Zehavi, I., et al. 2005, ApJ, 630, 1
- Zheng, Z. 2004, ApJ, 610, 61

**9. EVOLUTION DES PROPRIÉTÉS D'AGRÉGATION DES GALAXIES
SÉLECTIONNÉES EN ULTRAVIOLET *RESTFRAME* DE $Z = 4$ À $Z = 0$**

Conclusions et perspectives

Des conclusions ...

J'ai effectué ma thèse au sein de l'équipe GALEX. Ce programme vise à étudier, à l'aide d'observations en ultraviolet *restframe*, la formation stellaire des galaxies depuis l'époque où l'Univers était âgé de 3 milliards d'années jusqu'à aujourd'hui. Pendant cette période, les propriétés des galaxies qui forment des étoiles ont profondément changé et le taux de formation stellaire a diminué d'un facteur 8. L'environnement des galaxies est un paramètre déterminant pour la formation, puis l'évolution des propriétés des galaxies, notamment leur capacité à former des étoiles. La démarche employée ici afin de comprendre les liens pouvant exister entre la formation stellaire et l'environnement des galaxies, et plus particulièrement le champ de densité de matière sous-jacent, a été d'étudier l'agrégation des galaxies sélectionnées dans l'ultraviolet *restframe*, à l'aide de la fonction de corrélation. Ce travail constitue une première : en effet, l'agrégation des galaxies sélectionnées dans l'ultraviolet *restframe* n'avait été étudiée auparavant qu'à haut *redshift*, les échantillons adéquats à bas *redshift* n'étant jusqu'alors pas disponibles. Désormais, grâce à la combinaison des mesures présentées ici et de celles effectuées à partir des *Lyman Break Galaxies*, l'évolution des propriétés d'agrégation des galaxies formant des étoiles sélectionnées à l'aide du même critère peut être étudiée de $z = 4$ à $z = 0$.

Au cours de cette thèse j'ai développé un outil permettant de calculer la fonction de corrélation angulaire à l'aide de l'estimateur de [Landy & Szalay](#). Cet outil peut être utilisé dans deux configurations différentes lorsque plusieurs champs observés sont disponibles : une considère les champs comme un ensemble unique, et l'autre de manière individuelle. Différents types de masques d'inclusion et d'exclusion sont admis : circulaires, elliptiques ou polygonaux. J'ai utilisé cet outil pour mesurer l'agrégation des galaxies à l'aide de trois échantillons différents basés sur les données obtenus par les programmes FOCA, GALEX et CFHTLS.

Ceci a permis d'étudier l'évolution des propriétés d'agrégation des galaxies à formation d'étoiles en fonction de la magnitude apparente, de la magnitude absolue, et de couleur $NUV_0 - R_0$. De manière générale, ces études ont montré que la longueur de corrélation est peu sensible à ces deux propriétés. La pente de la fonction de corrélation, paramètre d'ordinaire peu discuté, varie de manière beaucoup plus significative en fonction de la luminosité et surtout en fonction de la couleur. Ceci peut indiquer que la pente de la fonction de corrélation est également utile pour caractériser l'environnement des galaxies.

La combinaison des différentes mesure présentées ici avec celles obtenues par d'autres auteurs à haut *redshift* à partir des *Lyman Break Galaxies* permet de donner les lieux privilégiés de la formation stellaire de $z = 3 - 4$ à $z = 0$. Entre $3 > z > 1$, période pendant laquelle le

... Et des perspectives

taux de formation stellaire diminue d'un facteur 2 (Schiminovich et al., 2005), la formation stellaire est présente et efficace dans les régions denses de l'Univers, mais se déplace graduellement vers les régions sous-denses. A $z \sim 1$, point tournant de cette évolution, le taux de formation stellaire commence à décroître plus fortement et la formation stellaire prend place dans des régions de fluctuations comparables à celles du champ de densité sous-jacent. A plus bas *redshift*, elle continue à migrer vers les zones sous-denses.

... Et des perspectives

L'étude statistique de l'influence de l'environnement sur la formation stellaire au sein des galaxies sélectionnées dans l'ultraviolet *restframe* à $z \lesssim 1$ n'en est qu'à ses débuts.

Un prolongement évident de ce travail consistera à utiliser les données de l'*Internal Release* 1.1 de GALEX, ce qui améliorera la statistique par un facteur 10 en ce qui concerne le sondage MIS. Outre le fait que ce gain améliorera le rapport signal à bruit des mesures, ceci permettra de procéder à des études d'échantillons limités en volume, et ainsi de pouvoir suivre l'évolution de l'agrégation en fonction des différentes propriétés de manière jointe.

La comparaison de l'évolution de la longueur de corrélation en fonction de la magnitude absolue à partir de différents échantillons de galaxies à formation d'étoiles suggère que celle-ci est indépendante du *redshift*. Pour pouvoir étudier la validité de cette hypothèse, nous pourrions mettre à profit la statistique améliorée du sondage MIS pour sonder des magnitudes plus brillantes (jusqu'à $FUV_0 \sim -20.5$), à des *redshifts* tels que $z < 0.4$. D'autre part, le sondage DIS de GALEX (à $\langle z \rangle \sim 0.6$) et le sondage CFHTLS ($\langle z \rangle \sim 1$) nous permettront de considérer un domaine de magnitudes absolues commun avec celui du sondage MIS, mais à des *redshifts* différents.

La fonction de cross-corrélation quantifie la distribution relative de deux populations. Appliquée à l'échantillon combiné GALEX-SDSS, cette méthode pourra préciser la distribution relative de la formation stellaire et de la masse. Cette méthode peut également être utilisée de manière interne, en considérant des galaxies de l'échantillon GALEX, mais de magnitudes absolues ou de couleurs différentes par exemple (voir Zehavi et al., 2005), pour encore mieux contraindre les propriétés de distribution des galaxies.

Les mesures directes de l'évolution du taux de formation stellaire en fonction de la densité locale dans l'Univers local montre qu'il décroît avec la densité (Gómez et al., 2003; Lewis et al., 2002). Ceci pourra également être étudié à l'aide des données GALEX. Dans un premier temps, les densités déterminées à partir des objets spectroscopés par le SDSS (Blanton et al., 2005b) peuvent être utilisées. La détermination de la densité locale à partir de l'ensemble des données à l'aide des *redshifts* photométriques est également à l'étude au sein de l'équipe GALEX (par A. Pollo et S. Arnouts). La relation entre les propriétés des galaxies et l'environnement pourrait alors être étudiée de manière complémentaire à l'aide de la densité locale. Ceci permettra également d'étudier l'évolution des propriétés d'agrégation des galaxies en fonction de la densité. Des simulations prédisent en effet que la pente de la fonction de corrélation est plus forte pour des galaxies appartenant à des régions sous denses Abbas & Sheth (2005); Weinberg et al. (2004). Il serait ainsi intéressant d'étudier si les fortes pentes observées ici sont reliées à la densité locale de galaxies; si cela était le cas, cela pourrait indiquer que les effets d'environnement sont principalement dominés par les relations entre les halos et l'environnement.

Les fonctions de corrélation calculées à partir des échantillons GALEX et CFHTLS présentent des caractéristiques attendues dans le cadre des modèles d'occupation des halos. Une prochaine étape de ce travail consistera à contraindre les paramètres de ces modèles pour les galaxies à formation d'étoiles. Ceci pourra être effectué de deux manières différentes, reposant sur le même fondement théorique mais des observations différentes. Ainsi la fonction de corrélation prédite par ces modèles peut être ajustée aux mesures pour déterminer un premier jeu de paramètres (Hamana et al., 2004; Lee et al., 2005; Zehavi et al., 2005; Zheng, 2004). D'autre part on peut chercher à ajuster la fonction de luminosité mesurée à l'aide des données GALEX à l'aide de celle prédite par ces mêmes modèles (Cooray, 2005; Yang et al., 2004). Les deux jeux de paramètres pourront alors être comparés ainsi que leurs prédictions respectives. Ainsi nous pourrions connaître la distribution des galaxies à formation d'étoiles au sein des halos, la manière dont elles peuplent des halos de masses différentes ...

Tout ceci nous permettra de mieux comprendre quels sont les liens entre la formation stellaire et l'environnement, en attendant les mesures du *James Webb Space Telescope* (JWST) qui pourra observer l'Univers en ultraviolet *restframe* jusqu'à une époque où celui-ci n'était âgé que de 180 millions d'années.

Annexe A

Des formules cosmologiques . . .

A.1 Densité de matière, constante cosmologique et courbure de l'espace

Le paramètre de densité Ω_M est défini comme :

$$\Omega_M = \frac{8\pi G\rho_0}{3H_0^2} \quad (\text{A.1})$$

où G est la constante de la gravitation, ρ_0 la densité de matière moyenne à $z = 0$, et H_0 la constante de Hubble au même *redshift*.

La constante cosmologique normalisée s'écrit :

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2} \quad (\text{A.2})$$

où Λ est la constante cosmologique.

On peut introduire la fonction $E(z)$ pour décrire l'évolution de la constante de Hubble avec le *redshift* :

$$H(z) = H_0 E(z) \quad (\text{A.3})$$

Ceci permet de réécrire une des équations de Friedmann (voir [Martínez & Saar, 2002](#), §2.2.3) de la manière suivante :

$$E^2(z) = \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda - \frac{kc^2}{H_0^2 R_0^2}(1+z)^2 \quad (\text{A.4})$$

où R_0 est le facteur d'échelle à $z = 0$, et k décrit la courbure de l'espace : $k = 1$ décrit un espace de courbure positive (fermé), $k = 0$ un espace Euclidien (plat) et $k = -1$ un espace de courbure négative (ouvert).

À $z = 0$, la contrainte $E(z) = 1$ implique que :

$$\frac{kc^2}{H_0^2 R_0^2} = \Omega_M + \Omega_\Lambda - 1 \quad (\text{A.5})$$

l'équation [A.4](#) peut alors s'écrire :

A. DES FORMULES COSMOLOGIQUES ...

$$E(z) = \sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + (1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda)(1+z)^2 + \Omega_\Lambda} \quad (\text{A.6})$$

On définit le paramètre de courbure comme :

$$\Omega_K = 1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda \quad (\text{A.7})$$

A.2 Distance comobile

La distance comobile en Mpc est donnée par :

$$r_c(z) = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \quad (\text{A.8})$$

En d'autres termes,

$$\frac{dr_c}{dz} = \frac{c}{H_0} \frac{1}{E(z)} \quad (\text{A.9})$$

A.3 Distance comobile entre deux objets

Soient deux objets 1 et 2, de redshifts respectifs z_1 et z_2 , séparés sur le ciel par l'angle θ (exprimé en radians). Si s_1 et s_2 sont les distances radiales comobiles adimensionnées des objets 1 et 2 (c'est-à-dire $s_i = r(z_i)H_0/c$), on a

$$d = \sqrt{(s_2 \sin(\theta))^2 + \left(s_2 \cos(\theta) \sqrt{1 - k * s_1^2} - s_1 \sqrt{1 - k * s_2^2} \right)^2}$$

avec $k = 0, \pm 1$. La distance est alors :

$$r_{12} = \begin{cases} (c/H_0) \sqrt{-\Omega_K} \sin(d) & \text{si } k = 1 \\ (c/H_0) \sqrt{\Omega_K} \sinh(d) & \text{si } k = -1 \\ (c/H_0) d & \text{si } k = 0 \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

Annexe B

Relation entre l'agrégation d'une distribution discrète et celle de la distribution continue parente (ou la théorie des pics)

Les galaxies sont considérées le plus souvent dans les études d'agrégation comme des objets ponctuels : en effet, on peut faire l'approximation qu'elles sont le résultat d'un échantillonnage poissonnien d'un champ de densité sous-jacent qui constitue la densité de probabilité (Peebles, 1980, §33). Sous cette hypothèse, on peut déterminer la relation entre la fonction de corrélation des objets résultant de cet échantillonnage et celle du champ de densité sous-jacent. Ceci nécessite d'étudier l'agrégation des pics du champ de densité. Le résultat obtenu est d'autant plus intéressant que le concept de *biais* apparaît naturellement. Une présentation rapide de ce calcul est faite ici ; des traitements plus complets ont été proposés par plusieurs auteurs (Bardeen et al., 1986; Jensen & Szalay, 1986; Kaiser, 1984; Martínez & Saar, 2002).

Considérons un champ de contraste de densité δ (Cf. eq.4.4) gaussien homogène, isotrope et de moyenne nulle ; soient $\delta_i = \delta(\vec{x}_i)$, $i = 1, 2$ les valeurs de ce champ en deux points distincts. On peut introduire les variables auxiliaires $\delta_+ = \delta_1 + \delta_2$ et $\delta_- = \delta_1 - \delta_2$. Ces variables sont également gaussiennes et indépendantes puisque :

$$\langle \delta_+ \delta_- \rangle = \langle \delta_1^2 \rangle - \langle \delta_2^2 \rangle = 0 \quad (\text{B.1})$$

La variance de ces deux variables peut être exprimée à l'aide de la fonction de corrélation du champ de densité (en utilisant la définition présentée au paragraphe 4.1.2) :

$$\langle \delta_+^2 \rangle = 2\langle \delta^2 \rangle - 2\langle \delta_1 \delta_2 \rangle = 2[\xi(0) + \xi(r)] \quad (\text{B.2})$$

avec $r = |\vec{x}_1 - \vec{x}_2|$. On a de même $\langle \delta_-^2 \rangle = 2[\xi(0) - \xi(r)]$. δ_+ et δ_- étant deux variables gaussiennes indépendantes, leur densité de probabilité jointe est le produit de deux densités gaussiennes :

$$p(\delta_+, \delta_-) = \frac{1}{2\pi\sqrt{\xi^2(0) - \xi^2(r)}} \exp \left[-\frac{\delta_+^2}{4(\xi(0) + \xi(r))} - \frac{\delta_-^2}{4(\xi(0) - \xi(r))} \right] \quad (\text{B.3})$$

B. RELATION ENTRE L'AGRÉGATION D'UNE DISTRIBUTION DISCRÈTE ET CELLE DE LA DISTRIBUTION CONTINUE PARENTE (OU LA THÉORIE DES PICS)

En remplaçant δ_+ et δ_- par leurs définitions, on obtient la densité de probabilité jointe de $\delta_{1,2}$:

$$p(\delta_1, \delta_2) = \frac{1}{2\pi\sqrt{\xi^2(0) - \xi^2(r)}} \exp \left[\frac{\xi(0)\delta_1^2 + \xi(0)\delta_2^2 - 2\xi(r)\delta_1\delta_2}{2(\xi^2(0) - \xi^2(r))} \right] \quad (\text{B.4})$$

Soit ν la hauteur des pics du champ de densité définie par $\nu = \delta/\sigma$, où δ est le contraste de densité, et σ sa variance (eq.4.8). La probabilité que le contraste de densité des deux points soit supérieur à δ est :

$$P_2(\nu) = \int_{\nu\sigma}^{\infty} \int_{\nu\sigma}^{\infty} p(\delta_1, \delta_2) d\delta_1 d\delta_2 \quad (\text{B.5})$$

Ces régions de hautes densités (les pics du champ de densité) sont considérés comme des objets. Leur fonction de corrélation $\xi(r; \nu)$ est donnée par :

$$1 + \xi(r; \nu) = P_2(r; \nu) / P_1^2(\nu) \quad (\text{B.6})$$

où $P_1(\nu)$ est la probabilité que le contraste de densité soit supérieur à δ en un point.

Pour trouver une relation explicite entre les fonctions de corrélation du champ de densité et de ses pics, on peut faire l'hypothèse que celui-ci peut être représenté par la somme de deux champs aléatoires indépendants : l'un décrivant les composantes à grande échelle du champ de densité $\rho_b(\vec{x})$, le "fond" (b pour *background*), et l'autre responsable des pics $\rho_p(\vec{x})$ (Kaiser, 1984).

La densité critique des pics va être modifiée par la présence du champ lisse à grande échelle : un pic de densité δ pour le champ total devient $\delta - \delta_b(\vec{x})$ pour le champ de densité des pics (pic plus faible dans les régions maximales du fond). La hauteur des pics ν_p est :

$$\nu_p = \nu - \delta_b(\vec{x})/\sigma_0 \quad (\text{B.7})$$

La densité en nombre des pics va être modifiée par la composante à grande échelle du champ de densité :

$$n_p(\nu_p; \vec{x}) = n_p(\nu - \delta_b(\vec{x})/\sigma_0) \approx n_p(\nu) \left[1 - \frac{1}{n_p(\nu)} \frac{dn_p(\nu)}{d\nu} \frac{\delta_b(\vec{x})}{\sigma} \right] \quad (\text{B.8})$$

De manière identique au contraste de densité du fond, on peut donc définir le champ de contraste de densité des pics :

$$n_p(\nu_p; \vec{x}) = n_p(\nu_p) [1 + \delta n_p(\nu_p; \vec{x})] \quad (\text{B.9})$$

$n_p(\nu)$ peut être déterminée de manière analytique (Bardeen et al., 1986); en utilisant ce résultat, on obtient :

$$\delta n_p = \left(\nu - \frac{g}{\nu} \right) \frac{\delta_b}{\sigma_0} \quad (\text{B.10})$$

où g est une fonction à variations lentes.
 En utilisant la définition $\nu = \nu_p = \delta_p/\sigma_0$, l'équation précédente devient :

$$\delta^L n_p = \frac{\nu_p^2 - g}{\delta_p} \delta_b = b^L(\nu_p, \sigma_0) \delta_b \quad (\text{B.11})$$

où a été introduit le biais du contraste de densité des pics $b^L(\nu_p, \sigma_0)$, et où la lettre L indique que cette formule décrit l'état initial (Lagrangien). On peut noter que le contraste local des pics a été augmenté d'un facteur $b^L(\nu_p, \sigma_0)$ par rapport au contraste de densité du fond δ_b . Pour obtenir les équations équivalentes dans l'espace réel (Eulérien), il faut tenir compte du mouvement des pics ; on peut considérer ceux-ci comme des marqueurs du champ de densité de fond. Dans ce cas, leur densité croît avec celle du fond :

$$n_p^E = n_p^L \rho_b \quad (\text{B.12})$$

où la lettre E désigne des grandeurs Eulériennes. En ce qui concerne les contrastes de densité :

$$\delta n_p^E = (1 + \delta n_p^L)(1 + \delta_b) = \delta n_p^L + \delta_b \quad (\text{B.13})$$

Le contraste de densité des pics est donc donné par :

$$\delta^E n_p = \left(1 + \frac{\nu_p^2 - g}{\delta_p} \right) \delta_b = b^E(\nu_p, \sigma_0) \delta_b \quad (\text{B.14})$$

où $b^E(\nu_p, \sigma_0)$ est le biais Eulérien des pics. La fonction de corrélation variant comme le carré du contraste de densité, on obtient la relation entre l'agrégation des pics et l'agrégation du champ de densité sous-jacent :

$$\xi(r; \nu) = [b^E(\nu_p, \sigma_0)]^2 \xi(r) \quad (\text{B.15})$$

Il convient de noter que la présentation faite ici ne prétend pas être exhaustive ni rigoureuse. Cependant, le résultat obtenu à l'équation [B.15](#) est suffisamment intéressant en lui-même pour ne pas s'arrêter sur certains points du calcul. En effet, il montre que la fonction de corrélation des pics du champs de densité est différente de celle du champ de densité sous-jacent ; on dit couramment qu'elle est *biaisée*. Il est également remarquable que ce résultat soit général : le biais existe pour toute population sélectionnée au niveau des pics de densité. Ceci est donc vrai pour les halos de matière sombre, pour les galaxies, les amas, etc. . . La mesure de la fonction de corrélation des galaxies, par exemple, ne peut donc donner une mesure directe de celle du champ sous-jacent. Il est nécessaire de déterminer la valeur du biais de la population considérée afin de pouvoir obtenir des informations sur l'agrégation du champ de fond. Ceci nécessite, en l'état actuel des connaissances dans ce domaine, de faire un certain nombre d'hypothèses ; le biais des halos de matière sombre par rapport à la distribution de la masse peut ainsi être déterminé à l'aide des simulations numériques (voir par exemple [Mo & White, 2002](#)).

**B. RELATION ENTRE L'AGRÉGATION D'UNE DISTRIBUTION
DISCRÈTE ET CELLE DE LA DISTRIBUTION CONTINUE PARENTE
(OU LA THÉORIE DES PICS)**

Annexe C

La longueur de corrélation des halos de matière noire

Cette section présente le formalisme, décrit par [Mo & White \(2002\)](#), et la méthode employée ici pour dériver la longueur de corrélation de halos de masses supérieures à une masse donnée, notée M_{min} .

Dans ce qui suit, la masse M d'un halo est reliée à son rayon de Lagrange R déterminé à $z = 0$ par la relation suivante :

$$R = \left(\frac{3M}{4\pi\rho_0} \right)^{1/3} \quad (\text{C.1})$$

M et R sont donc équivalents pour une cosmologie donnée. On a

$$\begin{aligned} \rho_0 &= 1.8791 \times 10^{-26} \Omega h^2 \text{kg m}^{-3} \\ &= 2.7755 \times 10^{11} \Omega h^2 M_\odot \text{Mpc}^{-3}. \end{aligned}$$

C.1 Formalisme

Le point initial de ce formalisme est constitué par le nombre de halos par unité de volume comobile au *redshift* z de masse appartenant à l'intervalle $[M, M + dM]$:

$$n(M, z) dM = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\rho_0}{M} \frac{d\nu}{dM} \exp\left(-\frac{\nu^2}{2}\right) dM. \quad (\text{C.2})$$

Cette formulation¹ a été proposée par [Press & Schechter \(1974\)](#). Dans cette expression, $\nu = \delta_c / [D(z)\sigma(M)]$, avec $\delta_c \approx 1.69$. ν correspond à la hauteur des pics de densité, δ_c la densité critique à laquelle une perturbation de forme sphérique s'effondre sur elle-même (voir §B), $\sigma(M)$ la variance du champ de densité pour une masse M (généralisation de l'équation 4.8) :

$$\sigma^2(R) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty k^2 P(k) \tilde{W}^2(kR) \frac{dk}{k} \quad (\text{C.3})$$

¹ $n(M, z)$ est appelée la fonction de masse.

C. LA LONGUEUR DE CORRÉLATION DES HALOS DE MATIÈRE NOIRE

où $\tilde{W}(x) = 3(\sin kR - kR \cos kR)/(kR)^3$ est la transformée de Fourier d'un filtre (fonction porte) sphérique de rayon R et $P(k)$ le spectre de puissance des fluctuations de densité extrapolé à $z = 0$; M et R sont reliés par la relation C.1.

$D(z)$ est le facteur de croissance des perturbations linéaires :

$$D(z) = g(z)/[g(0)(1+z)] \quad \text{avec} \quad (\text{C.4})$$

$$g(z) \approx \frac{5}{2}\Omega_M(z) \left[\Omega_M^{4/7}(z) - \Omega_\Lambda(z) + (1 + \Omega_M(z)/2)(1 + \Omega_\Lambda(z)/70) \right]^{-1} \quad (\text{C.5})$$

où

$$\Omega_M(z) = \frac{\Omega_M(1+z)^3}{E^2(z)} \quad \text{et} \quad (\text{C.6})$$

$$\Omega_\Lambda(z) = \frac{\Omega_\Lambda}{E^2(z)} \quad (\text{C.7})$$

L'intérêt de l'équation C.2 est que, bien que basée sur un raisonnement purement théorique, les simulations numériques ont montré que les relations d'échelles qu'elle implique sont correctes pour une large gamme de modèles de type hiérarchique. Des modifications empiriques, basées sur les ajustement de fonctions de masse simulées ont cependant pu être apportées. Ainsi [Sheth & Tormen \(1999\)](#) ont proposé la forme modifiée suivante :

$$n(M, z)dM = A \left(1 + \frac{1}{\nu'^{2q}} \right) \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\rho}{M} \frac{d\nu'}{dM} \exp\left(-\frac{\nu'^2}{2}\right) dM \quad (\text{C.8})$$

avec $\nu' = \nu\sqrt{a}$, $a = 0.707$, $A = 0.322$ et $q = 0.3$. Cette expression est valide dans le cas plus général des effondrements gravitationnels de type ellipsoïde.

La relation entre la distribution spatiale du champs de densité et celle des pics de densité, les halos de matière sombre ici, introduit la notion de biais (voir §B). Le biais des halos de masse M peut s'écrire en première approximation comme :

$$b(M, z) = 1 + \frac{\nu^2(M, z) - 1}{\delta_c}. \quad (\text{C.9})$$

Les fonctions d'autocorrélation des halos et de cross-corrélation des halos avec la masse sont donc reliées par $\xi_{hh}(r, z) = b^2(M, z)\xi_{mm}(r, z)$ et $\xi_{hm}(r, z) = b(M, z)\xi_{mm}(r, z)$ si $\xi_{mm}(r, z)$ est la fonction d'autocorrélation de la masse à z .

Une expression plus précise peut être obtenue, de nouveau grâce à l'apport des simulations, dans le cas de l'effondrement de type ellipsoïde ([Sheth et al., 2001](#)) :

$$b(M, z) = 1 + \frac{1}{\delta_c} \left[\nu'^2 + b\nu'^{2(1-c)} - \frac{\nu'^{2c}/\sqrt{a}}{\nu'^{2c} + b(1-c)(1+c/2)} \right], \quad (\text{C.10})$$

où $\nu' = \nu\sqrt{a}$, $a = 0.707$, $b = 0.5$ et $c = 0.6$.

Un catalogue de galaxies donné correspond à un sous-échantillon de galaxies sélectionnées par un certain nombre de critères : flux, couleur etc ... Les halos susceptibles d'être les hôtes des galaxies étudiées constituent donc de la même manière un sous-échantillon de halos de masses diverses, et non pas une seule classe de halos de masses identiques. Un moyen pour définir des sous-échantillons de halos est de considérer ceux plus massifs qu'une certaine masse

donnée notée M_{min} . Le nombre de halos par unité de volume comobile au *redshift* z tels que $M > M_{min}$ est donc donné par $\int_{M_{min}}^{\infty} n(M, z) dM$. On définit alors le biais, appelé effectif, des halos plus massifs que M_{min} à z :

$$b_{eff}(M_{min}, z) = \frac{\int_{M_{min}}^{\infty} b(M, z) n(M, z) dM}{\int_{M_{min}}^{\infty} n(M, z) dM} \quad (C.11)$$

On fait l'hypothèse que la fonction de corrélation spatiale de halos de masses telles que $M > M_{min}$ au *redshift* z est correctement ajustée par une loi de puissance :

$$\xi(r, M_{min}, z) = \left(\frac{r}{r_{0_h}(M_{min}, z)} \right)^{-\gamma_h} \quad (C.12)$$

où $r_{0_h}(M_{min}, z)$ est la longueur de corrélation de ces halos. La variance du nombre de halos peut être reliée aux fluctuations de densité calculées dans une sphère de rayon égal à $8h^{-1}\text{Mpc}^1$:

$$\sigma_{8,h}(M_{min}, z) = b_{eff}(M_{min}, z) \sigma_{8,m}(z) \quad (C.13)$$

où les indices h et m désignent respectivement les halos et la distribution de masse sous-jacente, avec $\sigma_{8,m}(z) = \sigma_{8,m}(0)D(z) = \sigma_8 D(z)$. La longueur de corrélation des halos plus massifs que M_{min} est alors obtenue en utilisant (Magliocchetti et al., 2000) :

$$\sigma_{8,h}(M_{min}, z) = \sqrt{C_{\gamma_h} \left(\frac{r_{0_h}(M_{min}, z)}{8} \right)^{\gamma_h}} \quad (C.14)$$

$$C_{\gamma} = 72 / [(3 - \gamma)(4 - \gamma)(6 - \gamma)2^{\gamma}] \quad (C.15)$$

C.2 Mise en œuvre

L'évaluation de l'expression C.8 nécessite le calcul de la variance du champ de densité $\sigma(M)$ et de sa dérivée. Wu (2001) a proposé un ajustement qui permet de calculer analytiquement l'intégrale C.3 ainsi que sa dérivée. Ce résultat s'écrit :

$$\sigma(R) = \sigma_8 \frac{\varrho(R\Gamma')}{\varrho(8\Gamma')} \quad (C.16)$$

avec $\Gamma' = 0.220_{-0.031}^{+0.036}$, $\sigma_8 = \sigma(8h^{-1}\text{Mpc}) = 0.9$ ici, et

$$\varrho(r) = r^{-\psi(r)}, \quad \psi(r) = 0.3 + \frac{1.45}{1 + (20/r)^{0.35}}. \quad (C.17)$$

La dérivée s'écrit alors :

$$\frac{d\sigma}{dM} = \frac{\Gamma'}{3} \frac{R}{M} \frac{\sigma_8}{\varrho(8\Gamma')} \frac{d\varrho(r)}{dr} \quad (C.18)$$

avec

$$\frac{d\varrho(r)}{dr} = -\frac{\varrho(r)}{r} \left[\psi(r) + \left(\frac{0.35}{1.45} (\psi(r) - 0.3) (1.75 - \psi(r)) \right) \ln r \right]$$

La pente de la fonction de corrélation des halos γ_h a été fixée à 1.8 ; la figure C.1 représente les variations des valeurs obtenues de r_{0_h} en fonction de la valeur utilisée de γ_h .

¹ $8h^{-1}\text{Mpc}$ est considérée comme l'échelle la plus petite à laquelle la dynamique est encore linéaire.

C. LA LONGUEUR DE CORRÉLATION DES HALOS DE MATIÈRE NOIRE

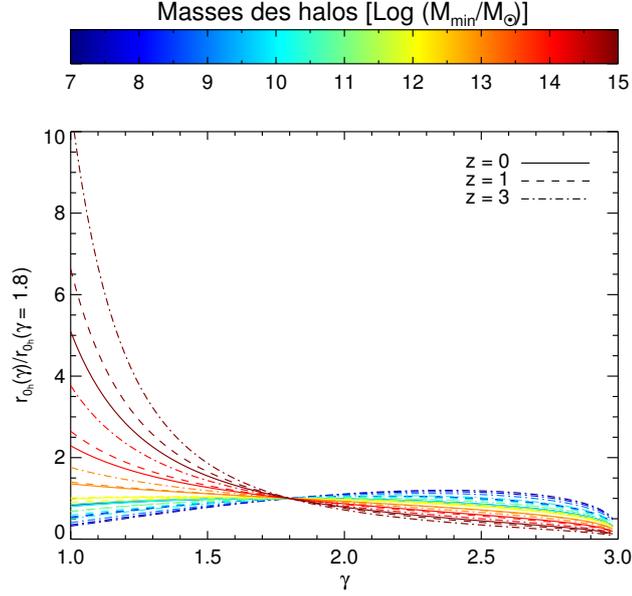


FIG. C.1 – Influence de γ_h sur la valeur de $r_{0,h}$: variation de la longueur de corrélation des halos déterminée à partir de l'équation C.14 avec la valeur de la pente γ_h adoptée. Les traits continus représentent le cas $z = 0$, les traits tirets $z = 1$ et les traits tirets-points $z = 3$. Les masses minimum des halos sont codées par la couleur.

Ces variations ont été normalisées à la valeur obtenue pour $\gamma_h = 1.8$. La longueur de corrélation dérivée dépend faiblement de la valeur de la pente utilisée si celle-ci est comprise entre 1.5 et 2.

La figure C.2 présente l'évolution de $r_{0,h}$ en fonction du *redshift* pour différentes masses minimum (à gauche) et en fonction de la masse minimum pour différents *redshifts* (à droite). La figure de gauche montre que l'évolution de $r_{0,h}$ en fonction du *redshift* dépend de la masse minimum : la longueur de corrélation des halos de masses intermédiaires $M_{min} \sim 10^{12} M_{\odot}$ varie peu avec le *redshift* ; celle des halos de faibles masses ($M_{min} \lesssim 10^{11} M_{\odot}$) croît avec le temps pour atteindre une valeur semblable de l'ordre de $4h^{-1} \text{Mpc}$, tandis que, de manière surprenante, les halos de fortes masses $M_{min} > 10^{14} M_{\odot}$ sont plus agrégés à haut *redshift*.

La figure de droite indique que de manière générale, $r_{0,h}$ est constant pour les halos moins massifs qu'une certaine masse (à $z = 0$, cette masse est de l'ordre de $10^{11} M_{\odot}$) ; cette valeur limite diminue avec le *redshift*. Pour les halos plus massifs, $r_{0,h}$ est une fonction croissante de M_{min} .

Ce modèle ne se veut ni complet ni exact : il ne fournit pas la fonction de corrélation $\xi_{hh}(M)$ des halos de masse donnée, mais uniquement leur longueur de corrélation, sous l'hypothèse que $\xi_{hh}(M)$ est correctement décrite par une loi de puissance. Cette formulation simple et relativement aisée à mettre en œuvre permet cependant une première comparaison avec des données dont la statistique ne permet pas d'envisager l'utilisation de modèles plus sophistiqués.

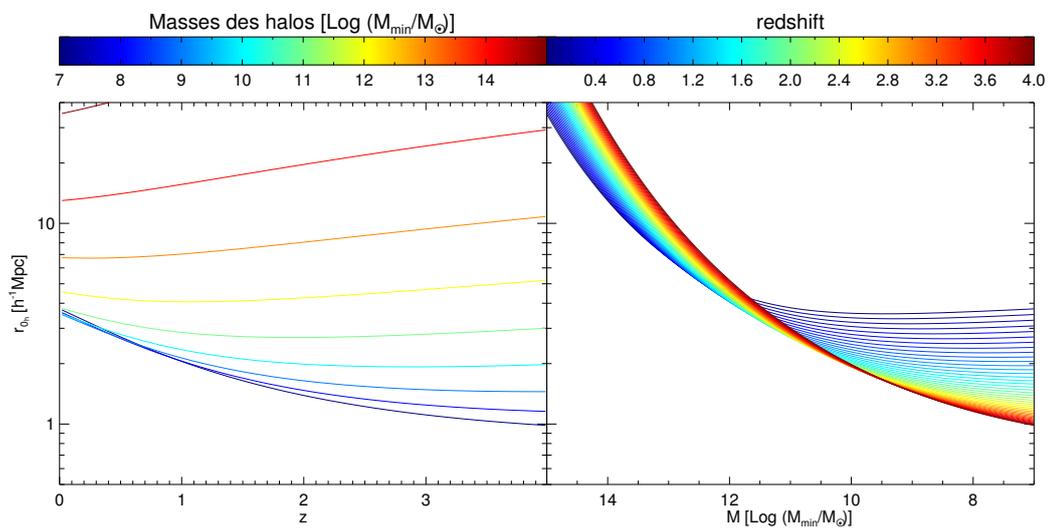


FIG. C.2 – Evolution de la longueur de corrélation des halos en fonction du *redshift* (à gauche, la masse minimum M_{min} étant codée par la couleur) et en fonction de M_{min} (à droite, les couleurs codant cette fois-ci le *redshift*).

C. LA LONGUEUR DE CORRÉLATION DES HALOS DE MATIÈRE NOIRE

Annexe D

Moyenne pondérée pour la fonction de cross-corrélation

L'objectif de ce paragraphe est de montrer que la moyenne pondérée utilisée pour combiner les fonctions d'autocorrélation est également valable pour la fonction de cross-corrélation.

Dans le cas de la cross-corrélation de deux catalogues on a :

$$w_c(\theta) = \frac{D_1 D_2 - D_1 R_2 - D_2 R_1 + R_1 R_2}{R_1 R_2} \quad (\text{D.1})$$

où les différents histogrammes sont normalisés par les nombres de paires adéquats :

$$D_1 D_2 = \frac{\widetilde{D_1 D_2}}{n_{d1} n_{d2}} \quad (\text{D.2})$$

et de même pour les autres termes ; n_{di} est le nombre d'objets présents dans le catalogue $i = 1, 2$. On se place ici dans l'hypothèse où l'on dispose de deux jeux de données à cross-corréler, chacun étant constitué de plusieurs champs. Considérons la méthode du champ composite dans le cas où les divers champs sont suffisamment distants les uns des autres de telle manière que les paires entre les champs n'ont pas à être considérées. On peut alors écrire :

$$\widetilde{D_1 D_2} = \sum_{i=1}^N \widetilde{D_1 D_{2i}} = \sum_{i=1}^N n_{d1_i} n_{d2_i} D_1 D_{2i} \quad (\text{D.3})$$

où $\widetilde{D_1 D_{2i}}$ est le nombre de paires croisées entre les deux jeux de données pour le $i^{\text{ème}}$ champ et n_{d1_i}, n_{d2_i} les nombres d'objets des deux catalogues pour ce même champ. De même que pour la fonction d'auto-corrélation, 100 catalogues aléatoires pour chaque jeu de données et pour chaque champ sont créés avec $n_{r1_i} = n_{d1_i}$ et $n_{r2_i} = n_{d2_i}$. On a donc $n_{r1_i} = n_{d1_i} = n_{1_i}$ et $n_{r2_i} = n_{d2_i} = n_{2_i}$. L'équation [D.1](#) devient alors :

$$w = \frac{1}{\frac{R_1 R_2}{n_1 n_2}} \left[\frac{1}{n_1 n_2} \left(\widetilde{D_1 D_2} - \widetilde{D_1 R_2} - \widetilde{D_2 R_1} + \widetilde{R_1 R_2} \right) \right] \quad (\text{D.4})$$

ou encore

D. MOYENNE PONDÉRÉE POUR LA FONCTION DE CROSS-CORRÉLATION

$$w = \frac{\widetilde{D_1 D_2} - \widetilde{D_1 R_2} - \widetilde{D_2 R_1} + \widetilde{R_1 R_2}}{\widetilde{R_1 R_2}} \quad (\text{D.5})$$

A l'aide des hypothèses exposées auparavant le numérateur devient :

$$\sum_i n_{1_i} n_{2_i} (D_1 D_{2_i} - D_1 R_{2_i} - D_2 R_{1_i} + R_1 R_{2_i}) \quad (\text{D.6})$$

en introduisant le terme $R_1 R_{2_i} / R_1 R_{2_i}$ on obtient :

$$\sum_i n_{1_i} n_{2_i} (D_1 D_{2_i} - D_1 R_{2_i} - D_2 R_{1_i} + R_1 R_{2_i}) \frac{R_1 R_{2_i}}{R_1 R_{2_i}} \quad (\text{D.7})$$

c'est-à-dire

$$\sum_i n_{1_i} n_{2_i} w_{c_i} R_1 R_{2_i} \quad (\text{D.8})$$

où w_{c_i} est la fonction de cross-corrélation du $i^{\text{ème}}$ champ. On obtient donc finalement

$$w_{cmp}(\theta) = \frac{\sum_i \widetilde{R_1 R_{2_i}} w_{c_i}}{\sum_i \widetilde{R_1 R_{2_i}}} \quad (\text{D.9})$$

Annexe E

Constitution des échantillons de galaxies dans les champs profonds CFHTLS

Cette section détaille les méthodes utilisées pour sélectionner les galaxies à $z \sim 1$ dans les champs profonds CFHTLS. Les résultats obtenus pour la fonction de corrélation à l'aide des catalogues ainsi construits sont présentés chapitre 8.

E.1 Séparation étoiles/galaxies : critère *half light radius*

Afin de séparer étoiles et galaxies, la méthode basée sur le *half light radius*, proposée par [McCracken et al. \(2003\)](#), a été utilisée comme premier critère. Le *half light radius* ($r_{1/2}$) mesure le rayon, en arcsec, qui contient 50% du flux total émis par l'objet considéré. Aux magnitudes plus faibles que la saturation, ce paramètre est à peu près constant avec la magnitude pour les objets de morphologies stellaires. La figure E.1 (à gauche) représente la variation de $r_{1/2}$ normalisé par la moyenne, en fonction de la magnitude u . Les objets saturés apparaissent nettement à $u < 16$. Les objets de type stellaire sont situés dans ce diagramme au niveau de la bande à $r_{1/2}/\langle r_{1/2} \rangle \sim 0.6$. Ils ne se distinguent plus des autres objets pour $u > 22.5$. La classification à l'aide du *half light radius* est donc valide jusqu'à cette magnitude limite. La figure E.1 (à droite) présente l'histogramme des *half light radius* pour $16 < u < 22.5$; les objets auxquels le type stellaire est attribué sont ceux dont le rapport $r_{1/2}/\langle r_{1/2} \rangle$ est inférieur à la valeur limite désignée par la ligne en traits tirets. Les objets avec $u > 22.5$ sont classés par défaut comme étant des galaxies.

E.2 Sélection en *redshift* : utilisation des couleurs optiques

Ce paragraphe présente la méthode employée pour construire un échantillon de galaxies de *redshift* moyen de l'ordre de 1. Les couleurs optiques permettent de définir, après calibration, un critère de sélection en *redshift* pour les galaxies (voir par exemple [Davis et al., 2003](#)). Ceci a pu être réalisé grâce aux données VVDS qui disposent d'environ 8000 spectres ainsi que de *redshifts* photométriques ([Ilbert et al., en préparation](#)) dans le champ VVDS-2h, qui recouvre en partie le champ D1 ([Le Fèvre et al., 2005](#)). Ces deux jeux de données, VVDS-2h et

E. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS DE GALAXIES DANS LES CHAMPS PROFONDS CFHTLS

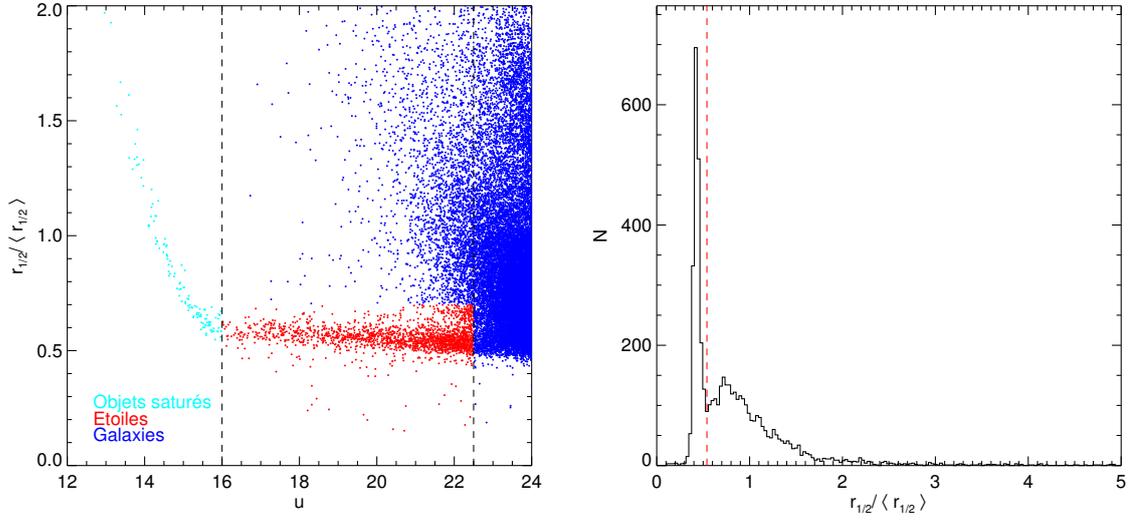


FIG. E.1 – Séparation étoiles/galaxies à l’aide du *half light radius* dans les champs profonds CFHTLS. *A gauche* : *half light radius* (normalisé au *half light radius* moyen) en fonction de la magnitude u . Les objets saturés sont tels que $u < 16$. La classification étoiles/galaxies d’après le critère basé sur $r_{1/2}$ est considérée utilisable jusqu’à $u = 22.5$. Les étoiles et les galaxies déterminées grâce à ce critère sont représentées respectivement en rouge et en bleu. *A droite* : histogramme du *half light radius* pour les objets avec $16 < u < 22.5$; les objets considérés comme étoiles sont ceux ayant une valeur inférieure à la limite indiquée par la limite en traits tirets (premier minimum local après le pic stellaire).

CFHTLS-D1 ont donc été cross-matchés, permettant d’utiliser les *redshifts* spectroscopiques et photométriques pour déterminer un critère couleur.

La figure E.2 représente les couleurs utilisant la photométrie CFHTLS des objets tels que $20 < m < 24$ (avec $m = u, g, r$ ou i) et dont les contreparties sont telles que $i_{VVDS} < 24$ et sont classées galaxies par les *redshifts* photométriques VVDS. La ligne en trait continu indique le critère choisi conformément aux *redshifts* photométriques pour sélectionner les galaxies avec $z > 0.7$ ¹ :

$$\text{Galaxies à } z > 0.7 \begin{cases} g - r < 0.23(r - i) + 0.23 & \text{si } r - i < 0.3 \\ g - r < 1.42(r - i) - 0.13 & \text{si } r - i > 0.3 \end{cases} \quad (\text{E.1})$$

93% des galaxies avec $z_{phot\ VVDS} > 0.7$ répondent à ce critère, et le taux de contamination par les galaxies telles que $z_{phot\ VVDS} < 0.7$ est de 10%.

E.3 *Redshifts* photométriques

Les informations disponibles grâce aux 5 filtres CFHTLS peuvent être utilisées pour estimer des *redshifts* photométriques; ceci permettant par la suite d’améliorer la sélection en *redshift*, ainsi que d’estimer les corrections k et de là les magnitudes absolues dans les filtres GALEX.

¹Ce critère a été vérifié à partir des seuls *redshifts* spectroscopiques

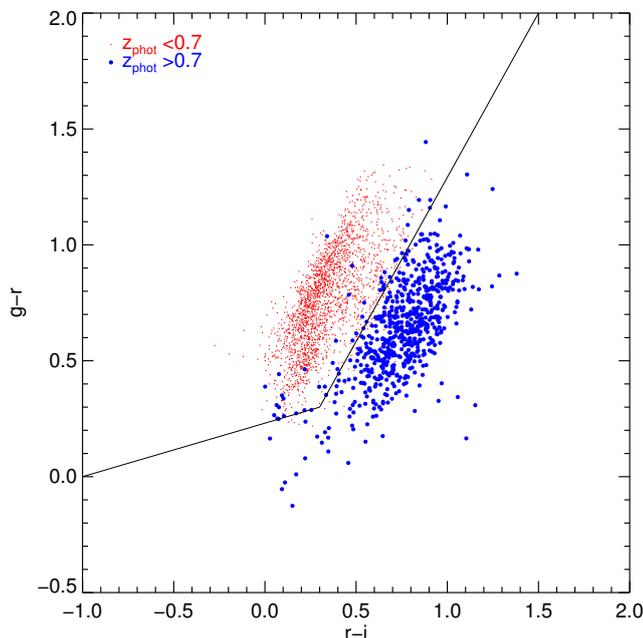


FIG. E.2 – Critère de sélection en *redshift* à l’aide des couleurs optiques. L’information des *redshifts* photométriques provient des contreparties VVDS-2h, et la photométrie est celle du CFHTLS. Les galaxies avec $z_{phot} VVDS < 0.7$ sont représentées en points de petite taille, et celles avec $z_{phot} VVDS > 0.7$ en points de taille plus importante. La ligne continue indique la limite déterminée à partir de ces couleurs.

E.3.1 Comparaison *redshifts*spectroscopiques et *redshifts*photométriques

Dans le cas des données CFHTLS, les *redshifts* photométriques ont été déterminés en utilisant uniquement l’outil Le Phare. Les données CFHTLS ne contenant pas d’information spectroscopique, la qualité des *redshifts* photométriques doit être estimée à l’aide d’autres sondages. Les *redshifts* spectroscopiques des contreparties VVDS-2h ont été utilisées pour ce faire. Les objets spectroscopisés considérés ici pour la comparaison sont ceux avec *flag* égal à 3 ou 4, correspondant aux mesures de *redshifts* les plus sûres. Ceci correspond à 1236 galaxies, 135 étoiles et 29 quasars.

La figure E.3 présente la comparaison entre les *redshifts* photométriques déterminés à l’aide des seules données CFHTLS et les *redshifts* spectroscopiques des contreparties VVDS-2h. La dispersion est de $\sigma_z = \sigma(z_{phot} - z_{spec}) = 0.09$ pour les galaxies, et les erreurs catastrophiques définies comme $\Delta z = |z_{phot} - z_{spec}| > 0.2$ sont de l’ordre de 8%.

E.3.2 Classification des objets par χ^2

La figure E.4 présente la comparaison du résultat de l’ajustement par les SEDs de référence des données CFHTLS avec le type spectroscopique donné par VVDS.

La séparation des différents types d’objets dans les plans (χ_x^2, χ_y^2) est moins efficace que celle observée avec l’utilisation de la combinaison des sept filtres GALEX et SDSS. En effet,

E. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS DE GALAXIES DANS LES CHAMPS PROFONDS CFHTLS

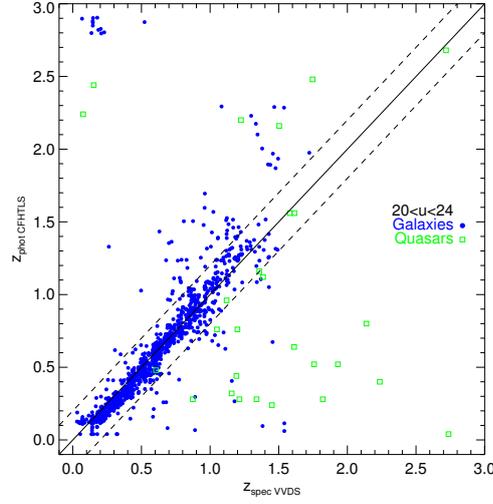


FIG. E.3 – Comparaison *redshifts* spectroscopiques et photométriques dans les champs profonds CFHTLS. Les *redshifts* spectroscopiques sont ceux des contreparties VVDS aux sources CFHTLS sélectionnées ici telles que $20 < u < 24$. Les galaxies selon les spectres VVDS sont représentées par ces cercles, et les quasars par des carrés. La ligne continue indique $z_{phot} = z_{spec}$ et les lignes en traits tirets $|z_{phot} - z_{spec}| = 0.2$.

Type spectroscopique	Pourcentage \rightarrow type <i>redshift</i> photométrique		
	Galaxies	Etoiles	Quasars
Galaxies	78%	2%	20%
Etoiles	8%	56%	36%
Quasars	38%	10%	51%

TAB. E.1 – Types spectroscopiques et classification selon les *redshifts* photométriques : chaque ligne indique comment sont classés les objets par les critères E.2, E.3 et E.4

hormis dans le plan $(\chi_{gal}^2, \chi_{star}^2)$, les critères typiques suivants ne sont pas appropriés pour attribuer correctement un type à partir des *redshifts* photométriques :

$$\text{Galaxies : } \chi_{gal}^2 < \chi_{star}^2 \quad \text{et} \quad \chi_{gal}^2 < \chi_{qso}^2 \quad (\text{E.2})$$

$$\text{Etoiles : } \chi_{star}^2 < \chi_{gal}^2 \quad \text{et} \quad \chi_{star}^2 < \chi_{qso}^2 \quad (\text{E.3})$$

$$\text{Quasars : } \chi_{qso}^2 < \chi_{gal}^2 \quad \text{et} \quad \chi_{qso}^2 < \chi_{star}^2 \quad (\text{E.4})$$

Ainsi, selon ces critères, environ 50% seulement des étoiles et quasars spectroscopiques se voient affecter le type correct par les critères utilisant les χ^2 (voir table E.1). L'accord est meilleur pour les galaxies, mais 27% de celles-ci sont classées comme quasars. Ceci est clairement compréhensible à l'examen de la figure E.4 (au milieu) : les galaxies spectroscopiques occupent une grande partie du plan $(\chi_{gal}^2, \chi_{qso}^2)$, sans démarcation nette par la droite $\chi_{gal}^2 = \chi_{qso}^2$. Si le critère E.2 est appliqué tel quel, le taux de contamination des galaxies par

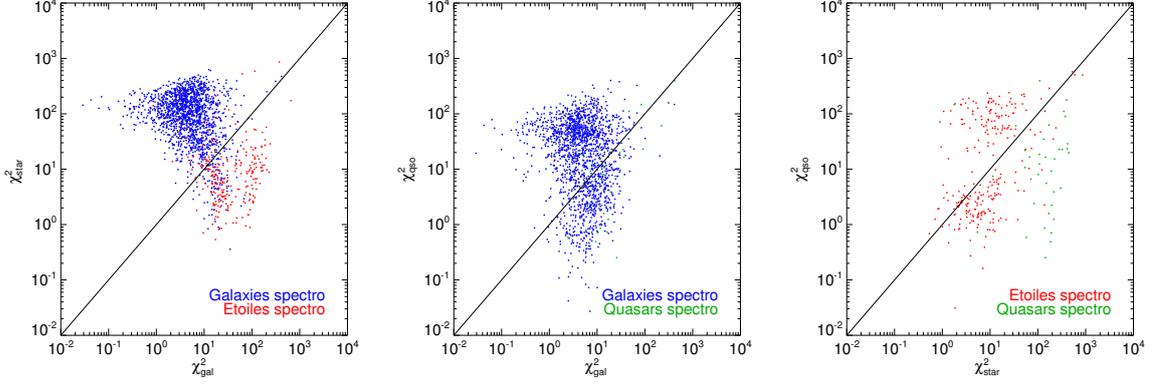


FIG. E.4 – Classification des objets à l’aide de l’ajustement des SEDs par Le Phare. Chaque figure compare les χ_{min}^2 obtenus lors de l’ajustement des données à des SEDs appartenant à deux classes différentes : à gauche, étoiles et galaxies ; au milieu, quasars et galaxies ; et à droite, quasars et étoiles. Le type indiqué sur les figures est celui fourni par le spectre VVDS (galaxies en bleu, étoiles en rouge et quasars en vert). Les droites en trait continu représentent $\chi_y^2 = \chi_x^2$. Les objets utilisés ici sont tels que $20 < u < 24$.

les étoiles et quasars (étoiles et quasars spectroscopiques classés galaxies par les *redshifts* photométriques) est de 3%, et le taux de pertes de galaxies (galaxies classées étoiles ou quasars) de 30%. L’objectif ici a consisté à employer une stratégie permettant de perdre le nombre minimum de galaxies. Ainsi, aucun critère particulier pour la sélection des quasars dans le plan $(\chi_{gal}^2, \chi_{qso}^2)$ n’étant déterminable de manière évidente, le critère E.2 a été modifié de la façon suivante :

$$\text{Galaxies : } \chi_{gal}^2 < \chi_{star}^2 \quad (\text{E.5})$$

En d’autres termes, les objets classés quasars par les *redshifts* photométriques ne sont pas éliminés du groupe de ceux classés galaxies. Dans ces conditions le taux de contamination des galaxies par les étoiles et quasars est de 9% et le taux de perte de galaxies de 3%. Notons également que le critère du *half light radius* classe comme étoiles 50% des quasars spectroscopiques.

De même, les étoiles sont sélectionnées avec le critère suivant :

$$\text{Etoiles : } \chi_{star}^2 < \chi_{gal}^2 \quad (\text{E.6})$$

Les comptages de galaxies observées dans le filtre *u* sont représentés figure E.5 pour différentes sélections : selon le critère *half light radius*, selon les *redshifts* photométriques, et en combinant ces deux sélections. Les résultats obtenus à l’aide de ces trois sélections sont en accord pour $20 < u < 25$. Aux magnitudes brillantes, ($u < 20$) les comptages selon les *redshifts* photométriques majorent ceux des autres méthodes. Les objets responsables de cet excès aux magnitudes brillantes sont classés stellaires par le critère du *half light radius*. La fraction de galaxies sélectionnées selon le critère χ^2 adopté (eq. E.5) et selon le critère du *half light radius* est par ailleurs de l’ordre de 90% pour $20 < u < 24$. Les comptages combinant

E. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS DE GALAXIES DANS LES CHAMPS PROFONDS CFHTLS

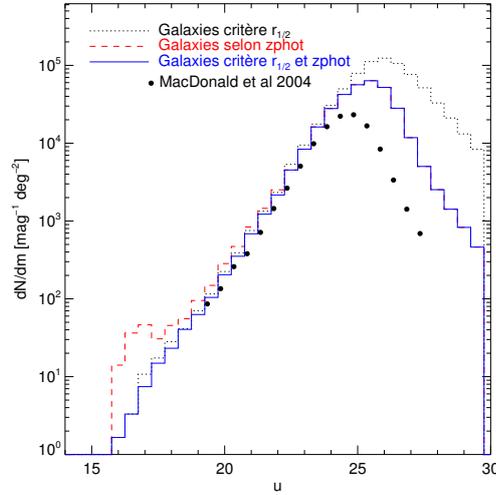


FIG. E.5 – Comptages de galaxies dans le filtre u : galaxies sélectionnées selon le critère du *half light radius* (pointillés), selon les *redshifts* photométriques (traits tirets) et selon la combinaison de ces deux sélections (trait continu). Les cercles représentent les résultats de MacDonald et al. (2004) ; les magnitudes ont été converties de la manière suivante : $u_{AB} = u_{VEGA} + 0.346$.

les *redshifts* photométriques et le *half light radius* sont en accord correct avec les résultats obtenus par MacDonald et al. (2004)¹.

Dans le cadre de ce travail, les galaxies sont les objets classés comme tels par les *redshifts* photométriques et le *half light radius* avec $20 < u < 24$. Ce critère est cohérent avec la spectroscopie dans 97% des cas.

E.4 Distribution en *redshift*

La distribution en *redshift* des galaxies sélectionnées à $z > 0.7$ par les critères E.1 est représentée en traits tirets sur la figure E.6. Cette distribution possède des ailes à des *redshifts* en dehors de l'intervalle désiré ; la sélection finale combine ces critères couleurs avec une sélection en *redshift* photométrique : $0.7 < z_{phot} < 1.3$. La distribution résultante est représentée par l'histogramme en trait continu figure E.6. L'échantillon ainsi sélectionné a été, de la même manière que l'échantillon GALEX, partagé en deux sous-groupes selon la magnitude absolue moyenne NUV . Les distributions en *redshifts* de ces deux échantillons sont également représentés figure E.6. Toutes ces distributions ont été ajustées par la même fonction analytique que celle utilisée pour les données GALEX (voir §7.1) ; l'ajustement a été fait cette fois-ci de manière directe sans convolution par une gaussienne. En effet, dans le cas présent cette méthode n'a pas lieu d'être utilisée puisqu'elle ne tient pas compte des galaxies qui appartiennent à l'intervalle de *redshift* sondé et dont le *redshift* photométrique est faux, et ne sont donc pas retenus dans la sélection effectuée.

¹Voir <http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/MegaPrime/quickinformation.html> pour la conversion des magnitudes Vega en AB pour le filtre u de CFHTLS.

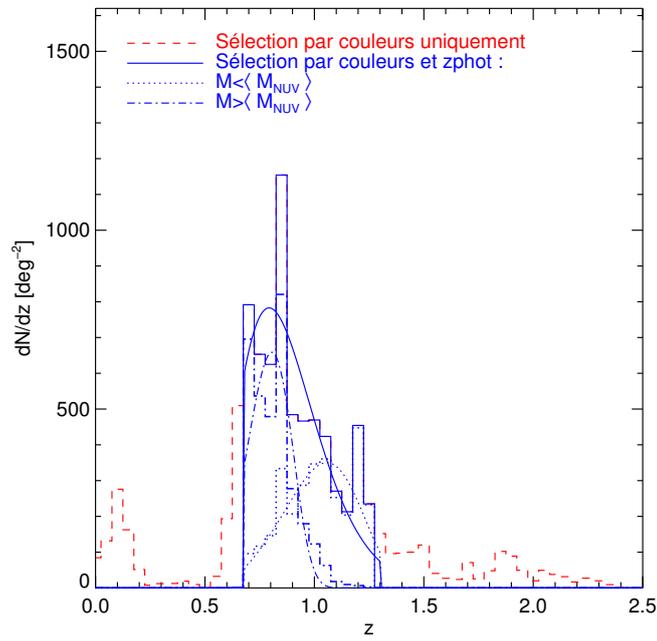


FIG. E.6 – Distribution en *redshift* des objets sélectionnés à $z > 0.7$. L’histogramme en traits tirets représente la distribution en *redshift* des galaxies sélectionnées à $z > 0.7$ par les critères E.1 et l’histogramme en trait continu celles ayant vérifiant de plus $0.7 < z_{phot} < 1.3$. Les distributions en *redshifts* des échantillons sélectionnées en magnitude absolue sont également représentées en traits pointillés ($NUV_0 < \langle NUV_0 \rangle$) et en traits tirets-points ($NUV_0 > \langle NUV_0 \rangle$). Les courbes représentent un ajustement par une fonction analytique (voir §7.1).

**E. CONSTITUTION DES ÉCHANTILLONS DE GALAXIES DANS LES
CHAMPS PROFONDS CFHTLS**

Annexe F

Densité de luminosité

La densité de luminosité émise par les galaxies à une longueur d'onde donnée est l'intégrale de la luminosité émise par ces galaxies à cette longueur d'onde par unité de volume comobile. Dans le cas de l'ultraviolet, cette quantité revêt une interprétation physique simple puisqu'elle est directement proportionnelle au taux de formation stellaire (voir par exemple [Madau et al., 1996](#)).

Le calcul de la densité de luminosité (LD) d'une classe de galaxies repose sur la connaissance de la fonction de luminosité $\phi(L)$ de ces galaxies. La densité de luminosité représentée par les galaxies plus brillantes que la luminosité L est donnée par :

$$LD(L) = \int_L^\infty L\phi(L)dL \quad (\text{F.1})$$

Dans le cas d'une fonction de luminosité paramétrée par une fonction de Schechter, ceci s'écrit :

$$LD(L) = \int_L^\infty L\phi_* \left(\frac{L}{L_*}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{L}{L_*}\right) d\left(\frac{L}{L_*}\right) \quad (\text{F.2})$$

c'est-à-dire

$$LD(L) = \int_L^\infty \phi_* \left(\frac{L}{L_*}\right)^{\alpha+1} \exp\left(-\frac{L}{L_*}\right) dL \quad (\text{F.3})$$

En posant $x = L/L_*$ on obtient :

$$LD(L) = \phi_* L_* \int_x^\infty x^{\alpha+1} \exp(-x) dx \quad (\text{F.4})$$

Avec $\beta - 1 = \alpha + 1$, ceci s'exprime à l'aide de la fonction gamma incomplète $\Gamma(\beta, x)$:

$$\begin{aligned} LD(L) &= \phi_* L_* \int_x^\infty x^{\beta-1} \exp(-x) dx \\ LD(L) &= \phi_* L_* \Gamma(\beta, x) \end{aligned}$$

La fonction gamma est définie pour $\beta > 0$, ce qui équivaut à $\alpha + 2 > 0$.

La densité de luminosité totale est donnée par l'intégration sur toutes les luminosités :

F. DENSITÉ DE LUMINOSITÉ

$$LD_{tot} = \phi_* L_* \Gamma(\alpha + 2, 0) = \phi_* L_* \quad (\text{F.5})$$

La fraction de densité de luminosité représentée par les galaxies plus brillantes que L rapportée à LD_{tot} est donc donnée par :

$$f_{LD_{tot}}(L) = \Gamma(\alpha + 2, L/L_*) \quad (\text{F.6})$$

La fraction de luminosité d'un échantillon de galaxies donné peut donc être obtenu à l'aide de la fonction de luminosité et des luminosités limites de cet échantillon. Ainsi pour un échantillon sélectionné tel que $L_{min} < L < L_{max}$ on a :

$$\begin{aligned} f_{LD_{tot}}(L_{min}) &= \Gamma(\alpha + 2, L_{min}/L_*) \quad \text{et} \\ f_{LD_{tot}}(L_{max}) &= \Gamma(\alpha + 2, L_{max}/L_*) \quad \text{d'où} \\ f_{LD_{tot}}(L_{min} < L < L_{max}) &= \Gamma(\alpha + 2, L_{min}/L_*) - \Gamma(\alpha + 2, L_{max}/L_*) \end{aligned}$$

Ces équations ont été utilisées § 9.2 afin de discuter l'évolution du biais des galaxies sélectionnées en ultraviolet à différents *redshifts*.

Bibliographie

- Abbas, U. & Sheth, R. K. 2005, arXiv :astro-ph/0509593 [7.3.2](#), [9.2](#)
- Adelberger, K. L., Steidel, C. C., Giavalisco, M., et al. 1998, 505, 18 [4.3.1](#)
- Adelberger, K. L., Steidel, C. C., Pettini, M., et al. 2005, ApJ, 619, 697 [1.4](#), [1.5.1](#), [3.2.1](#), [5.5](#), [7.1](#), [7.1](#), [7.3](#), [7.3.1](#), [7.6](#), [7.3.2](#), [7.3.2](#), [9.1](#), [9.1](#), [9.1](#), [9.2](#)
- Allen, P. D., Moustakas, L. A., Dalton, G., et al. 2005, astro-ph, 0505015 [7.3](#), [7.3.1](#), [9.1](#)
- Arnouts, S., Cristiani, S., Moscardini, L., et al. 1999, MNRAS, 310, 540 [6.5.2](#), [9](#)
- Arnouts, S. & Ilbert, O. en préparation [6.5.2](#)
- Arnouts, S., Moscardini, L., Vanzella, E., et al. 2002, MNRAS, 329, 355 [4.4.2](#), [7.1](#), [9](#), [9.1](#)
- Arnouts, S., Schiminovich, D., Ilbert, O., et al. 2005, ApJ, 619, L43 [3.2.2](#), [3.2.2](#), [7.2](#), [9.1](#), [9.1](#)
- Bahcall, J. N. 1986, ARA&A, 24, 577 [6.6.1](#)
- Balogh, M. L., Navarro, J. F., & Morris, S. L. 2000, ApJ, 540, 113 [1.4](#)
- Bardeen, J. M., Bond, J. R., Kaiser, N., & Szalay, A. S. 1986, ApJ, 304, 15 [B](#), [B](#)
- Bechtold, J., Yee, H. K. C., Elston, R., & Ellingson, E. 1997, ApJ, 477, L29+ [3.1.1](#)
- Bell, E. F., Papovich, C., Wolf, C., et al. 2005, ApJ, 625, 23 [3.1.2](#)
- Benítez, N. 2000, ApJ, 536, 571 [6.5.2](#)
- Benoist, C., Maurogordato, S., da Costa, L. N., Cappi, A., & Schaeffer, R. 1996, ApJ, 472, 452 [4.3.1](#), [7.3](#), [9.1](#)
- Benoit, A., Berge, L., Bluemer, J., et al. 2005, astro-ph, 0412061 [2.4](#)
- Benson, A. J., Frenk, C. S., Baugh, C. M., Cole, S., & Lacey, C. G. 2001, MNRAS, 327, 1041 [9.1](#), [9.1](#), [9.1](#)
- Berlind, A. A. & Weinberg, D. H. 2002, ApJ, 575, 587 [1.5.2](#), [2.8](#)
- Berlind, A. A., Weinberg, D. H., Benson, A. J., et al. 2003, ApJ, 593, 1 [7.3.2](#), [7.3.2](#), [9.1](#)
- Bernabei, R., Belli, P., Cappella, F., et al. 2005, Nuclear Physics B Proceedings Supplements, 138, 45 [2.4](#)

BIBLIOGRAPHIE

- Bernardeau, F., Colombi, S., Gaztañaga, E., & Scoccimarro, R. 2002, *Phys. Rep.*, 367, 1
[4.2.2](#), [4.4.2](#), [6.4.1](#)
- Bernstein, G. M. 1994, *ApJ*, 424, 569 [4.4.2](#), [5.4](#), [5.5](#), [6.4.1](#)
- Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393 [8.2](#)
- Blaizot, J., Guiderdoni, B., Devriendt, J. E. G., et al. 2004, *MNRAS*, 352, 571 [6.4.1](#), [6.9](#)
- Blaizot, J., Wadadekar, Y., Guiderdoni, B., et al. 2003, *astro-ph*, 0309305 [2.7](#), [6.4.3](#)
- Blanton, M., Cen, R., Ostriker, J. P., & Strauss, M. A. 1999, *ApJ*, 522, 590 [1.5.1](#), [5.5](#)
- Blanton, M., Cen, R., Ostriker, J. P., Strauss, M. A., & Tegmark, M. 2000, *ApJ*, 531, 1 [7.1](#)
- Blanton, M., Eisenstein, D., Hogg, D. W., & Zehavi, I. 2004, *astro-ph*, 0411037 [1.5.2](#)
- Blanton, M. R., Eisenstein, D., Hogg, D. W., Schlegel, D. J., & Brinkmann, J. 2005a, *ApJ*, 629, 143 [1.3](#), [7.4.2](#)
- Blanton, M. R., Schlegel, D. J., Strauss, M. A., et al. 2005b, *AJ*, 129, 2562 [9.2](#)
- Boissier, S., Gil de Paz, A., Madore, B. F., et al. 2005, *ApJ*, 619, L83 [3.2.2](#)
- Bolzonella, M., Miralles, J.-M., & Pelló, R. 2000, *A&A*, 363, 476 [6.5.2](#)
- Bouché, N. & Lowenthal, J. D. 2005, *ApJ*, 623, L75 [1.4](#), [1.4](#), [1.5.1](#)
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Thompson, R. I., et al. 2004, *ApJ*, 606, L25 [3.2.1](#)
- Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., et al. 2004, *MNRAS*, 351, 1151 [3.9](#)
- Brown, M. J. I., Webster, R. L., & Boyle, B. J. 2000, *MNRAS*, 317, 782 [2.8](#)
- Bruzual, G. & Charlot, S. 2003, *MNRAS*, 344, 1000 [6.5.2](#), [6.13](#)
- Bruzual A., G. & Charlot, S. 1993, *ApJ*, 405, 538 [3.2](#)
- Buat, V. 1992, *A&A*, 264, 444 [3.2](#)
- Buat, V., Boselli, A., Gavazzi, G., & Bonfanti, C. 2002, *A&A*, 383, 801 [5.1](#)
- Buat, V. & Burgarella, D. 1998, *A&A*, 334, 772 [5.1](#)
- Buat, V., Donas, J., Milliard, B., & Xu, C. 1999, *A&A*, 352, 371 [5.1](#)
- Buat, V., Iglesias-Páramo, J., Seibert, M., et al. 2005, *ApJ*, 619, L51 [3.2.2](#)
- Buat, V. & Xu, C. 1996, *A&A*, 306, 61 [3.2](#)
- Budavári, T., Connolly, A. J., Szalay, A. S., et al. 2003, *ApJ*, 595, 59 [2.8](#), [6.3.1](#), [6.6.2](#), [7.1](#), [7.1](#), [7.3](#), [7.3.2](#), [7.4.2](#), [9.2](#)
- Budavári, T., Szalay, A. S., Charlot, S., et al. 2005, *ApJ*, 619, L31 [7.2](#), [9.1](#)

- Butcher, H. & Oemler, A. 1978, ApJ, 219, 18 [5.1](#)
- Butcher, H. & Oemler, A. 1984, ApJ, 285, 426 [5.1](#)
- Byrd, G. & Valtonen, M. 1990, ApJ, 350, 89 [1.3](#)
- Calzetti, D. 1997, AJ, 113, 162 [3.2](#)
- Calzetti, D., Kinney, A. L., Bohlin, R. C., Panagia, N., & Wyse, R. 1991, BAAS, 23, 893 [5.5](#)
- Calzetti, D., Kinney, A. L., & Storchi-Bergmann, T. 1994, ApJ, 429, 582 [3.2](#)
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, ApJ, 345, 245 [6.1.2](#), [6.6.2](#)
- Carlberg, R. G., Yee, H. K. C., & Ellingson, E. 1997, ApJ, 478, 462 [2.3](#)
- Coil, A. L., Davis, M., Madgwick, D. S., et al. 2004a, ApJ, 609, 525 [9.1](#)
- Coil, A. L., Newman, J. A., Kaiser, N., et al. 2004b, ApJ, 617, 765 [7.1](#), [7.1](#), [7.4.2](#), [7.4.2](#)
- Cole, S., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Frenk, C. S. 2000, MNRAS, 319, 168 [2.7](#)
- Connolly, A. J., Csabai, I., Szalay, A. S., et al. 1995, AJ, 110, 2655 [6.5.2](#)
- Connolly, A. J., Szalay, A. S., Dickinson, M., Subbarao, M. U., & Brunner, R. J. 1997, ApJ, 486, L11+ [1.5](#)
- Cooray, A. 2005, MNRAS, 363, 337 [2.3](#), [2.8](#), [9.1](#), [9.2](#)
- Cooray, A. & Sheth, R. 2002, Phys. Rep., 372, 1 [1.5.2](#)
- Cowie, L. L., Songaila, A., & Barger, A. J. 1999, AJ, 118, 603 [1.5](#), [1.5](#)
- Cowie, L. L., Songaila, A., Hu, E. M., & Cohen, J. G. 1996, AJ, 112, 839 [3.1.1](#)
- Cox, P. & Mezger, P. G. 1989, A&A Rev., 1, 49 [3.1.2](#)
- Croton, D. J., Farrar, G. R., Norberg, P., et al. 2005, MNRAS, 356, 1155 [5.5](#)
- Csabai, I., Connolly, A. J., Szalay, A. S., & Budavári, T. 2000, AJ, 119, 69 [6.5.2](#)
- Daddi, E., Cimatti, A., Broadhurst, T., et al. 2002, A&A, 384, L1 [9.2](#), [9.4](#)
- Davis, M., Faber, S. M., Newman, J., et al. 2003, in , 161–172 [E.2](#)
- Davis, M. & Peebles, P. J. E. 1983, ApJ, 267, 465 [7.3.2](#)
- Deharveng, J.-M., Sasseen, T. P., Buat, V., et al. 1994, A&A, 289, 715 [3.2](#)
- Diaferio, A., Kauffmann, G., Balogh, M. L., et al. 2001, MNRAS, 323, 999 [1.4](#)
- Donas, J. & Deharveng, J. M. 1984, A&A, 140, 325 [3.2](#)
- Donas, J., Deharveng, J. M., Laget, M., Milliard, B., & Huguenin, D. 1987, A&A, 180, 12 [3.2](#)

BIBLIOGRAPHIE

- Donas, J., Milliard, B., & Laget, M. 1991, *A&A*, 252, 487 [5.1](#)
- Donas, J., Milliard, B., & Laget, M. 1995, *A&A*, 303, 661 [1.3](#), [3.2](#), [5.1](#)
- Donas, J., Milliard, B., Laget, M., & Buat, V. 1990, *A&A*, 235, 60 [5.1](#)
- Dressler, A. 1980, *ApJ*, 236, 351 [1.3](#), [2.8](#), [7.4.2](#)
- Dressler, A., Oemler, A. J., Couch, W. J., et al. 1997, *ApJ*, 490, 577 [1.3](#), [2.8](#), [7.4.2](#)
- Ellis, R. S. 1997, *ARA&A*, 35, 389 [3.1.1](#), [3.2](#)
- Fanelli, M. N., Marcum, P. M., Waller, W. H., et al. 1997, in *American Institute of Physics Conference Series*, 83+ [3.2](#)
- Fernández-Soto, A., Lanzetta, K. M., & Yahil, A. 1999, *ApJ*, 513, 34 [6.5.2](#)
- Foucaud, S., McCracken, H. J., Le Fèvre, O., et al. 2003, *A&A*, 409, 835 [5.5](#), [7.1](#), [7.1](#), [7.3](#), [7.3.1](#), [9.1](#), [9.1](#), [9.2](#)
- Frenk, C. S., Colberg, J. M., Couchman, H. M. P., et al. 2005, *astro-ph*, 0007632 [9.2](#)
- Fujita, S. S., Ajiki, M., Shioya, Y., et al. 2003, *ApJ*, 586, L115 [3.1.1](#)
- Fukugita, M., Ichikawa, T., Gunn, J. E., et al. 1996, *AJ*, 111, 1748 [8.1](#)
- Gómez, P. L., Nichol, R. C., Miller, C. J., et al. 2003, *ApJ*, 584, 210 [1.4](#), [1.4](#), [1.5.1](#), [3.1.1](#), [7.3.2](#), [9.2](#), [9.2](#)
- Gal, R. R., de Carvalho, R. R., Odewahn, S. C., et al. 2004, *AJ*, 128, 3082 [5.2](#)
- Gallagher, J. S., Hunter, D. A., & Bushouse, H. 1989, *AJ*, 97, 700 [3.1.1](#)
- Gao, L., Springel, V., & White, S. D. M. 2005, *MNRAS*, 363, L66 [9.1](#)
- Gavazzi, G., Randone, I., & Branchini, E. 1995, *ApJ*, 438, 590 [1.3](#)
- Giavalisco, M. & Dickinson, M. 2001, *ApJ*, 550, 177 [1.4](#), [1.5.1](#), [2.8](#), [4.3.1](#), [5.5](#), [7.1](#), [7.1](#), [7.3](#), [7.3.1](#), [7.6](#), [7.3.2](#), [9.1](#), [9.1](#), [9.1](#)
- Giavalisco, M., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., et al. 1998, *ApJ*, 503, 543 [7.1](#), [7.3.2](#)
- Gil de Paz, A., Madore, B. F., Boissier, S., & GALEX Science. 2004, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 205, [3.2](#)
- Gilmore, G. & Howell, D., eds. 1998, *The Stellar Initial Mass Function (38th Herstmonceux Conference)* [3.2](#)
- Goldreich, P. & Lynden-Bell, D. 1965, *MNRAS*, 130, 97 [1.1.2](#)
- Goto, T., Yamauchi, C., Fujita, Y., et al. 2003, *MNRAS*, 346, 601 [1.3](#), [2.8](#), [7.4.2](#)
- Gronwall, C. 1999, in *AIP Conf. Proc. 470 : After the Dark Ages : When Galaxies were Young (the Universe at $2 < z < 5$)*, 335+ [3.9](#)

- Guzzo, L., Bartlett, J. G., Cappi, A., et al. 2000, A&A, 355, 1 [9.1](#)
- Guzzo, L., Strauss, M. A., Fisher, K. B., Giovanelli, R., & Haynes, M. P. 1997, ApJ, 489, 37 [2.8](#), [7.2](#), [7.3](#)
- Gwyn, S. 2005, The CFHTLS ugriz filter set, <http://orca.phys.uvic.ca/~gwyn/cfhtls/photz/filters.html> [8.1](#)
- Hamana, T., Ouchi, M., Shimasaku, K., Kayo, I., & Suto, Y. 2004, MNRAS, 347, 813 [7.3.2](#), [9.2](#)
- Hatton, S., Devriendt, J. E. G., Ninin, S., et al. 2003, MNRAS, 343, 75 [2.7](#), [6.4.1](#), [6.9](#)
- Hawkins, E., Maddox, S., Cole, S., et al. 2003, MNRAS, 346, 78 [7.3.2](#)
- Heckman, T. M., Hoopes, C. G., Seibert, M., et al. 2005, ApJ, 619, L35 [3.2.2](#), [3.2.2](#)
- Heinis, S., Treyer, M., Arnouts, S., et al. 2004, A&A, 424, L9 [7.1](#)
- Hippelein, H., Maier, C., Meisenheimer, K., et al. 2003, A&A, 402, 65 [3.1.1](#)
- Hogg, D. W. 1999, arXiv :astro-ph/9905116 [5.3](#)
- Hogg, D. W., Blanton, M. R., Eisenstein, D. J., et al. 2003, ApJ, 585, L5 [2.8](#)
- Hoopes, C. communication privée [3.8](#)
- Hubble, E. & Humason, M. L. 1931, ApJ, 74, 43 [2.1](#)
- Hubble, E. P. 1926, ApJ, 64, 321 [1](#)
- Iglesias-Páramo, J., Buat, V., Donas, J., Boselli, A., & Milliard, B. 2004, A&A, 419, 109 [5.1](#)
- Ilbert, O., Tresse, L., Zucca, E., et al. en préparation [E.2](#)
- Jensen, L. G. & Szalay, A. S. 1986, ApJ, 305, L5 [B](#)
- Juneau, S., Glazebrook, K., Crampton, D., et al. 2005, ApJ, 619, L135 [3.1.1](#)
- Kaiser, N. 1984, ApJ, 284, L9 [B](#), [B](#)
- Kang, X., Jing, Y. P., Mo, H. J., & Börner, G. 2005, ApJ, 631, 21 [9.1](#)
- Kashikawa, N., Yoshida, M., Shimasaku, K., et al. 2005, ArXiv Astrophysics e-prints [7.3.2](#)
- Kauffmann, G., White, S. D. M., & Guiderdoni, B. 1993, MNRAS, 264, 201 [2.7](#)
- Kennicutt, R. C. 1992, ApJ, 388, 310 [3.1.1](#)
- Kennicutt, R. C. 1998a, ARA&A, 36, 189 [3.1](#), [3.2.2](#), [7.4.2](#)
- Kennicutt, R. C. 1998b, ApJ, 498, 541 [1.1.2](#), [2.6](#)
- Kennicutt, R. C., Tamblyn, P., & Congdon, C. E. 1994, ApJ, 435, 22 [3.1.1](#)

BIBLIOGRAPHIE

- Kereš, D., Katz, N., Weinberg, D. H., & Davé, R. 2005, MNRAS, 363, 2 [1.4](#), [1.5.1](#)
- Kravtsov, A. V., Berlind, A. A., Wechsler, R. H., et al. 2004, ApJ, 609, 35 [1.5.2](#), [2.8](#), [2.4](#), [7.3.2](#), [7.3.2](#)
- Labbé, I., Huang, J., Franx, M., et al. 2005, ApJ, 624, L81 [3.1.2](#)
- Lambas, D. G., Tissera, P. B., Alonso, M. S., & Coldwell, G. 2003, MNRAS, 346, 1189 [1.2](#)
- Landy, S. D. & Szalay, A. S. 1993, ApJ, 412, 64 [4.3.2](#), [4.4.1](#), [5.2](#), [5.5](#), [6.3.2](#), [6.3.4](#), [6.4.1](#), [6.4.4](#), [6.26](#), [6.6.4](#), [7.3.2](#), [9.2](#)
- Landy, S. D., Szalay, A. S., & Koo, D. C. 1996, ApJ, 460, 94 [7.4.2](#)
- Le Fèvre, O., Vettolani, G., Garilli, B., et al. 2005, A&A, 439, 845 [E.2](#)
- Lee, K., Giavalisco, M., Gnedin, O. Y., et al. 2005, ArXiv Astrophysics e-prints [7.3.2](#), [9.1](#), [9.2](#)
- Lewis, I., Balogh, M., De Propris, R., et al. 2002, MNRAS, 334, 673 [1.4](#), [1.5.1](#), [3.1.1](#), [7.3.2](#), [9.2](#), [9.2](#)
- Lilly, S. J., Le Fevre, O., Hammer, F., & Crampton, D. 1996, ApJ, 460, L1+ [1.5](#), [1.5](#), [3.9](#), [9.2](#)
- Limber, D. N. 1953, ApJ, 117, 134 [4.3.3](#), [5.2](#), [6.4.4](#), [7.1](#)
- MacDonald, E. C., Allen, P., Dalton, G., et al. 2004, MNRAS, 352, 1255 [E.5](#), [E.3.2](#)
- Madau, P. 1997, in American Institute of Physics Conference Series, 481–+ [1.5](#)
- Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., et al. 1996, MNRAS, 283, 1388 [1.5](#), [1.5](#), [3.2](#), [9.2](#), [F](#)
- Madgwick, D. S., Hawkins, E., Lahav, O., et al. 2003, MNRAS, 344, 847 [2.8](#), [5.5](#), [7.1](#), [7.2](#), [7.3.2](#), [7.4.2](#)
- Magliocchetti, M., Bagla, J. S., Maddox, S. J., & Lahav, O. 2000, MNRAS, 314, 546 [9.2](#), [C.1](#)
- Magliocchetti, M. & Maddox, S. J. 1999, MNRAS, 306, 988 [4.3.3](#), [9](#)
- Magliocchetti, M. & Porciani, C. 2003, MNRAS, 346, 186 [7.3.2](#)
- Maoz, D., Filippenko, A. V., Ho, L. C., et al. 1996, ApJS, 107, 215 [3.2](#)
- Martin, D. C., Fanson, J., Schiminovich, D., et al. 2005a, ApJ, 619, L1 [3.2](#), [3.2](#), [7.4.2](#)
- Martin, D. C., Seibert, M., Buat, V., et al. 2005b, ApJ, 619, L59 [3.2.2](#), [3.7](#), [3.2.2](#), [5.1](#)
- Martínez, V. J. & Saar, E. 2002, Statistics of the Galaxy Distribution (Statistics of the Galaxy Distribution, Published by Chapman Hall/CRC, Boca Raton, ISBN : 1584880848) [A.1](#), [B](#)
- McCracken, H. J., Le Fèvre, O., Brodwin, M., et al. 2001, A&A, 376, 756 [7.4.2](#)

- McCracken, H. J., Radovich, M., Bertin, E., et al. 2003, *A&A*, 410, 17 [E.1](#)
- Mellier, Y. 1999, *ARA&A*, 37, 127 [2.3](#)
- Meurer, G. R., Heckman, T. M., & Calzetti, D. 1999, *ApJ*, 521, 64 [3.2](#), [3.2.2](#)
- Meurer, G. R., Heckman, T. M., Leitherer, C., et al. 1995, *AJ*, 110, 2665 [3.2](#)
- Milgrom, M. 1983a, *ApJ*, 270, 371 [2.3](#)
- Milgrom, M. 1983b, *ApJ*, 270, 384 [2.3](#)
- Milgrom, M. 1983c, *ApJ*, 270, 365 [2.3](#)
- Milliard, B., Donas, J., & Laget, M. 1991, *Advances in Space Research*, 11, 135 [5.1](#)
- Milliard, B., Donas, J., Laget, M., Armand, C., & Vuillemin, A. 1992, *A&A*, 257, 24 [5.1](#)
- Mo, H. J. & White, S. D. M. 2002, *MNRAS*, 336, 112 [3](#), [2.2](#), [7.1](#), [B](#), [C](#)
- Mo, H. J., Yang, X., van den Bosch, F. C., & Jing, Y. P. 2004, *MNRAS*, 349, 205 [1.5.2](#)
- Moore, A. W., Connolly, A., Genovese, C., et al. 2000, *astro-ph*, 0012333 [6.3.1](#)
- Morrissey, P., Schiminovich, D., Barlow, T. A., et al. 2005, *ApJ*, 619, L7 [3.1](#), [3.4](#), [6.2](#)
- Moshir, M., Kopman, G., & Conrow, T. A. O. 1992, *IRAS Faint Source Survey, Explanatory supplement version 2* (Pasadena : Infrared Processing and Analysis Center, California Institute of Technology, 1992, edited by Moshir, M. ; Kopman, G. ; Conrow, T. a.o.) [3.1.2](#)
- Moustakas, L. A. & Somerville, R. S. 2002, *ApJ*, 577, 1 [9.2](#)
- Nagamine, K., Cen, R., & Ostriker, J. P. 2000, *ApJ*, 541, 25 [1.5](#), [1.5.1](#)
- Nagamine, K., Cen, R., & Ostriker, J. P. 2001, in *Birth and Evolution of the Universe*, 383–+
[1.5.1](#), [5.5](#), [9.2](#)
- Nikolic, B., Cullen, H., & Alexander, P. 2004, *MNRAS*, 355, 874 [1.2](#)
- Norberg, P., Baugh, C. M., Hawkins, E., et al. 2002a, 332, 827 [9.1](#)
- Norberg, P., Baugh, C. M., Hawkins, E., et al. 2001, *MNRAS*, 328, 64 [7.3](#), [9.1](#), [9.1](#)
- Norberg, P., Cole, S., Baugh, C. M., et al. 2002b, *MNRAS*, 336, 907 [2.8](#), [2.8](#), [2.3](#), [2.8](#), [7.1](#),
[7.2](#), [7.3](#), [7.3.2](#), [9.1](#), [9.1](#)
- O'Donnell, J. E. 1994, *ApJ*, 422, 158 [6.1.2](#)
- O'Rourke, J. 2000, *Computational Geometry in C* (2nd Edition) (Cambridge University Press, 390p.) [6.3.3](#)
- Ostriker, J. P. 1987, in *IAU Symp. 117 : Dark matter in the universe*, 85–91 [2.3](#)
- Ouchi, M., Hamana, T., Shimasaku, K., et al. 2005, *arXiv :astro-ph/0508083* [7.3.2](#), [7.3.2](#), [7.6](#),
[7.3.2](#), [7.3.2](#), [9.1](#)

BIBLIOGRAPHIE

- Ouchi, M., Shimasaku, K., Okamura, S., et al. 2001, *ApJ*, 558, L83 [9.1](#)
- Pascarelle, S. M., Lanzetta, K. M., & Fernández-Soto, A. 1998, *ApJ*, 508, L1 [1.5](#)
- Pearce, F. R., Jenkins, A., Frenk, C. S., et al. 2001, *MNRAS*, 326, 649 [2.7](#)
- Peebles, P. J. E. 1974, *A&A*, 32, 197 [6.4.1](#)
- Peebles, P. J. E. 1980, *The large-scale structure of the universe* (Research supported by the National Science Foundation. Princeton, N.J., Princeton University Press, 435 p.) [2.4](#), [2.8](#), [4.2.2](#), [4.3.1](#), [4.3.1](#), [4.3.3](#), [7.3.2](#), [9.2](#), [B](#)
- Peebles, P. J. E. & Hauser, M. G. 1974, *ApJS*, 28, 19 [4.3.2](#)
- Penzias, A. A. & Wilson, R. W. 1965, *ApJ*, 142, 419 [2.1](#)
- Pérez-González, P. G., Zamorano, J., Gallego, J., Aragón-Salamanca, A., & Gil de Paz, A. 2003, *ApJ*, 591, 827 [3.9](#)
- Persic, M., Salucci, P., & Stel, F. 1996, *MNRAS*, 281, 27 [2.3](#)
- Pons-Bordería, M., Martínez, V. J., Stoyan, D., Stoyan, H., & Saar, E. 1999, *ApJ*, 523, 480 [4.3.2](#)
- Popescu, C. C., Tuffs, R. J., Madore, B. F., et al. 2005, *ApJ*, 619, L75 [3.2.2](#)
- Porciani, C. & Giavalisco, M. 2002, *ApJ*, 565, 24 [7.1](#), [7.3.2](#)
- Press, W. H. & Schechter, P. 1974, *ApJ*, 187, 425 [2.5](#), [C.1](#)
- Quirk, W. J. 1972, *ApJ*, 176, L9+ [1.1.2](#)
- Rowan-Robinson, M. & Crawford, J. 1989, *MNRAS*, 238, 523 [3.1.2](#)
- Salim, S., Charlot, S., Rich, R. M., et al. 2005, *ApJ*, 619, L39 [3.2.2](#), [3.6](#), [3.2.2](#), [7.4.1](#), [7.4.2](#)
- Sawicki, M. & Thompson, D. 2005a [9.1](#)
- Sawicki, M. & Thompson, D. 2005b [7.3.2](#), [9.1](#)
- Sawicki, M. J., Lin, H., & Yee, H. K. C. 1997, *AJ*, 113, 1 [1.5](#)
- Scalo, J. M. 1986, *Fundamentals of Cosmic Physics*, 11, 1 [3.1.1](#), [3.2](#)
- Schiminovich, D., Ilbert, O., Arnouts, S., et al. 2005, *ApJ*, 619, L47 [3.2](#), [3.2.2](#), [3.9](#), [9.2](#), [9.2](#)
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525 ([document](#)), [5.5](#), [6.1.1](#), [6.1](#), [6.1.2](#), [6.6.2](#), [6.6.4](#), [6.27](#), [6.6.4](#), [8.2](#)
- Schmidt, M. 1959, *ApJ*, 129, 243 [1.1.2](#)
- Scranton, R., Johnston, D., Dodelson, S., et al. 2002, *ApJ*, 579, 48 [6.6.4](#)
- Seibert, M., Martin, D. C., Heckman, T. M., et al. 2005, *ApJ*, 619, L55 [3.2.2](#)

- Sheth, R. K., Mo, H. J., & Tormen, G. 2001, MNRAS, 323, 1 [C.1](#)
- Sheth, R. K. & Tormen, G. 1999, MNRAS, 308, 119 [C.1](#)
- Shimasaku, K., Ouchi, M., Furusawa, H., et al. 2005, astro-ph, 0504373 [3.2.1](#)
- Smith, A. M. & Cornett, R. H. 1982, ApJ, 261, 1 [3.2](#)
- Smith, E. P., Pica, A. J., Bohlin, R. C., et al. 1996, ApJS, 104, 287 [3.2](#)
- Snethlage, M. 1999, *Metrica*, 49, 245 [4.4.3](#)
- Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V., et al. 2003, ApJS, 148, 175 [2](#), [2.3](#)
- Spitzer, L. 1968, *Diffuse matter in space* (New York : Interscience Publication, 1968) [1.1.2](#)
- Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Giavalisco, M., Dickinson, M., & Pettini, M. 1999, ApJ, 519, 1 [1.5](#), [1.5](#), [3.3](#), [3.2.1](#), [3.9](#)
- Steidel, C. C., Pettini, M., & Hamilton, D. 1995, AJ, 110, 2519 [3.2](#), [3.2.1](#), [3.2](#), [3.2.1](#)
- Stoughton, C., Lupton, R. H., Bernardi, M., et al. 2002, AJ, 123, 485 [6.1.1](#)
- Strateva, I., Ivezić, Ž., Knapp, G. R., et al. 2001, AJ, 122, 1861 [2.8](#)
- Strauss, M. A., Weinberg, D. H., Lupton, R. H., et al. 2002, AJ, 124, 1810 [6.5.2](#)
- Sullivan, M., Treyer, M. A., Ellis, R. S., et al. 2000, MNRAS, 312, 442 [3.9](#), [5.1](#), [5.2](#), [5.3](#)
- Szalay, A. S., Connolly, A. J., & Szokoly, G. P. 1999, AJ, 117, 68 [8.2](#)
- Szapudi, I., Prunet, S., & Colombi, S. 2001, ApJ, 561, L11 [6.3.1](#)
- Szapudi, S. & Szalay, A. S. 1998, ApJ, 494, L41+ [4.3.2](#), [6.6.4](#)
- Toomre, A. 1964, ApJ, 139, 1217 [1.1.2](#), [2.6](#)
- Totsuji, H. & Kihara, T. 1969, PASJ, 21, 221 [2.8](#)
- Tresse, L. & Maddox, S. J. 1998, ApJ, 495, 691 [1.5](#), [3.1.1](#), [3.9](#)
- Tresse, L., Maddox, S. J., Le Fèvre, O., & Cuby, J.-G. 2002, MNRAS, 337, 369 [3.9](#)
- Treyer, M. A., Ellis, R. S., Milliard, B., Donas, J., & Bridges, T. J. 1998, MNRAS, 300, 303 [1.5](#), [1.5](#), [5.1](#), [5.2](#)
- Treyer, M. A. & Lahav, O. 1996, MNRAS, 280, 469 [4.3.3](#)
- Wall, J. V. & Jenkins, C. R. 2003, *Practical statistics for astronomers* (Princeton Series in Astrophysics) [4.4.4](#), [6.4.2](#)
- Webb, T. M., Eales, S. A., Lilly, S. J., et al. 2003, ApJ, 587, 41 [9.2](#), [9.4](#)
- Wechsler, R. H., Somerville, R. S., Bullock, J. S., et al. 2001, ApJ, 554, 85 [7.3.1](#)

BIBLIOGRAPHIE

- Weinberg, D. H., Davé, R., Katz, N., & Hernquist, L. 2004, *ApJ*, 601, 1 [7.3.2](#), [9.2](#)
- Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J., et al. 2004, *ApJS*, 154, 1 [3.1.2](#)
- Willmer, C. N. A., da Costa, L. N., & Pellegrini, P. S. 1998, *AJ*, 115, 869 [2.8](#), [2.8](#), [9.1](#)
- Wilson, G. 2003, *ApJ*, 585, 191 [7.4.2](#)
- Wilson, G., Cowie, L. L., Barger, A. J., & Burke, D. J. 2002, *AJ*, 124, 1258 [3.9](#), [9.2](#)
- Worthey, G. & Ottaviani, D. L. 1997, *ApJS*, 111, 377 [3.1.1](#)
- Wu, J.-H. P. 2001, *MNRAS*, 327, 629 [C.2](#)
- Wyder, T. K., Treyer, M. A., Milliard, B., et al. 2005, *ApJ*, 619, L15 [3.2.2](#), [3.9](#), [5.5](#)
- Xu, C. K., Donas, J., Arnouts, S., et al. 2005a, *ApJ*, 619, L11 [6.5.2](#), [6.19](#), [6.5.2](#)
- Xu, C. K., Iglesias-Páramo, J., Burgarella, D., et al. 2005b, *ApJ*, 619, L95 [1.2](#)
- Yang, X., Mo, H. J., Jing, Y. P., van den Bosch, F. C., & Chu, Y. 2004, *MNRAS*, 350, 1153 [1.5.2](#), [2.8](#), [9.2](#)
- Yi, S. K., Yoon, S.-J., Kaviraj, S., et al. 2005, *ApJ*, 619, L111 [3.2.2](#)
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, J. E., et al. 2000, *AJ*, 120, 1579 [3.2.2](#)
- Yoshikawa, K., Taruya, A., Jing, Y. P., & Suto, Y. 2001, *ApJ*, 558, 520 [1.5.1](#), [7.1](#), [9.1](#)
- Zappelli, A. 2001, Thèse de Doctorat [5.2](#)
- Zehavi, I., Blanton, M. R., Frieman, J. A., et al. 2002, *ApJ*, 571, 172 [2.8](#), [5.5](#), [7.1](#), [7.3.2](#), [7.4.2](#)
- Zehavi, I., Weinberg, D. H., Zheng, Z., et al. 2004, *ApJ*, 608, 16 [2.8](#), [7.3.2](#), [7.3.2](#)
- Zehavi, I., Zheng, Z., Weinberg, D. H., et al. 2005, *ApJ*, 630, 1 [2.8](#), [2.3](#), [2.8](#), [7.2](#), [7.3](#), [7.3.2](#), [7.3.2](#), [7.4.2](#), [7.4.2](#), [9.1](#), [9.1](#), [9.2](#)
- Zheng, Z. 2004, *ApJ*, 610, 61 [2.8](#), [7.3.2](#), [9.2](#)
- Zwicky, F. 1933, *Helvetica Physica Acta*, 6, 110 [2.3](#)

Résumé

Le taux de formation stellaire décroît fortement depuis 7 milliards d'années. Cette évolution reste un problème ouvert aujourd'hui, mais des contraintes peuvent être apportées par l'étude des liens entre les galaxies formant des étoiles et leur environnement. En effet, dans le cadre du scénario hiérarchique de formation des structures, l'environnement joue un rôle majeur dans la formation puis l'évolution des galaxies. Pendant cette thèse, j'ai mesuré la distribution spatiale (qui permet de relier à l'environnement) des galaxies sélectionnées en ultraviolet (qui sonde la formation stellaire) dans l'Univers récent à l'aide de différents échantillons, principalement construits à partir des données du satellite GALEX. Ces résultats, en combinaison avec ceux obtenus à partir de galaxies de l'Univers lointain également sélectionnées dans l'ultraviolet, permettent de discuter la migration des lieux principaux de la formation stellaire au cours de l'évolution de l'Univers. Les résultats présentés ici montrent ainsi que la formation stellaire a migré des régions fortement surdenses dans l'Univers lointain vers les régions faiblement surdenses dans l'Univers récent.

Mots-clés : Astrophysique - Galaxies - Ultraviolet - Formation stellaire - Structures à grande échelle

Abstract

The star formation rate has strongly decreased for 7 billion years. This evolution is still an open issue, but some constraints can be put by the study of the links between star forming galaxies and their environment. In the hierarchical framework of structure formation, environment plays a fundamental role in galaxy formation and evolution. In this thesis, I present measurements of the spatial distribution (which enables to link with environment) of ultraviolet selected galaxies (that is, actively star forming galaxies) in the recent Universe from several samples, mainly built from GALEX satellite data. These results, combined with those obtained from galaxies selected in ultraviolet in the distant Universe, enable to discuss the migration of the most common star formation sites during the evolution of the Universe. The results presented here show that the star formation migrated from high overdensity regions in the distant Universe to low overdensity regions in the recent Universe.

Keywords : Astrophysics - Galaxies - Ultraviolet - Star formation - Large scale structure

Laboratoire d'Astrophysique de Marseille Traverse du Siphon B.P.8 13376
Marseille Cedex 12 France
