

UNIVERSITÉ DE PROVENCE - AIX-MARSEILLE I
LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE DE MARSEILLE

École Doctorale "Physique et Sciences de la Matière"

Formation et évolution de populations de galaxies à grand décalage spectral

Fonctions de luminosité du relevé VVDS

Olivier ILBERT

THÈSE dirigée par Laurence TRESSE

pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de Provence
Discipline *Rayonnement et Plasmas - Astrophysique*

Soutenue publiquement le 17 décembre 2004

Devant le Jury composé de

Véronique BUAT.....	Présidente
Bruno GUIDERDONI.....	Rapporteur
Steve MADDIX.....	Rapporteur
Valérie DE LAPPARENT....	Examinatrice
Jean-Paul KNEIB.....	Examineur
Elena ZUCCA	Examinatrice invitée
Laurence TRESSE.....	Directrice de thèse

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier Laurence Tresse pour m'avoir proposé ce sujet de thèse, pour avoir toujours su accompagner et guider mes recherches selon mes attentes au long de ces 3 années. Je la remercie pour sa disponibilité et sa gentillesse. Son apport a été essentiel pour l'aboutissement de mes travaux, ainsi que dans la préparation mon avenir professionnel.

Je tiens à remercier Stephane Arnouts, avec qui c'est toujours un plaisir de travailler, et qui m'a fait gagner de longues années de travail par son expérience.

Je remercie toute l'équipe du VVDS, Olivier Le Fèvre responsable de ce projet, Christophe, Elena, Sandro, Gianni (merci d'avoir passé autant de temps à corriger mes articles), Christel, Christian, Vincent. Merci à cette équipe pour son accueil chaleureux et pour la place qu'elle accorde à ces étudiants et à ses post-doctorants.

Je remercie Bruno Guiderdoni et Steve Maddox d'avoir lu et rapporté ce manuscrit. Je remercie également Valerie de Lapparent, Elena Zucca, Laurence Tresse et Jean-Paul Kneib d'avoir participé à mon jury de thèse et Véronique Buat de l'avoir présidé. Merci à Laurence, Christophe, Stephane, Léo et Jérémy qui ont relu des chapitres de ce manuscrit.

Je remercie le laboratoire d'Astrophysique de Marseille pour m'avoir accueilli pendant ces 3 ans. La compétence et la disponibilité de tous a grandement facilité mon travail. Merci particulièrement à Jacques, Phiphi, Odile, Nataly. Je remercie également l'Université de Provence et particulièrement Pierre Gravier pour m'avoir accueilli durant mon monitorat.

Un grand salut à ceux avec qui j'ai partagé ces années au laboratoire et en particulier les pauses café. Claire qui m'a quand même supporté très tôt comme binôme de TP et les Sebssssssss. Bon, puisqu'il faut détailler : les deux inséparables Seb avec lesquels on a commencé et fini nos thèses. Je n'oublie pas nos idées journalistiques d'avenir. Ça manque de plus vous voir débarquer dans le bureau. Seb Foucaud, voisin nocturne de bureau, roi de la fête et de la bonne humeur. Seb Heinis surdoué de la dynastie des Seb : t'es digne de tes prédécesseurs. Salut à Baptiste, le suivant sur la liste des thésards VVDS (tu ne va pas pouvoir t'arrêter à la fin des remerciements), Delphine (un jour je ferai d'aussi beaux voyages que toi), Thomas (qu'escalade mieux que moi), Vincente, Fabien, Marie-Hélène, Thomas mon conseiller personnel en perl, Pascale.

Une immense pensée à une seconde famille. A Ludo, Eric et leurs parents (quoi dire en seulement une phrase à la famille Savine?). Léo, j'attends ton retour du Mexique avec mon vélo, un couché de soleil et une bouteille de muscat. Olive (Bab), pour une fois, j'ai pas copié sur toi. Seb la p'tite tête et Marion (à quand les ballades du dimanche matin

dans les calanques?). Alain, gardien de chat et frère de vodka (on a bien changé depuis nos 12 ans). Yoann (même si tu ne nous parles plus), avec ces week-ends mémorables à la mer. Béa et Béné, 25 ans de vacances à la rivière, je signe pour les 25 ans à venir. A Delphine, Julie, Audrey, Lutin, Linda & Pascal, Romu, Pat, Gui, Jérémy (ok, c'est moi l'homme sans tête), Jorge & Luzma. Vivement les prochains week-ends et les prochaines vacances. Un merci également à ma belle famille, Christelle & Nico, Monique & Alain.

C'est l'occasion ou jamais de remercier toute ma famille qui sait que je déteste écrire. Pour la sœur, le docteur frisé et surdoué qui sourit tout le temps. Au cousin et à la cousine, nos idoles, à mes deux tantes. Bien sûr un grand merci à mes parents Claude & Robert (courage, plus qu'un mariage) et à mes grand-parents qui nous ont donné envie d'apprendre mais aussi appris à apprécier les bonnes choses (le bon vin et les escargots de bourgogne à 10 ans, ça forge un caractère).

Merci surtout à Murielle.

Résumé

Cette thèse présente la mesure des fonctions de luminosité (LF) des galaxies de $z = 0.05$ jusqu'à $z = 2$ avec les données du *VIMOS-VLT Deep Survey* (VVDS). Ces mesures apportent une contrainte forte sur les scénarios décrivant la formation et l'évolution des galaxies. La mesure du *redshift* des galaxies est nécessaire pour étudier leur évolution. Je présente tout d'abord une nouvelle méthode de calibration qui améliore considérablement la qualité des *redshifts* photométriques, méthode que j'applique aux données photométriques multi-couleur du VVDS. Je décris ensuite l'acquisition, la réduction, puis la mesure des *redshifts* spectroscopiques d'un premier échantillon profond ($I_{AB} \leq 24$) de 10759 spectres du VVDS, le plus large échantillon profond jamais acquis. L'estimation de la LF nécessite un traitement complexe due aux effets de correction-k, de sélection, de correction de l'incomplétude spectroscopique, de différence de visibilité entre les types de galaxies. Dans le cadre du VVDS, j'ai développé l'outil ALF (*Algorithm for Luminosity Function*) qui permet l'estimation de la LF et de la densité de luminosité (LD). Je présente cet outil que j'ai développé dans un souci de flexibilité (jeu de filtres, de *templates*, cosmologie, etc.). L'application de ALF à l'échantillon spectroscopique du VVDS nous a permis de mesurer la LF globale jusqu'à $z = 2$ dans le domaine spectral visible. Cette mesure est prolongée en UV lointain avec les données VVDS-GALEX. L'ensemble de ces mesures montrent une très forte décroissance de la luminosité caractéristique des galaxies avec l'âge de l'Univers et traduisent la forte décroissance du taux de formation d'étoiles. Finalement, je présente l'évolution de la LF et de la LD en fonction du type des galaxies.

Table des matières

	Page
Table des matières	i
1 Formation et évolution des galaxies	1
1.1 Brève introduction historique	1
1.2 Contexte cosmologique	2
1.2.1 Le cadre du modèle cosmologique « standard »	2
1.2.2 Une matière « noire »	4
1.2.3 Un Univers structuré	5
1.3 Scénario pour la formation et l'évolution des galaxies	7
1.3.1 Formation hiérarchique des structures	7
1.3.2 Les effets de l'environnement sur l'évolution des galaxies	7
1.3.3 Evolution séculaire des galaxies	8
1.3.4 Les modélisations	10
1.4 Facteurs déterminants dans la distribution en luminosité des galaxies	11
1.4.1 Introduction à la fonction de luminosité	11
1.4.2 La distribution en masse des halos de matière noire	13
1.4.3 Processus baryoniques	13
1.4.3.1 Refroidissement du gaz	14
1.4.3.2 Les processus de rétroaction	15
1.4.4 Fusion et interaction des galaxies	16
1.4.5 Evolution avec le <i>redshift</i>	16
2 Introduction aux relevés profonds de galaxies	19
2.1 Les relevés photométriques profonds	19
2.1.1 Profondeur et champ de vue	19
2.1.2 Une image panchromatique des galaxies	22
2.1.3 Les <i>redshifts</i> photométriques	22
2.2 Les relevés spectroscopiques profonds	23
2.2.1 L'Univers proche ($z \sim 0.1$)	24
2.2.2 Les relevés spectroscopiques à $z > 0.3$	24
2.2.3 Les relevés spectroscopiques profonds de la nouvelle génération	25
2.3 Le relevé VIMOS-VLT Deep Survey	26
2.3.1 L'instrument VIMOS	27
2.3.2 Le relevé photométrique multi-couleur	29

2.3.3	Le relevé spectroscopique	30
3	Données photométriques profondes et redshifts photométriques	33
3.1	Le relevé photométrique profond	33
3.1.1	L'imagerie multi-couleur CFH12K	33
3.1.2	Réduction des données CFH12K	35
3.1.3	Complétude des données photométriques	35
3.1.4	Imagerie multi-couleur complémentaire	38
3.2	Estimation « standard » des <i>redshifts</i> photométriques	39
3.2.1	Bref historique	39
3.2.2	Le code « Le_Phare »	40
3.2.3	Résultats de la méthode « standard »	45
3.3	Introduction de l'information spectroscopique	48
3.3.1	Calibration de la relation couleur- <i>redshift</i>	48
3.3.2	Méthode bayésienne	52
3.4	Qualité des <i>redshifts</i> photométriques du VVDS-F02	56
4	Données spectroscopiques profondes et redshifts spectroscopiques	61
4.1	Acquisition et réduction des données spectroscopiques	61
4.1.1	Préparation des masques	61
4.1.2	Les observations	62
4.1.3	Taux d'échantillonnage des cibles	64
4.1.4	Réduction des données	66
4.2	La mesure des <i>redshifts</i> spectroscopiques	68
4.2.1	Les signatures spectrales fréquentes	68
4.2.2	Méthodologie	74
4.2.3	Degré de confiance	75
4.2.4	Description de l'échantillon final	77
4.3	Estimation du taux de succès spectroscopique (SSR)	79
4.3.1	Dépendance du SSR avec la magnitude apparente	80
4.3.2	Dépendance du SSR avec le redshift	80
5	L'outil ALF : estimation de la fonction de luminosité	85
5.1	Estimation de la magnitude absolue	85
5.1.1	Estimation de la correction-k	86
5.1.2	Mesure de la correction-k du VVDS	86
5.1.3	Limitation de la dépendance aux <i>templates</i>	88
5.2	Estimation de la LF et de la LD	90
5.2.1	Pourquoi développer des estimateurs ?	90
5.2.2	Estimation de la LF et de la LD	92
5.3	ALF « on-line »	94
5.4	Biais dans l'estimation de la LF	96
6	La fonction de luminosité globale	111
6.1	Données VVDS de la première époque : évolution de la LF jusqu'à $z=2$	112

6.2	Données VVDS-GALEX : évolution de la LF et de la LD en UV lointain . . .	132
7	La fonction de luminosité par type	141
7.1	Classification par type	141
7.1.1	Classification par type spectral	141
7.1.2	Classification par type morphologique	143
7.2	Forme de la LF par type	147
7.2.1	Forme de la LF par type spectral	147
7.2.2	Forme de la LF par type morphologique	151
7.3	Evolution de la LF et de la LD par type	154
7.3.1	Evolution de la LF	155
7.3.2	Evolution de la LD	156
8	Conclusions et perspectives	165
A	Relations distances-<i>redshift</i>	171
B	Le système AB	173
	Bibliographie	175
	Liste des figures	181
	Liste des tables	187

Chapitre 1

Formation et évolution des galaxies

1.1 Brève introduction historique

En 1750, dans « *An Original Theory or New Hypothesis of the Universe* », Thomas Wright suggérait que les étoiles sont rassemblées dans un système en forme de « pierre à meule ». Pour un observateur dans le plan de ce disque, la lumière émise par les étoiles apparaît comme une bande blanche diffuse, la « Voie Lactée ». Il venait de prendre conscience de l'existence de notre galaxie. En 1755, Emmanuel Kant généralisa le concept de galaxie dans « *Theory of the Heavens* ». Il comprit que des systèmes similaires à la « Voie Lactée » devaient être observés comme des objets diffus et faiblement lumineux. Il émit l'hypothèse que les nébuleuses sont des systèmes identiques à notre galaxie, et les baptisa « Univers-iles ». Il déclencha une période de grande controverse sur la nature des nébuleuses. Seul le progrès dans la conception de nouveaux instruments et l'utilisation de nouvelles méthodes d'observation permirent de clore ce débat près de deux cents ans plus tard. Entre 1760 et 1784, Charles Messier releva de façon systématique la position de toutes les nébuleuses qu'il observait. William Hershell, en construisant des télescopes toujours plus puissants, put recenser jusqu'à deux milles de ces objets. Malgré les performances de ses télescopes, Hershell ne pouvait résoudre certaines des nébuleuses en étoiles, ce qui favorisait plutôt l'hypothèse rivale à celle d'E. Kant, à savoir que les nébuleuses sont des systèmes planétaires en formation. C'est l'utilisation du spectrographe dans le domaine astronomique, à partir de 1860, par William Huggins, qui démontra l'existence de deux classes de nébuleuses : l'une constituée d'étoiles, l'autre d'un nuage de gaz chaud. Mais ne connaissant pas la distance des nébuleuses, rien ne permettait de valider l'hypothèse de Kant. Au début du XX^e siècle, deux éléments clés permirent de franchir le pas : la découverte par Henrietta Swan Leavitt d'un étalon de distance, basé sur la période de variation des étoiles variables Céphéïdes, et l'avènement d'un nouveau télescope de cent pouces au mont Wilson aux Etats-Unis avec des plaques photographiques placées au foyer du télescope. Un tel instrument permit à Edwin Hubble en 1923 de résoudre des étoiles céphéïdes dans la nébuleuse d'Andromède. Il détermina la distance de cette nébuleuse à plus de 900000 années lumière, soit plus de 10 fois la distance de l'objet le plus lointain connu dans la « Voie Lactée ». Près de 200 ans après l'hypothèse formulée par E. Kant,

E. Hubble démontrait la nature extragalactique des nébuleuses. Un Univers gigantesque peuplé de galaxies nous apparaissait alors.

Il était établi au début du XX^e siècle que le spectre d'un objet qui s'éloigne de l'observateur est décalé vers de plus grandes longueurs d'onde (effet Doppler). Dès 1912, Lesto Slipher accumule des spectres de nébuleuses (13 en 1914, 41 en 1925) et observe que la presque totalité de son échantillon de spectres est décalé vers le rouge. Mais la distance de ces nébuleuses n'était pas mesurée et leur nature extra-galactique n'était pas démontrée. C'est de nouveau Edwin Hubble qui mesura la distance de ces nébuleuses grâce à l'utilisation du télescope de 100 pouces du mont Wilson. A partir du décalage spectral de 19 galaxies, il établit la loi qui porte son nom : la distance d'une galaxie est directement proportionnelle à sa vitesse radiale (mesurée à partir du décalage vers le rouge). Ce résultat fut confirmé par la suite par Hubble & Humason en 1931. Ces travaux fournissent un formidable outil observationnel pour mesurer la distance des galaxies et cartographier l'Univers. Ils donnent surtout une vision d'un Univers dans lequel toutes les galaxies s'éloignent les unes des autres, c'est-à-dire d'un Univers en expansion.

Les observations de Hubble, décrivant un Univers en expansion, imposent le modèle de Friedmann comme cadre théorique. Ce modèle, ainsi que l'ensemble du contexte cosmologique dans lequel nous pouvons étudier et comprendre la formation et l'évolution des galaxies, est décrit dans la section 2. Les progrès parallèles des modélisations d'Univers et des observations ont permis d'élaborer des scénarios expliquant la formation et l'évolution des galaxies, décrits dans la section 3. Dans ces scénarios, la matière se structure hiérarchiquement et l'histoire des galaxies pourrait être jalonnée d'épisodes violents comme des interactions de marée ou même des fusions majeures entre galaxies. Des modélisations, basées sur ces scénarios, permettent de générer des réalisations d'Univers à confronter avec les observations. Cette confrontation est nécessaire pour valider notre compréhension de l'Univers. Une des observations majeures que ces scénarios doivent reproduire est la distribution en luminosité des galaxies. Je décrirai, dans la section 4, comment la comparaison entre les observations et les modélisations de la distribution en luminosité permet d'identifier et de quantifier certains des processus physiques dominant la formation et l'évolution des galaxies.

1.2 Contexte cosmologique

1.2.1 Le cadre du modèle cosmologique « standard »

Le modèle de Friedmann-Lemaître

Par extrapolation dans le passé, un Univers dont l'espace est en expansion implique un état initial singulier, infiniment dense et chaud. Dans le modèle de Friedmann-Lemaître, l'Univers est décrit comme un fluide homogène et isotrope en expansion, sur la base du principe cosmologique qui stipule que les propriétés de l'espace sont les mêmes dans toutes les directions et qu'aucun point de l'espace n'est privilégié. Dans ce cadre, la métrique la plus générale que l'on peut définir est la métrique de Robertson-Walker (voir annexe A),

qui lie les coordonnées de l'espace-temps, la courbure de l'Univers et son expansion. En introduisant cette métrique dans l'équation d'Einstein, liant les propriétés de l'espace-temps au contenu de l'Univers, on obtient les équations de Friedman-Lemaître. Ces équations décrivent la dynamique d'un Univers en expansion en fonction de son contenu. Ce contenu est caractérisé en outre par les paramètres cosmologiques $\Omega_r, \Omega_m, \Omega_\Lambda$, qui sont des paramètres sans dimension caractérisant respectivement la densité de radiation, la densité de matière et la densité d'énergie « noire ». Pour un Univers dominé par la matière, qui seul nous intéressera par la suite, on peut négliger Ω_r .

Le modèle de Friedmann-Lemaître est aujourd'hui considéré comme « standard » car largement accepté par la majorité de la communauté scientifique. Trois observations majeures fondent l'accord autour de ce modèle :

- le décalage systématique vers le rouge du spectre des galaxies à grande distance ;
- la découverte du rayonnement du fond diffus cosmologique (CMB) par Penzias & Wilson en 1964. Ce rayonnement fut prédit par Gamow, Alpher & Herman en 1940, comme trace de l'époque où le rayonnement s'est découplé de la matière. La température de corps noir de ce rayonnement est mesurée à $T = 2.728 \pm 0.004 \text{ K}$ (Spergel et al. 2003), et présente de faibles anisotropies ($\Delta T/T \sim 10^{-5}$).
- l'abondance en éléments chimiques légers est en bon accord avec les prédictions de la nucléosynthèse primordiale, à savoir $\sim 75\%$ d'hydrogène et $\sim 25\%$ d'hélium.

Mesure des paramètres cosmologiques

La mesure de ces paramètres a très fortement progressé au cours de la dernière décennie. Il semble se dégager depuis quelques années un modèle dit de « concordance » : un Univers plat ($\Omega_\Lambda + \Omega_m = 1$) avec une constante cosmologique non nulle. Ce résultat est obtenu avec des approches différentes, comme la mesure de la distance des supernovae qui sont des étoiles massives qui explosent (par exemple, Schmidt et al., 1998), l'analyse des fluctuations du CMB (par exemple, Jaffe et al. 2000, Spergel et al. 2003), la mesure des effets de lentille gravitationnelle sur la forme des galaxies (par exemple, Van Waerbeke et al. 2001). Les résultats récents de *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (WMAP) donnent actuellement la mesure la plus précise des paramètres cosmologiques, à partir de l'analyse du CMB. Spergel et al. (2003) obtiennent un Univers plat avec $0.98 < \Omega_m + \Omega_\Lambda < 1.02 \pm 0.02$. Ils mesurent une densité de matière $\Omega_m = 0.27 \pm 0.04$, et par conséquent le contenu de l'Univers serait dominé par de l'énergie « noire ».

Les mesures de H_0 à partir d'étalons de distance tel que les Céphéïdes et les supernovae de type Ia et II, obtenues avec le télescope spatial HST (*Hubble Space Telescope*), donnent $H_0 = 72 \pm 8 \text{ km/s/Mpc}$ (Freedman et al. 2001). Une mesure totalement indépendante obtenue avec WMAP permet aussi de mesurer $H_0 = 72 \pm 5 \text{ km/s/Mpc}$ (Spergel et al. 2003).

J'utiliserai dans la suite de ce manuscrit les paramètres $\Omega_m = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$ et $H_0 = 70 \text{ km/s/Mpc}$, qui sont les valeurs les plus communément utilisées aujourd'hui. J'utiliserai également le paramètre sans dimension h , défini comme $h \equiv H_0/(100 \text{ km/s/Mpc})$.

1.2.2 Une matière « noire »

Les lois de la mécanique newtonienne indiquent que les galaxies et les amas de galaxies sont en fait plus massifs que ce que l'on estime à partir de leur luminosité. Cette différence est couramment attribuée à la présence de « matière noire », bien que des hypothèses rivales expliquent ces différences par une modification de la dynamique newtonienne (Milgrom 1983). Dès 1933, Zwicky mit en évidence la nécessité d'introduire une large fraction de matière noire pour expliquer que les galaxies de l'amas de Coma puissent rester gravitationnellement liées. A 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 (par exemple, Persic et al. 1996), alors que les lois de Kepler prédisent une décroissance de la vitesse de rotation des étoiles pour une masse tracée par la matière lumineuse. Un halo de matière noire s'étendant au-delà de la galaxie peut expliquer les courbes de rotation « plates » des galaxies spirales. A l'échelle des amas, la dispersion de la vitesses des galaxies dans les amas (par exemple, Ostriker 1987, Carlberg et al. 1997, Adami et al. 1998) ainsi que la distorsion des galaxies d'arrière-plan par effet de lentille gravitationnelle (par exemple, Mellier 1999) montrent la présence d'une large fraction de matière noire. A l'échelle de notre Univers, la détermination des paramètres cosmologiques par Spergel et al. (2003) donne $\Omega_m/\Omega_b \sim 6$, 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, séparés en deux grandes classes : la « *hot dark matter* » (HDM), composée de particules légères hautement relativistes, la « *cold dark matter* » (CDM), composée de particules plus lourdes, non-relativistes. Les scénarios décrivant la formation des galaxies dépendent considérablement de la nature de cette matière noire. Pour une matière noire sous forme chaude, les grandes structures se forment en premier puis se fragmentent en plus petites structures. Ce scénario, dit « *top-down* », semble former les galaxies trop tard ($z = 2$) et prédit trop de grandes structures. 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, dit « *bottom-up* », 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 (WIMPS), dont de nombreuses expériences de la physique des particules cherchent aujourd'hui la trace (par exemple, EDELWEIS, DAMA).

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 ($\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$) avec une constante cosmologique non-nulle, et une matière noire froide sous forme non-baryonique.

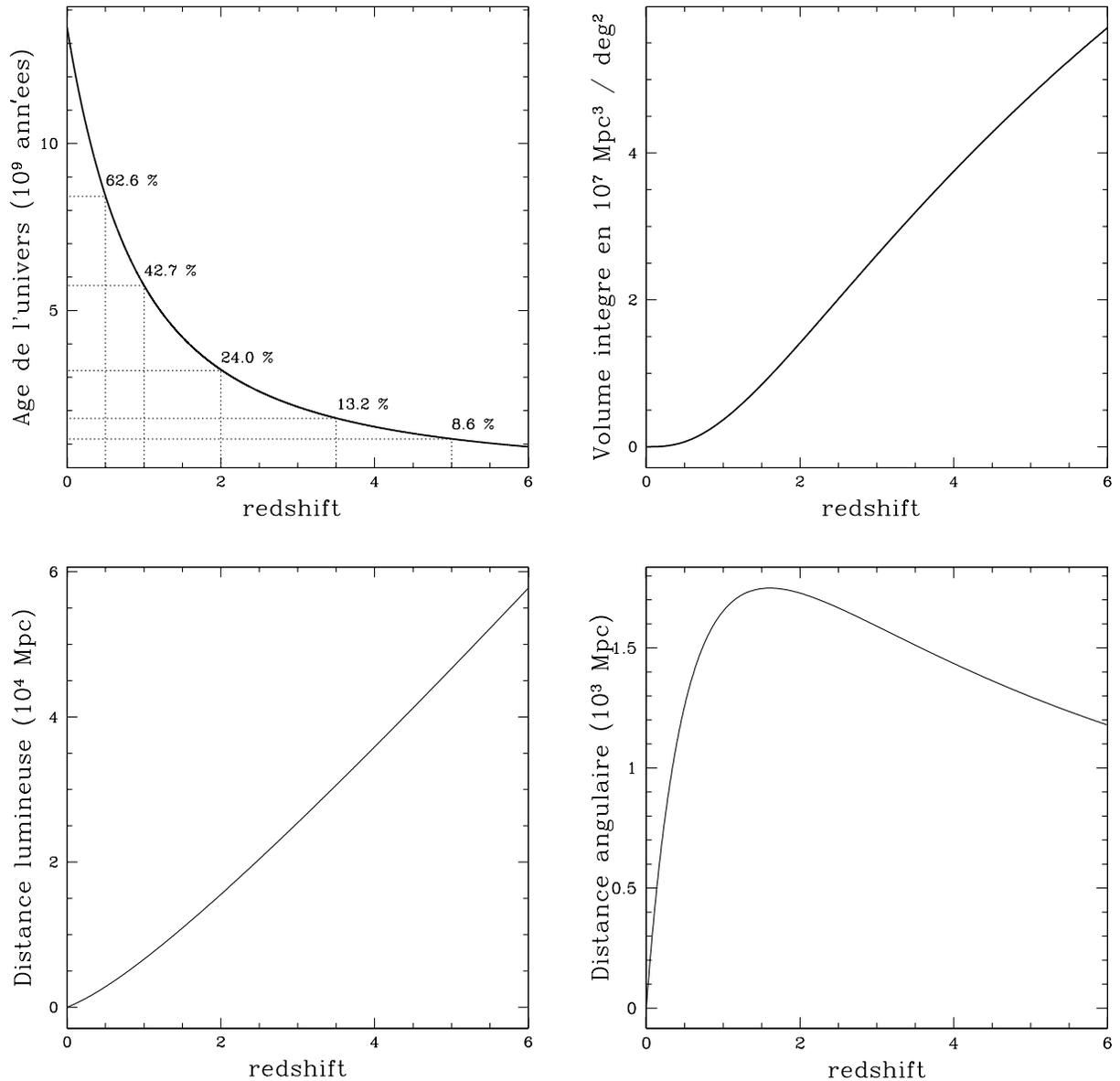


FIG. 1.1: Age de l'Univers (haut-gauche), volume sondé (haut-droit), distance lumineuse (bas-gauche), et distance angulaire (bas-droit) en fonction du *redshift* pour une cosmologie $h = 0.7$, $\Omega_m = 0.3$ et $\Omega_\Lambda = 0.7$.

1.2.3 Un Univers structuré

C'est dans le cadre théorique du modèle « standard » que nous pouvons relier l'observable qui est le décalage vers le rouge à des quantités physiques (voir annexe A). Le décalage vers le rouge d'un spectre est mesuré par le *redshift*, noté z , et défini comme : $z = \lambda_{\text{observé}}/\lambda_{\text{émis}} - 1$, avec $\lambda_{\text{émis}}$ la longueur d'onde à laquelle le flux est émis, $\lambda_{\text{observé}}$ la longueur d'onde à laquelle le flux est observé, décalé vers le rouge par l'expansion de

l'Univers. Connaissant les paramètres cosmologiques $H_0, \Omega_m, \Omega_\Lambda$ nous pouvons relier z aux distances cosmologiques des galaxies ou à l'âge de l'Univers. Pour les valeurs des paramètres cosmologiques privilégiées dans ce manuscrit, $\Omega_\Lambda = 0.7, \Omega_m = 0.3$ et $h = 0.7$, la figure 1.1 montre l'âge de l'Univers, le volume sondé, la distance lumineuse et la distance angulaire en fonction du *redshift*. La mesure du *redshift* est une donnée fondamentale pour cartographier notre Univers en trois dimensions.

Le relevé spectroscopique du CfA (Davis et al. 1982), en mesurant le *redshift* de 2400 galaxies, a clairement mis en évidence une distribution des galaxies, qui loin d'être homogène, montrait une topologie complexe, faite de larges régions vides, de filaments et d'amas. Cette vue tri-dimensionnelle de notre Univers proche fut largement améliorée au cours des deux décennies suivantes par des relevés spectroscopiques toujours plus grands. Depuis quelques années, deux relevés spectroscopiques sondent notre Univers proche ($z \sim 0.1$) en mesurant la distance de centaines de milliers de galaxies sur plus de 2000 deg^2 : le 2dFGRS (*2 degree Field Galaxy Redshift Survey*) (Colless et al. 2001) et le SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*) (York et al. 2000). Ces relevés confirment une répartition des galaxies fortement structurée (voir figure 1.2), en amas, filaments, vides, qui s'étendent sur des échelles allant jusqu'à 100 Mpc.

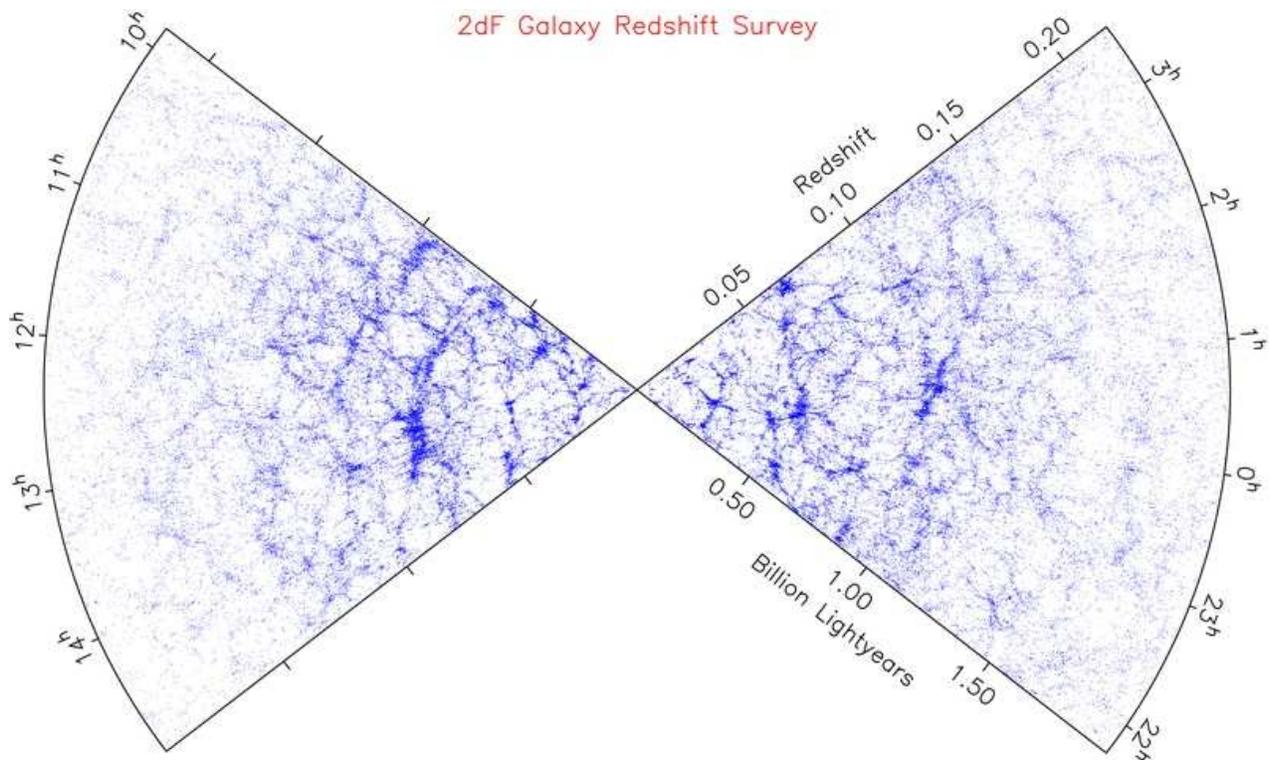


FIG. 1.2: Distribution spatiale des galaxies dans l'Univers proche ($z \sim 0.1$), observée avec le relevé 2dFGRS (<http://www.mso.anu.edu.au/2dFGRS/>).

1.3 Scénario pour la formation et l'évolution des galaxies

Pourquoi la matière est-elle structurée en amas, filaments, etc ? Comment la matière baryonique a-t-elle évolué pour former des galaxies aux morphologies et aux propriétés spectrales si différenciées ? Les scénarios voulant décrire comment se forment et évoluent les galaxies, doivent répondre à ces questions dans un cadre global. Cette section décrit les processus physiques qui expliquent la formation et l'évolution des galaxies dans l'état actuel de nos connaissances.

1.3.1 Formation hiérarchique des structures

Bien que quasiment uniforme, le rayonnement du fond diffus cosmologique présente des anisotropies de très faibles amplitudes ($\Delta T/T \sim 10^{-5}$). Ces anisotropies sont l'empreinte des fluctuations de densité dans l'Univers primordial. Ces fluctuations semblent avoir été produites lors d'une phase d'expansion extrêmement rapide de l'Univers, appelée phase d'inflation (par exemple, Linde 2003). Cette phase d'inflation aurait « gelé » les fluctuations quantiques de champ, engendrant des anisotropies à différentes échelles. Ces fluctuations de densité se seraient amplifiées sous l'action de la gravitation, pour former des structures de matière auto-gravitante appelées « halos ». Les halos vont progressivement fusionner en structures plus massives, qui se relaxent pour former de nouveaux systèmes virialisés. La caractéristique principale de ce scénario, dit « de bas en haut » (ou *bottom-up*), est la croissance hiérarchique des structures de matière noire (voir par exemple la revue de Devriendt & Guiderdoni 2003). L'évolution hiérarchique des structures explique, de façon naturelle, l'existence des structures observées dans l'Univers. En faisant l'hypothèse que les galaxies sont un traceur « non-biaisé » de la matière, les grandes structures de galaxies telle que les amas forment les noeuds du réseau cosmique vers lesquels les halos de matière noire ont convergé pour fusionner en laissant de grandes régions de l'espace vide de tout halo et donc de toute galaxie.

1.3.2 Les effets de l'environnement sur l'évolution des galaxies

Dans le cadre de la croissance hiérarchique des structures, les halos de matière noire fusionnent progressivement. Bien que la fusion des halos n'implique pas forcément une fusion des galaxies qu'ils contiennent, ces galaxies se retrouvent dans une structure de matière noire commune et vont évoluer dans un même puits de potentiel. Ces galaxies vont spiraler vers le centre de cette nouvelle structure par friction dynamique, avec une probabilité de subir des fusions avec d'autres galaxies de la structure. Ces fusions vont avoir un impact majeur sur l'histoire d'une galaxie. Elles vont changer les propriétés spectrales des galaxies en déclenchant des « sursauts » violents de formation d'étoiles. Des fusions majeures vont avoir un impact important sur la morphologie de la galaxie résultante. Par exemple, des simulations montrent qu'une fusion majeure de deux galaxies de type « disque » peut conduire à une galaxie de type « bulbe » (par exemple, Toomre 1974). Un des succès du scénario hiérarchique est sa capacité à expliquer l'existence des

deux principaux types morphologiques : les galaxies dominées par un disque se forment par accréation du gaz contenu dans le halo et les galaxies dominées par un bulbe se forment par fusion de galaxies.

Des évidences observationnelles montrent que ces interactions et ces fusions ont eu lieu dans l'Univers : déformation des bras des galaxies spirales par effets de marée, coeur double de galaxies géantes cD, coquilles de gaz autour de galaxies elliptiques, etc. Toute la difficulté est de quantifier l'importance de ces phénomènes dans l'évolution des galaxies, en mesurant les propriétés des populations de galaxies selon leur environnement. Un exemple de travaux de cette nature est la mise en évidence par Dressler et al. (1980) d'une ségrégation en type morphologique en fonction de l'environnement observé. La proportion de galaxies elliptiques massives est plus importante dans les amas que dans la population de galaxies de champ. On trouve plus de galaxies dominées par un « bulbe » dans un environnement dense où la probabilité pour que les galaxies subissent des interactions est plus élevée. Cette quantification doit aussi être mesurée à différentes époques de l'Univers, avec par exemple l'étude de l'évolution de la relation morphologie-densité avec le *redshift* (par exemple, Dressler et al. 1997) ou l'augmentation de la proportion de galaxies irrégulières avec le *redshift* (Brinchmann et al. 1998).

1.3.3 Evolution séculaire des galaxies

Les effets d'environnement ne sont pas les uniques processus qui induisent une évolution des galaxies. Une fois formée, une galaxie va évoluer naturellement dans le temps, spectralement et dynamiquement. Cette évolution, dite « séculaire », est l'évolution que l'on observerait pour une galaxie contenue dans un halo n'ayant jamais subi de fusion.

L'évolution « séculaire » peut transformer les propriétés spectrales d'une galaxie sur plusieurs ordres de magnitude. En fonction de leur masse, décrite par la fonction de masse initiale (IMF) (par exemple, Salpeter 1955, Scalo 1986, Rana & Basu 1992), les étoiles nouvellement formées vont se positionner sur la séquence principale du diagramme de Hertzsprung-Russel (HR), caractérisant la relation luminosité-température des étoiles. En vieillissant, ces étoiles vont évoluer dans ce diagramme HR, avec un changement de leur température et donc de leur rayonnement de corps noir. Une population d'étoiles qui vieillit va présenter une distribution spectrale d'énergie moyenne de plus en plus rouge (figure 1.3). D'autres processus essentiels modifient les propriétés spectrales d'une galaxie dans un halo « isolé », tels que l'enrichissement du milieu interstellaire en métaux lors de l'explosion de supernovae, la quantité de poussière présente dans la galaxie qui va « rougir » le spectre observé. Des modèles d'évolution spectro-photométrique, comme GISSEL (Bruzual & Charlot 2003) ou PEGASE (Fioc & Rocca-Volmerange 1997), vont permettre de calculer l'évolution de la distribution spectrale d'énergie (SED) moyenne d'une population d'étoiles. La quantité de gaz froid disponible au cours de l'évolution d'une galaxie, et la vitesse à laquelle celui-ci est transformé en étoiles conditionne fortement les propriétés spectrales d'une galaxie. L'histoire de formation stellaire dans les modèles comme GISSEL ou PEGASE est posée de façon arbitraire, pour reproduire un type spectral. C'est un cadre global tenant compte, par exemple, de l'évolution dynamique des galaxies ou des effets d'environnement qui permettrait de définir le taux de formation stellaire. Un

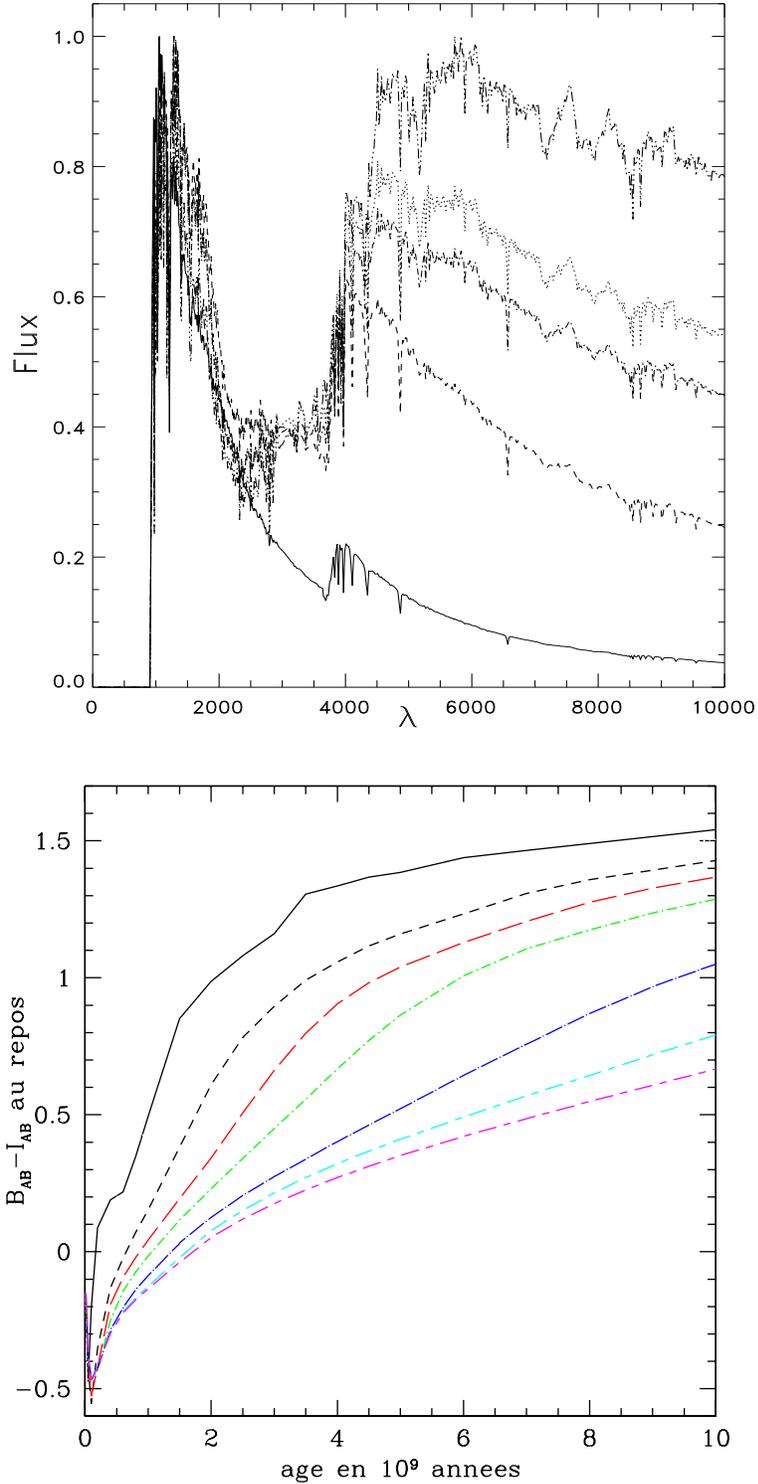


FIG. 1.3: Haut : évolution de la distribution spectrale d'énergie (SED) d'une population d'étoiles simulée avec PEGASE pour différents âges, avec de bas en haut, un âge de 0.1, 0.6, 3, 5, 10 milliard d'années. Bas : évolution de la couleur ($B - I$) dans le système au repos en fonction de l'âge pour huit histoires différentes de formation d'étoiles, avec des types spectraux de plus en plus tardifs du haut vers le bas.

exemple de l'évolution avec l'âge de la couleur $B - I$ au repos d'une galaxie, est obtenu avec le modèle PEGASE (figure 1.3). Cette évolution est présentée pour différents types spectraux, c'est-à-dire pour des modèles avec des histoires différentes de formation stellaire. Les courbes de haut en bas correspondent à des types spectraux de plus en plus tardifs, donc des simulations où le temps caractéristique déterminant le taux de formation d'étoiles est de plus en plus long. Nous observons une forte évolution de la couleur $B - I$ au cours de l'histoire de la galaxie, de plus de 1 magnitude en 4 milliard d'années pour une galaxie de type spectral précoce.

Des simulations numériques modélisant l'évolution dynamique des étoiles et du gaz dans un système auto-gravitant isolé, ont montré une évolution de la morphologie de ce système. L'évolution séculaire peut donc expliquer jusqu'à un certain point la formation des diverses morphologies observées, comme la formation et la destruction des barres dans les galaxies spirales (Martinet 1995). La formation de galaxies avec une morphologie « bulbe » semble très difficile à expliquer avec uniquement une évolution séculaire, c'est-à-dire sans influence de l'environnement.

1.3.4 Les modélisations

Les modélisateurs se placent dans un cadre cosmologique considéré comme connu, qui est aujourd'hui la cosmologie Λ CDM, avec une constante cosmologique non-nulle et la matière dominée par une composante non-baryonique froide (voir section 1.1.2 et 1.1.3). A partir des fluctuations initiales de notre Univers primordial, les modélisations intègrent au mieux les processus physiques régissant l'évolution de la matière noire et baryonique, de la croissance hiérarchique des structures, à la distribution spectrale d'énergie des galaxies formées. Des quantités directement comparables aux observations sont ainsi extraites des simulations, à tous les âges de l'Univers. Les modélisations ont un double rôle : fournir un outil pour interpréter les résultats des grands relevés de galaxies et fournir un outil de préparation aux futures observations (par exemple, Blaizot et al. 2004b).

Les simulations sont limitées par deux facteurs principaux : la limite en puissance des calculateurs et la limite dans notre compréhension de certains phénomènes physiques, principalement ceux liés à la formation d'étoiles. Il existe trois grands types de modélisations : purement numérique, semi-analytique et hybride. La méthode numérique décrit l'évolution de la matière noire et de la matière baryonique avec des simulations N-corps+hydrodynamique (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 matière noire ainsi que l'évolution de cette distribution par des approximations semi-analytiques, puis l'évolution de la matière baryonique dans ces halos par des prescriptions analytiques (par exemple, Kauffmann et al. 1993, Cole et al. 2000). Bien qu'étant la moins coûteuse en temps de calcul, cette méthode perd l'information sur la distribution spatiale des halos et leurs vitesses particulières. La méthode hybride (par exemple, Hatton et al. 2003) traite la matière noire avec des simulations numériques N-corps. Cette méthode 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 prescrip-

tions analytiques. La méthode hybride permet de réaliser de nombreuses simulations en jouant sur les paramètres qui régissent l'évolution de la matière baryonique au sein des halos.

1.4 Facteurs déterminants dans la distribution en luminosité des galaxies

La distribution en luminosité des galaxies (ou « fonction de luminosité ») est introduite dans cette section. Cette mesure est généralement considérée comme une contrainte observationnelle majeure pour les scénarios de formation des galaxies. Modéliser correctement la fonction de luminosité (notée LF par la suite), nécessite une description correcte des processus physiques qui jouent un rôle dominant dans la formation et l'évolution des galaxies, comme les effets d'environnement ou l'évolution spectrale des étoiles dans les galaxies formées. Je décrirai comment la comparaison entre observations et modélisations de la LF permet d'identifier et de quantifier certains des processus physiques majeurs agissant dans la formation et l'évolution des galaxies. En partant d'hypothèses simples comme la distribution en masse des halos de matière noire, je présenterai au fur et à mesure, les processus physiques majeurs que les modélisateurs ont dû introduire pour reproduire la forme observée de la LF dans l'Univers proche, comme le refroidissement du gaz dans les halos de matière noire ou les processus de rétroaction. L'intérêt de cet exercice est de comprendre les processus physiques qui ont un impact sur la forme observée de la LF, et qui peuvent être ainsi contraints par la mesure de la LF.

1.4.1 Introduction à la fonction de luminosité

La « fonction de luminosité » (LF) est définie comme le nombre de galaxies par unité de volume comobile et par unité de luminosité. Dès 1936, E. Hubble fut le premier à mesurer une LF. Cette observable reste aujourd'hui une des mesures majeures produite par les grands relevés de galaxies. La LF mesurée sur l'ensemble des galaxies (appelée LF « globale ») est bien contrainte dans l'Univers proche ($z \sim 0.1$), grâce aux données des deux grands relevés spectroscopiques locaux du 2dFGRS (Norberg et al. 2002) et du SDSS (Blanton et al. 2003). La LF mesurée par Blanton et al. (2003), est montrée dans la figure 1.4. Schechter (1976) détermina empiriquement une fonction paramétrisée s'ajustant au mieux à la forme de la distribution en luminosité des galaxies de champ :

$$\phi(L)dL = \phi^* e^{-\frac{L}{L^*}} \left(\frac{L}{L^*}\right)^\alpha d\left(\frac{L}{L^*}\right), \quad (1.1)$$

qui s'exprime en magnitude absolue :

$$\phi(M)dM = \phi^* 10^{0.4(M^*-M)(\alpha+1)} e^{-10^{0.4(M^*-M)}} 0.4 \ln 10 dM. \quad (1.2)$$

Bien qu'imparfaite et ne reproduisant pas toujours la forme exacte de la LF de galaxies de champ (par exemple, Zucca et al. 1997, De Lapparent et al. 2003a), ou des

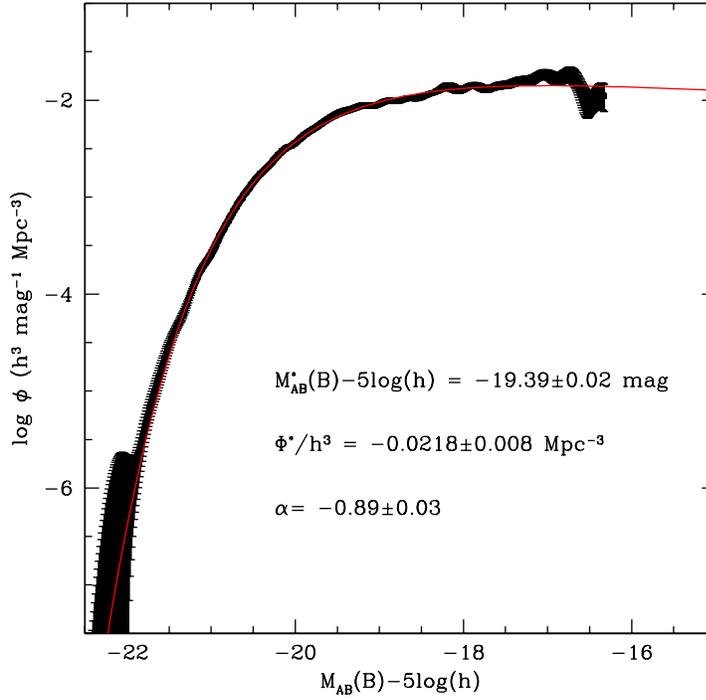


FIG. 1.4: LF locale du SDSS mesurée dans la bande B (4240 Å). La surface pleine est la LF non-paramétrisée obtenue par Blanton et al. (2003). La courbe fine est la fonction de Schechter (1976) qui s'ajuste le mieux aux données.

galaxies d'amas (par exemple, Lobo et al. 1997), cette paramétrisation permet de décrire les principales caractéristiques de la distribution en luminosité des galaxies :

- la coupure très nette de la LF pour les galaxies brillantes, avec une décroissance exponentielle de la densité des galaxies plus brillantes que la magnitude caractéristique M^* ;
- une densité de galaxies faibles en luminosité ($M > M^*$) variant en loi de puissance avec le paramètre α (pente de la LF).

La normalisation de la LF est donnée par le paramètre ϕ^* . Cette paramétrisation est très pratique pour définir des quantités essentielles à la description d'une population, telle que la densité comobile de galaxies :

$$\rho = \int_0^{+\infty} \phi(L) dL = \phi^* \Gamma(\alpha + 1), \quad (1.3)$$

ou la densité de luminosité :

$$\rho_L = \int_0^{+\infty} L \phi(L) dL = \phi^* L^* \Gamma(\alpha + 2) \quad (1.4)$$

avec Γ la fonction gamma d'Euler (Press et al. 1992).

1.4.2 La distribution en masse des halos de matière noire

Comme nous l'avons vu dans la section 1.2.1, des fluctuations de densité dans l'Univers primordial se sont amplifiées sous l'effet de la gravitation pour donner naissance aux halos. Le cadre cosmologique et le spectre de puissance des fluctuations primordiales permettent de prédire le nombre de halos de matière noire, en fonction de leur masse, pour un âge donné de l'Univers. Différentes méthodes, semi-analytiques ou numériques, permettent d'obtenir la distribution en masse des halos. Parmi les méthodes semi-analytiques, citons Press & Schechter (1974) ou le formalisme des pics (Bardeen et al. 1986). L'avantage de ces méthodes est leur faible coût numérique. Le principe est de filtrer le champ de fluctuations primordial (défini par le spectre de puissance), avec un filtre « chapeau haut-de-forme » de longueur caractéristique R . Le nombre de perturbations qui dépasse la valeur seuil du contraste à une échelle R donnée, détermine le nombre de structures créées avec une masse correspondante (Devriendt & Guiderdoni 2003). La méthode numérique est plus rigoureuse car elle permet de suivre l'évolution des particules de matière noire sous l'effet de leur propre champ de gravitation. On peut ainsi tenir compte des effets non-linéaires dans l'évolution des structures. Les distributions en masse des halos obtenues, soit à partir d'une prescription semi-analytique, soit à partir d'une simulation numérique, sont en très bon accord.

Une première tentative simpliste est de faire l'hypothèse que la luminosité émise par la galaxie d'un halo (en supposant une galaxie par halo) est directement proportionnelle à la masse du halo (Benson et al. 2003b). Nous supposons donc un rapport masse sur luminosité (M/L) constant pour toutes les galaxies, ce qui nous permet de convertir la distribution en masse des halos en fonction de luminosité prédite. A partir de l'interface internet de la base de données GALICS (Hatton et al. 2003), j'ai extrait la distribution en masse des halos de matière noire de la simulation GALICS à haute résolution. Cette distribution est comparée à la LF locale mesurée avec le SDSS en choisissant la valeur du rapport M/L de façon à ajuster la LF prédite à la LF observée autour de M^* (figure 1.5). Il est clair que la forme de la distribution en masse des halos est différente de la forme observée de la LF :

- la pente de la LF observée est beaucoup plus plate, c'est-à-dire que l'on observe beaucoup moins de galaxies de faible luminosité que le nombre prédit directement à partir de la distribution en masse des halos.
- la cassure au niveau de la densité de galaxies brillantes est beaucoup plus marquée pour la LF observée que pour la distribution en masse des halos.

Ce résultat montre clairement que les processus baryoniques qui conduisent à la naissance des étoiles dans les halos de matière noire sont tels qu'ils ne reproduisent pas une simple relation M/L constante. Ces processus baryoniques doivent être modélisés pour reproduire la forme de la LF observée.

1.4.3 Processus baryoniques

L'approximation faite dans la section 1.3.2, liant de façon strictement linéaire la masse de la structure de matière noire et la luminosité d'une galaxie est beaucoup trop simplifi-

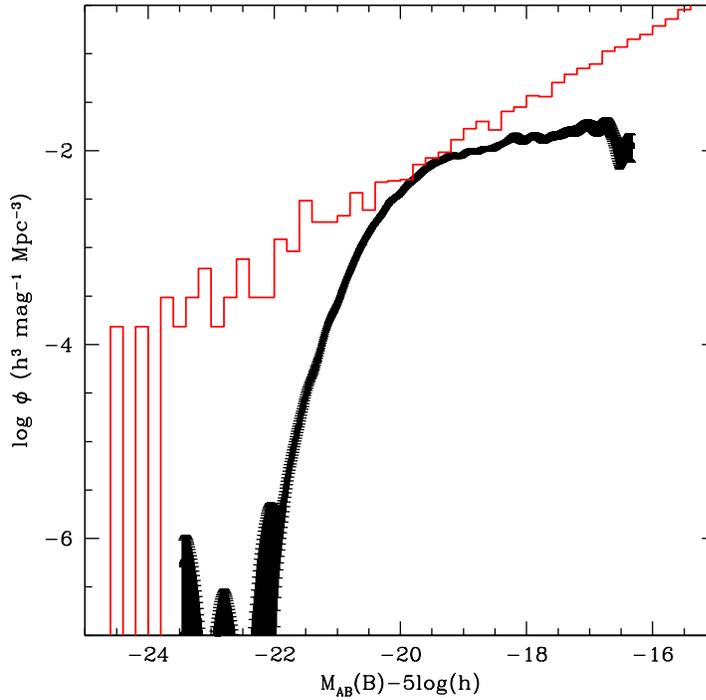


FIG. 1.5: Distribution en masse des halos prédite par GALICS à $z=0$, et convertie en luminosité en assumant un rapport M/L constant. La fonction de luminosité du SDSS est présentée à titre de comparaison par la surface noire.

catrice. J’explicite dans cette section les processus baryoniques majeurs qu’il est nécessaire de prendre en compte pour reproduire la forme de la LF.

1.4.3.1 Refroidissement du gaz

Dans le scénario hiérarchique de la formation des galaxies, la fraction de matière baryonique présente dans le halo est donnée par le paramètre cosmologique Ω_b ($\Omega_b = 0.046 \pm 0.002$ pour Spergel et al. 2003). Cette matière baryonique est présente sous forme de 75% d’hydrogène et de 25% d’hélium. Durant le processus de relaxation du halo de matière noire, le gaz est chauffé par chocs à la température du viriel du halo de matière noire. Il y a alors une compétition entre l’effondrement du gaz dans le puits de potentiel du halo de matière noire, et sa propre pression reliée à sa température. Le gaz refroidit, en dissipant son énergie sous forme radiative, à partir d’un rayonnement de freinage ou d’émission par changement d’état électronique. Le refroidissement du gaz va permettre un effondrement de la matière baryonique du halo dans le puits de potentiel. Les halos virialisés ont un moment angulaire acquis par effet de marée. La matière baryonique froide va donc former un disque mince en rotation (si on ne considère pas de fusion, ni d’instabilité gravitationnelle dans le disque). C’est dans ce disque proto-galactique que vont se former les étoiles. C’est la capacité du gaz à se refroidir qui va réguler la formation des étoiles

dans le halo. Un refroidissement dépendant de la taille du halo va moduler la forme de la LF par rapport à la forme de la distribution en masse des halos. Un refroidissement plus lent dans les halos les plus massifs va limiter le nombre de galaxies brillantes (White & Rees 1978), ce qui explique la cassure brillante dans la LF. La densité de galaxies très brillantes prédite par les modèles reste plus importante que pour la LF observée (Benson et al. 2003b, Hatton et al. 2003). En utilisant la corrélation entre le nombre de noyaux actifs de galaxies et la masse d'une galaxie, le refroidissement du gaz peut être stoppé dans les galaxies massives et permettre un bon accord entre la LF observée et simulée pour la partie brillante (Hatton et al. 2003).

Si l'on ne tient compte que du refroidissement du gaz comme processus, la pente de la LF prédite est beaucoup plus raide que la pente observée, ce qui explique la nécessité d'introduire les processus de rétroaction dans la formation d'étoiles.

1.4.3.2 Les processus de rétroaction

L'explosion d'étoiles massives (supernovae) au sein des galaxies, éjecte dans le halo de la matière baryonique sous forme de gaz chaud. Ce processus de rétroaction a une conséquence directe sur le taux de formation d'étoiles d'une galaxie. Cette énergie cédée par les supernovae peut, selon Benson et al. (2003b) :

- réchauffer le disque de gaz froid ;
- étendre la taille du volume occupé par le gaz chaud présent dans le halo ;
- amener une partie du gaz chaud à s'échapper du halo, le rendant inutilisable pour un futur refroidissement.

Le gaz chaud éjecté par les supernovae peut aussi entraîner avec lui du gaz froid (Silk 2003). Tous ces processus ont pour effet majeur un ralentissement de la formation d'étoiles, particulièrement dans les halos de faibles masses. L'effet majeur des processus de rétroaction est donc de diminuer la densité de galaxies peu lumineuses (par exemple, Cole et al. 1994, Benson et al. 2003b). La pente prédite par les simulations en tenant compte des effets de rétroaction reste plus raide que la pente observée (Benson et al. 2003b), ce qui montre que d'autres processus sont à l'oeuvre dans les halos de faibles masses pour limiter la formation d'étoiles.

Une seconde source de rétroaction pourrait être les photons émis par les galaxies et les quasars très tôt dans l'âge de l'Univers, qui auraient pu réioniser le milieu inter-galactique à très grand *redshift* $11 < z < 30$ (Kogut et al. 2003). Benson et al. (2002) ont montré que la réionisation du milieu inter-galactique pourrait limiter la formation d'étoiles dans les halos de faibles masses, en empêchant le gaz de tomber dans le halo en formation et en réduisant le taux de refroidissement du gaz dans ces halos. Ils ont montré qu'inclure ce processus dans la modélisation n'affecte pas la partie brillante de la LF ($M < M^*$) alors qu'il limite significativement l'abondance de galaxies faibles. Associée à la rétroaction des supernovae, la réionisation du milieu inter-galactique permet d'obtenir une LF à $z=0$ avec une pente plate, en bon accord avec les données observationnelles.

1.4.4 Fusion et interaction des galaxies

Comme nous l'avons vu dans la section 1.2.3, dans le cadre de la croissance hiérarchique des structures, les galaxies peuvent se retrouver dans une même structure de matière noire, avec une probabilité de subir des interactions et des fusions. Le taux moyen de fusions est déterminé par un temps caractéristique, fonction du nombre de galaxies dans le halo, de leurs vitesses, etc. Cole et al. (1994) ont fait varier le paramètre déterminant ce taux de fusions. Comme attendu, une augmentation de cette probabilité va diminuer le nombre de galaxies peu lumineuses, donc produire une pente de la LF plus plate, au profit d'une augmentation de la densité de galaxies très lumineuses (figure 12 de Cole et al. 1994). Menci et al. (2002) montrent que les fusions entre galaxies satellites, et pas seulement les fusions avec la galaxie dominante du halo, vont avoir un impact sur la forme de la LF, conduisant aussi à un processus de dépeuplement des galaxies faibles.

1.4.5 Evolution avec le *redshift*

L'évolution de la LF (et donc de la densité de luminosité) est liée à l'évolution du nombre de halos formés, à l'évolution moyenne du nombre de fusions, à l'évolution du taux moyen de formation d'étoiles, etc. Tous ces processus vont contribuer à faire évoluer la LF. Il est clair que cette évolution va être observée différemment selon la longueur d'onde au repos étudiée. La luminosité dans le proche infrarouge, par exemple dans bande K (20000Å), est dominée par l'émission des étoiles vieilles de la galaxie. La LF en proche infrarouge trace préférentiellement l'évolution de la masse stellaire. La luminosité dans des longueurs d'onde bleues est émise par des étoiles chaudes, à courte durée de vie et donc forcément jeunes. La LF dans des bandes bleues est ainsi un traceur de la formation stellaire. Il est nécessaire, pour interpréter l'évolution de la LF, de se référer à une longueur d'onde au repos. Par exemple, les simulations semi-analytiques produites par GALICS donnent des prédictions sur l'évolution de la LF fortement liées à la longueur d'onde au repos considérée (Blaizot 2003) :

- la LF dans la bande *B* évolue d'un facteur 3 en densité à une luminosité donnée de $z=0$ à $z=1$, puis l'évolution reste faible entre $z=1$ et $z=3$;
- la LF dans la bande *K* n'évolue que très peu entre $z=0$ et $z=1$, puis d'un facteur 3 entre $z=1$ et $z=3$.

La comparaison de la LF prédite et de la LF observée à différents *redshifts* et à différentes longueurs d'onde (par exemple, Baugh et al. 1996) est une étape cruciale, car elle contraint les scénarios de formation et d'évolution des galaxies dans le temps. La comparaison avec l'évolution des LFs par type ou/et par environnement apporte une contrainte encore plus forte, car elle montre comment les différents processus agissent sur chaque population de galaxies dans le temps et en fonction du facteur environnement qui aurait un rôle crucial dans la formation et l'évolution des galaxies. Les modélisations peuvent fournir ces prédictions. Des mesures bien contraintes à grand *redshifts* sont maintenant nécessaires. La mesure des LFs à grand *redshift* est l'objectif de cette thèse. Pour apporter cette contrainte observationnelle, de grands échantillons de galaxies à grand *redshift* sont nécessaires. Je présenterai dans le chapitre 2 les grands relevés « profonds » récents, dont

un des objectifs est l'acquisition de ces échantillons. J'introduirai dans ce chapitre le relevé du *VIMOS VLT Deep Survey* (VVDS), un grand relevé spectroscopique profond associé à un relevé photométrique multi-couleur. Les données photométriques multi-couleur du VVDS sont décrites dans le chapitre 3, ainsi que la mesure des *redshifts* basse résolution (dit *redshifts* photométriques) à partir de ces données. Les données spectroscopiques de la première époque du VVDS, ainsi que la mesure des *redshifts* spectroscopiques sont décrites dans le chapitre 4. Une étude de l'incomplétude spectroscopique en fonction de la magnitude apparente et du *redshift* est également exposée dans ce chapitre. Ces données spectroscopiques sont utilisées pour une première série d'analyses dont la mesure de la LF. L'outil que j'ai développé pour la mesure de la LF est décrit dans le chapitre 5. L'évolution de la LF globale de $z = 0.05$ jusqu'à $z = 2$ (24% de l'âge de l'Univers) sur un domaine spectral s'étendant de $\sim 1500\text{\AA}$ à $\sim 8000\text{\AA}$ est présentée dans le chapitre 6. Dans le chapitre 7, j'analyserai la forme de la LF et son évolution en fonction du type des galaxies, classifiées selon leur type spectral ou morphologique. Je conclurai dans le dernier chapitre.

Chapitre 2

Introduction aux relevés profonds de galaxies

La fraction de la recherche en astronomie consacrée à l'étude des galaxies à partir des grands relevés est en augmentation constante (voir figure 2.1). Les recherches menées à partir de ces relevés couvrent de larges domaines scientifiques : étude des grandes structures de l'Univers, mesure du biais entre matière noire et matière lumineuse, contrainte des paramètres cosmologiques, mesure du spectre de puissance, etc. Je me placerai dans le cadre qui nous concerne ici, à savoir l'étude statistique de la formation et de l'évolution des populations de galaxies. Cette étude nécessite des échantillons de galaxies :

- à grand *redshift*, pour remonter tôt dans l'histoire de la formation des galaxies. Il faut alors réaliser des relevés permettant d'observer des objets faiblement lumineux, que l'on nomme relevés profonds.
- de grandes tailles, pour améliorer la précision des mesures mais aussi pour quantifier l'évolution des populations de galaxies selon leur propriétés (couleur, morphologie, etc) et/ou de leur environnement.
- représentatifs de l'ensemble des galaxies de l'Univers, pour pouvoir généraliser les résultats obtenus. Les observations doivent alors être réalisées sur de grands champs de vue et dans différentes directions pour limiter les effets de la variation cosmique.

Dans ce chapitre, je me limiterai à présenter les caractéristiques des relevés profonds récents qui tendent à remplir ces objectifs. Cette présentation a pour but de montrer l'état actuel de la réalisation des relevés profonds et les différentes orientations prises dans ce domaine. Je commencerai par décrire les relevés photométriques dans la section 1, les relevés spectroscopiques dans la section 2 et j'introduirai finalement le relevé spectroscopique profond du *VIMOS-VLT Deep Survey* (VVDS) dans la section 3.

2.1 Les relevés photométriques profonds

2.1.1 Profondeur et champ de vue

Les relevés photométriques profonds apportent des informations nécessaires à toute étude statistique des galaxies : la position des objets sur le ciel (astrométrie) et le

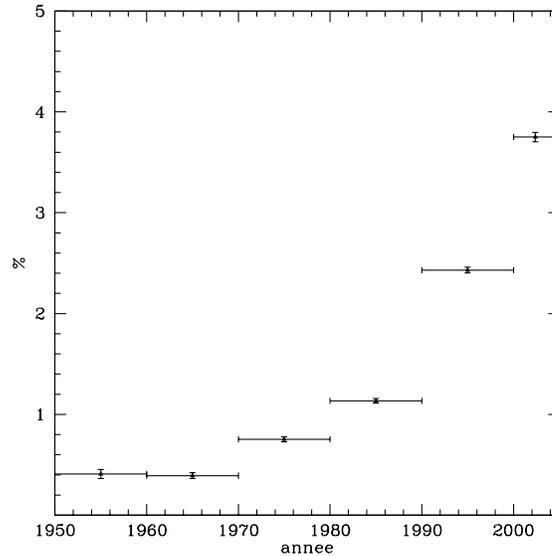


FIG. 2.1: Fraction d'articles dont le résumé comporte les mots clés *galaxy* (galaxie) et *survey* (relevé) sur la base de données *NASA Astrophysics Data System* (<http://adswww.harvard.edu/>).

flux associé à chaque objet (photométrie). Les relevés photométriques récents sont généralement multi-couleur, c'est-à-dire que l'imagerie est réalisée dans des bandes passantes à différentes longueurs d'onde. Pour tout relevé photométrique, un compromis doit être trouvé entre la taille du champ imagé et sa profondeur (figure II.6 de Foucaud 2003b), puisque le temps d'observation sur un télescope est toujours limité.

Relevés photométriques profonds à grand champ

L'intérêt d'imager des grands champs est double :

- sonder des volumes qui dépassent la taille caractéristique des grandes structures de l'Univers ($\sim 60\text{Mpc}$). Les propriétés mesurées sur ces champs sont alors représentatives des galaxies de l'Univers et les mesures réalisées sont peu affectées par la variance cosmique. Les structures de l'Univers peuvent être étudiées sur de grandes échelles. Une utilisation directe des données astrométriques et photométriques, est de mesurer la fonction de corrélation angulaire (par exemple, McCracken et al. 2001).
- acquérir de grands échantillons. Cela permet d'une part d'augmenter la précision des mesures faites à partir de ces relevés. Cela permet aussi de sélectionner des sous-échantillons d'objets rares dans l'Univers, comme les galaxies à discontinuité Lyman (par exemple, Foucaud et al. 2003a, Blaizot et al. 2004a) ou les galaxies extrêmement rouges (par exemple, Daddi et al. 2000).

Pour réaliser des relevés photométriques sur de grands champs, il faut maximiser le champ de vue imagé par le télescope, donc augmenter la taille physique des détecteurs, en réalisant des mosaïques de CCDs (*Charged-Coupled Device*). Par exemple, l'augmentation

de la taille de la caméra au foyer du *Canada-France Hawaii Telescope* (CFHT) permet la réalisation de relevés toujours plus larges. Le relevé du *Canada-France Deep Field* (CFDF) a été réalisé entre 1996 et 1997 au CFHT avec la caméra UH8K, une mosaïque de 8 CCDs avec un champ de vue de $29' \times 29'$. Le relevé photométrique du CDFS couvre 1 deg^2 et compte plus de 100000 objets (McCracken et al. 2001), jusqu'à la limite de détection $I_{AB} = 25.5$ (mesure à 3σ dans une ouverture de $3''$). L'utilisation entre 1999 et 2000 sur le même télescope de la caméra CFH12K, une mosaïque de 12 CCDs avec un champ de vue de $42' \times 28'$, a permis la réalisation du relevé photométrique du *VIMOS VLT Deep Survey* (VVDS). Ce relevé couvre 16 deg^2 (Le Fèvre et al. 2004a) imagés avec une limite de détection $I_{AB} = 24.8$ (3σ , $3''$). Aujourd'hui, l'utilisation de la caméra MEGACAM (Boulade et al. 2000), installée depuis 2002 au CFHT permet la réalisation de relevés avec des champs de vue encore plus larges. Cette caméra est une mosaïque de 40 CCDs, qui image un champ de vue de 1 deg^2 . MEGACAM permet la réalisation du *CFHT Legacy Survey* (CFHTLS), un relevé photométrique en cours au CFHT, avec comme objectif d'imager 170 deg^2 jusqu'à $I_{AB} \sim 25.5$ (5σ , $1.16''$) et 4 deg^2 jusqu'à $I_{AB} \sim 28.3$ (5σ , $1.16''$).

Relevés photométriques ultra-profonds

La résolution des images des grands télescopes terrestres est limitée par la turbulence atmosphérique, qui déforme le front d'onde de la lumière incidente. La méthode la plus directe pour s'affranchir des contraintes liées à l'atmosphère terrestre est de placer des télescopes au-dessus de celle-ci. En 1990, le *Télescope Spatial Hubble* (HST) fut mis en orbite avec la navette spatiale *Discovery*. L'instrumentation de ce télescope, avec un miroir 2.4 mètres de diamètre, a été améliorée en permanence au cours de missions spatiales successives, avec par exemple l'ajout de la caméra optique ACS (*Advanced Camera for Surveys*) en 2002. Cette caméra peut imager des champs de vue de $202'' \times 202''$ avec une taille de pixel de $0.049''$. Grâce à ces améliorations, le télescope HST reste l'outil le plus performant pour observer les objets les plus faiblement lumineux, grâce à un contraste et une résolution inégalés de ses images. Des relevés photométriques tel que le *Hubble Deep Field North* et *South* (HDF-N et HDF-S) permettent de détecter des objets jusqu'à des magnitudes $I_{AB} \sim 27.6$ (S/N de 10 dans une ouverture de 0.2 seconde d'arc carré) mais pour des champs de vue de seulement ~ 4 minutes d'arc carré. Le nombre d'objets observés est ainsi limité à un total de ~ 2500 galaxies sur ces deux champs. En échange, on obtient un échantillon de galaxies dont le *redshift* moyen est de 1.5, contenant des galaxies jusqu'à *redshift* ~ 6 , ce qui correspond à $\sim 7\%$ de l'âge de l'Univers.

La qualité en résolution des images obtenues avec le HST fournit un outil unique pour l'étude de la morphologie des galaxies à des *redshifts* $z \gtrsim 1$ (par exemple, Abraham et al. 1996, Brinchmann et al. 1998, Driver et al. 2003). Caractériser la morphologie des galaxies est fondamental puisque les populations de galaxies elliptiques et celles dominées par un disque auraient une histoire de formation différente selon les modèles de formation hiérarchique des galaxies (voir section 1.3.2).

2.1.2 Une image panchromatique des galaxies

Comme nous avons vu dans la section 1.4.5, l'évolution de luminosité émise dans le proche infrarouge trace préférentiellement l'évolution de la masse stellaire alors que l'évolution de la luminosité mesurée dans des longueurs d'onde bleues trace la formation stellaire. Selon la longueur d'onde considérée, les processus physiques qui sont étudiés sont donc totalement différents. Pour obtenir une vision globale des processus physiques à l'oeuvre, une image panchromatique des galaxies est nécessaire, c'est-à-dire une image à différentes longueurs d'onde, comme dans l'ultraviolet (UV), l'optique, l'infrarouge ou le submillimétrique.

Les relevés photométriques profonds sont généralement multi-couleur, c'est-à-dire imités à différentes longueurs d'onde. Ils permettent d'imager l'Univers dans le domaine visible. Ils sont souvent accompagnés d'observations dans le proche UV ($\lambda > 3000\text{\AA}$) ou dans le proche infrarouge (jusqu'à $\sim 20000\text{\AA}$). Par exemple, l'imagerie du CDFS est réalisée dans les filtres U , B , V , R et Z (Brodwin et al. 2004) couvrant le domaine spectral $3000 \lesssim \lambda \lesssim 10000\text{\AA}$. De nombreux instruments sont dédiés à apporter cette vision panchromatique des galaxies au-delà de $\lambda < 3000\text{\AA}$ et de $\lambda > 20000\text{\AA}$. Des satellites sondent les galaxies dans des domaines allant des rayons X ($0,8\text{\AA}$ et 120\AA) avec le *Chandra X-ray Observatory* ou *XMM-Newton*, à l'infrarouge avec le *Spitzer Space Telescope* un télescope de 85 cm qui réalise de l'imagerie entre 3.6 et 160 μm . Le télescope spatial GALEX (*Galaxy Evolution Explorer*), avec un miroir de 50 cm de diamètre, a été réalisé pour observer dans des domaines de longueur d'onde $1350\text{\AA} < \lambda < 1750\text{\AA}$ (ultraviolet lointain) et $1750\text{\AA} < \lambda < 2800\text{\AA}$ (ultraviolet proche).

2.1.3 Les *redshifts* photométriques

La mesure de la fonction de corrélation angulaire ou la mesure de la distribution en magnitude apparente des galaxies (ou comptage) sont des mesures directement réalisées à partir d'un relevé photométrique. Ces mesures contiennent une information intégrée sur toute la ligne de visée. Sans une estimation de la distance des galaxies, les relevés photométriques ne permettent pas une mesure directe de l'évolution des galaxies. Les relevés photométriques sont donc traditionnellement associés à des relevés spectroscopiques. Néanmoins, les relevés photométriques multi-couleur produisent une information qui peut être comparée à un spectre à basse résolution. Cette information peut être utilisée pour estimer la distance des galaxies « à moindre coût ».

Une première approche consiste à sélectionner des populations particulières à partir de critères de couleur, comme les galaxies à discontinuité Lyman. C'est la méthode employée par Steidel et al. (1999) pour obtenir des échantillons de quelques centaines de galaxies dans les intervalles $2.7 \lesssim z \lesssim 3.4$ et $3.8 \lesssim z \lesssim 4.5$. Ils ont pu confirmer spectroscopiquement une large fraction de ces objets à ces *redshifts*.

Une seconde approche est la méthode des *redshifts* photométriques (voir chapitre 3). L'utilisation des *redshifts* photométriques présente deux défauts majeurs par rapport à l'utilisation des *redshifts* spectroscopiques : la mesure est moins robuste et elle est moins précise. Pour améliorer la robustesse des *redshifts* photométriques, il est nécessaire que la discontinuité de Balmer (4000\AA) ou/et de Lyman (912\AA), puisse être observée dans le

domaine de longueurs d'onde couvert par les données photométriques. Les observations photométriques multi-couleur doivent couvrir un large domaine spectral, notamment en proche infrarouge ($\lambda \gtrsim 10000\text{\AA}$) pour pouvoir observer la discontinuité de Balmer à $z \gtrsim 1.5$. C'est par exemple le cas du relevé photométrique du HDF-N, avec des observations dans 7 filtres allant du filtre F300W (3000 \AA) du HST au filtre K (22200 \AA) de *ESO/New Technology Telescope* (NTT). L'estimation des *redshifts* photométriques du HDF-N et HDF-S est robuste jusqu'à $z \sim 5$, avec moins de 1 *redshift* discordant sur un échantillon de contrôle de 130 *redshifts* spectroscopiques (Fernández-Soto et al. 2001, Benítez et al. 2000). Pour améliorer la précision des *redshifts* photométriques, il est nécessaire de bien échantillonner le spectre de la galaxie. La couverture du domaine spectral avec un grand nombre de filtres à bandes passantes étroites permet une estimation précise des *redshifts* photométriques. Le relevé COMBO-17 est un relevé profond, avec une imagerie sur 0.78 deg² réalisée avec la caméra WFI (*Wide Field Imager*) au télescope MPG/ESO 2.2-m à La Silla au Chili. Les images sont obtenues dans 17 bandes optiques dont 12 filtres étroits qui couvrent un domaine spectral $3000 < \lambda < 9000\text{\AA}$. Les filtres étroits permettent d'obtenir une précision sur la mesure de $dz/(1+z) \sim 0.02$ (Wolf et al. 2004). A $R_{\text{vega}} \leq 24$, l'échantillon de COMBO-17 compte 25000 *redshifts* photométriques (Wolf et al. 2003). Malgré le nombre de filtres utilisés, l'absence d'observations dans le proche infrarouge limite le domaine de validité des *redshifts* photométriques à $0.2 < z < 1.2$.

L'utilisation de l'information multi-couleur est donc une méthode efficace pour acquérir de larges échantillons à grand *redshift* rapidement. L'utilisation de cette information impose tout de même de fortes contraintes sur les objectifs scientifiques. L'intervalle en *redshift* peut être limité à $z \lesssim 1.2$ en l'absence d'observations en proche infrarouge. Un grand nombre de filtres étroits est nécessaire pour obtenir une bonne précision des *redshifts* photométriques, ce qui pose la question du gain de temps réel par rapport à la réalisation d'un sondage spectroscopique. L'erreur sur la mesure des *redshifts* photométriques reste 10 fois plus élevée que celle obtenue avec des *redshifts* spectroscopiques. Toute étude nécessitant une mesure précise du *redshift* ou basé sur l'utilisation du spectre de la galaxie est impossible.

2.2 Les relevés spectroscopiques profonds

L'apport majeur des relevés spectroscopiques est une mesure robuste et précise de la distance des galaxies. Cette information est essentielle car elle permet de mesurer les propriétés des galaxies par tranche d'âge de l'Univers, de reconstruire la distribution des galaxies en trois dimensions ou de calculer la luminosité intrinsèque des galaxies.

C'est l'utilisation des techniques de spectroscopie multi-objets MOS (*Multi-Object Spectrograph*) qui permet aujourd'hui d'acquérir de grands échantillons spectroscopiques. Les spectrographes MOS peuvent imager plusieurs centaines de spectres simultanément (jusqu'à 1000), ce qui est quantifié par le « gain multiplex ». Les grands relevés spectroscopiques récents, décrits ci-dessous, utilisent tous ces techniques MOS.

2.2.1 L'Univers proche ($z \sim 0.1$)

Dans notre Univers proche, $z \sim 0.1$, deux très larges relevés spectroscopiques ont permis d'acquérir un nombre de données considérable depuis 2001 :

- le *2-degree Field Galaxy Redshift Survey* (2dFGRS) : le 2dFGRS (Colless et al. 2001) est un projet anglais et australien, réalisé au télescope *Anglo-Australian Observatory* de 3.9 mètres. Ils utilisent le spectrographe multi-objets *Two Degree Field* (2dF). Les 400 fibres optiques de ce MOS sont disposées automatiquement par un robot et permettent de sélectionner les objets ciblés. Les objets sont sélectionnés dans la bande $b_J < 19.45$ à partir des plaques photographiques digitalisées de l'*APM galaxy survey* (Maddox et al. 1990). Ce relevé couvre 2000 deg² et compte au final ~ 230000 *redshifts* de galaxies.
- le *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) : le SDSS est un relevé américain, japonais et allemand, réalisé au télescope dédié du *Sloan* (Nouveau-Mexique). Ce télescope de 2.5 mètres possède un MOS à fibres optiques capable d'acquérir 640 spectres simultanément. Un relevé photométrique multi-couleur dans 5 bandes larges u (3550 Å), g (4770 Å), r (6230 Å), i (7620 Å), et z (8870 Å) (Fukugita et al. 1996) est associé au relevé spectroscopique couvrant ~ 2000 deg². Les objets sont sélectionnés dans la bande $r < 17.7$ et compte déjà plus de 260000 *redshifts* de galaxies. L'objectif de ce relevé en cours est d'obtenir 10^6 spectres de galaxies.

2.2.2 Les relevés spectroscopiques à $z > 0.3$

A des *redshifts* supérieurs à ~ 0.3 , il n'existe pas encore d'échantillon spectroscopique équivalent en taille à ceux du 2dFGRS ou du SDSS. Pour illustrer la difficulté de la tâche à accomplir à grand *redshift*, le flux observé d'une galaxie à $z=0.1$ sera ~ 40 , ~ 200 , ~ 1100 et ~ 6000 fois plus faible à $z=0.5$, $z=1$, $z=2$ et $z=4$.

Dans la totalité des relevés spectroscopiques profonds, un compromis doit être trouvé entre la taille du champ observé, la profondeur des observations et la fraction d'objets ciblés (mesurée par le taux d'échantillonnage des sources). La sélection des sources dans le champ est un processus crucial qui détermine les analyses scientifiques qui seront possibles avec l'échantillon final. L'approche « standard » est une sélection des sources purement basée sur une limite en magnitude apparente. Les grands relevés spectroscopiques réalisés depuis 1992 ont adopté cette approche. Une liste des caractéristiques générales des relevés spectroscopiques récents est faite dans la table 2.1. L'ensemble des observations de ces relevés ont été réalisées entre 1994 et 2000 avec des télescopes de la classe des 4 mètres et des spectrographes MOS avec un gain multiplex compris entre 50 et 70. L'échantillon spectroscopique le plus large compte ~ 2000 galaxies jusqu'à $R < 21.5$ pour le *CNOC2 Galaxy Redshift Survey* (Lin et al. 1999), ce qui reste tout de même 100 fois inférieur à la taille des échantillons réalisés dans l'Univers proche. Le *Canada-France Redshift Survey* (CFRS) (Lilly et al. 1995) a réalisé des analyses statistiques jusqu'à $z = 1.3$, grâce à sa sélection d'objets faibles à $I_{AB} = 22.5$. Le CFRS a permis de démontrer que les galaxies évoluent, en mesurant la fonction de corrélation (Le Fèvre et al. 1996), la fonction de luminosité (Lilly et al. 1995) ou le taux de formation d'étoiles (Lilly et al. 1996) dans quatre intervalles de *redshift* jusqu'à $\sim 40\%$ de l'âge de l'Univers. Mais l'échantillon de

galaxies correspondant à chaque tranche d'âge contient moins de 250 galaxies, ce qui rend difficile une quantification précise de l'évolution. Ces différents relevés ont pu caractériser les propriétés spectrales des galaxies, à partir de méthodes de décomposition des spectres en PCA (*Principal Component analysis*) (Galaz & de Lapparent 1998), de mesure de largeur de raie (Heyl et al. 1997), ou en utilisant l'information multi-couleur (Lilly et al. 1995, Lin et al. 1999). Un résultat qui semble commun à l'ensemble de ces analyses est que la forme et l'évolution de la fonction de luminosité est fortement dépendante des propriétés spectrales des galaxies. L'évolution semble dominée par la population de galaxies tardives.

La réalisation télescopes de la classe des 8 mètres dans la dernière décennie permet de réaliser des relevés plus profonds. Le relevé spectroscopique du K20 (Cimatti et al. 2002) a été réalisé au VLT (*Very Large Telescope*) avec les spectrographes FORS1 et FORS2 de gain multiplex 19 et 52, respectivement. Ce relevé a permis de mesurer le *redshift* de 550 objets pour un échantillon spectroscopique sélectionné en infrarouge à $K_{vega} \leq 20$. Une limite de $K_{vega} = 20$ équivaut à une limite en $R_{AB} \sim 24$, soit 2.5 magnitudes plus profond que l'ESS (de Lapparent et al. 2003a).

La combinaison de MOS à très haut gain multiplex et l'utilisation intensive des télescopes de 8 mètres, permet la réalisation de relevés spectroscopiques de nouvelle génération. Ces échantillons contiendront au final plusieurs dizaines de milliers de galaxies jusqu'à des *redshifts* de ~ 6 .

Relevé	Diam. (m)	Gain MOS	Intervalle en <i>redshift</i>	Nb. galaxies	magnitude limite	Photométrie multi-couleur
AUTOFIB ^(a)	3.9	64	0.02-0.75	1700	$11.5 < B < 24.0$	<i>B</i>
CFRS ^(b)	3.6	70	0.05-1.3	591	$17.5 < I < 22.5$	<i>(B)VI(K)</i>
CNOC2 ^(c)	3.6	70	0.12-0.55	2000	$17.0 < R < 21.5$	<i>UBVRI</i>
ESS ^(d)	3.6	50	0.1-0.6	617	$R < 20.5$	<i>BVR</i>

(a) Ellis et al. 1996

(b) Lilly et al. 1995

(c) Lin et al. 1999

(d) de Lapparent et al. 2003a

TAB. 2.1: Caractéristiques générales des relevés spectroscopiques profonds récents réalisés entre 1990 et 2000.

2.2.3 Les relevés spectroscopiques profonds de la nouvelle génération

Deux grands relevés spectroscopiques profonds sont en cours de réalisation pour acquérir des échantillons de plusieurs dizaines de milliers de galaxies à $z > 0.3$: les relevés DEEP2 et *VIMOS-VLT Deep Survey* (VVDS).

Le projet américain DEEP2 est réalisé avec le spectrographe DEIMOS au télescope *Keck II*. Ce télescope, de 9.8 mètres de diamètre, est situé sur le Mauna Kea à 4205 mètres d'altitude. Le spectrographe DEIMOS est un MOS à fentes qui permet d'obtenir 75 spectres simultanément avec une résolution $R \sim 4000$. L'objectif de DEEP2 est

d’observer le spectre de 65000 galaxies à $z > 0.7$. L’objectif scientifique est d’étudier les propriétés et l’agrégation des galaxies à $z \sim 1$, pour les comparer aux résultats obtenus dans l’Univers proche par le SDSS et le 2dF. La grande résolution spectrale $R \sim 4000$ de leur spectres permet de mesurer des courbes de rotation et les largeurs équivalentes de raies à $z \sim 1$. Pour observer préférentiellement des galaxies à grand *redshift*, la sélection des cibles spectroscopiques est réalisée selon $R_{AB} \leq 24.1$ et une sélection en couleur $R - I$ et $B - R$ (Coil et al. 2004). Cette stratégie permet de sélectionner préférentiellement un échantillon de galaxies à $z \geq 0.7$. L’avantage de cette stratégie est la large proportion de galaxies à grand *redshift* dans l’échantillon final. Ce choix est au prix d’une difficulté majeure : estimer la représentativité de la population ciblée par rapport à la population parente. Par exemple, quelle est la proportion de galaxies exclues de la boîte de sélection au *redshift* considéré ? Quelle est la contribution de ces galaxies à la densité de la population totale ? Comment corriger la fonction de sélection d’un tel relevé ?

Le projet VVDS est en cours de réalisation au *Very Large Telescope* (VLT) avec le spectrographe *Visible Multi-Object Spectrograph* (VIMOS). Le relevé du VVDS se situe dans la lignée du relevé CFRS, avec une sélection des cibles spectroscopiques purement limitée en magnitude apparente, avec néanmoins des observations plus profondes sur des champs plus larges. Cette thèse s’est déroulée dans le cadre de ce relevé spectroscopique, introduit dans la section suivante.

2.3 Le relevé VIMOS-VLT Deep Survey

Le VIMOS VLT Deep Survey (VVDS) (<http://www.oamp.fr/virmos/>) est un projet franco-italien de cosmologie observationnelle mis en place dès 1996, dans la lignée du CFRS. Le VVDS est un relevé spectroscopique « profond » associé à un relevé photométrique multi-couleur. Ce relevé est réalisé au télescope du VLT de l’observatoire austral européen (ESO), situé au sommet du mont Cerro Paranal à 2635 mètres d’altitude. L’utilisation d’un télescope de la classe des 8 mètres permet de réaliser un relevé profond. Le spectrographe *Visible Multi-Object Spectrograph* (VIMOS) permet d’observer jusqu’à 1000 spectres simultanément en basse résolution $R \sim 200$, ce qui est la clé pour acquérir un large échantillon spectroscopique. L’objectif est l’acquisition de 150000 *redshifts* de galaxies, jusqu’à $z \sim 6$. Ce relevé est la contrepartie à grand *redshift* des larges relevés spectroscopiques locaux tel que le 2dFGRS ou le SDSS, en terme de volume sondé. L’un des objectifs scientifiques est de quantifier l’évolution des propriétés des populations de galaxies et l’évolution des grandes structures, depuis 10% de l’âge actuel de l’Univers jusqu’à aujourd’hui, avec un même échantillon de galaxies sélectionnées de façon consistante. Le consortium franco-italien en charge de ce projet rassemble plus de 45 personnes (chercheurs permanents, post-doctorants et thésitifs) dans 9 instituts européens (*Laboratoire d’Astrophysique de Marseille*, *Laboratoire d’Astrophysique de l’Observatoire Midi-Pyrénées*, *Institut d’Astrophysique de Paris*, *Osservatorio Astronomico di Bologna*, *INAF-IRA* (Bologne), *INAF-Osservatorio Astronomico di Capodimonte* (Naples), *INAF-IASF* (Milan), *INAF-Osservatorio Astronomico di Brera* (Milan)).

2.3.1 L'instrument VIMOS

VIMOS a été construit sous contrat avec l'ESO (*European Southern Observatory*) par le consortium franco-italien VVDS. Cet instrument a été intégré, testé et calibré dans le hall d'intégration de l'Observatoire de Haute-Provence. VIMOS est opérationnel depuis le 26 Février 2002. Il est installé sur un des foyers Nasmyth de l'unité 3 « Melipal » de l'ESO-VLT. VIMOS est utilisable en trois modes : imagerie, spectroscopie multi-objets (MOS) et spectroscopie à intégrale de champ (IFS). Nous ne nous intéressons pas ici au mode IFS.

Le plan focal de VIMOS est divisé en 4 canaux (figure 2.2). Chaque canal (appelé aussi quadrant) est un spectrographe complet. L'avantage d'une telle approche est de réduire la taille des éléments optiques. Pour chaque canal, les unités d'échanges permettent d'adapter la configuration de l'instrument :

- l'unité d'échange de masques. Cette unité peut contenir jusqu'à 15 masques de fentes. Ces masques, de $30 \times 30 \text{ cm}^2$, permettent de sélectionner les galaxies à imager. Ils sont découpés à l'avance avec la machine laser à découper les masques (*Manufacturing Mask Unit*). Un masque est inséré par quadrant lors de chaque exposition MOS.
- l'unité d'échange de filtres. 10 filtres à bandes larges sont montés en permanence sur cette unité et couvrent un domaine de longueurs d'onde allant de 3500 \AA à 10000 \AA .
- l'unité d'échange de grismes. Une roue de 6 grismes est montée en permanence sur cette unité. Le choix est possible entre ces six grismes avec des résolutions allant de 200 à 2500, dispersant sur un intervalle de longueurs d'onde de $3700 - 6700 \text{ \AA}$ (grisme de faible résolution bleu) à $5000 - 10000 \text{ \AA}$ (grisme de faible résolution rouge). En mode imagerie, VIMOS est utilisé sans grisme.

L'image de chaque quadrant est ensuite projetée sur la partie centrale d'un CCD de $2048 \times 2350 \text{ pixels}^2$. L'image est échantillonnée à $0.205''/\text{pixel}$ en mode MOS et imagerie. Un pointé VIMOS couvre alors un champ de vue de 4 fois $7' \times 8'$ environ, avec une partie masquée en forme de croix séparant les 4 quadrants (voir figure 2.2). Toutes les données MOS utilisées dans ce manuscrit ont été obtenues avec le grisme LR-RED et le filtre OS-Red (filtre « porte » de bande passante $5500-9500 \text{ \AA}$). Le grisme LR-RED a une résolution de 210 et une dispersion de $7.3 \text{ \AA}/\text{pixel}$. La couverture spectrale s'étend de 5500 \AA à 9500 \AA dans ce mode.

Une caractéristique essentielle de VIMOS est son gain multiplex, c'est-à-dire sa capacité à observer un grand nombre de spectres durant une même pause. En mode MOS basse résolution (LR-RED), la longueur des spectres ($\sim 550 \text{ pixels}$) permet d'imager plusieurs niveaux de fentes dans la direction de dispersion (axe Y du CCD). Les fentes sont strictement parallèles et de mêmes longueurs. VIMOS est ainsi capable d'imager jusqu'à ~ 1000 spectres simultanément, en mode basse résolution.

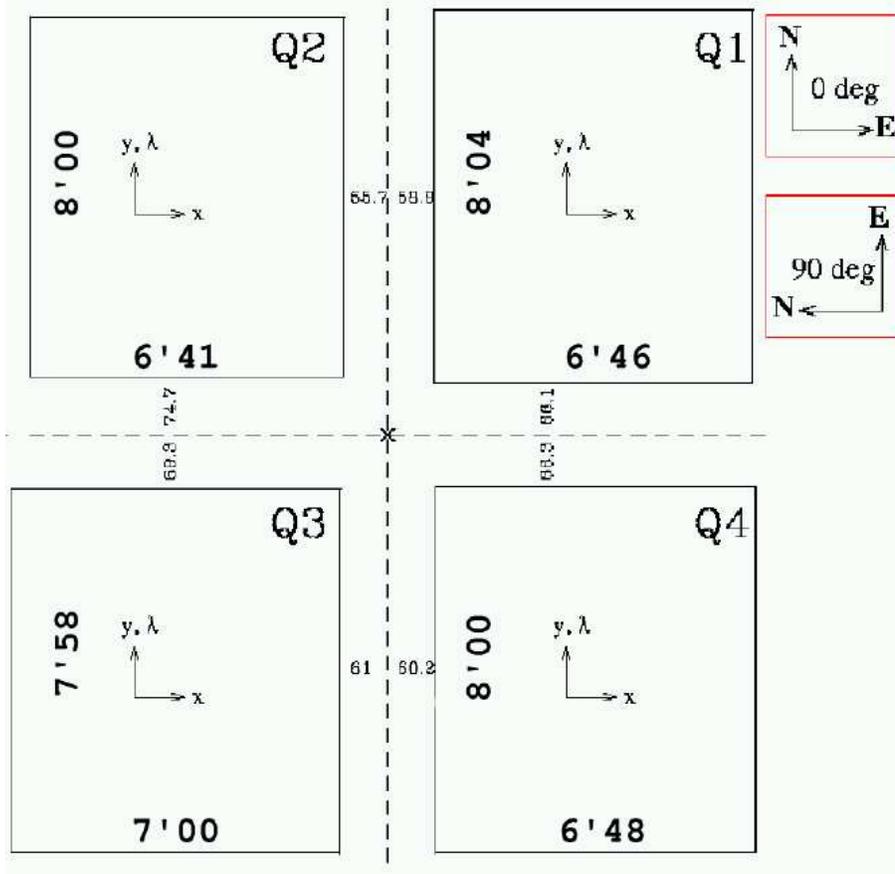
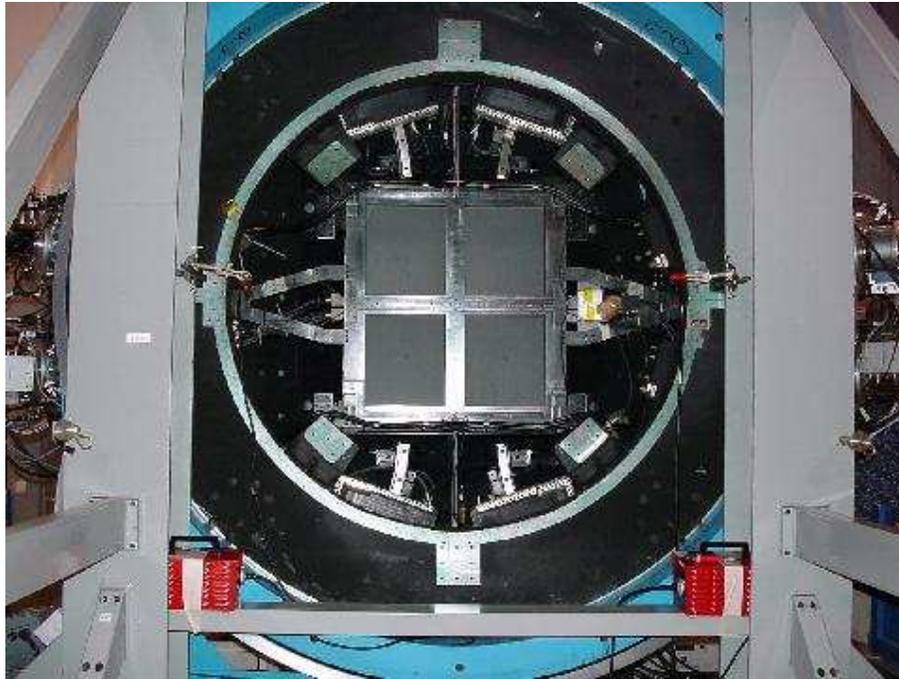


FIG. 2.2: Haut : vue du plan focal de VIMOS divisé en quatre quadrants, pendant l'intégration à l'Observatoire de Haute-Provence. Bas : champ de vue d'un pointé VIMOS avec les quatre quadrants et la région masquée en forme de croix.

2.3.2 Le relevé photométrique multi-couleur

Le relevé spectroscopique du VVDS est associé à un relevé photométrique multi-couleur. Ce relevé photométrique est fondamental car les cibles spectroscopiques sont sélectionnées à partir des images dans la bande I . Les observations sont réalisées sur quatre champs larges de $2 \times 2 \text{ deg}^2$ (Le Fèvre et al. 2004a). Ces champs sont situés sur l'équateur céleste : 0226-04, 1003+01, 1400+05 et 2217+00 (voir figure 2.3). Différents critères ont motivé le choix de ces champs comme la faible extinction de la Voie Lactée sur la ligne de visée, la possibilité d'observer ces champs aussi bien de l'hémisphère nord que sud. Avec ces positions, au moins un champ est observable du VLT à n'importe quelle période de l'année. Ce choix permet d'utiliser de façon efficace les nuits allouées pour le relevé spectroscopique.

Le relevé photométrique multi-couleur a été réalisé entre 1999 et 2001 au Canada-France-hawaii Telescope (CFHT). Une description générale du relevé photométrique est donnée dans Le Fèvre et al. (2004a). Les données photométriques sont obtenues pour les bandes passantes B , V , R et I de la caméra CFH12K (voir figure 3.1). Les données ont été réduites avec les logiciels et le matériel informatique fournis par l'équipe Terapix de l'Institut d'Astrophysique de Paris. La partie « large » du champ, couvrant 16 deg^2 au total, atteint une magnitude limite de 24.8 dans la bande I (détection à 5σ dans une ouverture de $3''$). Une partie plus profonde couvrant 1.2 deg^2 atteint la magnitude limite de 25.3 (5σ , $3''$) (voir chapitre 3).

Un total de 2.175 millions d'objets est détecté sur l'ensemble de ces 4 champs. Pour chacun de ces objets, l'information extraite permet de connaître la position, les flux dans les différentes bandes avec différentes méthodes. L'environnement de la base de donnée sous l'environnement ORACLE du VVDS (<http://virmos.oamp.fr/>) permet de stocker et de manipuler une telle quantité d'informations.

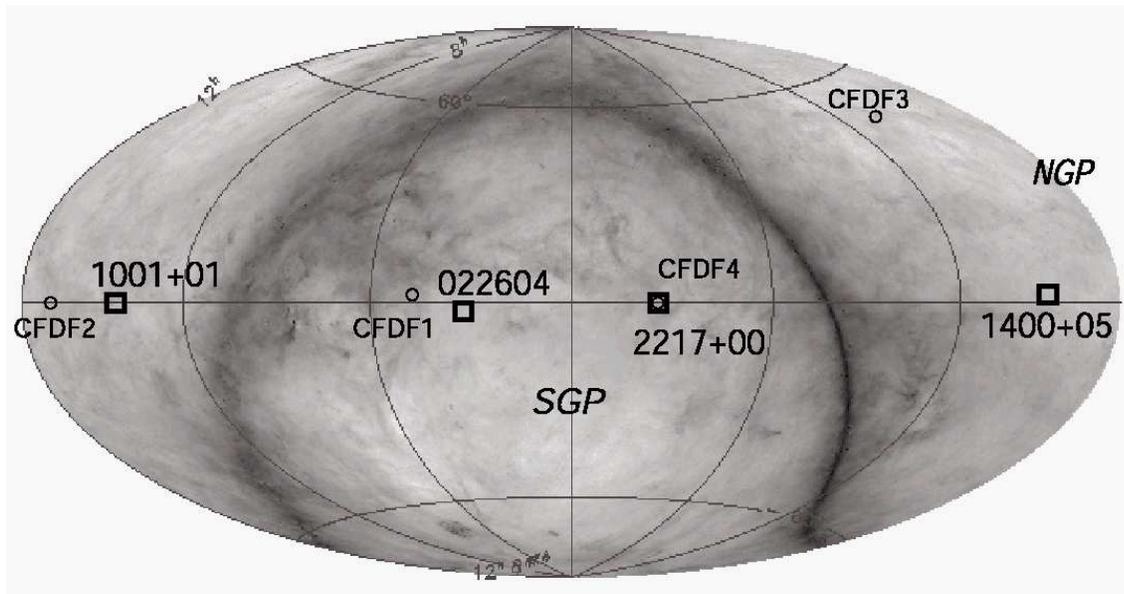


FIG. 2.3: Position des quatre champs VIMOS sur une carte d'extinction du ciel (figure 1 de Le Fèvre et al. 2004a). Les carrés ouverts sont la position des quatre champs larges.

2.3.3 Le relevé spectroscopique

Sélection des cibles spectroscopiques

Les cibles spectroscopiques du VVDS sont préalablement sélectionnées à partir de la magnitude apparente dans la bande I . Aucun critère, tel que la couleur observée ou la morphologie des objets, n'est considéré. Les objets doivent satisfaire le seul critère $17.5 \leq I_{AB} \leq I_{limite}$, avec I_{limite} la magnitude apparente limite du relevé spectroscopique. La magnitude limite brillante $17.5 \leq I_{AB}$ permet de rejeter les objets dont l'image en I risque d'être saturée. Un compromis doit être trouvé entre le nombre d'objets que l'on veut observer et la magnitude limite faible I_{limite} adoptée. Deux stratégies observationnelles complémentaires sont réalisées pour le VVDS :

- un relevé « profond », avec un critère de sélection $17.5 \leq I_{AB} \leq 24$. Les observations sont réalisées sur la partie profonde du champ VVDS-0226-04 et couvriront 1.2 deg^2 . Il est prévu d'observer au final près de 50000 objets dans ce champ.
- un relevé « large », avec un critère de sélection $17.5 \leq I_{AB} \leq 22.5$. Ce relevé est réalisé sur trois champs différents en plus des deux champs déjà couverts par le relevé profond. La surface finale qui doit être couverte par les observations spectroscopiques est de 16 deg^2 , avec près de 100000 objets ciblés sur ces cinq champs.

Le relevé profond a pour objectif l'observation de galaxies à très grand *redshift* et la détermination des propriétés des galaxies faiblement lumineuses. Le relevé spectroscopique large permet une analyse des effets de variance cosmique et d'obtenir une meilleure statistique sur les galaxies brillantes. La surface couverte par le relevé large permet l'étude des structures sur de grandes échelles.

Statut de l'acquisition des données

La phase d'acquisition des données du VVDS a commencé fin 2002 et elle continue aujourd'hui. Les observations des époques 1 (Septembre 2002 - Décembre 2002) et 2 (Décembre 2003 - Septembre 2004) sont en cours de réduction. Un total de 34 pointés ont été observés sur les champs profonds et 97 pointés sur les champs larges. Un total d'environ 56000 spectres est attendu après réduction de ces données.

Un premier échantillon de 10759 spectres jusqu'à $I_{AB} = 24$, appelé « échantillon profond de la première époque », est totalement finalisé. Bien que le relevé soit en cours de réalisation, ce premier échantillon « profond » est déjà largement supérieur à tous les autres relevés spectroscopiques précédents à $z > 0.3$ (voir section 2.2.2). La limite en *redshift* de $z = 1.3$, atteinte par le CFRS est repoussée à $z = 5$ (Le Fèvre et al. 2004c). Cet échantillon profond sonde les propriétés des galaxies 1.5 magnitude moins lumineuses que l'échantillon du CFRS. Le nombre de galaxies de l'ex plus large échantillon spectroscopique à grand *redshift* (CNOC2) est déjà multiplié par 5. Le catalogue photométrique associé compte des observations dans les 4 bandes B , V , R et I sur tout le champ, et dans des bandes U , J et K sur certaines parties du champ. Cet échantillon permet aujourd'hui au VVDS de produire ses premiers résultats, dont ceux présentés dans ce manuscrit. Je me focaliserai tout au long de ce manuscrit sur les données du relevé relatives à l'« échantillon

profond de la première époque », car c'est l'échantillon qui a été finalisé et homogénéisé en 2004.

Chapitre 3

Données photométriques profondes et redshifts photométriques

Le champ profond du VVDS (noté par la suite VVDS-F02) couvre 1.2 deg^2 en imagerie multi-couleur. Les données photométriques relatives à ce champ sont décrites dans la section 1. J'ai utilisé ces données photométriques pour mesurer la distance de l'ensemble des galaxies de ce champ avec la méthode des *redshifts* photométriques que je présenterai dans la section 2. La précision et la robustesse de cette mesure est directement estimée par comparaison avec plus de 3700 *redshifts* spectroscopiques du VVDS-F02. La comparaison entre *redshifts* photométriques et *redshifts* spectroscopiques a mis en évidence la nécessité d'améliorer la méthode « standard ». J'ai donc développé une méthode qui utilise une partie de l'information spectroscopique pour calibrer l'estimation des *redshifts* photométriques. Cette méthode, qui permet d'améliorer de façon générale la qualité des *redshifts* photométriques, est décrite dans la section 3. Une estimation de la qualité des *redshifts* photométriques estimés sur le champ VVDS-F02 est présentée dans la section 4.

3.1 Le relevé photométrique profond

3.1.1 L'imagerie multi-couleur CFH12K

Les observations en imagerie du champ VVDS-F02, centré à la position $02^h26^m00^s-04^{\circ}30'00''$, ont été réalisées entre Octobre 1999 et Novembre 2000 au *Canada-France-Hawaii Telescope* (CFHT). Une description détaillée des observations, de la réduction et de la validation des données est présentée dans McCracken et al. (2003).

L'imagerie a été obtenue avec la caméra CFH12K, une « mosaïque » de 12 CCDs de $2048 \times 4096 \text{ pixels}^2$. Le champ de vue d'un pointé de la caméra CFH12K est de $42' \times 28'$ avec un échantillonnage de $0.205''/\text{pixel}$. Un pavage de 4 pointés CFH12K a été nécessaire pour couvrir le champ de 1.2 deg^2 du VVDS-F02. Sur l'ensemble du champ, une imagerie multi-couleur est réalisée dans les quatre filtres à bande passante large B , V , R et I de la CFH12K. Les courbes de transmission des filtres B , V , R et I , convoluées au rendement quantique du CCD standard, sont présentées dans la figure 3.1. Les longueurs d'onde

effectives λ_{eff} des filtres B , V , R et I sont respectivement 4330\AA , 5350\AA , 6530\AA et 7950\AA avec des largeurs à mi-hauteur de 950\AA , 960\AA , 1220\AA et 2070\AA .

Les images dans la bande I ont permis de sélectionner les cibles spectroscopiques. Le temps d'exposition a été établi pour que les catalogues photométriques soient complets 1 magnitude plus profond que la limite adoptée pour la sélection spectroscopique (Le Fèvre et al. 2004a). Pour le champ profond, sélectionné en spectroscopie entre $17.5 \leq I_{AB} \leq 24$, le temps de pose moyen est de 7 hr, 4.5 hr, 3 hr et 3 hr dans les bandes B , V , R et I respectivement.

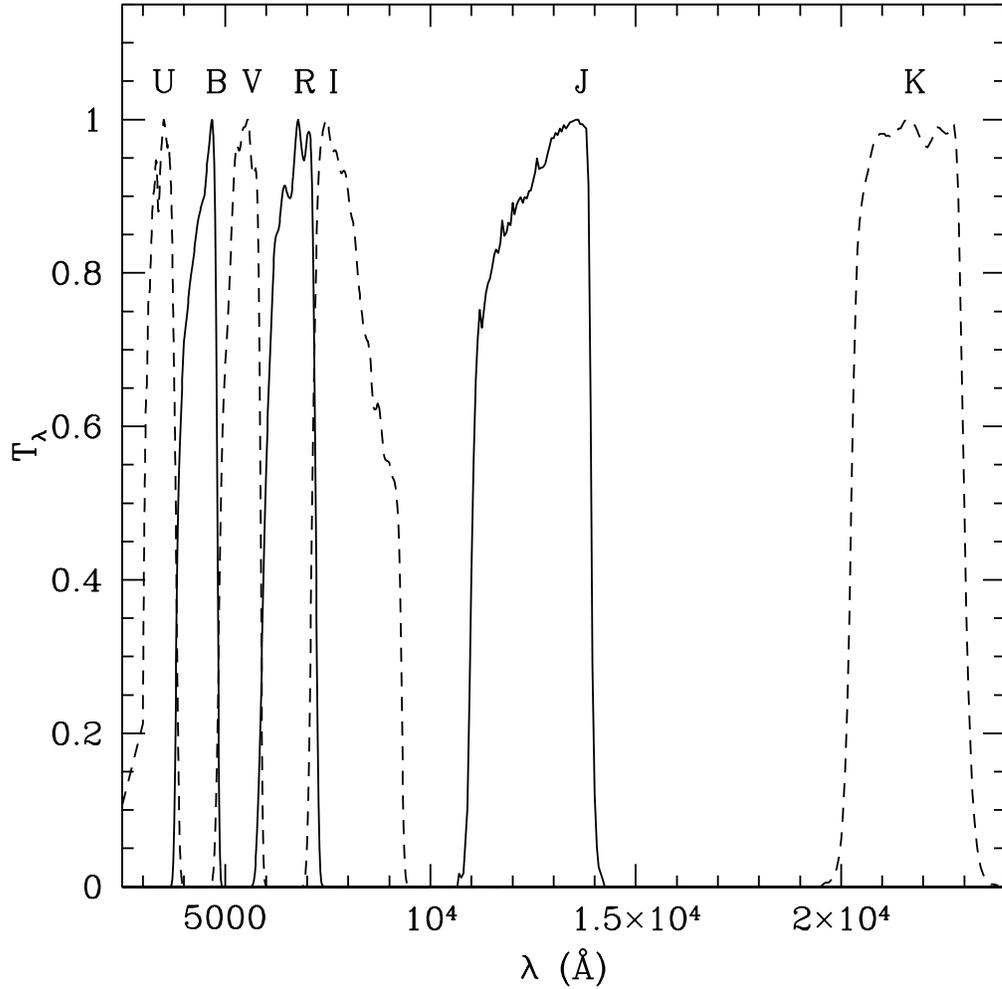


FIG. 3.1: Courbes de transmission des filtres U de la caméra WFI/ESO-MPG, B , V , R et I de la caméra CFH12K/CFHT, J et K de la caméra SOFI/ESO-NTT.

3.1.2 Réduction des données CFH12K

La réduction des données est décrite par McCracken et al. (2003), et réalisée à l'aide des outils proposés par l'équipe TERAPIX (<http://www.terapix.iap.fr>) de l'Institut d'Astrophysique de Paris.

La première étape est la pré-réduction des données, qui permet de masquer les pixels défectueux des CCDs, de corriger du bruit de lecture du CCD (*bias*) et du courant d'obscurité (*dark*), de renormaliser les pixels à la même sensibilité (*flat field*) et enfin de corriger des franges d'interférence (*fringing*).

La seconde étape est la calibration en coordonnées et en flux des différentes poses. La calibration en coordonnées (astrométrie) consiste à transformer les coordonnées des « mosaïques » données en pixels, dans le système de coordonnées célestes α et δ données en ra et dec , commun à toutes les « mosaïques ». Au cours des différentes poses, les conditions d'observations varient (masse d'air, cirrus, *seeing*, etc). L'étape de calibration photométrique consiste à rapporter toutes les poses à une « photométrie comparable ». On détermine le « point zéro », une calibration absolue de la photométrie à partir d'étoiles « standards ». Les magnitudes apparentes du catalogue final sont données dans le système AB (voir Annexe B). La transformation entre le système Vega et le système AB pour les filtres de la CFH12K est donnée par : $B_{AB} = B_{Vega} - 0.094$, $V_{AB} = V_{Vega} - 0.007$, $R_{AB} = R_{Vega} + 0.218$, $I_{AB} = I_{Vega} + 0.433$. L'extinction galactique étant quasiment uniforme sur le champ profond, une correction moyenne $E(B - V) = 0.027$ de l'extinction de notre galaxie a été appliquée. Cette extinction moyenne est calculée au centre du champ à partir des cartes de Schlegel et al. (1998).

La dernière étape est la création du catalogue photométrique. Les « mosaïques » sont combinées pour former l'image finale du champ. Dans le cas du champ profond VVDS-F02, l'image de référence est une somme pondérée des images dans les bandes B , V , R , I (Szalay et al. 1999). L'extraction des sources est réalisée sur cette image de référence avec le logiciel SExtractor (Bertin & Arnouts 1996). Le catalogue extrait contient la position des objets détectés ainsi que la mesure des flux dans les bandes B , V , R et I . Pour le champ profond, nous utilisons les magnitudes apparentes totales mesurées dans une ouverture elliptique selon une méthode dérivée de Kron (1980), en utilisant le paramètre *mag-auto* de SExtractor. Un rayon minimum de Kron est fixé à $1.2''$, ce qui signifie que pour un objet faible non-résolu, la magnitude *mag-auto* devient directement une magnitude à ouverture fixe. Les couleurs étant mesurées à la même position pour chaque bande, position déterminée à partir de l'image de référence, les couleurs sont aussi déterminées à partir des magnitudes *mag-auto*.

3.1.3 Complétude des données photométriques

Les cibles spectroscopiques du VVDS sont sélectionnées à partir de la magnitude apparente dans la bande I . Un échantillon spectroscopique sélectionné à partir d'un catalogue photométrique incomplet est lui-même incomplet. En simplifiant, la mesure de la LF (voir section 1.4.1) est un comptage de ces cibles. Pour ne pas biaiser l'estimation de la LF, il est donc nécessaire de s'assurer que le catalogue photométrique est complet dans la bande I à la limite de sélection du relevé spectroscopique $I_{AB} = 24$. McCracken et al. (2003)

ont estimé la complétude photométrique dans le plan défini par la brillance de surface et la magnitude apparente en I_{AB} . Ils ont sélectionné des galaxies brillantes isolées dans les images, qu'ils ont ensuite simulées à différentes magnitudes apparentes et à différentes brillances de surface. Ces galaxies simulées ont été ensuite additionnées aux images. En appliquant les mêmes méthodes de détection que pour l'extraction du catalogue, ils ont pu estimer la fraction de galaxies détectées, c'est-à-dire la complétude photométrique. Le résultat de ces simulations est montré dans la figure 3.2. Les nombres indiqués dans cette figure donnent la proportion d'objets détectés en pourcentage, avec les iso-contours à 50%, 70% et 90% représentés par les lignes continues, en fonction de la magnitude apparente I_{AB} et de la brillance de surface centrale. La position des objets détectés (points noirs de la figure 3.2) et les positions typiques des galaxies dans le plan magnitude-brillance de surface centrale, permet à McCracken et al. (2003) d'assurer que le relevé profond est essentiellement complet à la magnitude apparente limite $I_{AB} = 24$. Le relevé atteint les magnitudes limites $B_{AB} \sim 26.5$, $V_{AB} \sim 26.2$, $R_{AB} \sim 25.9$ et $I_{AB} \sim 25$ pour un taux de détection des galaxies simulées de 50%.

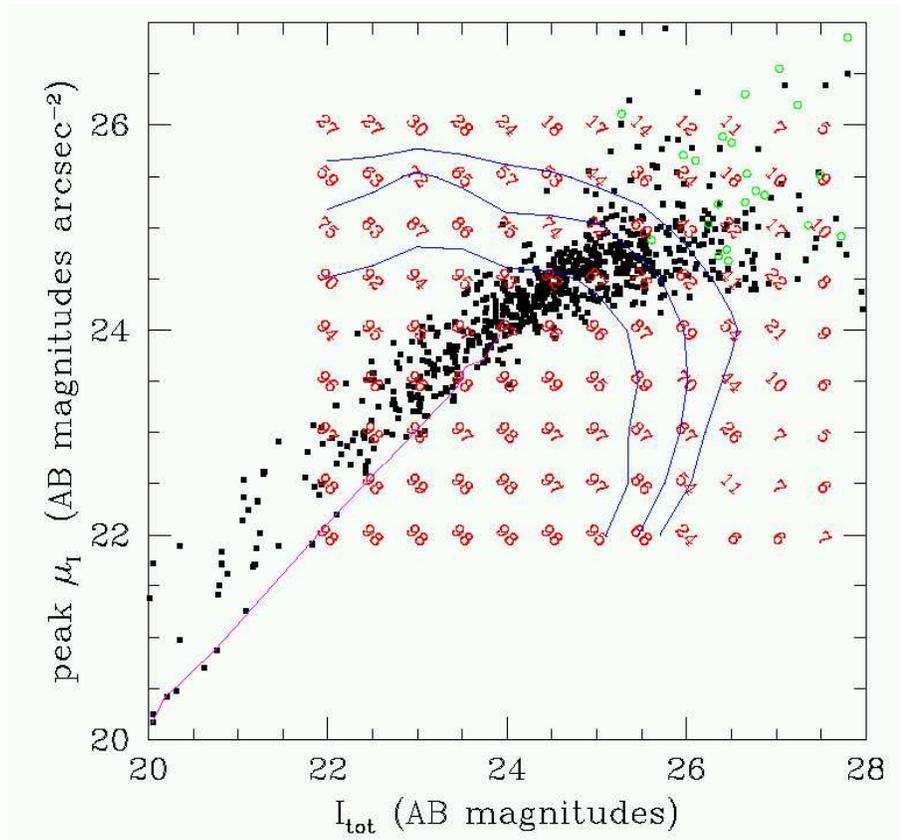


FIG. 3.2: Complétude photométrique en fonction de la brillance de surface centrale et de la magnitude apparente I_{AB} (figure 9 du papier de MacCracken et al. 2003). Les carrés noirs représentent les galaxies détectées. Les contours indiquent les limites de complétude photométrique à 50%, 70% et 90%.

Les comptages photométriques, définis comme le nombre d'objets par intervalles de magnitudes apparentes, sont présentés dans la figure 3.3. La limite de complétude des comptages est consistante avec la limite de complétude obtenue avec les simulations.

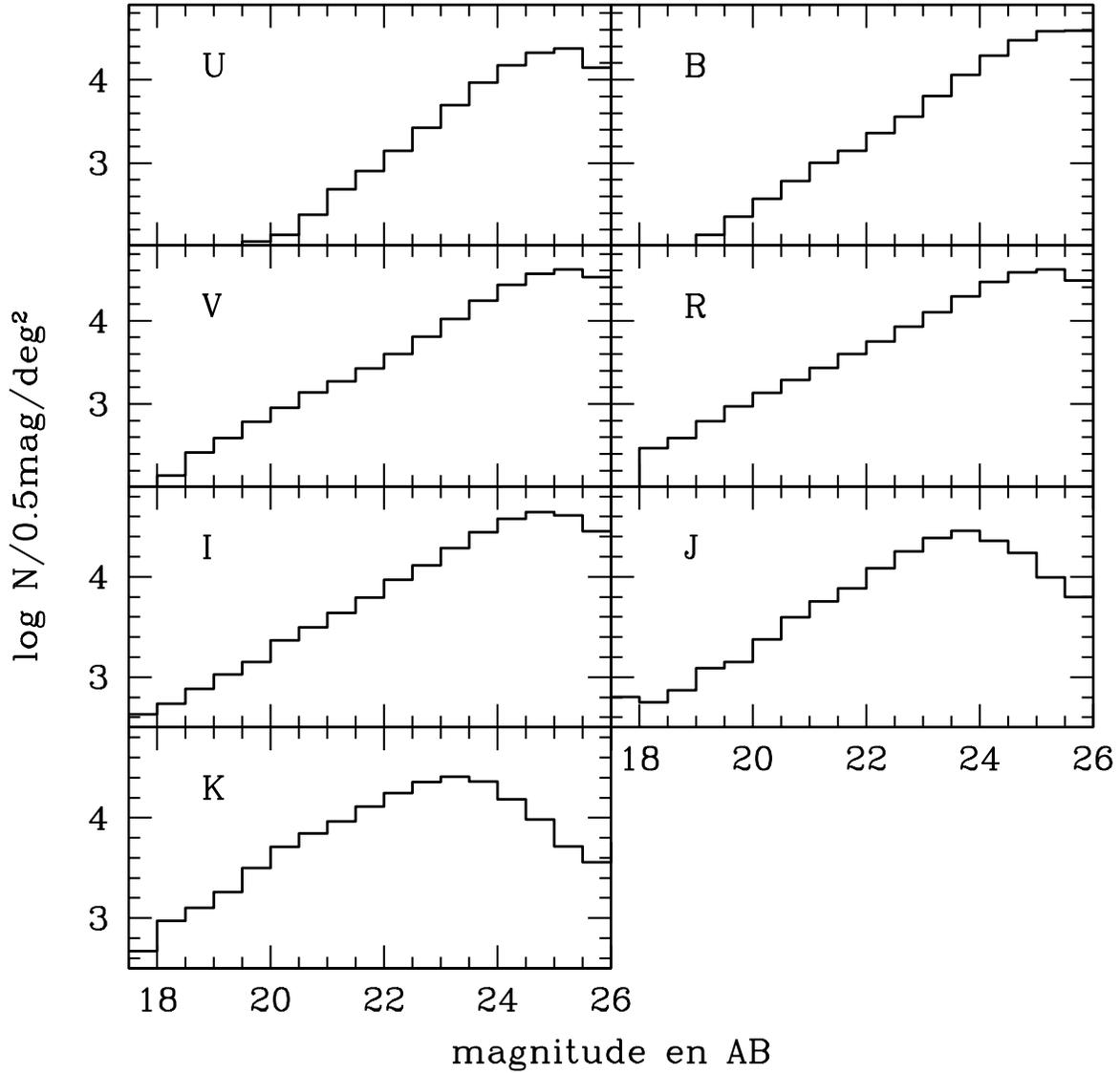


FIG. 3.3: Comptages des galaxies du champs VVDS-F02, dans les bandes U , B , V , R , I , J et K .

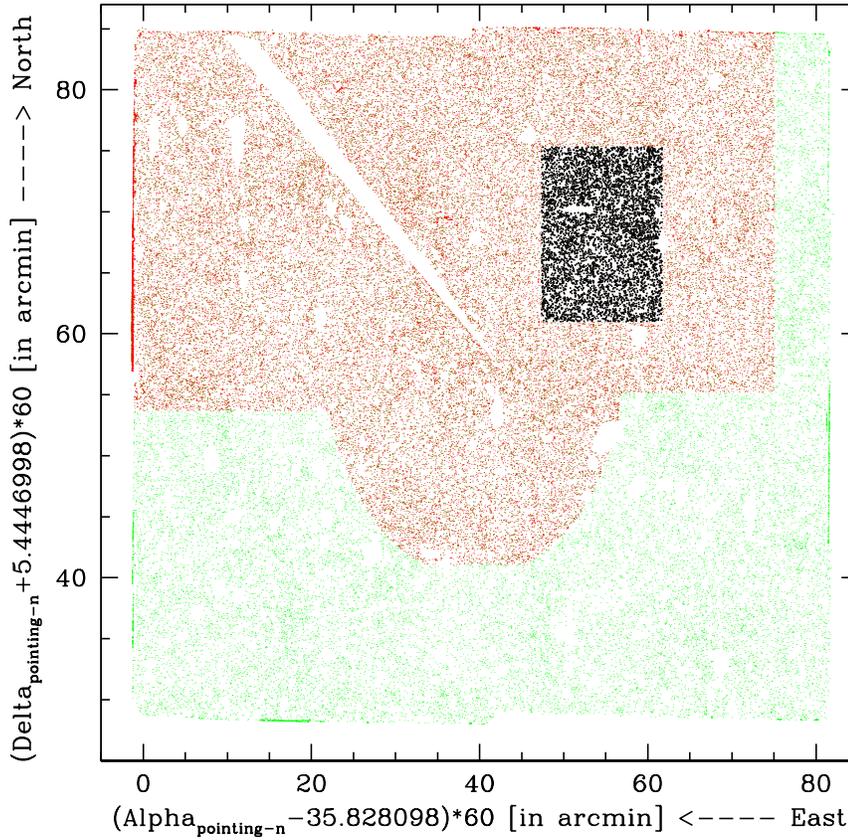


FIG. 3.4: Surface couverte par les observations multi-couleur sur le champ VVDS-F02. Surface la plus grande : imagerie *BVRI* ; surface intermédiaire : imagerie *UBVRI* ; surface la plus petite : imagerie *UBVRIJK*. Les surfaces « creuses » sont des régions masquées du champ (étoiles brillantes qui saturent le CCD, etc.)

3.1.4 Imagerie multi-couleur complémentaire

Dans le cadre du relevé VVDS, des observations complémentaires étendent le domaine visible observé avec la CFH12K au domaine UV et infrarouge. Des observations dans la bande U ($\lambda_{eff} \sim 3330\text{\AA}$), décrites dans Radovich et al. (2004), couvrent 0.9 deg^2 (voir figure 3.4). Elles ont été réalisées au télescope ESO-MPG 2.2m à La Silla (Chili) avec la caméra *Wide-Field Imager* dans la bande U (filtres ESO#877 et Loiano). Le catalogue dans la bande U est complet à 50% pour $U_{AB} = 24.75$ (à partir de simulations similaires à celles décrites section 3.1.4). Les observations en proche infrarouge ont été réalisées au télescope ESO-NTT avec la caméra SOFI (Iovino et al. 2004), dans les bandes *J* ($\lambda_{eff} \sim 12300\text{\AA}$) et *K* ($\lambda_{eff} \sim 21640\text{\AA}$) (figure 3.1). Ces observations couvrent ~ 200 minutes d'arc carré (voir figure 3.4) avec une limite de complétude estimée à 23.7 et 23.2 en J et K respectivement. Les comptages dans les bandes *U*, *B*, *V*, *R*, *I*, *J* et *K* sont présentés dans la figure 3.3.

Le relevé *GALEX Deep Imaging Survey* couvre la totalité du champ profond VVDS-F02 avec de l'imagerie dans les bandes FUV (1530 Å) et NUV (2310 Å). Les comptages sont estimés à 80% complet en FUV et NUV à une magnitude apparente 24.5 dans le système *AB* (Arnouts et al. 2004). D'autres observations ont été réalisées sur le champ VVDS-F02, comme par exemple le relevé du VLA (*Very Large Array*) en radio (1.4 GHz) (Bondi et al. 2003), en X avec le relevé *XMM-Large Scale Structure* (Pierre et al. 2001), en infrarouge avec SPITZER, ou en visible avec le relevé du CFHTLS (*Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey*).

3.2 Estimation « standard » des *redshifts* photométriques

3.2.1 Bref historique

Le principe des *redshifts* photométriques a été introduit par Baum en 1957. Il a mesuré les *redshifts* de galaxies elliptiques à $z \sim 0.4$ sur la base de diagramme couleur-couleur. Cette méthode fut extensivement appliquée dans les années 1980 pour l'étude des populations de galaxies dans les amas. La version moderne de la méthode fut introduite par Pushell en 1982. Le principe est de décaler vers le rouge des distributions spectrales d'énergie de référence (appelées *templates*). On détermine le *redshift* et le *template* pour lesquels les couleurs prédites s'ajustent le mieux aux couleurs observées de la galaxie. Cet ajustement est réalisé à partir d'un test en χ^2 . C'est la méthode de mesure des *redshifts* photométriques que j'ai appelée « standard », utilisée dans les codes publics HYPERZ¹ (Bolzonella et al. 2000) ou Le_Phare² (S. Arnouts & O. Ilbert), par exemple.

L'utilisation des *redshifts* photométriques a pris un essor considérable avec les analyses réalisées sur les relevés photométriques du *Hubble Deep field North* et *South* (HDF-N et HDF-S) (voir section 2.2.2). En raison du flux extrêmement faible des galaxies de ces relevés (jusqu'à $I_{AB} \sim 28$), moins de 15% des galaxies de ces champs ont un *redshift* spectroscopique. L'utilisation des *redshifts* photométriques s'avère alors nécessaire. Le caractère spatial de l'imagerie HST ainsi que la large couverture spectrale de l'imagerie multi-couleur (de 3000Å à 22000Å) est un terrain d'application idéal pour les *redshifts* photométriques. De nombreuses comparaisons entre *redshifts* photométriques et *redshifts* spectroscopiques sur ces champs ont permis de valider cette méthode (par exemple, Arnouts et al. 1999, Fernández-Soto et al. 1999). Ce champ est aussi le terrain d'investigation privilégié de nouvelles méthodes pour l'estimation des *redshifts* photométriques comme la méthode bayésienne implémentée dans le code public BPZ³ (Benítez 2000) ou la reconstruction des distributions spectrales d'énergie (notées SEDs) avec l'information spectroscopique (Csabai et al. 2000).

¹<http://webast.ast.obs-mip.fr/hyperz/>

²http://www.oamp.fr/arnouts/LE_PHARE.html

³<http://adcam.pha.jhu.edu/txitxo/>

3.2.2 Le code « Le_Phare »

J'ai estimé les *redshifts* photométriques du VVDS en travaillant avec le code Le_Phare. Le calcul des *redshifts* photométriques s'articule en deux étapes principales : la création d'une bibliothèque de magnitudes apparentes et l'ajustement du *template* décalé vers le rouge.

Création de la bibliothèque de magnitudes apparentes

Le principe des *redshifts* photométriques est de comparer les couleurs observées avec les couleurs prédites à différents *redshifts*. A cette fin, nous créons une bibliothèque de magnitudes apparentes prédites.

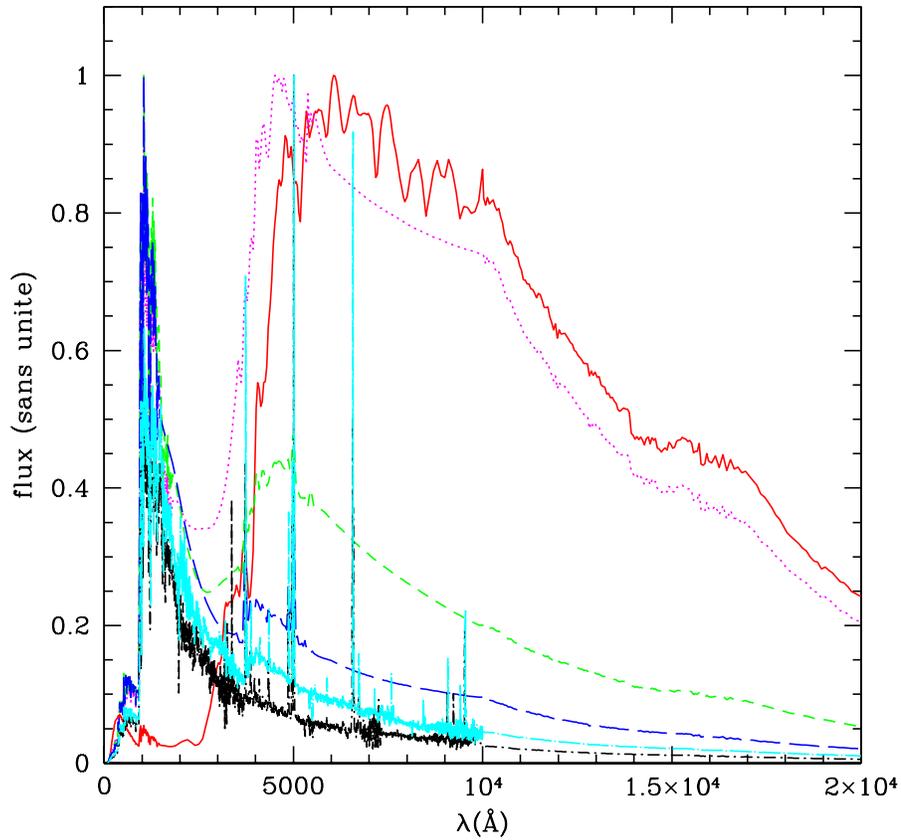


FIG. 3.5: SEDs du jeu de *templates* CWWe (voir section 3.2.2) : en trait continu pour le *template* Ell, en pointillés pour Sbc, en tirets courts pour Scd, en tirets longs pour Irr. Les deux courbes tiret-pointillés correspondent aux deux *templates* à sursaut de formation d'étoiles KINNEY (voir section 3.2.2).

La première étape est le choix des SEDs de référence, qui forment un « jeu de *templates* ». Ce jeu de *templates* doit être représentatif des spectres de galaxies que l'on observe. Il existe deux types de *templates* :

- des *templates* empiriques, qui sont des spectres observés de galaxies proches dont le spectre est ramené dans le référentiel au repos ;
- des *templates* synthétiques, générés à partir de modèles comme GISSEL (Bruzual & Charlot 2003), PEGASE (Fioc & Rocca-Volmerange 1997) ou STARDUST (Devriendt et al. 1999).

Parmi les jeux de *templates* proposés dans Le-Phare, j'ai utilisé le jeu de *templates* CE (voir Arnouts et al. 2002). Ce choix est totalement empirique car il me permet d'obtenir les meilleurs *redshifts* photométriques. Le jeu de *templates* CE est basé sur les SEDs CWW (Coleman, Wu & Weedman 1980). Les SEDs CWW sont communément utilisés pour mesurer des *redshifts* photométriques (par exemple, Sawicki et al. 1997, Fernández-Soto et al. 1999, Arnouts et al. 1999, Brodwin et al. 2004). Ces SEDs sont constituées de 4 spectres de galaxies proches dont une galaxie elliptique (Ell), une galaxie spirale précoce (Sbc), une galaxie spirale tardive (Scd) et une galaxie irrégulière (Irr). Les spectres observés des *templates* CWW sont étendus pour $\lambda < 1400\text{\AA}$ et $\lambda > 10000\text{\AA}$ avec des spectres synthétiques GISSEL (noté par la suite CWWe pour *extended*). Les SEDs des CWWe sont présentées dans la figure 3.5. Nous observons que plus le type spectral est précoce, plus la discontinuité de Balmer à 4000\AA est marquée. Cela se traduit par une couleur $B_{AB} - I_{AB}$ au repos variant de 1.65, 1.16, 0.83, 0.63 du type spectral le plus précoce au type spectral le plus tardif (Ell, Sbc, Scd et Irr respectivement). Deux *templates* à sursaut de formation d'étoiles (Kinney et al. 1996) sont ajoutés à notre jeu de *templates* CWWe pour améliorer sa représentativité (figure 3 de Benítez 2000). Les 6 *templates* sont interpolés linéairement en 72 *templates* pour augmenter la résolution du pavage en couleur. Une extinction (Calzetti et al. 1994) est appliquée aux templates plus tardifs que Scd selon une grille $E(B - V)$ de 0 à 0.3, avec un pas de 0.05.

Chaque *template* est décalé successivement vers des *redshifts* plus élevés, de façon à couvrir une grille de $z=0$ à $z=6$ avec un pas de 0.04. Une diminution moyenne du flux est appliquée sur la ligne de visée pour tenir compte de l'opacité du milieu inter-galactique (Madau 1995). La SED, décalée spectralement, est ensuite convoluée avec la fonction de transmission de chaque filtre et avec la courbe de rendement quantique du CCD (figure 3.1). 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 apparente m_{AB} dans le système AB comme :

$$m_{AB} = -2.5 \log \left(\frac{\int F_{\lambda,z} T_\lambda d\lambda}{\int T_\lambda \frac{c}{\lambda^2} d\lambda} \right) - 48.6. \quad (3.1)$$

Nous créons ainsi une bibliothèque de magnitudes apparentes prédites pour une grille de *templates* et de *redshifts*. La figure 3.6 montre l'évolution des couleurs prédites $U - B$, $B - V$, $V - R$, $R - I$, $I - J$ et $J - K$ en fonction du *redshift* pour les 4 *templates* de la librairie CWWe et les 2 *templates* à sursaut de formation d'étoiles (Kinney et al. 1996). Nous observons une forte variation des couleurs prédites avec le *redshift*, selon le *template* considéré. La longueur d'onde à laquelle est observée la discontinuité de Lyman ou la discontinuité de Balmer est décalée vers le rouge lorsque le *redshift* augmente. Lorsque

l'une de ces discontinuités est observée entre deux filtres, la couleur mesurée entre ces deux filtres devient plus rouge, ce qui explique les variations en couleur avec le *redshift*. Par exemple, la discontinuité de Lyman combinée à l'absorption du milieu inter-galactique à $\lambda \leq 1216\text{\AA}$, crée un fort différentiel de flux autour de $\lambda = 1216\text{\AA}$ dans le repère au repos. Ce différentiel est observé à partir de $z = 2.5$ entre les filtres *U* et *B*, ce qui explique la très forte variation en couleur $U - B$ entre $z = 1.5$ et $z > 2.5$. A des *redshifts* $z < 2$, c'est généralement la discontinuité de Balmer qui produit de telles variations. Ces variations sont d'autant plus importantes pour les galaxies de type spectral précoce, car la discontinuité de Balmer est plus marquée.

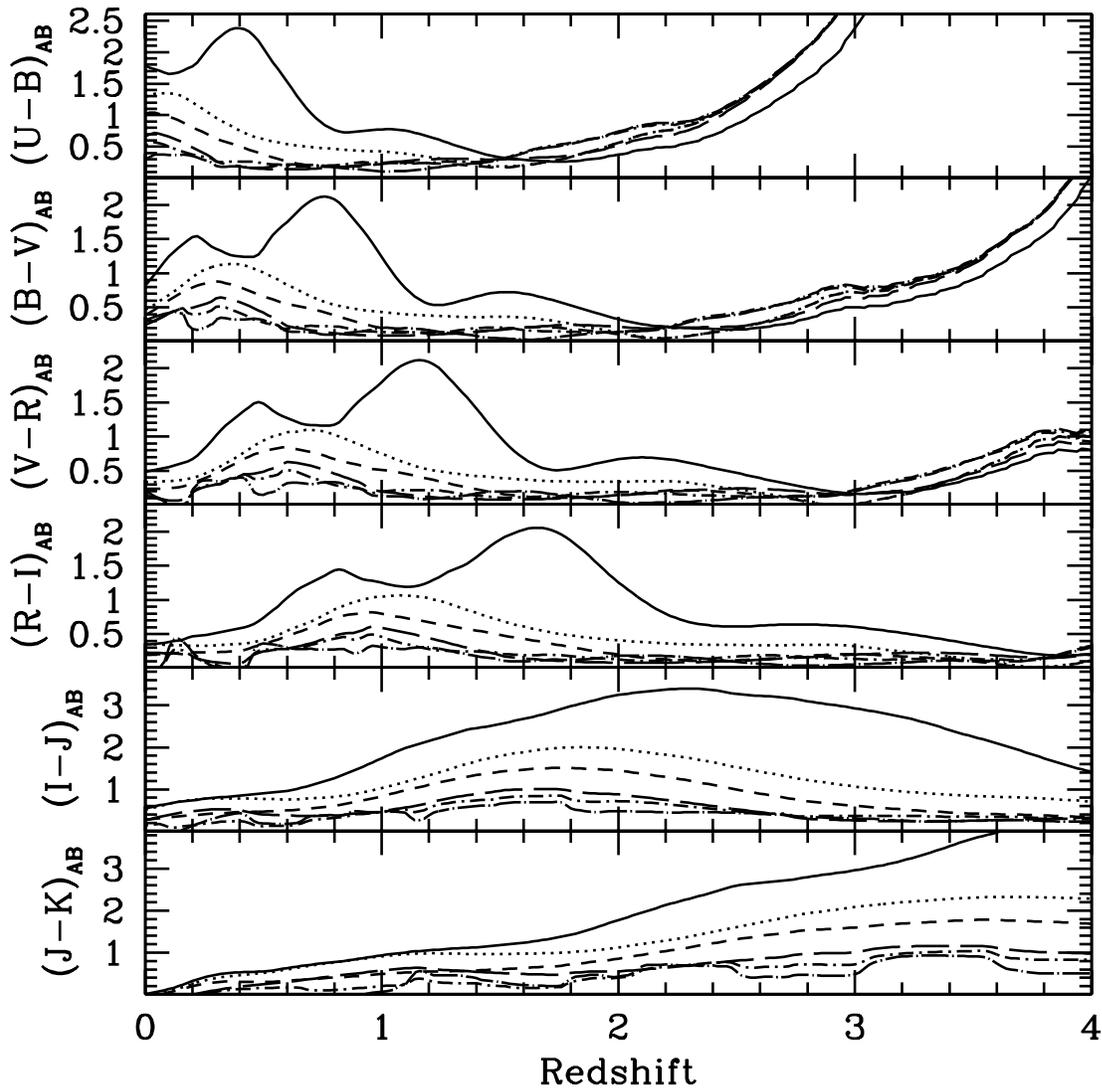


FIG. 3.6: Relation couleur-*redshift* prédite en fonction du *redshift*, à partir du jeu de *templates* CWWe et des deux *templates* à sursaut de formation d'étoiles. Les types de courbes sont les mêmes que pour la figure 3.5.

La mesure du *redshift* photométrique est basée sur une comparaison entre les couleurs observées et la relation couleur-*redshift* prédite. D'importantes variations en couleur avec le *redshift* permettent une estimation robuste du *redshift* photométrique. L'estimation du *redshift* photométrique pour les galaxies précoces est donc facilitée. Pour les galaxies très bleues à sursaut de formation d'étoiles, les variations en couleur sont peu importantes, ce qui rend l'estimation du *redshift* photométrique moins robuste et plus sensible aux erreurs photométriques.

Une remarque importante est la possibilité que deux galaxies à des *redshifts* différents soient observées avec la même couleur. Par exemple, une galaxie précoce de couleur observée $V_{AB} - R_{AB} = 1$ peut être aussi bien à $z \sim 0.25$ que à $z \sim 1.5$ (voir figure 3.6). Plus le nombre de *templates* est important, plus le risque de dégénérescences dans l'espace couleur-*redshift* augmente. C'est la combinaison de couleurs dans différentes bandes qui permet d'éliminer ces dégénérescences. Dans l'exemple précédent, si la couleur $U - B$ de la galaxie est de 2, la galaxie est à un *redshift* de $z \sim 0.25$ (voir figure 3.6).

Ajustement du *template*

Le principe de la méthode « standard » est de trouver le *redshift* pour lequel les couleurs prédites s'ajustent le mieux aux couleurs observées, avec un test en χ^2 . Nous notons $F_{\text{obs},i}$ le flux observé et $\sigma_{\text{obs},i}$ l'erreur correspondante, $F_{\text{pred},i}(\text{template}, z)$ le flux prédit pour un *template* donné au *redshift* z . L'indice i réfère au filtre considéré. Le χ^2 est défini comme

$$\chi^2(z, \text{template}, A) = \sum_{i=1}^{N_{\text{filt}}} \left(\frac{F_{\text{obs},i} - A \times F_{\text{pred},i}(z, \text{template})}{\sigma_{\text{obs},i}} \right)^2 \quad (3.2)$$

avec N_{filt} le nombre total de filtres et A un facteur qui permet de renormaliser le flux du *template* au flux de la galaxie. Nous minimisons le χ^2 en faisant varier les trois paramètres libres z , *template* et A . Nous notons χ_{min}^2 la valeur du χ^2 minimale. Les valeurs de z et du *template* pour $\chi^2 = \chi_{\text{min}}^2$ définissent le *redshift* et le type spectral le plus probable de la galaxie. Nous n'utilisons pas le paramètre A . Ce paramètre correspond à la masse stellaire de la galaxie si la SED est normalisée à une masse solaire (ce qui est vrai pour le modèle GISSEL).

A partir de la distribution en χ^2 , on peut définir la fonction de distribution en probabilité du *redshift*, notée PDFz (voir Arnouts et al. 2002). En notant $\chi_{\text{PDFz}}^2(z)$ la valeur minimale du χ^2 à un *redshift* z donné, la PDFz est définie comme :

$$PDFz = B \times \exp \left(-\frac{\chi_{\text{PDFz}}^2(z)}{2} \right), \quad (3.3)$$

avec B le facteur de normalisation de la PDFz. Différents exemples de PDFz sont présentés dans la figure 3.7. La PDFz est utilisée pour :

- affiner l'estimation du *redshift*, par interpolation parabolique des valeurs de la PDFz autour du *redshift* donné par χ_{min}^2 ;
- estimer l'incertitude sur la mesure des *redshifts* photométriques. Les *redshifts* minimum et maximum qui satisfont à $\chi_{\text{PDFz}}^2(z) = \chi_{\text{min}}^2 + \Delta\chi^2$ définissent l'erreur sur la

mesure. $\Delta\chi^2$ est déterminé en fonction du degré de confiance recherché ($\Delta\chi^2 = 1$, $\Delta\chi^2 = 4$ et $\Delta\chi^2 = 9$ pour des erreurs à 1, 2, 3 σ respectivement). Des exemples d'erreurs estimées à 1 σ sur la mesure du *redshift* photométrique sont présentées dans la figure 3.7 (barres d'erreurs horizontales sur la PDFz).

- Détecter des maximums secondaires dans la PDFz. Dans l'exemple de PDFz présenté dans le cadre en bas à droite de la figure 3.7, deux solutions sont équiprobables : un *redshift* de 0.2 et un *redshift* de 2.6. Ces maximums secondaires sont sources de mauvaises estimations des *redshifts* photométriques.

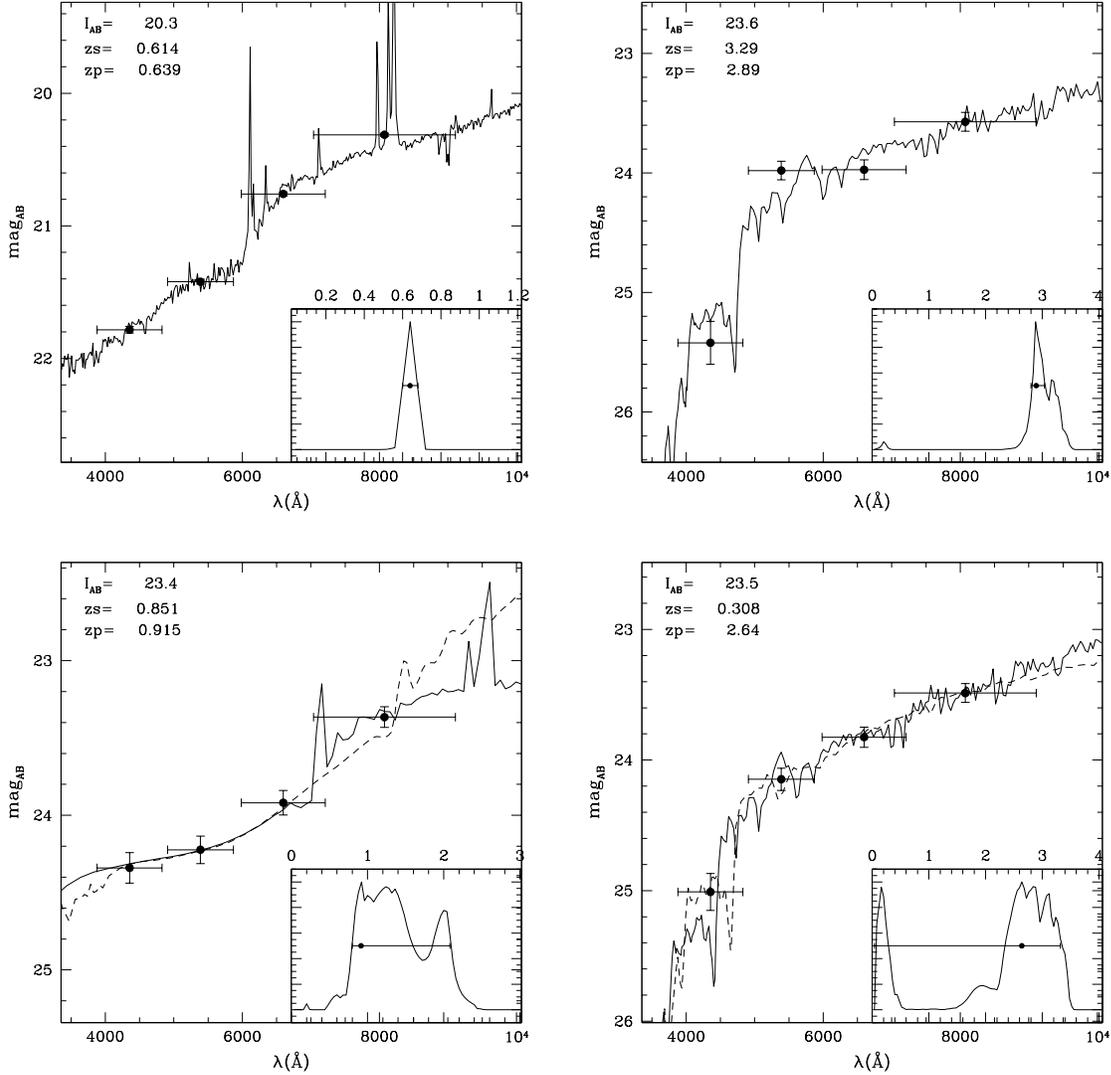


FIG. 3.7: Exemple d'ajustement des *templates* de galaxies sur les magnitudes apparentes *B*, *V*, *R* et *I* du VVDS-F02 (points noirs). Le spectre en trait continu correspond au meilleur *template* ajusté. Si une seconde solution est probable, le *template* est représenté en trait tirets. La distribution en probabilité du *redshift* (PDFz) est présentée dans un cadre réduit pour chaque galaxie. z_p est le *redshift* photométrique, z_s est le *redshift* spectroscopique.

3.2.3 Résultats de la méthode « standard »

Le catalogue photométrique complet du champs VVDS-F02 contient plus de 200000 sources détectées à $I_{AB} < 25$, avec au moins une mesure du flux dans les filtres B , V , R et I . Nous avons mesuré un *redshift* photométrique avec la méthode « standard » pour chacune de ces sources. Préalablement à toute analyse, une estimation de la qualité de ces mesures est nécessaire : quelle est la robustesse de l'estimation ? Quelle est la précision sur la mesure ? Comment la robustesse et la précision varient-elles en fonction du *redshift*, de la magnitude apparente et du type spectral de la galaxie ? L'estimation présente-t-elle des biais systématiques ?

L'échantillon spectroscopique du VVDS contenant plusieurs milliers de *redshifts* spectroscopiques, nous fournit un échantillon unique pour estimer la qualité des *redshifts* photométriques de façon réaliste, sur un domaine de *redshift* $0 \leq z \leq 5$. Afin de ne pas combiner des incertitudes liées à la mesure du *redshift* photométrique et à la mesure du *redshift* spectroscopique, je limite cette comparaison aux *redshifts* spectroscopiques de galaxies dont le degré de confiance est supérieur à 95%, c'est-à-dire ~ 3800 mesures. Je fais l'hypothèse que cet échantillon est représentatif de l'ensemble des galaxies du catalogue et que les *redshifts* spectroscopiques sont les « vraies » valeurs du *redshift*.

La comparaison entre les *redshifts* photométriques (notés z_p) et les *redshifts* spectroscopiques (notés z_s) est présentée dans la figure 3.8. Nous nous limitons dans cette section à présenter les résultats obtenus avec seulement les bandes B , V , R et I . La figure de gauche montre la comparaison pour un intervalle de magnitudes apparentes faibles $22 \leq I_{AB} \leq 24$ et la figure de droite pour un intervalle de magnitudes apparentes brillantes $17.5 \leq I_{AB} \leq 22$. La fraction d'erreurs catastrophiques, que nous définissons comme $|z_p - z_s| > 0.2$, est indiquée pour chaque figure. Deux difficultés, détaillées par la suite, limitent fortement la qualité des *redshifts* photométriques : une large fraction d'erreurs catastrophiques à grand *redshift* et une tendance systématique à sous-estimer les *redshifts* photométriques à $z_s \leq 0.5$.

Erreurs catastrophiques à grand *redshift*

La figure 3.8 montre une importante population de galaxies avec une estimation catastrophique du *redshift* photométrique à $z_p > 2.5$. La comparaison $z_p - z_s$ montre que seulement 5.7% des galaxies avec $z_p > 2.5$ sont réellement à $z_s > 2.5$. 68% de cette population est en fait à un *redshift* $z_s < 0.4$. Ces estimations catastrophiques limitent l'utilisation des *redshifts* photométriques à haut et à bas *redshift* :

- elles contaminent l'échantillon à grand *redshift*. Plus de 90% des *redshifts* photométriques supérieur à 2.5 sont faux avec une différence $|z_p - z_s| > 1.5$.
- Elles dépeuplent l'échantillon à bas *redshift*.

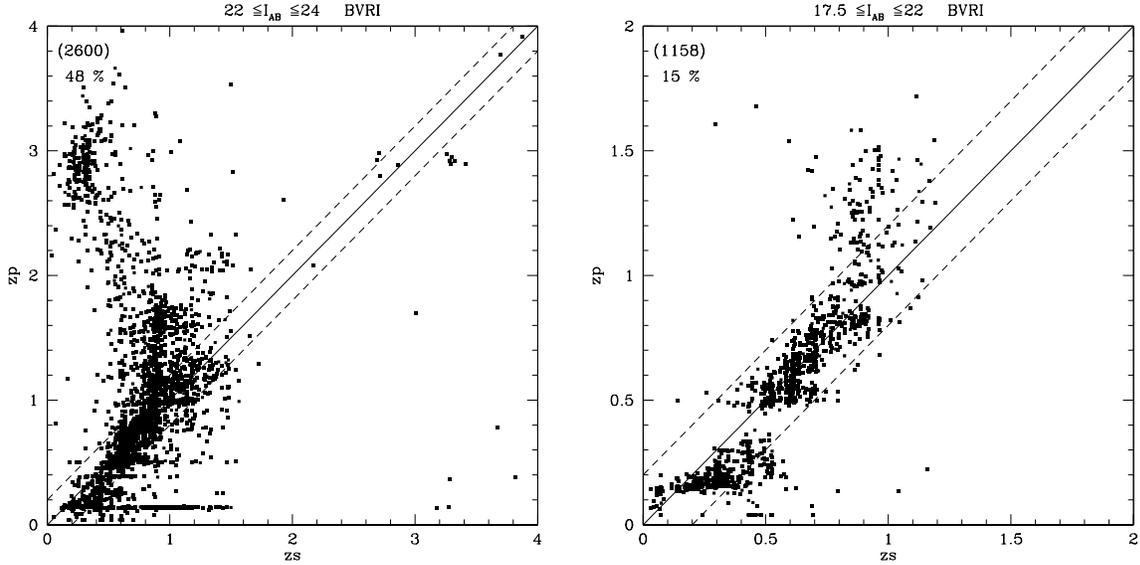


FIG. 3.8: Comparaison entre *redshifts* spectroscopiques et *redshifts* photométriques calculés avec la méthode « standard » et les bandes *BVRI*. Cette comparaison est présentée pour un échantillon de galaxies faiblement lumineuses $22 \leq I_{AB} \leq 24$ (figure de gauche) et pour un échantillon de galaxies brillantes $17.5 \leq I_{AB} \leq 22$ (figure de droite). La droite $z_p = z_s$ (trait continu) est encadrée par les deux droites $z_p = z_s + 0.2$ et $z_p = z_s - 0.2$ (traits tirets). Le nombre total de galaxies utilisées pour la comparaison et la fraction de mesures catastrophiques ($|z_p - z_s| > 0.2$) sont indiqués pour chaque cadre.

Sous-estimation systématique à $z_s \leq 0.5$

Une source d'erreurs systématiques dans l'estimation du *redshift* photométrique apparaît clairement dans un échantillon de galaxies brillantes $I_{AB} \leq 22$ (figure 3.8). Nous observons une tendance systématique à sous-estimer la mesure du *redshift* photométrique pour $z_s \leq 0.5$, avec une forte discontinuité autour de $z_s \sim 0.5$. La figure 3.9 montre que cette systématique est présente sur l'ensemble de l'échantillon $I_{AB} \leq 24$. La différence moyenne $\overline{z_p - z_s}$ pour l'ensemble de l'échantillon $I_{AB} \leq 24$ est présentée en fonction du *redshift* spectroscopique (figure de gauche) et en fonction du *redshift* photométrique (figure de droite). Nous observons clairement une tendance systématique à sous-estimer les *redshifts* photométriques jusqu'à $z_s = 0.9$ et à les sur-estimer au-delà. Cette systématique est supérieure à $\overline{z_p - z_s} \gtrsim 0.15$ pour des *redshifts* inférieurs à 0.5.

Une difficulté inattendue est cette forte tendance systématique à sous-estimer les *redshifts* photométriques observée à $z_s < 0.5$. Pour l'échantillon à $I_{AB} \leq 22$, l'estimation du *redshift* photométrique devrait être très robuste :

- les galaxies observées sont brillantes, avec des erreurs moyennes sur les magnitudes apparentes de 0.07, 0.03, 0.02, 0.02 dans les filtres *B*, *V*, *R*, *I* respectivement. L'ajustement du *template* est donc fortement contraint.

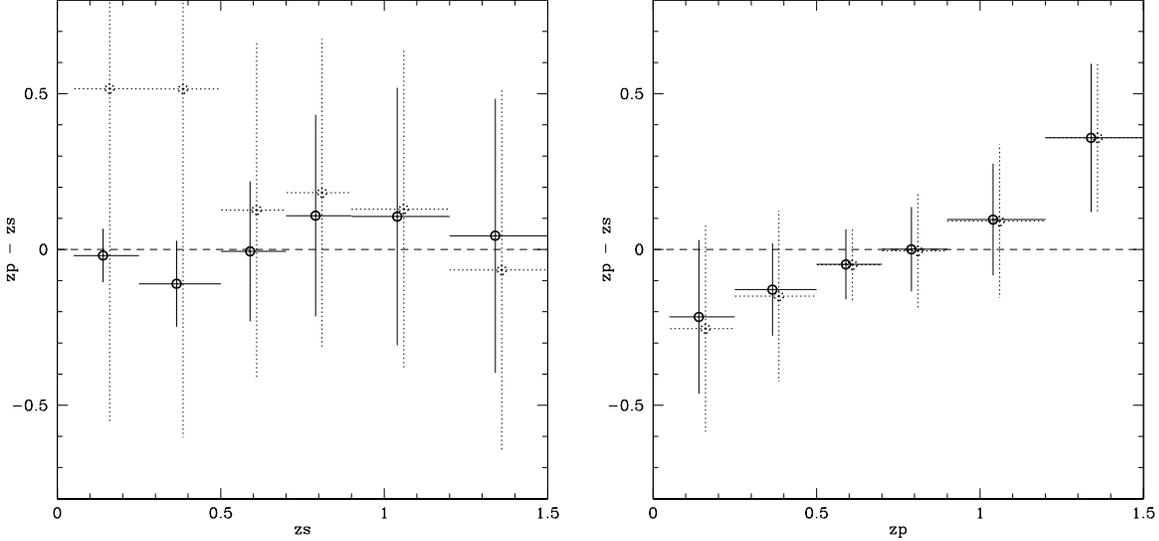


FIG. 3.9: Différence entre les *redshifts* photométriques (*BVRI*) et les *redshifts* spectroscopiques, en fonction du *redshift* spectroscopique (figure de gauche) et en fonction du *redshift* photométrique (figure de droite). Les points correspondent à la différence moyenne $\overline{zp - zs}$. Les barres d'erreurs horizontales correspondent à l'intervalle en *redshift* considéré. Les barres d'erreurs verticales correspondent à la dispersion de $zp - zs$. Les traits pleins sont les mesures obtenues sans tenir compte des galaxies dont la différence excède $|zp - zs| > 1$ et les traits pointillés en relâchant cette condition.

- Le *redshift* moyen de l'échantillon spectroscopique $I_{AB} \leq 22$ est de 0.56 avec un *redshift* maximum de $z = 1.2$. Pour cet échantillon brillant, la discontinuité de Balmer est observée entre les filtres *B*, *V*, *R*, *I* pour la majorité des galaxies. La discontinuité de Balmer est comprise entre les filtres *B* et *V* pour $z \sim 0.25$, et entre le filtre *V* et *R* pour $z \sim 0.5$, ce qui devrait permettre une mesure robuste du *redshift* photométrique sur la plage en *redshift* $0.2 \leq z \leq 0.5$.

La forte systématique observée à $zs < 0.5$ est donc en contradiction avec la qualité attendue des *redshifts* photométriques. La méthode des *redshifts* photométriques n'est pas à remettre en cause puisque elle a largement prouvée son efficacité dans la mesure des *redshifts* du HDF-N et HDF-S. La raison de cette systématique n'est pas complètement expliquée. Différentes possibilités ont été envisagées :

- le jeu de *templates* empiriques que nous utilisons n'est pas représentatif des spectres de galaxies à haut *redshift*. Nous avons mesuré les *redshifts* photométriques avec des spectres synthétiques générés avec GISSEL (Bruzual & Charlot 2003) et PEGASE (Fioc & Rocca-Volmerange 1997). Cette systématique persiste quelque soit le jeu de *templates* utilisé. De plus, ces *templates* empiriques ont montré leur efficacité pour le relevé du HDF-N et HDF-S (par exemple Fernández-Soto et al. 1999, Arnouts et al. 1999).
- Des systématiques peuvent s'introduire lors de la réduction des données photométriques comme des erreurs systématiques dans la calibration des « points zéro », des incertitudes sur la correction de l'extinction de notre galaxie, etc. Même si ces

systématiques n’affectent pas la mesure des magnitudes apparentes de plus de 0.1, elles peuvent suffire à expliquer les systématiques observées dans l’estimation des *redshifts* photométriques.

- La fonction de transmission de l’instrument est mal reproduite, soit par une mauvaise connaissance de la courbe de transmission des filtres, soit du rendement quantique du CCD. Une piste allant dans ce sens a pu être explorée : nous avons converti les magnitudes apparentes dans le système de filtres standard Johnson-Kron-Cousins (Bessel 1990) en utilisant les équations de couleur données par ELIXIR (<http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Elixir/filters.html>), ce qui permet de s’affranchir des courbes de transmission des filtres instrumentaux. En mesurant les *redshifts* photométriques dans ce système, la comparaison $zp - zs$ est améliorée bien qu’une systématique demeure. Il semble donc qu’une source de la systématique observée à $zs \leq 0.5$ puisse être expliquée par une mauvaise connaissance de la fonction de transmission de l’instrument.

En l’absence d’explication sur l’origine de cette systématique et de solution simple pour l’éliminer, j’ai développé une méthode empirique pour améliorer la méthode « standard ». J’ai utilisé l’information contenue dans l’échantillon spectroscopique, pour calibrer l’estimation des *redshifts* photométriques. Cette méthode est présentée dans la section 3.

3.3 Introduction de l’information spectroscopique

3.3.1 Calibration de la relation couleur-*redshift*

La sous-estimation systématique des *redshifts* photométriques à $zs < 0.5$ montre que la relation couleur-*redshift* prédite par les *templates* ne correspond pas à la relation couleur-*redshift* des données. La cause peut être multiple, comme une mauvaise connaissance de la fonction de transmission de l’instrument, des erreurs systématiques dans la calibration photométrique des données ou le manque de représentativité du jeu de *templates*. Dans tous les cas, il faut que les couleurs prédites reproduisent la relation couleur-*redshift* des données pour améliorer la qualité des *redshifts* photométriques. La relation couleur-*redshift* des données est connue pour les galaxies de l’échantillon spectroscopique. J’ai donc développé une méthode qui permet d’introduire cette information dans l’estimation des *redshifts* photométriques. J’ai implémenté cette méthode dans Le_Phare, qui peut être appliquée à n’importe quel relevé photométrique dont une fraction de l’échantillon possède des *redshifts* spectroscopiques.

Le principe de cette méthode est de calibrer la relation couleur-*redshift* prédite de façon empirique pour reproduire la relation couleur-*redshift* des données, puis d’utiliser cette nouvelle relation pour estimer la totalité des *redshifts* photométriques. En pratique, nous comparons les magnitudes apparentes prédites et les magnitudes apparentes observées, à *redshift* connu, pour déterminer les corrections à appliquer aux couleurs prédites. Nous procédons comme suit (voir aussi figure 3.10) :

1. nous sélectionnons un sous-échantillon de galaxies brillantes avec un *redshift* spectroscopique. Pour le VVDS-F02, nous sélectionnons un sous-échantillon de 851 galaxies

limité à $I_{AB} \leq 21.5$ en conservant tous les *redshifts* spectroscopiques disponibles (degré de confiance dans la mesure $\geq 50\%$, voir chapitre 4). Nous nous limitons à cet échantillon brillant pour deux raisons :

- la détermination de la relation couleur-*redshift* des données est moins affectée par les incertitudes photométriques. Pour l'échantillon du VVDS-F02 sélectionné à $I_{AB} \leq 21.5$, les erreurs sur les magnitudes apparentes sont en moyenne de 0.05, 0.03, 0.02, 0.01 en B , V , R et I respectivement.
 - Une large fraction de l'échantillon spectroscopique n'est pas utilisée pour calibrer les *redshifts* photométriques (82% de l'échantillon spectroscopique total). La comparaison $zp - zs$ reste ainsi représentative de la qualité moyenne des *redshifts* photométriques dans tout le champ.
2. Nous déterminons le *template* qui s'ajuste le mieux aux données multi-couleur de ce sous-échantillon spectroscopique, en fixant le *redshift* au *redshift* spectroscopique. Nous notons $m_{pred}(k, i)$ la magnitude apparente prédite dans la bande k , à partir du *template* qui s'ajuste le mieux aux données multi-couleur pour chaque galaxie i .
 3. Nous mesurons la différence entre les magnitudes apparentes prédites $m_{pred}(k, i)$ et les magnitudes apparentes observées, notées $m_{obs}(k, i)$ pour la galaxie i dans la bande k . La figure 3.11 montre cette différence dans les filtres B , V , R et I pour le sous-échantillon brillant utilisé pour la calibration. Nous mesurons des différences systématiques de 0.1 magnitude pour les bandes B et I . Nous appliquons un même terme correctif aux magnitudes apparentes prédites pour réduire ces différences systématiques, ceci dans chaque filtre. Ce terme correctif est de forme polynomiale et défini comme $a_0(k) + a_1(k) \times x + a_2(k) \times x^2 + \dots$ avec x qui peut être le redshift, une couleur ou la magnitude apparente. Nous cherchons la valeur des paramètres $a_0(k)$, $a_1(k)$, $a_2(k)$ en minimisant la somme :

$$\sum_{i=1}^N m_{pred}(k, i) - m_{obs,i}(k) + a_0(k) + a_1(k) \times x + a_2(k) \times x^2 + \dots,$$

avec N le nombre de galaxies de l'échantillon brillant. L'étape de minimisation des paramètres libres est réalisée avec la procédure de minimisation MIGRAD de la librairie MINUIT du CERN (James & Roos 1995). Après avoir minimisé $a_0(k)$, $a_1(k)$, $a_2(k)$, la relation couleur-*redshift* prédite doit correspondre à la relation couleur-*redshift* observée. La correction qui semble produire les meilleurs résultats et que nous avons adoptée pour les données du VVDS-F02, est une correction limitée à l'ordre 1 ($a_n = 0$ pour $n \geq 2$) avec $x = B_{AB} - I_{AB}$. La correction a_0 peut s'interpréter comme un ajustement du « point zéro » de la calibration photométrique et le terme $a_1 \times (B_{AB} - I_{AB})$ comme une transformation des magnitudes apparentes dans un nouveau système de filtres.

4. Cette correction est appliquée itérativement : après une première correction de la relation couleur-*redshift* prédite, l'ajustement du *template* peut changer. La correction à appliquer n'est alors plus la même. Si le processus converge, les corrections que nous calculons vont peu changer après quelques itérations. Nous considérons que le processus a convergé si les valeurs de a_0 et a_1 ont varié de moins de 10% par

rapport à l'itération précédente. Si le processus n'a pas convergé, nous reprenons le processus d'itération à l'étape 2. La figure 3.11 montre la différence entre les magnitudes apparentes prédites et les magnitudes apparentes observées dans les filtres B , V , R et I après convergence du processus. La différence moyenne ne dépasse pas 0.02 dans les 4 bandes.

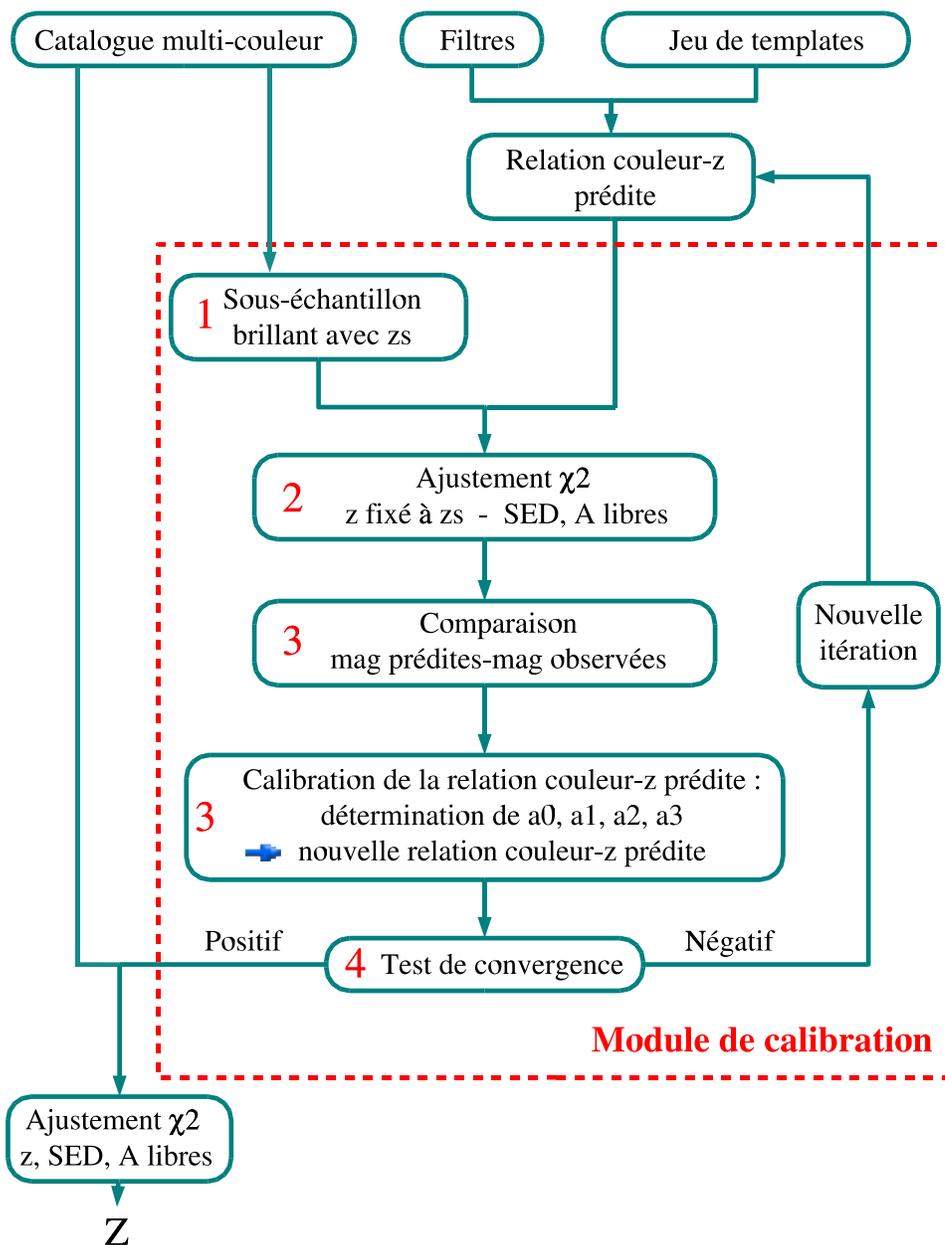


FIG. 3.10: Principe de la calibration de la relation couleur-*redshift*. Le cadre rouge en lignes tirets contient les étapes que j'ai développé par rapport à une méthode « standard » pour réaliser cette calibration.

5. Nous calculons ensuite les *redshifts* photométriques sur l'ensemble de l'échantillon, en utilisant la relation couleur-*redshift* calibrée sur les données spectroscopiques. La comparaison entre les *redshifts* photométriques et les *redshifts* spectroscopiques est présentée dans la figure 3.12. Le nombre d'erreur catastrophique à grand *redshift* reste équivalent au nombre obtenu avec une méthode « standard ». Par contre, la méthode de calibration a été efficace pour corriger le biais systématique que l'on observait dans l'estimation des *redshifts* photométriques à $zs \leq 0.5$.

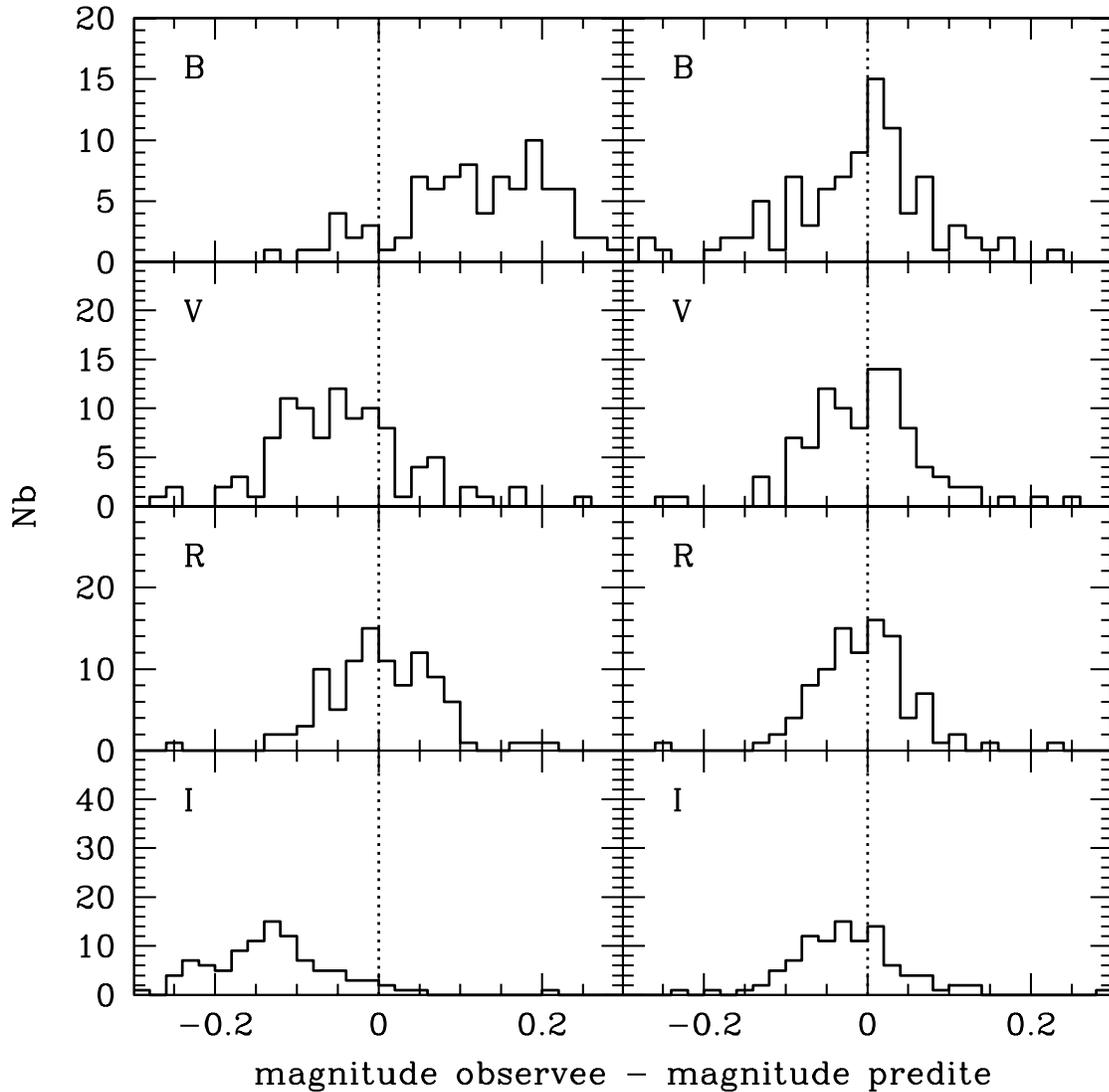


FIG. 3.11: Histogramme des différences entre les magnitudes apparentes prédites et les magnitudes apparentes observées dans les quatre bandes *B*, *V*, *R* et *I* (de haut en bas), avant calibration (cadres de gauche) et après calibration (cadres de droite).

Cette méthode conserve le corps de la méthode « standard », c'est-à-dire l'ajustement des *templates* sur les données photométriques par un test en χ^2 . L'amélioration consiste en une calibration de la relation couleur-*redshift* prédite à partir d'un échantillon spectroscopique brillant. Cette méthode m'a permis de réduire avec succès d'importantes systématiques qui affectaient la mesure des *redshifts* photométriques. Le principe de cette méthode est général. Des incertitudes sur les « points zéro », les courbes de transmission des filtres ou les SED des *templates* sont inévitables à tous les relevés photométriques. Cette méthode est efficace et applicable à d'autres relevés. Par exemple, cette même méthode m'a permis d'améliorer considérablement la qualité des *redshifts* photométriques mesurés sur le champ du CDFS à partir de données multi-couleur de l'*ESO Imaging Survey* (Arnouts et al. 2001). De nombreuses pistes restent à explorer pour faire évoluer cette méthode. Par exemple, nous pouvons introduire une calibration des erreurs photométriques en utilisant l'écart moyen $m_{pred} - m_{obs}$. J'ai pu tester sur les données du VVDS-F02 qu'une augmentation des erreurs photométriques dans certaines bandes peut changer notablement la comparaison $z_p - z_s$. Une autre piste intéressante serait de tester si nous pouvons calibrer récursivement la bibliothèque en utilisant les *redshifts* photométriques des galaxies brillantes. L'intérêt serait de pouvoir s'affranchir de l'utilisation d'un échantillon spectroscopique. La marge de progression pour améliorer cette méthode reste importante et la taille de l'échantillon de *redshifts* spectroscopiques entre $0 \leq z \leq 6$ du VVDS fournit l'outil idéal pour valider ces méthodes.

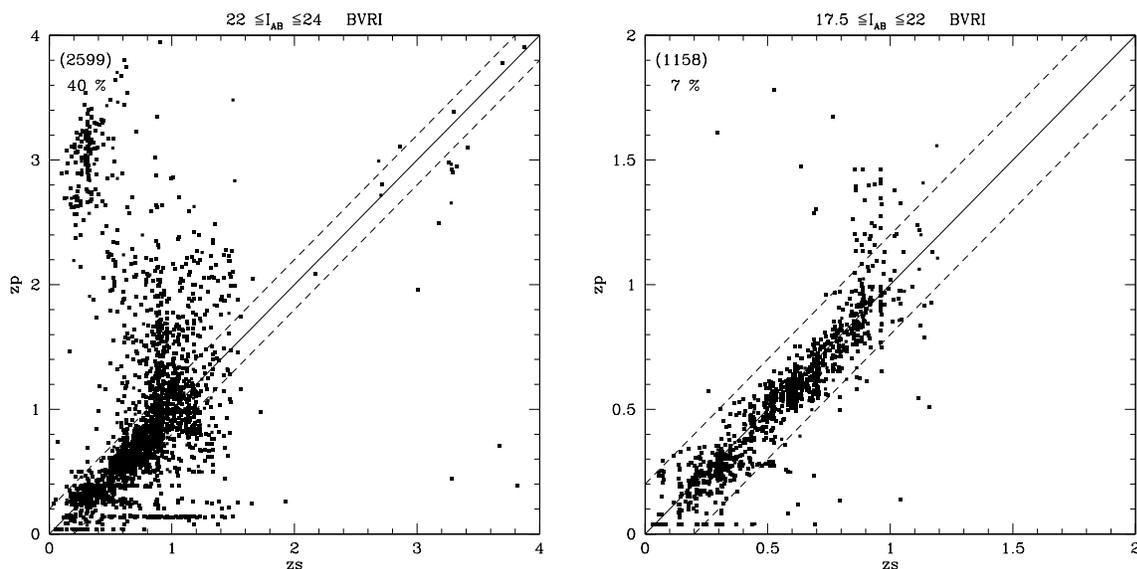


FIG. 3.12: Même que figure 3.8, en utilisant la méthode de calibration de la relation couleur-*redshift*.

3.3.2 Méthode bayésienne

L'estimation des *redshifts* photométriques avec la méthode « standard » produit une forte population d'erreurs catastrophiques à grand *redshift* $z_p > 2.5$. La PDFz d'une

galaxie peut présenter plusieurs pics en probabilité. Ces cas se présentent, si une même couleur observée peut être produite par des galaxies à des *redshifts* différents. A $z > 2.5$, les galaxies peuvent avoir une couleur $B_{AB} - V_{AB}$ similaire (voir figure 3.6) et les couleurs $V_{AB} - R_{AB}$ et $R_{AB} - I_{AB}$ ne permettent pas de lever cette dégénérescence. Un exemple d'une telle dégénérescence est donné dans la figure 3.7 (bas-droit). Le *redshift* photométrique est estimé à $zp = 2.64$ pour un *redshift* à $zs = 0.308$. La bonne solution est présente dans la PDFz avec un second pic de probabilité à $zp = 0.2$, avec les deux *templates* s'ajustent correctement aux données *BVRI*. L'utilisation de la couleur $U_{AB} - B_{AB}$ permet de lever cette dégénérescence. Nous avons vérifié qu'en utilisant la bande U lorsque c'était possible, la fraction des galaxies avec un *redshift* photométrique supérieur à 2.5 variait de 6.9% en utilisant seulement *B, V, R* et *I*, à 1.4% en utilisant aussi la bande *U*.

En l'absence d'observation autre que *B, V, R* et *I*, une solution consiste à introduire dans la PDFz une information à priori connue pour écarter un pic plutôt qu'un autre dans la PDFz. Certaines combinaisons couleur-*redshift* sont plus probables que d'autres. Intuitivement, il y a plus de chance qu'une galaxie de magnitude apparente $I_{AB} = 20$ soit à $z = 0.2$ plutôt qu'à $z = 4$. L'approche bayésienne appliquée aux *redshifts* photométriques a été introduite par Benítez (2000), pour inclure cette information de façon rigoureuse dans l'estimation du *redshift* photométrique. Cette méthode permet d'introduire des informations supplémentaires comme la forme de la distribution en *redshift* ou la fraction de chaque type dans la PDFz. Benítez (2000) a testé avec succès cette méthode sur l'échantillon du HDF-N avec un échantillon de contrôle de ~ 130 *redshifts* spectroscopiques jusqu'à $z < 6$. Cette méthode a permis à Benítez (2000) d'augmenter la précision des *redshifts* photométriques et d'éliminer toutes les estimations catastrophiques dans l'échantillon spectroscopique de 130 galaxies.

J'ai introduit la distribution en *redshift* comme probabilité à priori, selon le formalisme décrit par Benítez (2000). La forme choisie pour la paramétrisation de la distribution en *redshift* est la suivante :

$$p(z|m_0) \propto z^\alpha \exp\left(-\left[\frac{z}{z_m(m_0)}\right]^\alpha\right). \quad (3.4)$$

Cette fonction permet de décrire une distribution en *redshift* unimodale. Le paramètre α décrit la décroissance de la distribution à grand *redshift* et z_m la valeur du *redshift* « médian » dépendant de la magnitude apparente moyenne de l'échantillon. Nous avons adopté une simple dépendance linéaire de z_m avec la magnitude apparente moyenne m_0 de l'échantillon :

$$z_m = z_0 + k(m_0 - 20). \quad (3.5)$$

La probabilité que la galaxie ait un *redshift* z , pour une couleur C et une magnitude apparente m_0 , est donné par

$$p(z|C, m_0) \propto p(z|m_0)p(C|z) \quad (3.6)$$

avec $p(C|z)$ la vraisemblance d'obtenir un *redshift* pour un ensemble de couleurs données, et $p(z|m_0)$ la distribution en *redshift* des galaxies de magnitude m_0 . En faisant l'hypothèse que tout les *redshifts* ont une chance équiprobable d'être observés, c'est-à-dire en négligeant

le terme $p(z|m_0)$, on revient simplement à l'utilisation d'une méthode « standard » (voir section 3.2.2). La méthode initiale de Benítez (2000) introduit la distribution en *redshift* en fonction du type spectral comme probabilité « à priori ». L'introduction de la dépendance en type changeant très peu nos résultats, nous avons préféré conserver cette description globale. Les valeurs de α , z_0 et k ont été mesurées avec l'échantillon spectroscopique du VVDS. Les valeurs adoptées $z_0 = 0.3$ et $k = 0.14$ sont bien contraintes par la distribution en *redshift* du VVDS. La valeur de la pente est plus incertaine car elle nécessite une bonne compréhension de l'incomplétude spectroscopique (voir chapitre 4). Nous avons adopté une valeur $\alpha = 1.2$, décrivant une décroissance beaucoup moins forte du nombre de galaxies à $z > z_m$ que la distribution en *redshift* spectroscopique observée. Nous avons vérifié que le choix de cette pente (dans un domaine de valeur raisonnable) n'affecte pas nos résultats. La paramétrisation de $p(z|m_0)$ pour différentes valeurs de m_0 est montrée dans la figure 3.13.

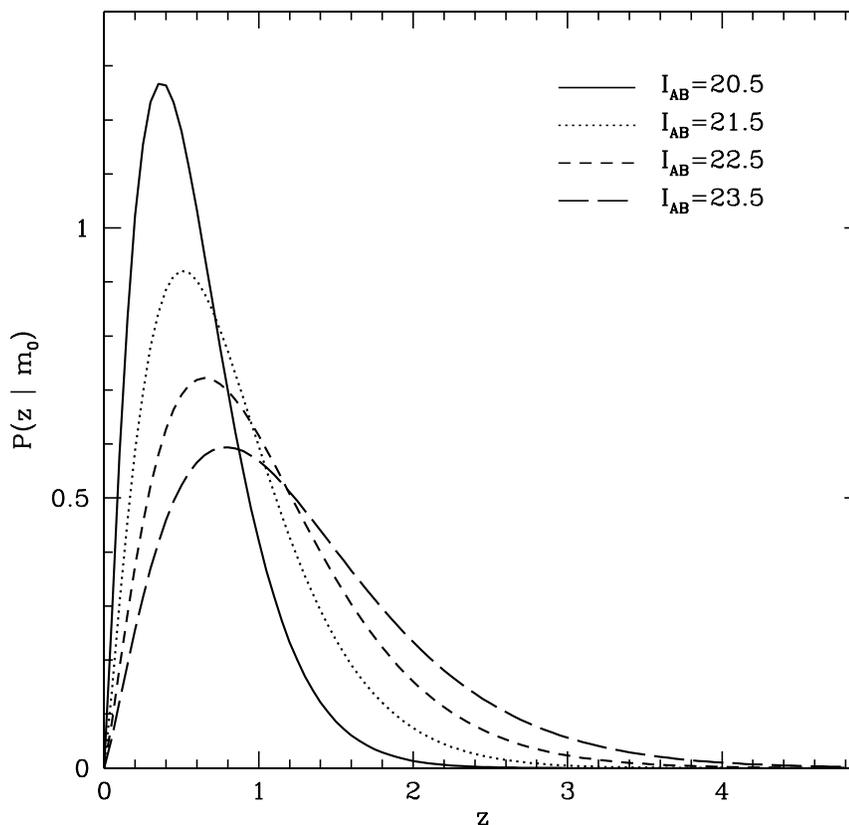


FIG. 3.13: Distribution en *redshift* paramétrisée selon l'équation 3.6, pour des échantillons de galaxies sélectionnées à différentes magnitudes apparentes.

L'utilisation de l'approche bayésienne dans l'estimation des *redshifts* photométriques permet de diminuer considérablement le nombre d'erreurs catastrophiques (figure 3.14). La fraction d'objets de *redshift* $zs \leq 0.4$ avec un *redshift* photométrique supérieur à 2.5

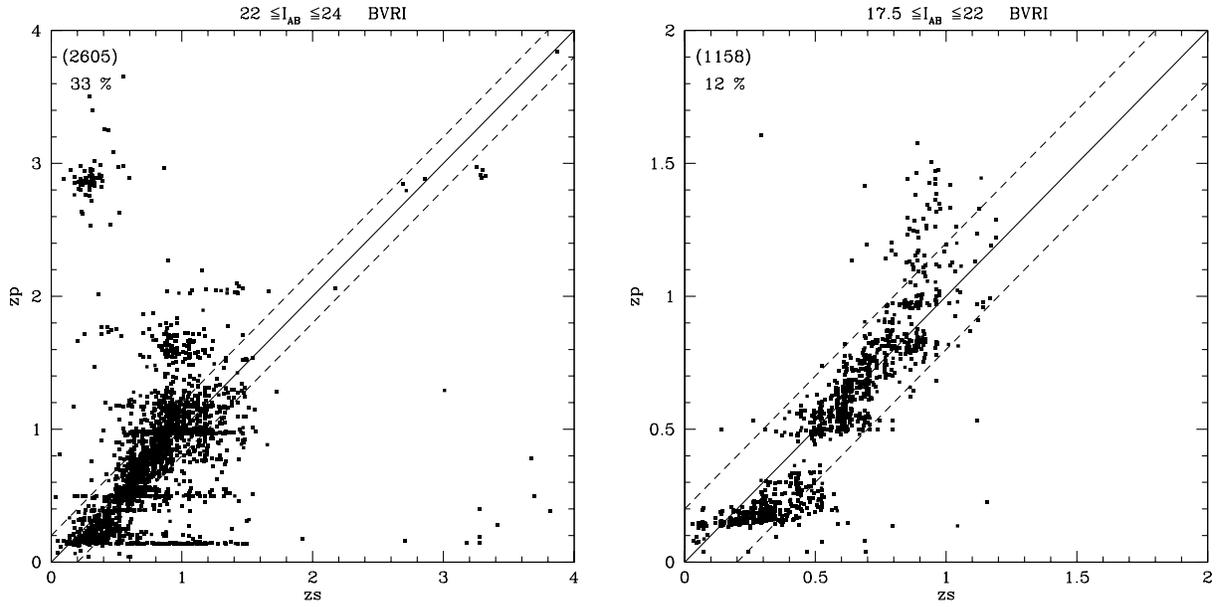


FIG. 3.14: Même que figure 3.8, en utilisant la méthode bayésienne (Benítez, 2000).

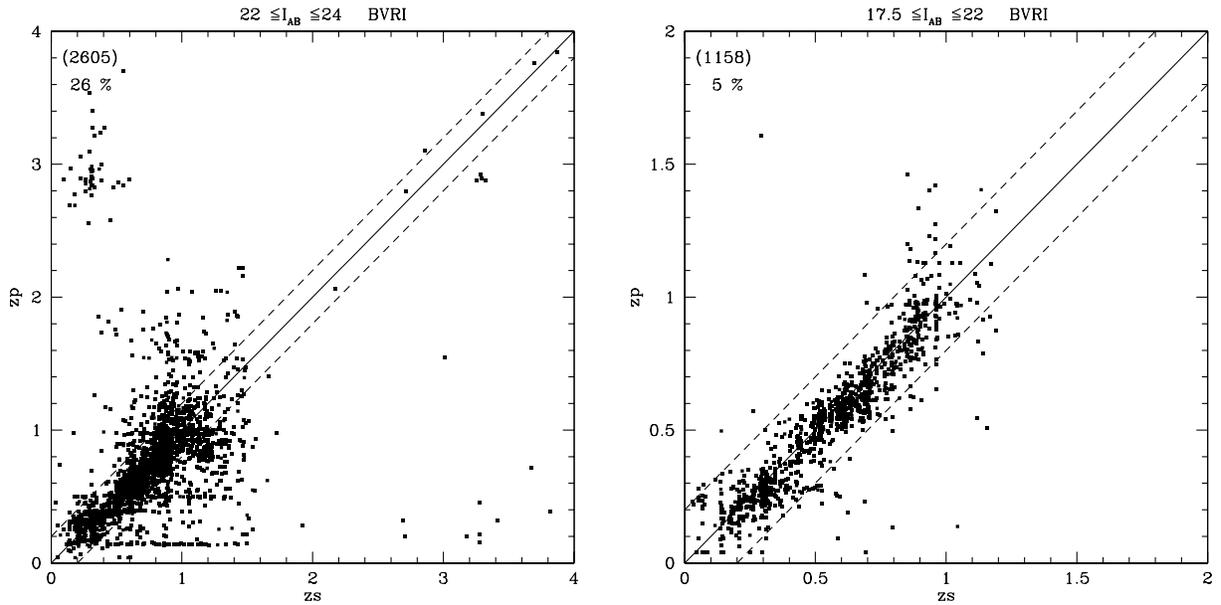


FIG. 3.15: Même que figure 3.8, en utilisant la méthode bayésienne (Benítez, 2000) et la méthode de calibration de la relation couleur-*redshift*.

diminue de 25% à 9%. La fraction d'erreurs catastrophiques ($|z_p - z_s| > 0.2$) sur l'échantillon $17.5 \leq I_{AB} \leq 24$ diminue de 39% à 27%. En revanche, le taux de succès dans l'identification des galaxies à grand *redshift* est réduit, avec 45% des galaxies à $z_s > 2.5$

identifiées avec la méthode bayésienne, contre 68% sans cette méthode. Nous voyons clairement avec l'échantillon brillant $17.5 \leq I_{AB} \leq 22$ (figure 3.14) que la méthode bayésienne ne permet pas d'améliorer la sous-estimation systématique des *redshifts* photométriques pour $zs < 0.5$. La méthode de calibration de la relation couleur-*redshift* est indispensable. Ainsi, j'ai combiné la méthode bayésienne et la méthode de calibration (voir figure 3.15). La combinaison de ces deux méthodes m'a permis de fortement améliorer la qualité des *redshifts* photométriques (à comparer avec la figure 3.8), en diminuant le nombre d'estimations catastrophiques et en éliminant la sous-estimation systématique qui affectait notre mesure.

3.4 Qualité des *redshifts* photométriques du VVDS-F02

Nous avons mesuré les *redshifts* photométriques du VVDS-F02 avec le code Le_Phare (S. Arnouts & O. Ilbert), en introduisant une probabilité à priori sur la distribution en *redshift* (section 3.3.1) et en calibrant la relation couleur-*redshift* prédite avec les données spectroscopiques (section 3.3.2). J'ai pu ainsi améliorer considérablement la robustesse des *redshifts* photométriques et éliminer de fortes systématiques qui affectaient notre estimation à $zs \leq 0.5$. Nous détaillons ici la qualité des *redshifts* photométriques pour l'ensemble de l'échantillon $17.5 \leq I_{AB} \leq 24$, afin d'établir le cadre dans lequel l'utilisation des *redshifts* photométriques du VVDS-F02 est possible. La comparaison $zp - zs$ en combinant ces méthodes est présentée dans la figure 3.16 selon les bandes utilisées pour l'ajustement du *template* (*BVRI*, *UBVRI* et *UBVRIJK*). Les diverses statistiques permettant de contrôler la qualité finale des *redshifts* photométriques du VVDS-F02 sont présentées dans le tableau 3.1. Ces statistiques sont estimées à partir de la comparaison $zp - zs$, selon l'échantillon considéré (*BVRI*, *UBVRI* et *UBVRIJK*) et selon la magnitude apparente en *I* de l'échantillon des galaxies. Les données spectroscopiques n'étant disponibles que pour des objets $I_{AB} \leq 24$, la qualité des *redshifts* photométriques n'est pas estimée pour des objets plus faibles. Pour chaque intervalle de *redshift*, cette table 3.1 contient le

- N , le nombre de galaxies de l'échantillon spectroscopique utilisé pour la comparaison ;
- \overline{dz} , différence moyenne entre les *redshifts* photométriques et les *redshifts* spectroscopiques. Cette différence permet de quantifier les systématiques qui affectent la mesure.
- σ , écart type de la différence $zp - zs$. σ est calculé en rejetant tous les objets pour lesquels la différence dépasse 1. Cette statistique permet de mesurer l'erreur moyenne sur l'estimation des *redshifts* photométriques.
- *out*, fraction en pourcentage de galaxies avec une différence $|zp - zs| > 0.2$. Cette statistique permet de quantifier la robustesse des *redshifts* photométriques.

Nous observons une dégradation attendue de la qualité des *redshifts* photométriques avec la magnitude apparente. Par exemple, dans l'intervalle $0.6 < z \leq 0.9$, le nombre d'erreurs catastrophiques augmente progressivement de 3% pour l'échantillon $17.5 < I_{AB} \leq 22$ à 31% pour l'échantillon $23.5 < I_{AB} \leq 24$. L'erreur moyenne sur la mesure varie de 0.09

à 0.26. Cette dégradation attendue des *redshifts* photométriques est visible dans les trois échantillons *BVRI*, *UBVRI* et *UBVRIJK*.

La qualité des *redshifts* photométriques dépend fortement de l'intervalle en *redshift* considéré :

- entre $0.3 \leq z_s \leq 0.9$, la qualité des *redshifts* est maximale. Elle dépend peu du jeu de filtres considéré car la mesure du *redshift* photométrique est contrainte par la présence de la discontinuité de Balmer entre les bandes *B*, *V*, *R* et *I*. Pour la totalité de l'échantillon *BVRI*, la fraction d'erreurs catastrophiques reste inférieure à 10% jusqu'à $I_{AB} \leq 22.5$ (ce qui représente déjà la profondeur limite du CFRS). Elle augmente à environ 30% pour les galaxies faibles $23.5 < I_{AB} \leq 24$. Nous mesurons une très faible systématique moyenne de 0.02 qui ne dépasse pas 0.06 pour $23.5 < I_{AB} \leq 24$. Nous n'observons pas de tendance à une amélioration de la précision du *redshift* photométrique avec l'utilisation des filtres *U*, *J* et *K*. Ce résultat confirme qu'il faut utiliser des filtres à bandes étroites pour améliorer la précision des *redshifts* photométriques.
- Pour $z_s < 0.3$, la qualité des *redshifts* photométriques se dégrade, mais le nombre d'erreurs catastrophiques reste limité à 30% grâce à l'utilisation de la méthode bayésienne. L'ajout de la bande *U* améliore les résultats : dans tous les intervalles en magnitudes apparentes, le nombre d'erreurs catastrophiques diminue, avec une amélioration des erreurs catastrophiques de presque 7% pour l'intervalle $23.5 < I_{AB} \leq 24$.
- Au-delà de $z_s \geq 0.9$, le nombre d'erreurs catastrophiques des échantillons *BVRI* et *UBVRI* augmente très fortement. L'augmentation du nombre d'erreurs catastrophiques pour les échantillons brillants $I_{AB} \leq 22.5$ varie de $\sim 10\%$ pour $0.6 < z_s \leq 0.9$ à plus de 30% à $z_s > 0.9$. Pour $0.9 < z_s < 1.3$, cette proportion élevée d'erreurs catastrophiques est surprenante puisque la discontinuité de Balmer est observée dans le filtre *I*. Une dégénérescence entre la forme de la discontinuité de Balmer et le *redshift* semble expliquer cette absence de contrainte sur le *redshift* photométrique. L'exemple d'une telle dégénérescence est montré dans la figure 3.7 (bas-gauche). Nous observons un second pic dans la PDF_z à *redshift* $z_p = 2$ pour une galaxie à $z_s = 0.851$. Les *templates* correspondant à chacune de ces deux solutions s'ajustent bien aux magnitudes apparentes *B*, *V*, *R* et *I*. Pour lever cette dégénérescence, un filtre étroit autour de $\sim 8000\text{\AA}$ serait efficace. C'est par exemple le cas des *redshifts* photométriques estimés avec le relevé COMBO-17 (Wolf et al. 2004), robustes jusqu'à $z = 1.2$ grâce à 17 filtres à bandes étroites couvrant le domaine de longueur d'onde du *U* au *I*. La seconde solution est d'utiliser des observations couvrant un domaine de longueur d'onde $\lambda > 10000\text{\AA}$. La couleur *I* – *J* permet d'appliquer une forte contrainte entre une galaxie à $z \sim 2$ et une galaxie à $z \sim 1$. La zone du champ VVDS-F02 couverte par les observations en proche infrarouge permet en effet d'obtenir une estimation des *redshifts* photométriques robuste au-delà de $z_s > 0.9$. Dans l'échantillon de galaxies avec des observations en proche infrarouge, la qualité des *redshifts* photométriques reste très bonne entre $0.9 < z_s < 1.2$, difficile à estimer au-delà de $z_s > 1.2$ due au faible nombre de *redshifts* spectroscopiques dans cette zone réduite du VVDS-F02 avec de l'infrarouge. En l'absence d'observations autres que *UBVRI*, la qualité

des *redshifts* photométriques au-delà de $z_s > 0.9$ est difficilement améliorable. Le fait qu'une telle fraction d'erreurs catastrophiques soit obtenue, même pour les galaxies très brillantes, montre bien que cette dégénérescence est due à un manque d'information en proche infrarouge. En utilisant seulement les filtres à bande large *BVRI* ou *UBVRI*, la marge de progression sur la qualité des *redshifts* photométriques au-delà de $z_s > 0.9$ semble faible, quelque soit la méthode employée.

L'estimation des *redshifts* photométriques *BVRI* est donc robuste entre $0.3 < z_s < 0.9$ avec une erreur moyenne de 0.11 et un nombre d'erreurs catastrophiques de 6% pour un échantillon limité à $I_{AB} \leq 22.5$, une erreur moyenne de 0.16 et un nombre d'erreurs catastrophiques de 14% pour un échantillon limité à $I_{AB} \leq 24$. L'utilisation de la bande *U* améliore la qualité de l'estimation à $z_s < 0.3$ mais le nombre d'erreurs catastrophiques à $z_s > 0.9$ est inchangé. Seul l'échantillon avec du proche infrarouge *UBVRIJK* permet de mesurer des *redshifts* photométriques robustes au-delà de $z_s > 0.9$. Le développement de la méthode de calibration de la relation couleur-*redshift* a été nécessaire à l'obtention de mesures de cette qualité. Les difficultés rencontrées dans l'estimation des *redshifts* photométriques avec la méthode « standard » est inhérente à tout relevé photométrique. La méthodologie développée pour mesurer les *redshifts* photométriques du VVDS-F02 est maintenant aisément transposable dans le cadre de tout autre relevé photométrique multi-couleur.

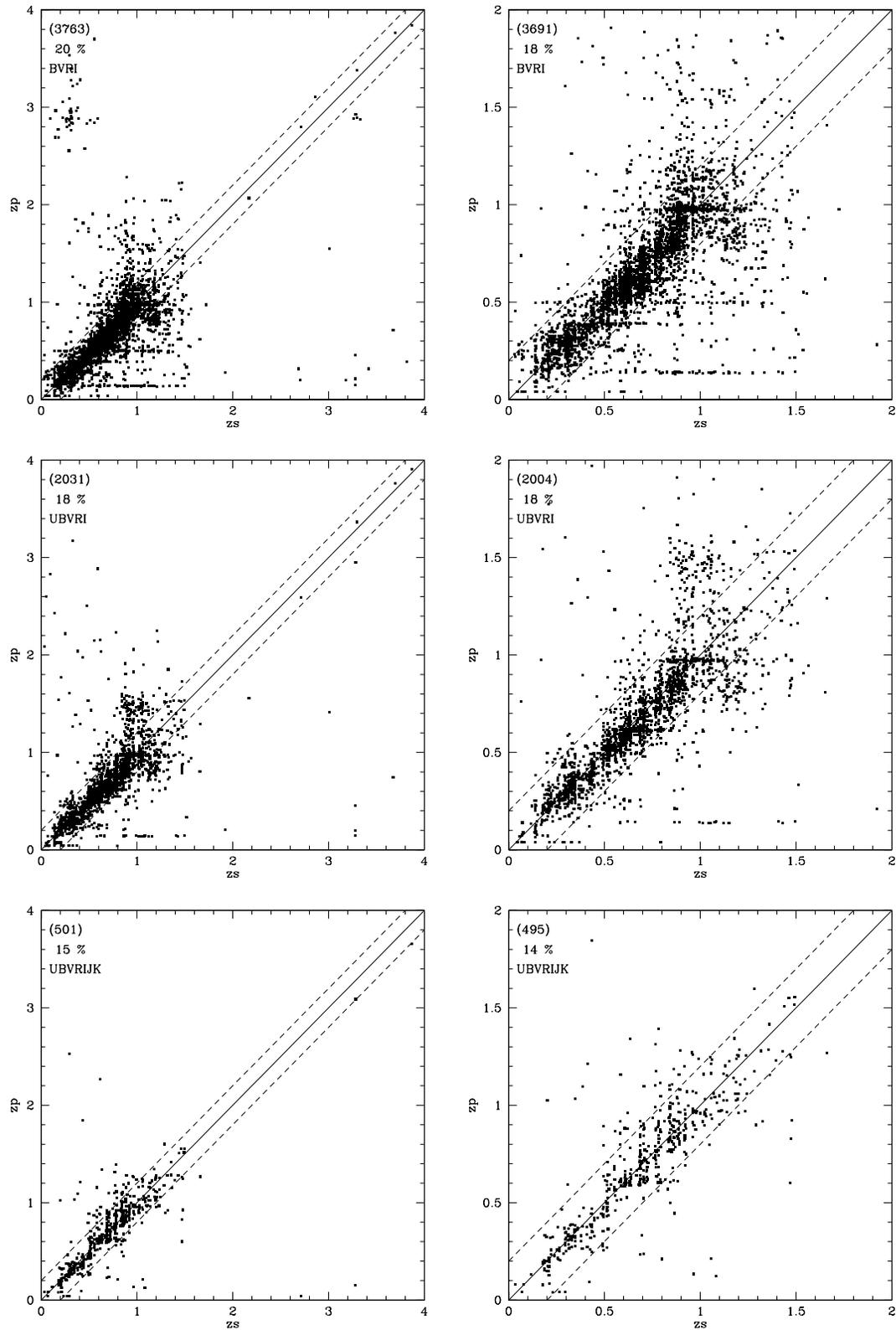


FIG. 3.16: Comparaison z_p - z_s pour les échantillons $BVRI$, $UBVR$ et $UBVR IJK$ (de haut en bas) et pour l'ensemble des galaxies $17.5 \leq I_{AB} \leq 24$. Les figures de droites correspondent uniquement à un changement de l'échelle.

		BVRI				UBVRI				UBVRIJK			
bin	bin	out		\bar{dz}	σ	out		\bar{dz}	σ	out		\bar{dz}	σ
I_{AB}	zs	N	%			N	%			N	%		
17.5-22	0.0 - 0.3	214	4	-0.01	0.08	114	2	-0.01	0.05	29	3	0.01	0.07
	0.3 - 0.6	411	4	0.03	0.08	232	3	0.03	0.07	48	10	0.00	0.15
	0.6 - 0.9	438	5	0.03	0.10	207	4	0.02	0.13	62	6	-0.04	0.10
	0.9 - 1.2	95	21	0.03	0.20	53	40	-0.02	0.30	7	0	0.02	0.09
22-22.5	0.0 - 0.3	67	10	-0.05	0.08	41	12	-0.03	0.09	8	12	-0.12	0.29
	0.3 - 0.6	137	7	0.04	0.10	72	3	0.03	0.07	16	6	-0.01	0.11
	0.6 - 0.9	258	12	0.02	0.17	141	12	0.01	0.17	41	10	0.03	0.14
	0.9 - 1.2	127	29	0.02	0.22	66	38	-0.00	0.28	15	13	0.07	0.09
	1.2 - 1.5	15	80	0.41	0.28	7	57	0.25	0.19	2	0	0.17	0.03
22.5-23	0.0 - 0.3	45	7	-0.03	0.14	23	13	-0.06	0.18	7	14	0.04	0.12
	0.3 - 0.6	161	12	0.04	0.09	95	3	0.01	0.07	23	4	0.03	0.10
	0.6 - 0.9	295	17	0.02	0.19	141	11	-0.02	0.19	27	26	-0.00	0.16
	0.9 - 1.2	144	35	0.10	0.26	81	42	0.03	0.29	21	5	0.02	0.12
	1.2 - 1.5	36	81	0.38	0.24	21	52	0.22	0.20	12	33	0.13	0.18
	1.5 - 2.0	4	100	0.79	0.18	2	100	0.63	0.01	0	100	0.00	0.00
	2.0 - 4.0	4	75	0.01	0.31	3	67	0.23	0.14	2	50	0.19	0.00
23-23.5	0.0 - 0.3	38	24	-0.10	0.15	24	25	-0.06	0.18	6	17	-0.02	0.06
	0.3 - 0.6	161	16	0.03	0.12	93	12	-0.02	0.16	17	24	-0.10	0.24
	0.6 - 0.9	289	25	0.02	0.23	156	17	0.00	0.18	50	20	-0.00	0.18
	0.9 - 1.2	156	33	0.06	0.29	89	40	-0.04	0.30	19	21	0.11	0.31
	1.2 - 1.5	49	86	0.27	0.42	31	61	0.20	0.24	5	20	0.03	0.13
	1.5 - 2.0	6	100	0.45	0.21	4	100	0.52	0.28	1	100	0.39	0.00
	2.0 - 4.0	4	100	0.00	0.00	2	100	0.00	0.00	1	100	0.00	0.00
23.5-24	0.0 - 0.3	31	32	-0.10	0.12	16	25	-0.05	0.11	7	0	0.00	0.10
	0.3 - 0.6	116	24	-0.03	0.22	67	27	-0.06	0.23	18	28	-0.09	0.22
	0.6 - 0.9	266	31	0.01	0.26	130	25	-0.01	0.22	32	25	-0.08	0.22
	0.9 - 1.2	135	49	0.07	0.34	85	45	0.03	0.29	18	17	0.02	0.24
	1.2 - 1.5	51	84	0.21	0.42	29	79	0.17	0.40	8	62	0.26	0.39
	1.5 - 2.0	1	100	0.00	0.00	1	100	0.00	0.00	0	100	0.00	0.00
	2.0 - 4.0	12	67	0.17	0.23	6	50	0.11	0.33	1	100	0.22	0.00

TAB. 3.1: statistiques provenant de la comparaison zp-zs, pour des *redshifts* photométriques calculés avec la méthode bayésienne et la calibration de la relation couleur-*redshift*. Ces statistiques sont présentées pour les échantillons *BVRI*, *UBVRI* et *UBVRIJK* (groupes de colonnes de gauche à droite) et selon les intervalles de magnitudes apparentes (groupes de lignes).

Chapitre 4

Données spectroscopiques profondes et redshifts spectroscopiques

La réduction d'un premier échantillon « profond » de 10759 spectres, sélectionnés à $I_{AB} \leq 24$, est finalisée sur les champs VVDS-F02 et VVDS-CDFS. Cet échantillon, appelé « échantillon de première époque », est utilisé pour les résultats présentés dans ce manuscrit. L'acquisition et la réduction des données spectroscopiques est décrite dans la section 1. La mesure des *redshifts* spectroscopiques de cet échantillon est présentée dans la section 2. Préalablement à toute mesure de la fonction de luminosité (LF), une analyse de l'incomplétude spectroscopique de l'échantillon est nécessaire. Dans cet objectif, j'ai estimé cette incomplétude en fonction du *redshift*, en utilisant les *redshifts* photométriques mesurés au chapitre 3. Les résultats de cette analyse sont présentés dans la section 3.

4.1 Acquisition et réduction des données spectroscopiques

4.1.1 Préparation des masques

Lors d'une pose MOS, la lumière d'un nombre restreint d'objets est dispersée, pour éviter le recouvrement des spectres 2 dimensions imagés sur le CCD. Pour l'instrument VIMOS, les cibles sont sélectionnées à partir d'un masque percé de fentes. Préalablement à chaque pose MOS, 4 masques sont préparés (un pour chaque quadrant de l'instrument VIMOS), en positionnant les fentes sur le masque en fonction de la position des objets ciblés. Le très grand nombre de fentes à disposer sur chaque masque (entre 100 et 200 par masque) nécessite une chaîne de traitement automatique, de la sélection des cibles à la réalisation physique du masque. Le logiciel VVMPS (*VLT-VIMOS Mask Preparation Software*) (Bottini et al. 2004) a été conçu pour automatiser la sélection des cibles et déterminer la position des fentes sur le masque :

- les cibles sont sélectionnées à partir du catalogue astrométrique et photométrique dans la bande I (voir chapitre 3). Afin de recalibrer le système astrométrique de l'image profonde dans le système de coordonnées du CCD de VIMOS, des images préparatoires sont acquises en amont avec VIMOS en mode IMAGING, avec un

temps de pose n'excédant pas 5 minutes. Un exemple d'image préparatoire est montré dans la figure 4.1. La détection des objets communs brillants entre l'image préparatoire et l'image profonde, permet de définir une matrice de transformation entre l'astrométrie du catalogue photométrique profond et le système de coordonnées en pixel du CCD. La position des objets du catalogue profond est convertie dans le système de coordonnées du CCD, ce qui permet de positionner les fentes sur le masque (figure 4.1).

- L'algorithme SPOC (*Slit Positioning Optimization Code*) inclu dans VVMPS permet d'exploiter le potentiel multiplex de VIMOS en maximisant le nombre de spectres à imager sur le CCD, tout en tenant compte des contraintes instrumentales ainsi que des contraintes liées à la réduction des données (par exemple, aligner les fentes selon l'axe Y pour permettre un recouvrement des spectres du second ordre, apposer 1.8 seconde d'arc de chaque coté de la cible pour permettre la soustraction du spectre du ciel lors de la réduction, la sélection de 2 étoiles au moins par quadrans permettant le bon positionnement des masques, etc). SPOC peut disposer jusqu'à 1000 spectres par pointé (4 quadrants).
- L'utilisation de VVMPS dans l'environnement de la base de données du VVDS, permet de gérer l'information sur les observations déjà existantes, c'est-à-dire de prendre en compte les cibles déjà observées avec VIMOS pour observer des objets différents.

Le résultat de VVMPS est utilisé par le MMU (*Mask Manufacturing Unit*) (Conti et al. 2001) pour découper par laser les fentes dans les masques, qui seront ensuite insérés dans chacun des quatre quadrants de VIMOS.

4.1.2 Les observations

L'acquisition des spectres qui constituent l'échantillon de la première époque du VVDS, s'est déroulée entre Octobre 2002 et Décembre 2002, avec un total de 30 nuits d'observations sur le VLT. La priorité avait été donnée au champ profond VVDS-F02 ($17.5 \leq I_{AB} \leq 24$) avec l'acquisition de 20 pointés (soit 80 quadrants) dans ce champ. Une description détaillée de l'acquisition des données spectroscopiques « profondes » est faite dans Le Fèvre et al. (2004c). 5 pointés « profonds » ($17.5 \leq I_{AB} \leq 24$) ont été réalisés sur le champ du VVDS-CDFS (*Chandra Deep Field South*) (Le Fèvre et al. 2004b) en sélectionnant les cibles à partir du catalogue de l'*ESO Imaging Survey* (Arnouts et al. 2001) dans la bande *I*.

Pour l'échantillon « profond » de la première époque, les observations ont été réalisées avec le grisme LRRED avec une basse résolution $R=227$ (mesurée à 7500Å). Les spectres couvrent une plage spectrale de 5500Å à 9500Å , avec une dispersion de $7\text{Å}/\text{pixel}$. Un pointé VIMOS « profond » est nominalement la somme d'une séquence de 10 expositions MOS de 27 minutes, soit un total de 4.5 heures de temps de pose. Ces temps d'exposition permettent d'atteindre un signal sur bruit moyen des spectres $S/N \sim 4$.

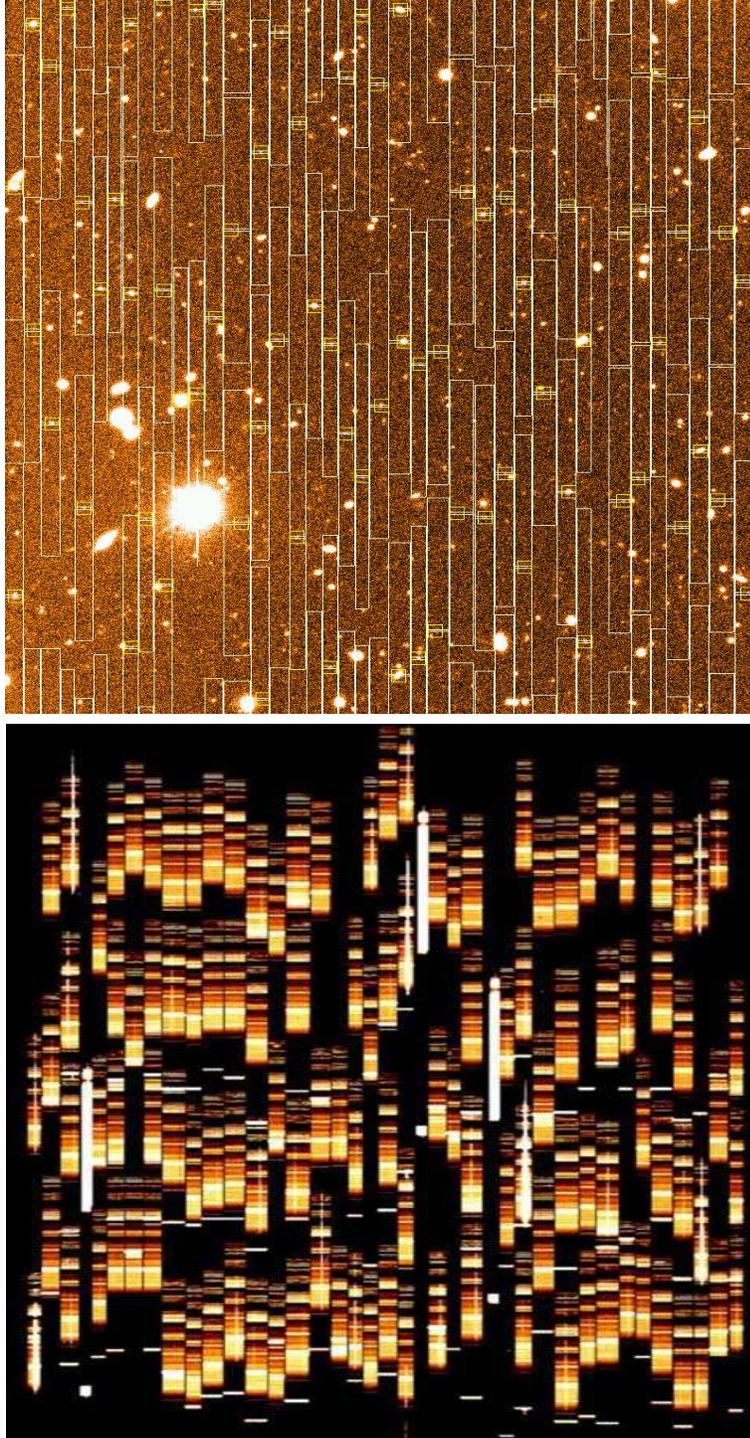


FIG. 4.1: Haut : disposition des cibles spectroscopiques sur l'image préparatoire par le logiciel VVMPs. L'axe Y est l'axe vertical selon lequel les spectres sont dispersés, l'axe X est l'axe horizontal. Les cibles sont représentées par les carrés, les fentes spectroscopiques sont les rectangles autour de la cible alignés selon l'axe X, et l'image des spectres 2D attendus sont les rectangles alignés selon l'axe Y. Bas : exemple d'une exposition MOS typique pour un quadrant de ~ 120 fentes. Les spectres 2D des fentes sont alignés selon l'axe Y.

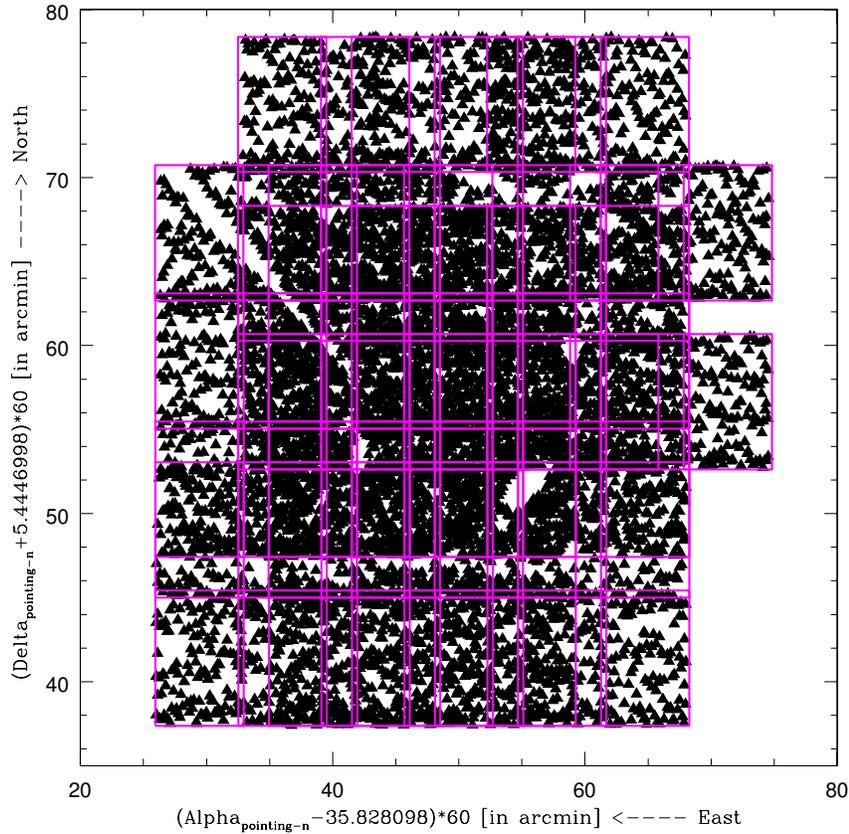


FIG. 4.2: Distribution des objets ciblés spectroscopiquement dans le champ VVDS-F02. Les lignes violettes sont les limites des quadrants.

4.1.3 Taux d'échantillonnage des cibles

Un seul pointé « profond » contient en moyenne 520 spectres par exposition, soit $\sim 10\%$ des objets du champ profond $17.5 \leq I_{AB} \leq 24$ pour un premier passage sur le ciel. Plusieurs passages sont réalisés à une même position, pour augmenter le taux d'échantillonnage, noté TSR (*Target Sampling Rate*) et défini comme le rapport entre le nombre d'objets ciblés et le nombre d'objets sélectionnés avec $17.5 \leq I_{AB} \leq 24$ sur la même surface. Le TSR moyen de l'échantillon final dépend du nombre de passages sur un même champ. La figure 4.1.2 montre la répartition des pointés sur le VVDS-F02. Un pointé VIMOS couvre un champ de 224 minutes d'arc carré (voir figure 2.2). Un pavage du champ permet de couvrir la surface de 1700 minutes d'arc carré sur le VVDS-F02 avec un taux d'échantillonnage des cibles d'environ 25%. Une région centrale du VVDS-F02 a été observée lors de 4 passages successifs, ce qui permet d'atteindre un TSR uniforme d'environ 40%. Le champ VVDS-CDFS couvre 450 minutes d'arc carré avec un taux d'échantillonnage des cibles d'environ 30%.

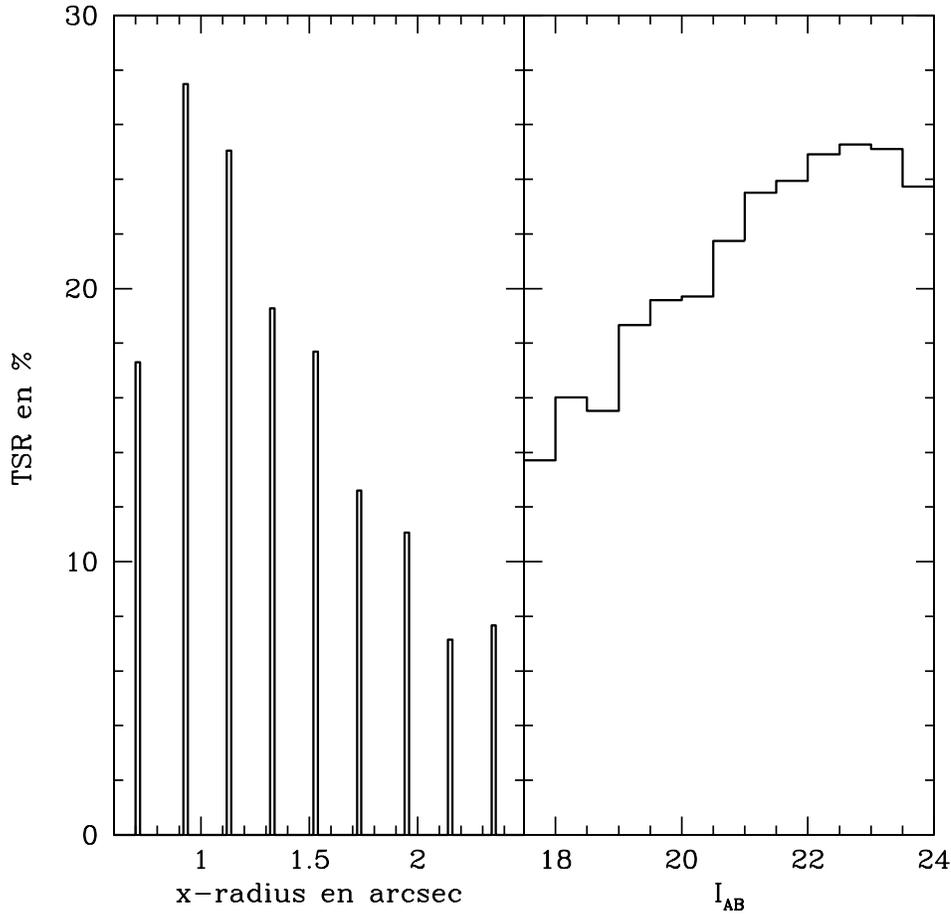


FIG. 4.3: Gauche : TSR en fonction de la variable x-radius. Droite : TSR en fonction de la magnitude apparente I_{AB} .

Pour atteindre un tel gain multiplex, l'algorithme SPOC inclu dans VVMPS (voir section 4.1.1) maximise le nombre de fentes par masque. Une conséquence du processus d'optimisation est le choix privilégié de cibles de faibles tailles (donc de faibles luminosités). Pour la mesure de la LF, ce biais introduit par SPOC doit être quantifié. SPOC utilise la variable x-radius dans le processus d'optimisation. Cette variable mesure la taille en seconde d'arc de la projection sur l'axe spatial x de l'image d'un objet. Cette variable est discrétisée dans SPOC et proportionnelle à un nombre de pixels. La figure 4.1.3 montre le TSR du champ VVDS-F02 en fonction de la variable x-radius. Le TSR varie d'environ 25% pour les objets les plus petits (x-radius $\sim 1''$) à environ $\sim 10\%$ pour les objets les plus grands (x-radius $\sim 2''$). Cette dépendance existe aussi en magnitude apparente puisque les objets les plus grands sont aussi en moyenne les plus brillants. Pour traiter ce biais introduit par SPOC, j'utilise la dépendance du TSR en fonction de la variable x-radius car :

- c'est la variable utilisée par VVMPS pour notre sélection des objets ;

- le biais introduit par VVMPS est sous-estimé si on utilise la dépendance en magnitude apparente. La population d'étoiles, avec un I_{AB} moyen de 21.0, a un x-radius moyen inférieur à 1". Cette population est donc ciblée avec un même TSR que les objets les plus faibles, alors que c'est une population d'objets brillants.

Ce biais est facilement traité puisque seule la variable x-radius intervient dans cet effet de sélection et que nous connaissons la valeur de cette variable aussi bien pour l'ensemble des galaxies du catalogue photométrique que du catalogue spectroscopique. Pour le VVDS-CDFS, cette option de maximisation n'a pas été utilisée. Le TSR ne dépend pas de la variable x-radius.

4.1.4 Réduction des données

Le nombre de spectres à réduire pour chaque exposition MOS et la quantité de données à gérer rend impossible une réduction manuelle des données spectroscopiques MOS. Le logiciel VIPGI (Scodreggio et al. 2004) a été développé au sein du consortium VVDS et délivré à l'ESO, pour la réduction automatique des données obtenues avec VIMOS. VIPGI permet préalablement d'organiser les fichiers contenant les données brutes (au minimum 32 fichiers), dans un système de répertoires et de noms permettant une appréhension directe du contenu des fichiers. VIPGI possède un ensemble de programmes individuels qui accomplissent chacun des tâches de réduction bien définies. La réduction va être effectuée, étape par étape, en validant le bon déroulement de la réduction grâce aux utilitaires de visualisation fournis avec l'interface graphique. Cette fonctionnalité permet de contrôler rapidement chaque étape de la réduction. La réduction des données s'effectue en 5 étapes principales :

1. la pré-réduction. Les images brutes présentent de nombreux défauts qui vont être corrigés lors de la pré-réduction. Le but de cette étape est que la valeur de chaque pixel soit directement proportionnelle au flux incident. Différentes corrections sont apportées comme la soustraction du biais (soustraction du signal électronique du CCD en l'absence de tout signal lumineux), ou le *flat fielding* (correction de la réponse non uniforme du CCD en divisant l'exposition scientifique par l'exposition d'une « plage de lumière uniforme »).
2. La détection de la position des spectres deux dimensions 2D sur le CCD. La lumière dispersée provenant de chaque fente est imagée sur le CCD selon une bande verticale, appelée spectre 2 dimensions (2D). En moyenne, 120 spectres 2D sont distribués sur le CCD pour un quadrant pour le relevé profond. Une première approximation du positionnement des fentes sur le CCD est donnée par VVMPS, puis va être raffinée par VIPGI qui trace les bords de l'aire illuminée, pour extraire le spectre 2D de la fente.

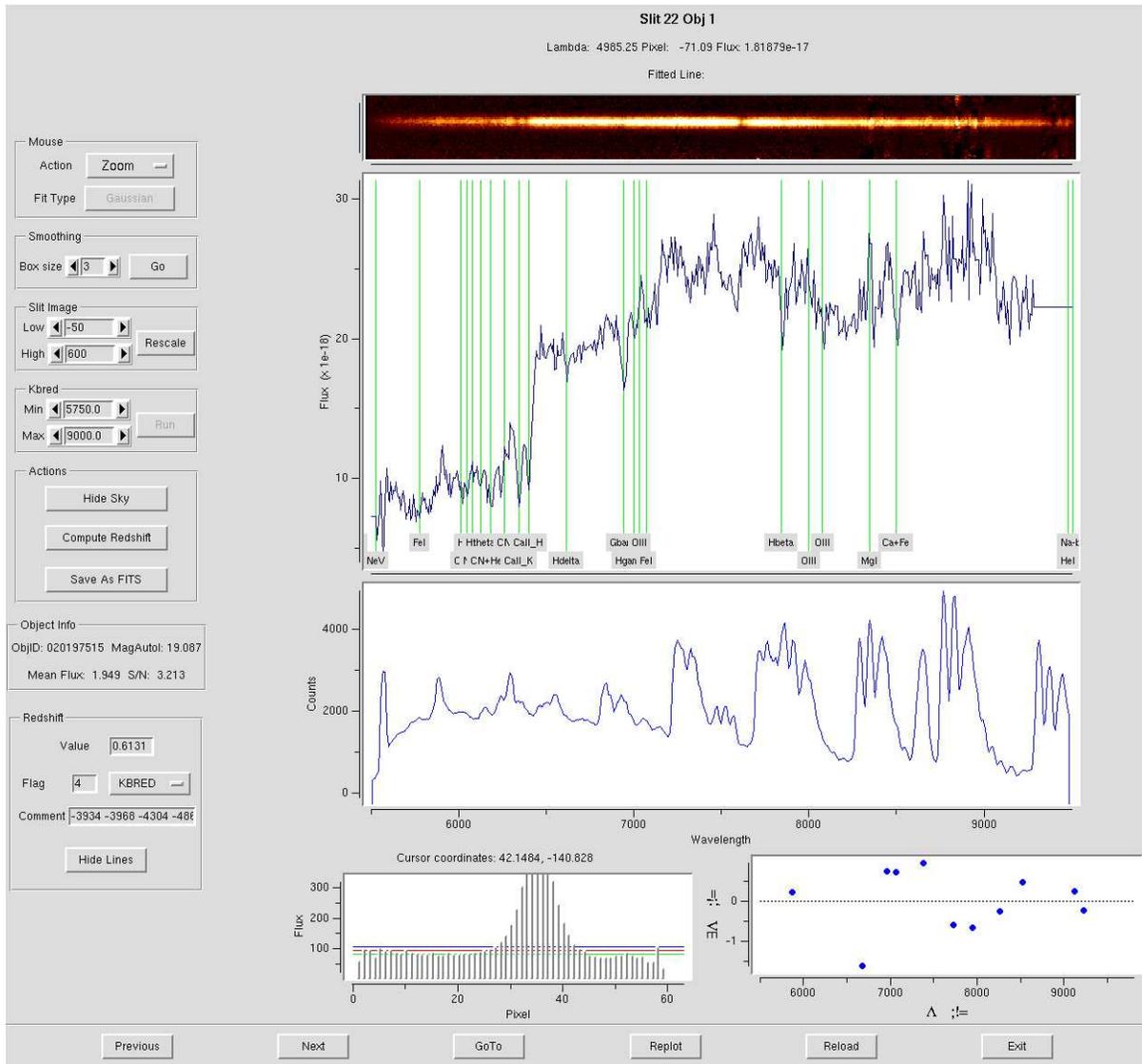


FIG. 4.4: Visualisation d'un spectre réduit avec VIPGI, permettant la visualisation de haut en bas du spectre 2D, du spectre 1D de l'objet, du spectre du ciel, du profil d'extraction du spectre et de la calibration en longueur d'onde.

3. La calibration en longueurs d'onde. Les lampes de calibration (He+Ar) sont observées au travers des 4 masques utilisés. VIPGI détecte la position des raies des lampes pour chaque fente. Une fonction polynomiale de degré variable est ajustée, reliant la position des raies sur le CCD et la longueur d'onde connue de ces raies.
4. La somme des poses individuelles. Cette étape permet aussi de corriger les images des franges d'interférence, créés par les raies d'émission du ciel dans les longueurs d'onde les plus rouges. Les poses individuelles sont combinées une première fois sans tenir compte des décalages appliqués lors de chaque exposition. Cette étape permet de produire une carte des franges d'interférence. VIPGI corrige les poses individuelles

en utilisant cette carte des franges d'interférence. Les poses individuelles seront à nouveau sommées en tenant compte des décalages.

5. L'extraction du spectre 1 dimension (1D) de l'objet. VIPGI identifie le spectre de l'objet sur le spectre 2D de la fente. Les parties extérieures au spectre de l'objet sont utilisées pour dériver le spectre du ciel. Le spectre du ciel pour chaque fente est soustrait au spectre 2D de la fente. Le spectre de l'objet est à nouveau extrait pour finalement produire le spectre 1D, c'est-à-dire le flux en fonction de la longueur d'onde. Ce spectre est corrigé de l'absorption de l'atmosphère terrestre et calibré en flux à partir de la réponse instrumentale de VIMOS, pour produire le spectre 1D utilisé lors la mesure du *redshift*. Les spectres obtenus à chaque étape de la réduction sont conservés afin de pouvoir s'assurer de la qualité de la réduction. L'interface graphique de VIPGI permet de visualiser simultanément le spectre 2D, le spectre 1D ainsi que la position des raies associées au *redshift* proposé, le spectre du ciel, le profil d'extraction du spectre, la calibration en longueur d'onde (voir figure 4.4). La possibilité de visualiser l'ensemble de ces informations simultanément est nécessaire pour valider la mesure d'un *redshift* (voir section 4.2.2).

4.2 La mesure des *redshifts* spectroscopiques

4.2.1 Les signatures spectrales fréquentes

La sélection des cibles sur le seul critère $17.5 \leq I_{AB} \leq 24$ permet d'observer des objets sur une plage approximative en *redshift* $0 \leq z \leq 6$. La mesure du *redshift* est effectuée sans connaissance a priori du domaine en *redshift* de l'objet, contrairement à des échantillons dont la sélection des cibles spectroscopiques est basée sur des critères photométriques (voir chapitre 2). De plus, aucune sélection des cibles n'est réalisée à partir de la morphologie des objets. L'identification des galaxies, des quasars et des étoiles fait donc partie de la mesure.

La plage en longueurs d'onde couverte par les spectres de l'échantillon « profond » s'étend de 5500Å à 9500Å. Un *redshift* est mesuré en identifiant des signatures spectrales en accord entre elles, dans le sens où elles aboutissent toutes à la même mesure du *redshift* $z = \lambda_{\text{mesuré}}/\lambda_{\text{émis}} - 1$. Les signatures spectrales qui sont les plus fréquemment utilisées sont listées dans la table 4.1, ainsi que les longueurs d'onde au repos correspondantes. Pour une galaxie à un *redshift* donné z , les signatures spectrales visibles seront comprises dans un intervalle de longueurs d'onde au repos $5500/(1+z) < \lambda < 9500/(1+z)$ Å, qui dépend du *redshift* de l'objet. Je décris ici les principales signatures spectrales utilisées pour la mesure du *redshift* en fonction de la plage en *redshift* de la galaxie. Je montrerai enfin quelques spectres d'étoiles et de quasars à séparer de l'échantillon de galaxies.

Lb	1026.00	EA	NeV	3426.00	E
OVI	1034.00	E	FeI	3581.00	A
SiII	1192.00	-	OII	3727.30	E
L α	1216.00	EA	H12	3750.00	A
SII	1260.42	-	NeII	3768.74	E
OI	1302.17	A	H θ	3798.60	EA
OI	1304.37	-	CN+H η	3834.30	A
CII	1334.53	A	NeIII	3869.00	E
SiIV	1393.76	EA	CN	3883.00	A
OIV	1402.77	E	CaII_K	3933.66	A
SiII	1526.71	-	NeIII	3968.00	E
CIV	1548.20	A	CaII_H	3968.47	A
CIV	1550.78	-	H δ	4101.74	EA
FeII	1608.45	A	Gband	4304.40	A
HeII	1640.00	-	H γ	4340.47	EA
AlII	1670.78	A	OIII	4360.00	E
AlIII	1855.00	A	FeI	4383.55	A
CIII	1909.00	E	H β	4861.33	EA
FeII	2344.20	A	OIII	4958.91	E
FeII	2374.50	A	OIII	5006.84	E
FeII	2402.00	A	MgI	5175.40	A
FeII	2600.17	A	Ca+Fe	5268.98	A
MgII	2799.00	EA	HeI	5875.60	E
MgI	2852.96	A	Na-bl	5892.50	A
AlI	3096.00	A	H α	6562.82	EA
NeV	3345.00	E	SII	6717.00	E
NH	3360.00	A	SII	6731.30	E

TAB. 4.1: Liste des raies les plus fréquemment utilisées pour la mesure du *redshift* de galaxies. La longueur d'onde indiquée est la longueur d'onde au repos de la raie en Å. Il est ensuite indiqué si la raie peut être observée en absorption (A) et/ou en émission (E) (uniquement pour les galaxies).

De $z > 0$ à $z \leq 0.5$

Ce domaine de *redshift* correspond à l'utilisation des raies les plus rouges de la liste 4.1. La raie H_α à 6563Å est généralement la plus intense à bas *redshift*. Elle est souvent accompagnée du doublet du silicium à 6717Å et à 6731Å. Ces raies sont visibles jusqu'à un redshift de $z \sim 0.4$ étant donné notre intervalle spectral. H_β à 4861Å et le doublet de raies en émission [OIII] (4959Å et 5007Å) sont visibles à partir de $z \sim 0.1$ jusqu'à $z \sim 0.9$. Deux exemples de spectres de galaxies à $z \leq 0.5$ sont présentés en haut de la figure 4.5. Sur ces deux spectres, l'ensemble des raies décrites ci-dessus est visible et permet une mesure robuste du *redshift*. Pour les galaxies de type spectral précoce, pauvres en raies d'émission, les raies d'absorption de MgI à 5175Å, de Ca+Fe à 5269Å, ou de Na-bl

[OII] à 3727 Å, qui a été la raie la plus utilisée dans la détermination du *redshift* pour l'échantillon spectroscopique « profond ». Cinq des six exemples avec $z > 0.5$, présentés dans la figure 4.5 ont une raie d'émission intense [OII] : dans la partie la plus bleue du spectre pour les deux galaxies à $z = 0.5534$ et à $z = 0.5603$, vers 7300Å pour la galaxie à $z = 0.9540$. La raie [OII] est visible jusqu'à un *redshift* de $z \sim 1.5$. Cette région autour de la raie [OII] est particulièrement riche en signatures spectrales plus fines, telle que le doublet d'absorption du calcium à 3934Å et 3968Å ou la raie d'absorption du fer à 3581Å (voir figure 4.6). Ces raies moins intenses permettent de confirmer le *redshift* et de discriminer la raie d'émission [OII] avec les raies d'émission H_α (6563Å) ou Lyman $_\alpha$ (1216Å).

Pour les galaxies de type spectral précoce, avec de faibles raies d'émission, la discontinuité de Balmer à $\sim 4000\text{Å}$, permet une mesure efficace du *redshift*, fondée sur le continu du spectre. Pour ce type de galaxies, de nombreuses raies en absorption sont généralement visibles, telle que la bande G à 4304 Å, H_γ à 4340 Å, H_β à 4861 Å, ou la raie du magnésium MgI à 5175Å. Un exemple de spectre de galaxie précoce à $z = 0.6099$ avec une très forte discontinuité de Balmer est montré dans la figure 4.5.

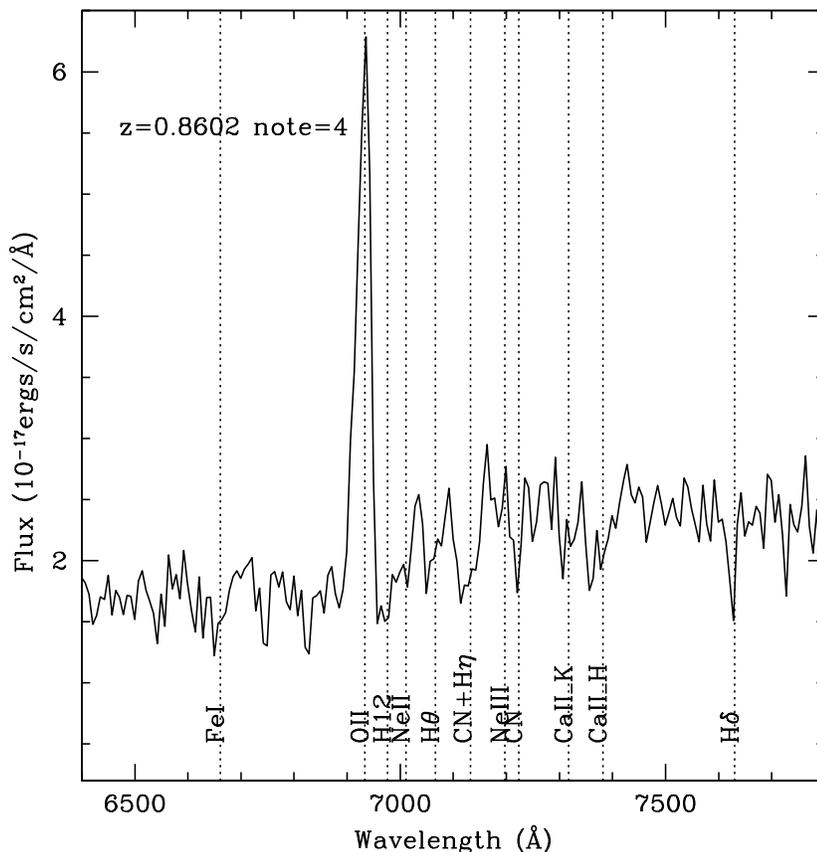


FIG. 4.6: Agrandissement de la plage en longueurs d'onde autour de 4000Å.

De $z > 1.5$ à $z \leq 2.7$

Cette plage en *redshift* est appelée « désert en *redshift* ». Pour les spectrographes observant dans le domaine de longueurs d'onde visible ($\lambda \lesssim 10000\text{\AA}$), la région d'émission autour de 4000\AA n'est plus visible. Nous observons le domaine de longueurs d'onde au repos $1500 \leq \lambda \leq 3600\text{\AA}$, pauvre en signatures spectrales et peu documenté dans la littérature. Il a été nécessaire d'élaborer des *templates* en UV, à partir de la combinaison de spectres VVDS avec une rapport signal sur bruit élevé et dont le *redshift* a pu être mesuré (voir Paltani et al., 2004). Ces templates ont permis une couverture efficace du domaine en *redshift* $1.5 \leq z \leq 2.2$, avec l'utilisation par exemple du triplé en absorption du fer à 2374\AA , 2402\AA et 2600\AA , des raies en absorption de MgII à 2199\AA ou du Fe à 3581\AA pour la mesure. Deux exemples de spectres de galaxies situées dans le « désert en *redshift* » sont présentés dans la figure 4.7.

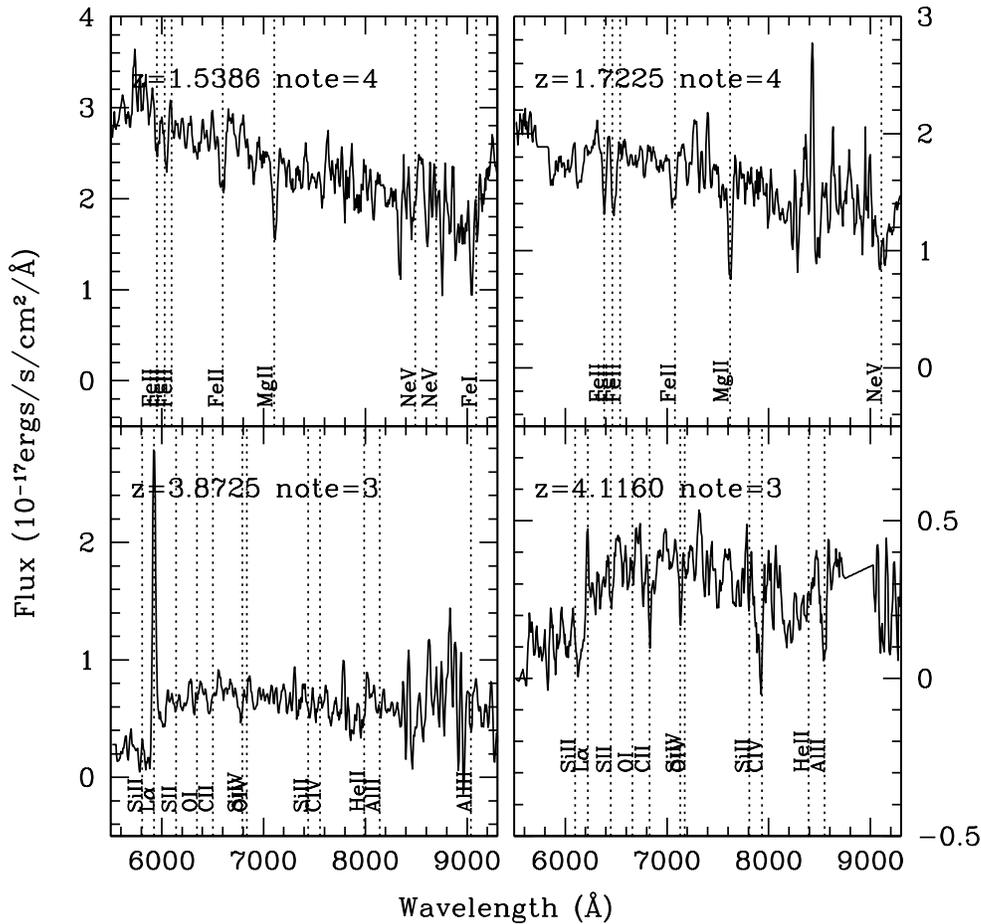


FIG. 4.7: Exemple de spectres de galaxies à grand *redshift*. Les deux spectres du haut sont des galaxies situées dans la plage en *redshift* $1.5 \leq z \leq 3$. Les deux spectres du bas sont des galaxies à *redshift* $z > 3$.

A $z > 3$

Les signatures spectrales présentes à $z > 3$ sont documentées dans la littérature grâce à l’observation des spectres de galaxies à discontinuité Lyman (par exemple, Steidel et al. 1996, Shapley et al. 2003). La mesure de *redshifts* à $z > 3$ s’appuie principalement sur la raie d’émission Lyman $_{\alpha}$ (1216Å) et/ou sur la très forte cassure dans le spectre au repos autour de $\lambda = 1216\text{Å}$ avec un flux en ultraviolet qui devient quasiment nul. Cette cassure à $\lambda = 1216\text{Å}$ est dû à la l’absorption des nuages d’hydrogène neutre placés à différents *redshift* sur la ligne de visée entre la source et l’observateur, que l’on nomme la forêt Lyman, qui absorbe de façon continue le flux émis par la galaxie à $\lambda < 1216\text{Å}$ (Madau 1995). Cette absorption du milieu intergalactique crée un profil asymétrique caractéristique de la raie Lyman $_{\alpha}$, avec un exemple caractéristique dans la figure 4.7 (en bas à gauche). Si la raie Lyman $_{\alpha}$ n’est pas observée, les raies en absorption du silicium à 1260Å et 1393Å, ou la raie du carbone CII à 1334Å permettent également une mesure à des *redshifts* $z > 3$ comme présenté dans la figure 4.7 (en bas à droite).

Les étoiles

Les étoiles sont présentes dans l’échantillon puisque aucune pré-sélection des cibles sur critère morphologique n’intervient. La proportion d’étoiles dans le champ « profond » VVDS-F02 est de $\sim 8.5\%$. Ce sont la plupart du temps des objets faciles à séparer du reste de la population. La trace de ces objets sur le spectre 2D est très compacte. Le spectre des étoiles M présente de fortes oscillations caractéristiques (premier exemple de spectre de la figure 4.8). En revanche, les étoiles K sont difficiles à différencier des galaxies car leurs spectres est proche d’un spectre de galaxie précoce (second exemple de spectre de la figure 4.8). Dans ce cas, nous nous basons essentiellement sur la présence en absorption des raies Na, H $_{\alpha}$ et SII typiques de ce genre d’étoiles.

Les quasars

Les quasars sont des objets minoritaires dans l’échantillon spectroscopique en comparaison de la population d’étoiles et de galaxies (moins de 1% dans l’échantillon VVDS). Une des caractéristiques majeure des quasars est la largeur à mi-hauteur de certaines de leurs raies. Ces objets peuvent être très brillants, bien que situés à grand *redshift*. Par exemple, les deux spectres de quasars montrés dans la figure 4.8 correspondent à des objets de magnitude apparente $I_{AB} = 21.09$ et $I_{AB} = 21.00$ alors qu’ils sont respectivement à un redshift $z = 3.2943$ et $z = 2.2357$. Parmi les raies larges d’émission observées dans les spectres de quasars, on retrouve par exemple, Lyman $_{\alpha}$ à 1216Å, CIV à 1550Å, CIII à 1909Å et enfin MgII à 2799Å.

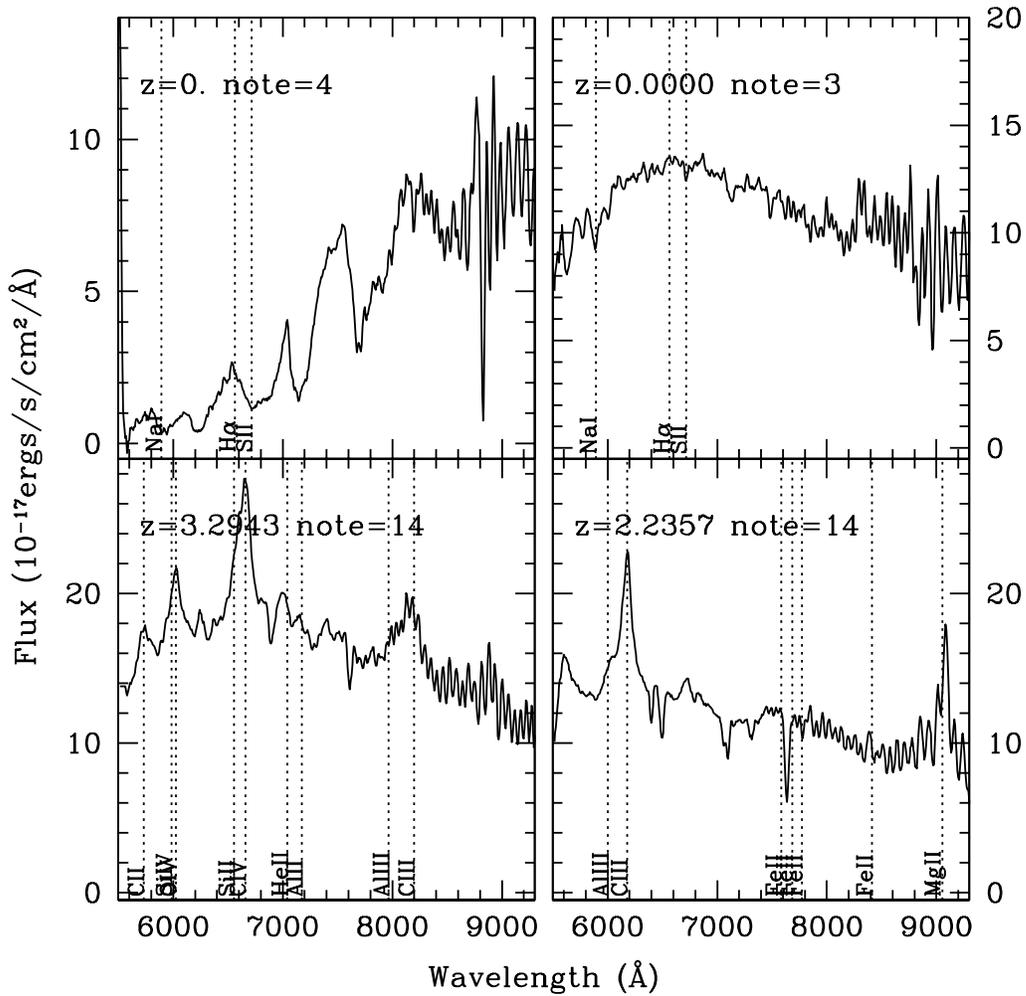


FIG. 4.8: Exemple de spectres d'étoiles et de quasars. Les deux spectres du haut correspondent à un spectre d'étoile M et un spectre d'étoile K. Les deux spectres du bas sont identifiés comme quasars.

4.2.2 Méthodologie

Deux approches complémentaires ont été utilisées pour la mesure du *redshift* pour les données de la première époque : une approche semi-automatique à partir du logiciel dédié KBRED (Scaramella et al. 2004) et une approche manuelle en utilisant les outils graphiques proposés par VIPGI.

KBRED réalise une cross-corrélation entre le spectre observé et des *templates* de galaxies, de quasars et d'étoiles. KBRED décompose le spectre sur une base de *templates* de référence (une méthode de *Principal Component Analysis*). Dans une première étape, KBRED mesure automatiquement les *redshifts* sur l'ensemble des spectres 1D du quadrant, préalablement corrigés de l'absorption du ciel, calibrés en flux et nettoyés. Il apparaît que

60% des objets ont une mesure en accord avec une approche manuelle. Dans les 40% des cas restants, des raies produites par une mauvaise soustraction du ciel ou des franges d'interférence, sont à l'origine d'une erreur sur la mesure. KBRED utilise uniquement l'information provenant du spectre 1D de l'objet et ne peut donc pas estimer la vraisemblance des signatures spectrales sur lesquelles il se base pour estimer le *redshift* (ce qui nécessiterait l'utilisation du spectre du ciel et de l'image 2D du spectre). KBRED ne fournit donc pas de critères objectifs pour estimer la qualité de la mesure et séparer les 60% des objets dont la mesure du *redshift* est exacte.

VIPGI présente simultanément au réducteur l'ensemble des informations nécessaires pour décider si une raie est réelle, comme par exemple :

- le spectre 1D du ciel qui permet par exemple de vérifier qu'une raie en émission ne correspond pas à une raie présente sur le spectre du ciel ;
- le spectre 2D de l'objet, indispensable pour vérifier que les raies observées sur le spectre 1D sont dans une région correctement réduite du spectre, ou que les raies observées sur le 1D sont bien alignées avec le spectre 2D de l'objet.

Tous les *redshifts* mesurés automatiquement avec KBRED sont visualisés et vérifiés à partir de l'interface graphique de VIPGI. Les raies correspondantes au *redshift* trouvé par KBRED sont surexposées au spectre 1D, ce qui permet de valider ou d'infirmer le résultat de KBRED, en visualisant simultanément le spectre du ciel, le spectre 2D, ect. Si la mesure automatique n'est pas validée, le réducteur effectue lui-même la mesure, soit à partir des outils d'ajustement des raies proposées par VIPGI, soit à partir de KBRED après nettoyage du spectre. L'étape de validation des *redshifts* mesurés par KBRED est réalisée par deux réducteurs indépendamment, qui comparent ensuite leurs résultats (étape du *cross-check*). Les résultats sont ensuite vérifiés et validés par une dernière personne considérée comme experte (étape du *super-check*).

Du fait du premier échantillon jamais obtenu avec VIMOS et avec les outils de réduction dédiés, l'équipe a extensivement étudié cet échantillon profond pendant plus de 1 an en appliquant cette procédure. Grâce à l'expérience acquise, les outils de réduction ont pu être améliorés ce qui permet aujourd'hui d'augmenter le nombre de *redshifts* mesurés automatiquement.

4.2.3 Degré de confiance

Comme il a été fait pour le relevé CFRS, une note attribuée à chaque spectre définit le niveau de confiance dans la mesure. L'attribution des notes est réalisée de façon subjective par les réducteurs en fonction de la confiance qu'ils attribuent à leurs mesures. Une note 0 correspond à un échec dans l'identification du spectre. Le degré de confiance croît jusqu'à la note 4 pour laquelle l'identification du spectre est confirmée sans aucune ambiguïté. La note 9 est utilisée pour des objets avec une seule raie comme signature spectrale (H_α , [OII], Lyman $_\alpha$?). Dans certaines fentes, le spectre d'un objet qui n'est pas l'objet ciblé peut être également observé. Dans cette configuration, cet objet est identifié dans le catalogue photométrique et une note spécifique lui est attribuée. Les objets dont le spectre ne peut être exploité en raison d'un problème instrumental sont exclus de l'échantillon.

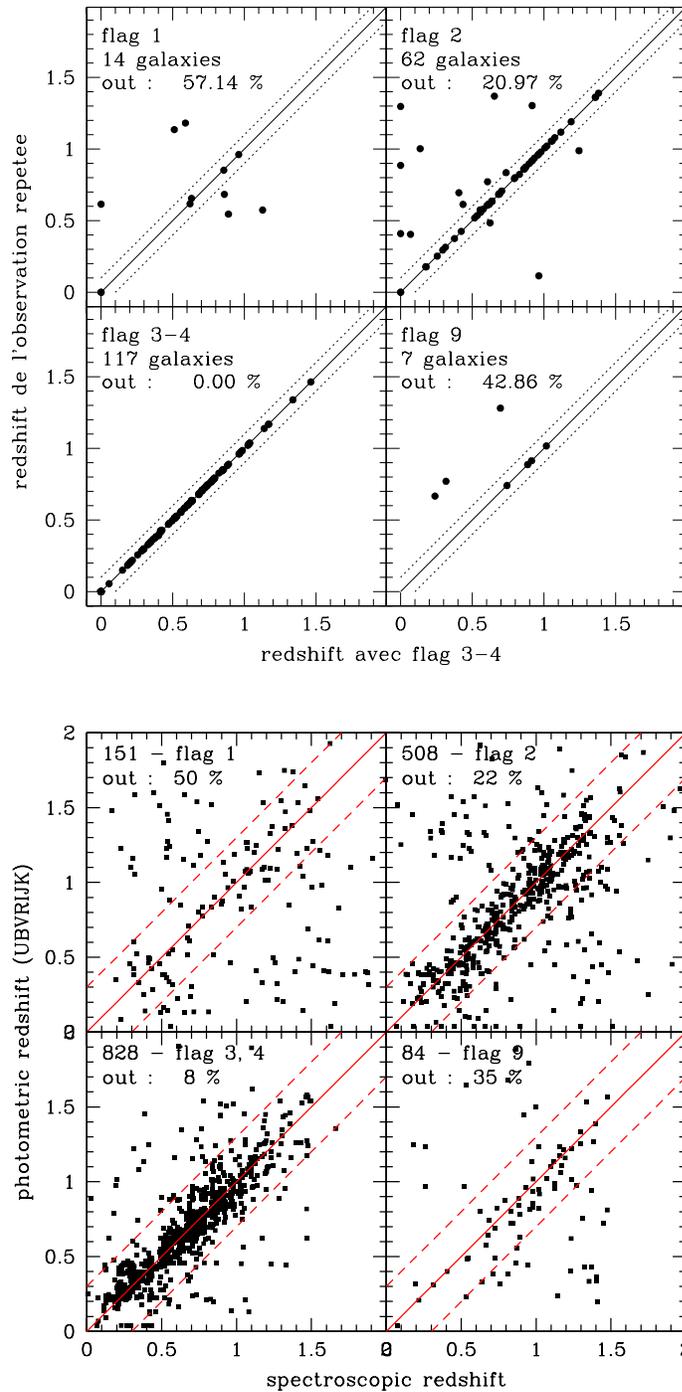


FIG. 4.9: Haut : comparaison entre *redshifts* spectroscopiques mesurés lors d'observations répétées. La droite $z_{s_{\text{repetee}}} = z_s$ (trait continu) est encadrée par les deux droites $z_{s_{\text{repetee}}} = z_s \pm 0.1$ (traits pointillés). La fraction de mesures avec $|z_{s_{\text{repetee}}} - z_s| > 0.1$ est indiquée pour chaque cadre. Bas : comparaison entre les *redshifts* spectroscopiques et les *redshifts* photométriques dans la zone UBVRIJK du VVDS-F02. La droite $z_p = z_s$ (trait continu) est encadrée par les deux droites $z_p = z_s \pm 0.1$ (traits pointillés). La fraction de mesures avec $|z_p - z_s| > 0.1$ sont indiqués pour chaque cadre.

Bien que subjective, l'attribution des notes a été homogénéisée sur l'ensemble de l'échantillon par une attribution indépendante des notes par trois réducteurs séparés. Afin de calibrer le degré de confiance associé aux notes, nous avons utilisé la comparaison entre des observations répétées (mêmes objets observés indépendamment dans deux pointés différents) et la comparaison avec les *redshifts* photométriques. La figure 4.9 montre la comparaison entre des *redshifts* mesurés lors d'observations répétées. Une comparaison entre 117 *redshifts* mesurés avec des notes 3 ou 4, ne montre aucune mesure en désaccord, ce qui semble meilleur que le degré de confiance annoncé de 95% pour les notes 3. En faisant l'hypothèse que les *redshifts* des spectres de notes 3, 4 sont 100% justes, la comparaison d'observations répétées entre des notes 1 et des notes 3, 4 montre que le degré de confiance dans les notes 1 est de moins de 50%. Il est de 80% pour les notes 2. Ces résultats sont en accord avec les estimations de $31 \pm 7\%$, $65 \pm 8\%$, $94 \pm 8\%$, $99 \pm 7\%$ respectivement pour les notes 1, 2, 3, 4 respectivement (Le Fèvre et al. 2004c), obtenues en utilisant toutes les observations répétées (pas seulement les notes 3, 4). La comparaison par note entre les *redshifts* spectroscopiques et les *redshifts* photométriques (figure 4.9) donne des estimations similaires pour le degré de confiance à attribuer aux notes 1 et 2. La fraction d'erreurs catastrophiques de 8% pour les notes 3,4 est attribuée aux *redshifts* photométriques et non aux *redshifts* spectroscopiques.

Ainsi globalement, notre échantillon de la 1^{re} époque est homogène, avec une attribution majoritaire de *redshift* dont le degré de confiance dans la mesure dépasse 80% (notes de 2 à 9).

Note	Nombre de galaxies	Nombre d'étoiles	Nombre de quasars	Non identifiés
4	1764+205	373+83	9+2	
3	2040+455	118+23	26+1	
2	2377+461	119+23	15+6	
9	287 +102	0+0	10+0	
1	1308+130	61+3	13+1	
0				663+81

TAB. 4.2: Répartition du nombre d'objets en fonction de leur note et du type de la source (galaxies, étoiles, quasars). Les chiffres indiqués correspondent aux nombres pour les champs VVDS-F02+VVDS-CDFS

4.2.4 Description de l'échantillon final

L'échantillon profond de la première époque contient 10759 spectres au total. Le nombre de spectres en fonction de la note et du type de l'objet est donné dans la table 4.2. L'échantillon est réparti en 85.4% de spectres obtenus pour le champ VVDS-F02 et 14.6% pour le VVDS-CDFS. 79% de ces spectres sont de bonne qualité avec une note ≥ 2 . Ces spectres sont réparti en 90.5%, 8.7% et 0.8% de galaxies, d'étoiles et de quasars respectivement. Le reste de l'échantillon est réparti en 14.1% de note 1 et 6.9% de note 0. La précision des *redshifts* est estimée à partir des observations répétées, à $\sigma_z = 13 \times 10^{-4}$

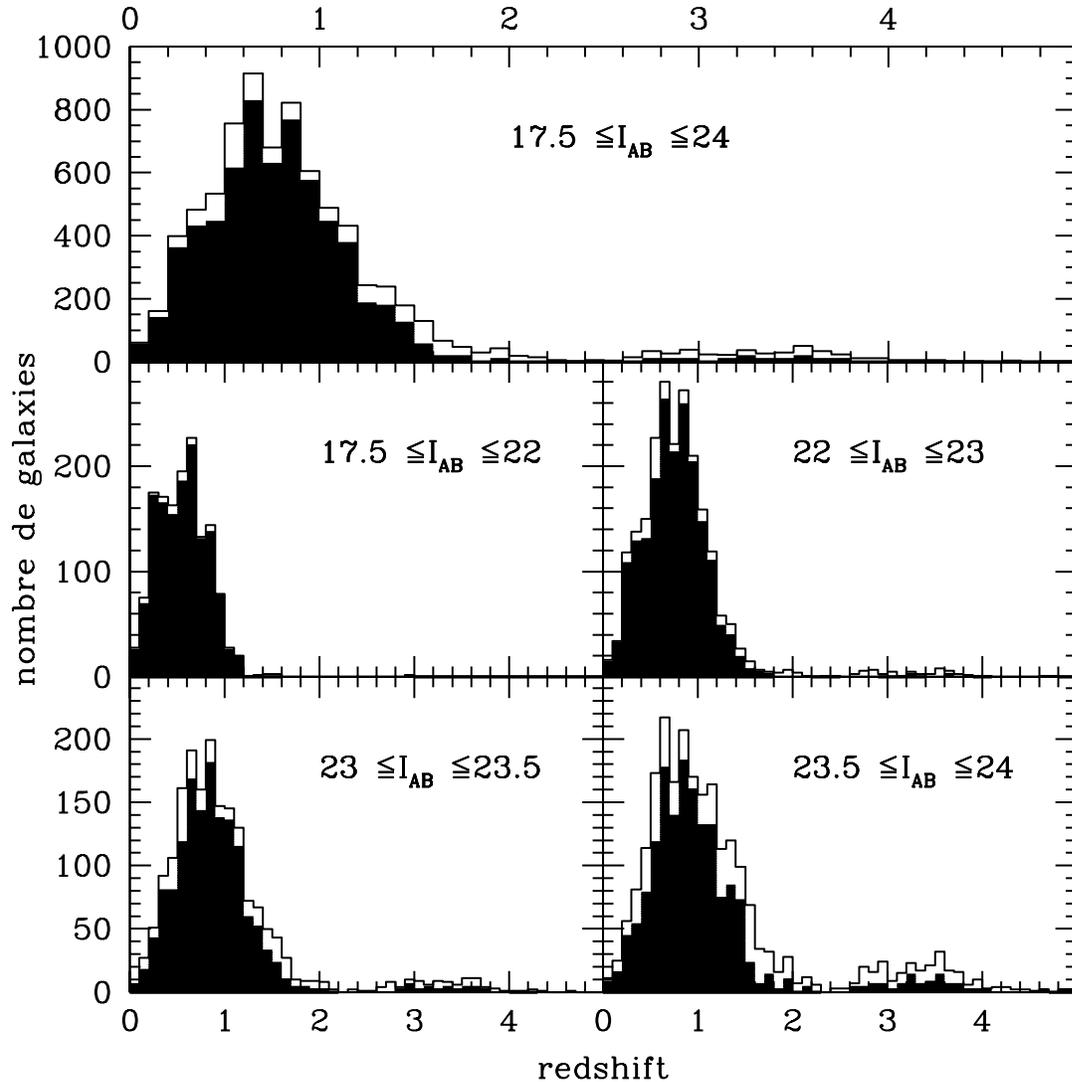


FIG. 4.10: Distribution en *redshift* de l'échantillon profond de la première époque. Le cadre du haut représente la distribution en *redshift* de l'ensemble de l'échantillon. Les cadres suivant sont donnés par intervalle de magnitude apparente. L'histogramme ouvert correspond à la distribution en *redshift* des notes de 1 à 9, l'histogramme plein correspond à la distribution en *redshift* des notes de 2 à 9.

(Le Fèvre et al. 2004c). La distribution en *redshift* des galaxies est montrée dans la figure 4.10 en fonction de l'intervalle en magnitude apparente. La distribution en *redshift* de tout l'échantillon ($17.5 \leq I_{AB} \leq 24$) présente deux pics : un pic principal à $z \sim 0.8$ avec une distribution qui décroît jusqu'à $z \sim 2 - 3$; un second pic à $z \sim 3.5$. Cette très forte décroissance à $z \sim 2 - 3$ peut être expliquée par une efficacité moindre dans la capacité à mesurer un *redshift* dans cet intervalle (voir section 4.2.1). Une augmentation du *redshift* médian de la distribution est observée, lorsque la population considérée devient plus faible. Le pic en *redshift* évolue de $z \sim 0.56$, $z \sim 0.78$, $z \sim 0.92$ et $z \sim 1.06$, pour des échantillon

sélectionnés selon $17.5 \leq I_{AB} \leq 22$, $22 \leq I_{AB} \leq 23$, $23 \leq I_{AB} \leq 23.5$ et $23.5 \leq I_{AB} \leq 24$ respectivement.

4.3 Estimation du taux de succès spectroscopique (SSR)

Pour la mesure de la LF, j'utilise uniquement les spectres dont les notes sont comprises entre 2 et 9, c'est-à-dire dont le niveau de confiance dans la mesure dépasse 75%. Les spectres avec une note 0 ou 1 sont considérés identiquement, comme des spectres pour lesquels le processus de mesure a échoué.

Nous définissons le taux de succès spectroscopique, noté par la suite SSR (*spectroscopic success rate*), comme le rapport entre le nombre de spectres identifiés (notes comprises entre 2 et 9) et le nombre de spectres observés (notes comprises entre 0 et 9). Pour le moment, j'ai mené cette étude jusqu'à $z = 2$ pour l'ensemble de l'échantillon, dans le but de mesurer la LF globale du VVDS (voir chapitre 6). La dépendance du SSR en fonction de la magnitude apparente et du *redshift* est estimée en utilisant les *redshifts* photométriques mesurés dans le chapitre 3. La dépendance du SSR en fonction de variables telles que l'inclinaison de la galaxie ou la brillance de surface, n'a pas été analysée pour les données de la première époque du VVDS, mais elles restent des dépendances de second ordre.

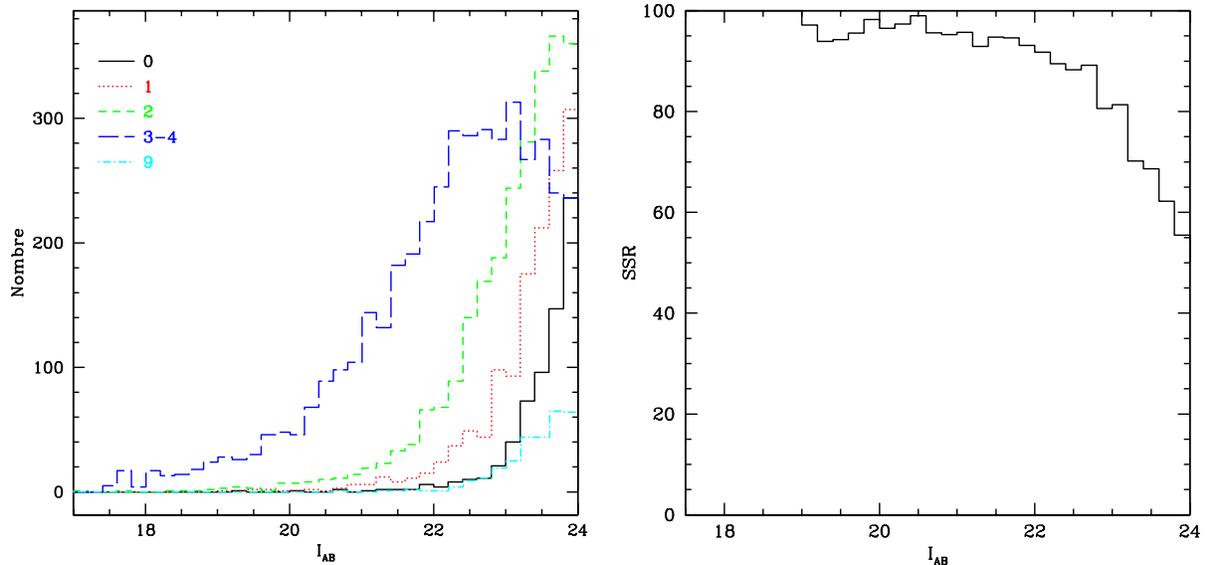


FIG. 4.11: Gauche : distribution des objets ciblés en fonction de la magnitude apparente I_{AB} . La distribution de ces objets est montrée selon la note attribuée au spectre. Droite : SSR en fonction de la magnitude apparente I_{AB} .

4.3.1 Dépendance du SSR avec la magnitude apparente

La capacité à mesurer un *redshift* sur un spectre dépend, en outre, du rapport signal sur bruit du spectre. La corrélation entre le signal sur bruit et la magnitude apparente de l'objet ciblé entraîne une forte dépendance avec la magnitude apparente. La distribution de la magnitude apparente I_{AB} des objets ciblés en fonction des différentes notes est présentée dans la figure 4.11 (gauche). Plus la population d'objets a une magnitude apparente moyenne faible, plus le degré de confiance dans la note est faible. 90% des objets avec une note 0 ont une magnitude apparente $I_{AB} \geq 23$, contre seulement 20% pour les notes 4. La figure 4.11 (droite) montre le taux de succès spectroscopique (SSR) en fonction de la magnitude apparente I_{AB} . Le SSR décroît de façon continue lorsque I_{AB} augmente. Le SSR reste supérieur à 90% pour $I_{AB} \leq 22.5$, puis diminue fortement pour des objets plus faibles. Le SSR dans l'intervalle $23.8 \leq I_{AB} \leq 24$ est de $\sim 55\%$, c'est-à-dire que l'on mesure les *redshifts* avec un niveau de confiance supérieur à 75%, pour plus de la moitié des objets les plus faibles de notre échantillon.

4.3.2 Dépendance du SSR avec le redshift

Comme nous l'avons montré dans la section 4.2.1, le nombre de signatures spectrales visibles sur la plage spectrale $5500 \leq \lambda \leq 9500 \text{Å}$ varie avec le *redshift*. A $z \sim 0.7$, une région du spectre au repos riche en signatures spectrales ($\lambda \sim 4000 \text{Å}$) est observée, alors que pour des galaxies à $1.5 < z < 3$, peu de signatures spectrales peuvent être utilisées pour la mesure du *redshift*. L'efficacité dans la mesure du *redshift* va donc varier selon la plage en *redshift* considérée. Nous nous attendons ainsi à ce que les *redshifts* des objets avec une note 0 et 1, aient une distribution en *redshift* différente du reste de l'échantillon.

Pour quantifier la dépendance du SSR en fonction du *redshift*, nous avons besoin d'estimer la distribution en *redshift* des objets de note 0 et 1. Pour cette première analyse des données, j'ai utilisé la méthode des *redshifts* photométriques (chapitre 3), pour reconstruire la distribution en *redshift* de ces objets. Cette méthode, basée sur la photométrie multi-couleur, permet de mesurer les fonctions de distribution en probabilité du *redshift*, notée PDF_z (voir section 3.2.2). Des exemples de PDF_z sont présentées dans la figure 3.7. La distribution en *redshift* est reconstruite en sommant les PDF_z normalisées pour chaque galaxie.

Nous nous attendons à ce qu'une large fraction des objets de note 0 et 1 soit distribuée à grand *redshift*. Cette attente semble confirmée par la distribution en *redshift* de galaxies de note 1, dont 57% est distribuée à $z > 1$ contre seulement 25% pour l'échantillon de notes 2, 3, 4, 9. Il est donc crucial que les *redshifts* photométriques utilisés soient robustes à grand *redshift*. Au-delà de $z > 0.9$, les *redshifts* photométriques mesurés sans données en infrarouge sont peu contraints par les observations et peu robustes (voir section 3.4). Nous nous limitons donc à utiliser les données photométriques avec des observations dans les bandes J et K (Iovino et al. 2004), sur une surface de 200 minutes d'arc carré (figure 3.4). En sommant les PDF_z mesurées avec les bandes $UBVRIJK$, j'ai estimé une distribution en *redshift* des galaxies pour chaque note. Les étoiles de l'échantillon 0 et 1 sont identifiées à partir de la combinaison d'un critère photométrique $\chi_{min}(\text{étoile}) - \chi_{min}(\text{galaxie}) < 0$ (chapitre 3) et d'un critère morphologique imposant un objet fortement concentré. Nous

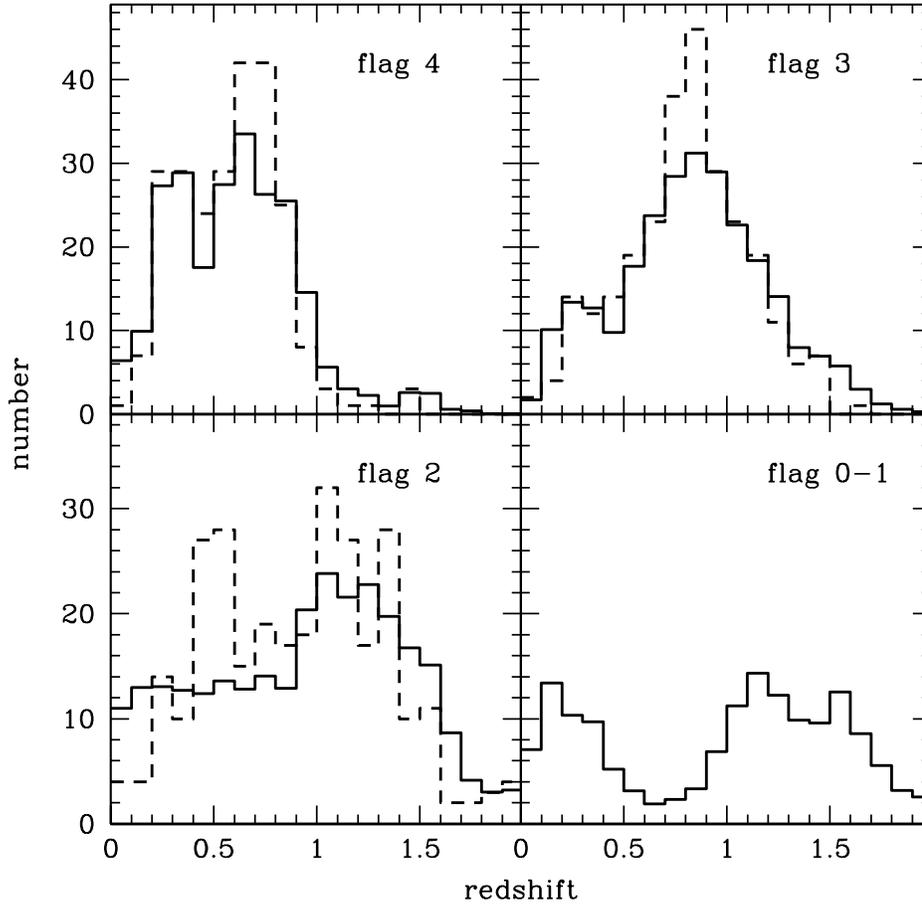


FIG. 4.12: Distribution en *redshift* estimée par la méthode des *redshifts* photométriques (lignes continues). La distribution en *redshift* spectroscopique est représentée par des lignes en trait tiret.

négligeons la contribution des quasars. La figure 4.12 montre les distributions en *redshift* estimées avec cette méthode. Nous sommes capables de reproduire la forme globale de la distribution en *redshift* spectroscopique des échantillons de note 2, 3 et 4. Nous observons une différence claire entre la distribution en *redshift* des galaxies de note 0 et 1 et la distribution en *redshift* des galaxies de notes 2, 3 et 4. La distribution en *redshift* des galaxies de notes 0 et 1 présente une distribution bimodale en *redshift*. Les objets dont le *redshift* n'est pas mesuré sont en majorité des objets soit à $z \leq 0.5$, soit à $z > 1$. La fraction d'objets avec une note 0 et 1 entre $0.5 \leq z \leq 1$ est seulement de $\sim 10\%$.

Le SSR est directement calculé comme le rapport entre, la distribution en *redshift* estimée pour les objets identifiés spectroscopiquement (notes 2, 3, 4, 9), et la distribution en *redshift* estimée pour tous les spectres (notes 0, 1, 2, 3, 4, 9).

Pour tester et valider notre méthode, nous avons considéré les notes 2, 3, 4 comme notre échantillon spectroscopique total, et les spectres de notes 3, 4 comme les objets identifiés spectroscopiquement (en considérant donc que les spectres de notes 2 n'étaient pas iden-

tifiés spectroscopiquement). Le rapport entre les distributions en *redshift* photométrique des notes 3, 4 et des notes 2, 3, 4 est présenté sur la figure 4.13 (cercles pleins). Ce rapport estimé peut être comparé avec sa véritable valeur, car les *redshifts* spectroscopiques des galaxies de notes 2, 3, 4 sont connus. Le très bon accord entre le rapport estimé avec les *redshifts* photométriques et le véritable rapport montre que cette méthode est valide, même pour les intervalles de magnitude apparente les plus faibles $23.8 \leq I_{AB} \leq 24$.

Nous avons appliqué cette méthode pour calculer le SSR du VVDS-F02, calculé comme le rapport entre les distributions en *redshift* des notes 2, 3, 4, 9 et des notes 0, 1, 2, 3, 4, 9. Le SSR obtenu est présenté dans la figure 4.14, en fonction du redshift et par intervalle de magnitude apparente. Un maximum d'efficacité dans la mesure du *redshift* est obtenu entre $0.5 \leq z \leq 0.9$, quelque soit l'intervalle de magnitude apparente considéré. Dans cet intervalle en *redshift*, nous observons le domaine de longueurs d'onde au repos à $\lambda_{\text{émis}} \sim 4000\text{\AA}$, entre 5500\AA et 7200\AA . Les spectres sont de très haute qualité (peu de raies du ciel, peu affecté par les franges d'interférence) dans cet intervalle de longueurs d'onde, ce qui permet une mesure efficace du *redshift*, même pour les galaxies les plus faibles. Sur la plage en *redshift* $0.9 \leq z \leq 1.5$, le domaine en longueurs d'onde autour de $\sim 4000\text{\AA}$ est observé entre $7200 \leq \lambda \leq 9300\text{\AA}$. La présence des raies OH du ciel complique la détection de raies réelles de l'objets dans ce domaine pour des spectres de faible rapport signal sur bruit. Cette difficulté se traduit par une diminution du SSR sur la plage en *redshift* $0.93 \leq z \leq 1.5$, particulièrement pour les objets les plus faibles ($23.8 \leq I_{AB} \leq 24$). La plage en *redshift* $z = 1.5$ et $z = 2$ sonde une plage en longueurs d'onde du spectre pauvre en signatures spectrales (« désert en *redshift* »). Dans ce domaine, nous mesurons un SSR de $\sim 50\%$. Cette valeur à $z > 1.5$ est incertaine, due à la difficulté à mesurer des *redshifts* photométriques dans ce domaine et au très faible nombre d'objets utilisés pour la mesure.

La forte dépendance du SSR en fonction du *redshift* montre clairement que traiter l'incomplétude spectroscopique uniquement en fonction de la magnitude apparente n'est pas une bonne approximation pour les données spectroscopiques du VVDS. La méthode décrite ci-dessus me permet de reconstruire le SSR de notre échantillon spectroscopique « profond », en fonction du *redshift* et de la magnitude apparente. Ces valeurs seront utilisées pour la mesure de la LF pour corriger la fraction de l'incomplétude spectroscopique liée au SSR. Cette mesure est pour l'instant la seule méthode nous permettant de traiter l'incomplétude en fonction du *redshift*. Cette méthode sera confortée dans l'avenir par l'utilisation d'observations spectroscopiques dans d'autres domaines de longueurs d'onde, en utilisant par exemple des observations réalisées avec le grisme bleu. L'utilisation de simulations pourra aussi permettre une mesure du SSR, avec l'avantage de pouvoir explorer la dépendance du SSR selon un plus grand nombre de variables comme la magnitude, le *redshift* ou le type spectral (Paltani et al. 2004).

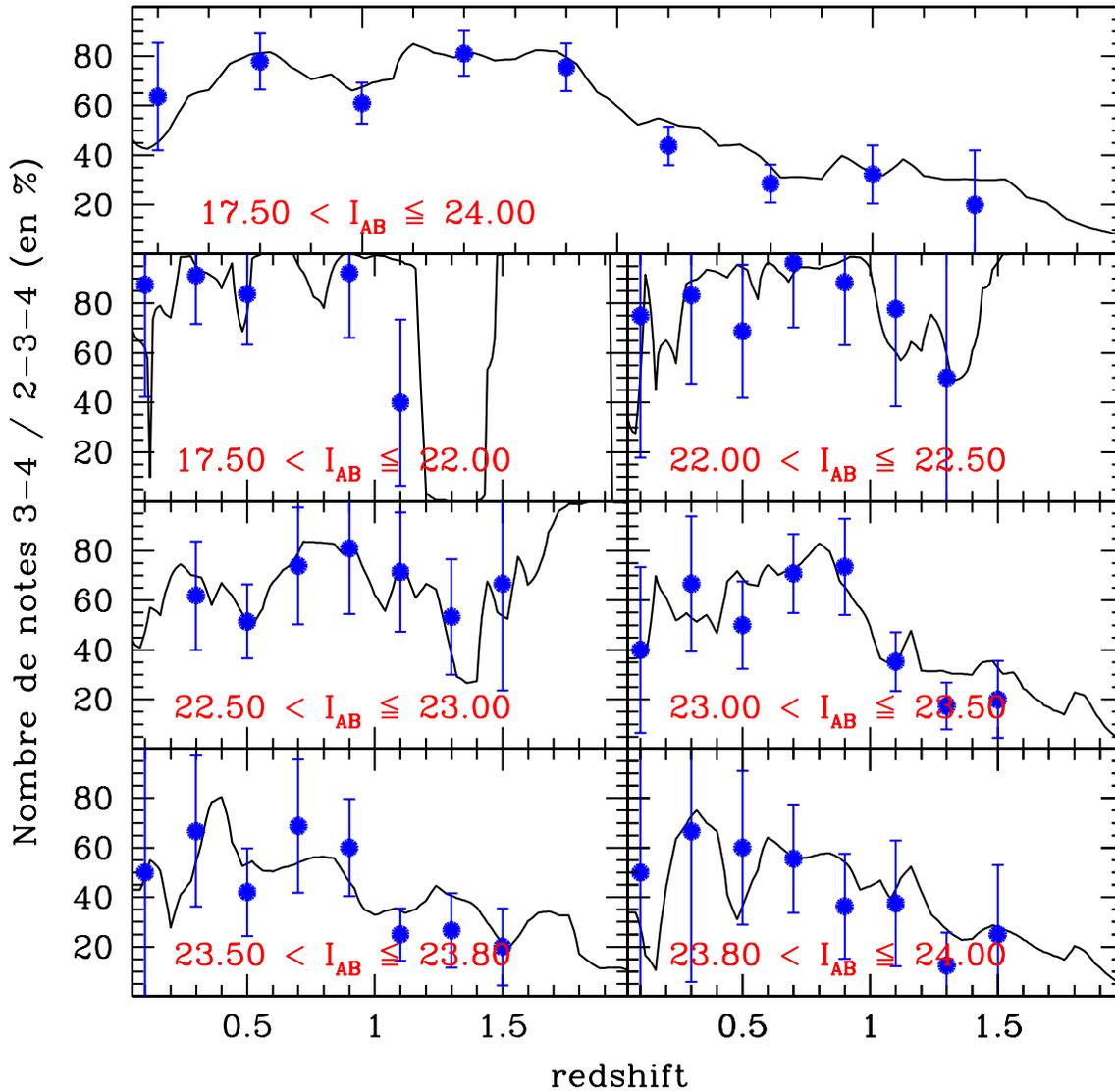


FIG. 4.13: Rapport entre les distributions en *redshift* des notes 3, 4 et des notes 2, 3, 4, en fonction du *redshift* et par intervalles de magnitude apparente. Les courbes continues sont les valeurs reconstruites avec la méthode des *redshifts* photométriques, et les cercles pleins sont les valeurs calculées en utilisant les *redshifts* spectroscopiques.

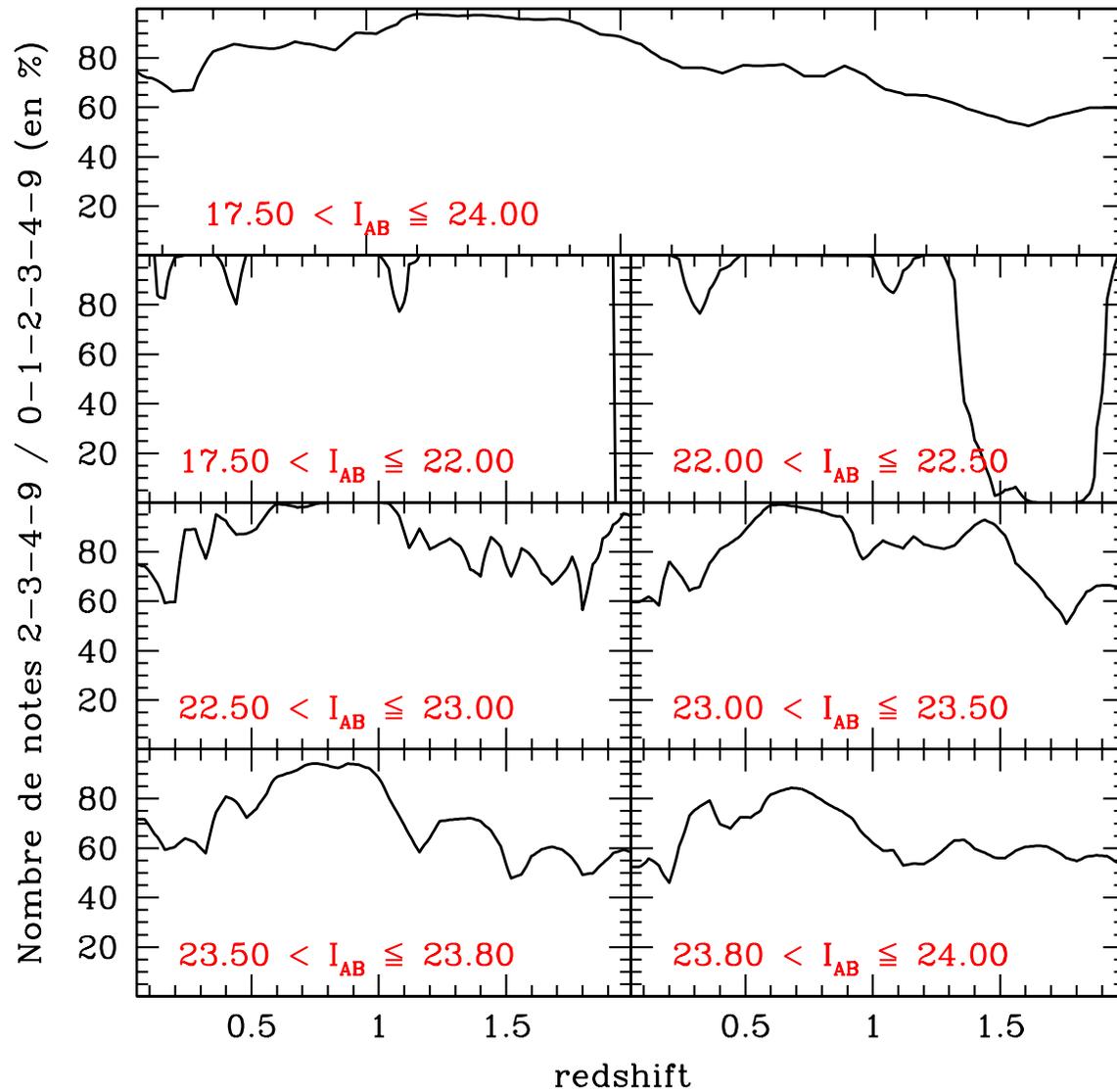


FIG. 4.14: SSR en fonction du *redshift* et de l'intervalle de magnitude apparente.

Chapitre 5

L’outil ALF : estimation de la fonction de luminosité

Je décris dans ce chapitre l’outil ALF (*Algorithm for Luminosity Function*), que j’ai développé dans le cadre du relevé VVDS pour estimer la fonction de luminosité (LF) et la densité de luminosité (LD). La première étape de cette estimation est la mesure de la magnitude absolue, décrite dans la section 1. La LF est définie comme le nombre de galaxies par unité de volume comobile et par unité de magnitude. Pour un échantillon de galaxies limité en magnitude apparente, la LF ne peut pas être mesurée en sommant directement les magnitudes absolues de chaque galaxie. Son estimation nécessite un traitement plus complexe, décrit dans la section 2. La LD, qui est la luminosité intégrée des galaxies, est mesurée directement à partir de la LF. La dépendance de la correction-k au type spectral, notamment à grand *redshift*, entraîne un biais dans l’estimation de la LF globale, que je quantifie dans la section 3.

5.1 Estimation de la magnitude absolue

La magnitude absolue est définie comme la magnitude qui serait mesurée par un observateur se trouvant à 10 pc de la galaxie. La magnitude absolue, calculée dans un filtre de référence *ref*, est définie selon :

$$M_{ref} = m_{ref}^o - k_{ref}(z, SED) - DM(z, H_0, \Omega_m, \Omega_\Lambda), \quad (5.1)$$

avec m_{ref}^o la magnitude apparente observée dans le filtre *ref*. DM est le module de distance dépendant de la cosmologie et tel que $DM(z) = 5 \log d_L(z, H_0, \Omega_m, \Omega_\Lambda) + 25$, avec d_L la distance lumineuse en Mpc (voir annexe A). $k_{ref}(z, SED)$ est la correction-k, un terme dépendant de la distribution spectrale d’énergie (SED) de la galaxie. Ce terme est la source la plus large d’incertitude et d’erreurs systématiques dans l’estimation de la magnitude absolue à grand *redshift* (de Lapparent et al. 2003a). La mesure de la correction-k est détaillée ci-dessous.

5.1.1 Estimation de la correction-k

Définition

Si nous mesurons le flux d'une galaxie à un *redshift* z dans un filtre de longueur d'onde efficace λ_{eff} , nous observons en fait le flux émis par la galaxie à $\lambda = \lambda_{eff}/(1+z)$. Le terme de correction-k est une correction qui permet de calculer le flux émis par la galaxie à λ_{eff} à partir du flux observé à λ_{eff} . La correction-k est définie comme :

$$k_{\lambda_{eff}} = m_{\lambda_{eff}}^o - m_{\lambda_{eff}}^e,$$

où $m_{\lambda_{eff}}^o$ est la magnitude apparente observée. $m_{\lambda_{eff}}^e$ est la magnitude apparente émise, c'est-à-dire la magnitude que nous mesurerions si la source était au repos par rapport à l'observateur. Le calcul de la correction-k est donnée par Oke & Sandage (1968) :

$$k_{\lambda_{eff}} = 2.5 \log(1+z) + 2.5 \log \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} T_{\lambda_{eff}}(\lambda) F(\lambda) d\lambda}{\int_{-\infty}^{+\infty} T_{\lambda_{eff}}(\lambda) F(\frac{\lambda}{1+z}) d\lambda},$$

avec $T_{\lambda_{eff}}$ la transmission du filtre de longueur d'onde efficace λ_{eff} et F_λ est la SED de la galaxie en fonction de λ . Pour calculer la correction-k d'une galaxie, il est donc nécessaire de connaître la SED et le *redshift* de la galaxie. La valeur de la correction-k en fonction du *redshift* dans les filtres U, B, V, R, I, J, K est présentée dans la figure 5.1, pour les SEDs de référence décrites dans la section 3.2.2 (les 4 *templates* CWW et les 2 *templates* KINNEY). La correction-k dépend très fortement de la SED considérée. Par exemple, la différence entre la correction-k d'une galaxie de type spectral précoce et d'une galaxie de type spectral tardif dans la bande B atteint 5 magnitudes à $z = 2$. La dépendance aux *templates* de la correction-k mesurée à plus grandes longueurs d'onde est moins importante. Par exemple, les corrections-k mesurées dans la bande K ne peuvent pas différer de plus de 1 magnitude à $z = 2$. Nous notons que les corrections-k peuvent devenir négatives, ce qui facilite l'observation des galaxies faiblement lumineuses.

5.1.2 Mesure de la correction-k du VVDS

La correction-k est mesurée à partir du *redshift* et de la SED de la galaxie. Dans le contexte du relevé VVDS, le spectre de la galaxie est observé sur un domaine de longueur d'onde au repos $5500/(1+z) < \lambda < 9500/(1+z)$ Å. Ce domaine de longueurs d'onde est trop restreint pour que nous puissions utiliser directement le spectre observé sans extrapolation pour mesurer la correction-k. En utilisant les données photométriques multi-couleur B, V, R et I associées à chaque galaxie, nous pouvons déterminer le type spectral de la galaxie en appliquant une méthode similaire à celle des *redshifts* photométriques (voir chapitre 3). Nous utilisons pour cela le code Le_Phare (Arnouts & Ilbert). Parmi un jeu de *templates*, nous ajustons le meilleur *template* sur les données multi-couleur avec une méthode en χ^2 , en fixant le *redshift* à la valeur du *redshift* spectroscopique. Ce *template* est utilisé comme SED de la galaxie pour calculer la correction-k. L'ajustement étant réalisé à *redshift* fixé, le risque d'estimations catastrophiques est limité. Nous avons utilisé un jeu de *templates* synthétiques, mieux représentatifs des galaxies qui composent notre Univers

que le jeu de *templates* CWW+KINNEY utilisé pour les *redshifts* photométriques. Le jeu de *templates* utilisé a été généré avec le code PEGASE2 (Fioc & Rocca-Volmerange 1997), pour 8 classes spectrales, avec une fonction de masse initiale de Rana & Basu (1992) et pour des âges allant de 10 Myr à 14 Gyr.

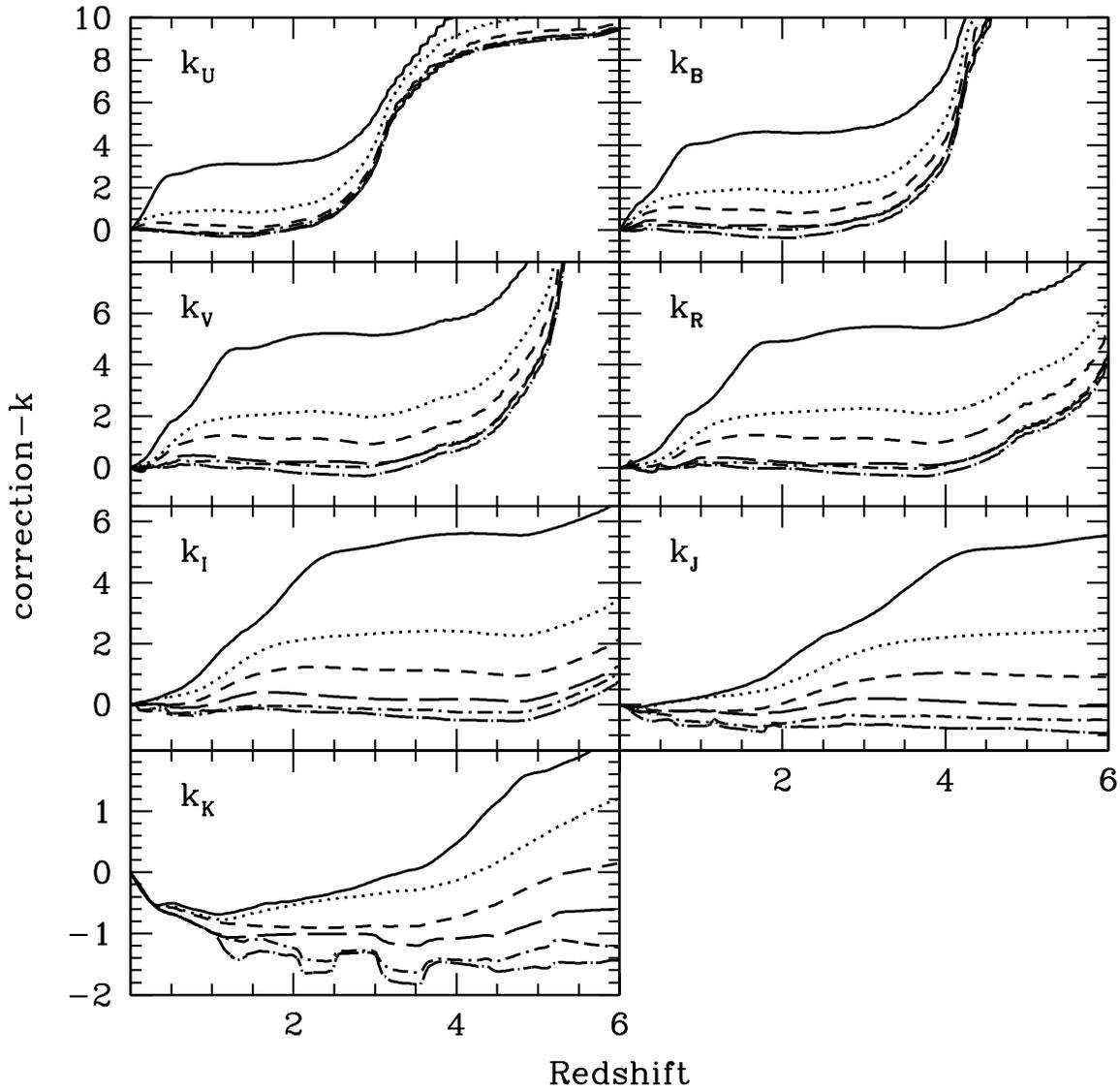


FIG. 5.1: Correction- k en fonction du *redshift* pour des SEDs du jeu de *templates* CWW avec les *templates* Ell (traits continus), Sbc (traits pointillés), Scd (traits tirets courts), Irr (traits tirets longs) et les deux *templates* à sursaut de formation d'étoiles KINNEY (tirets-pointillés).

Le calcul de la magnitude absolue avec l'équation 5.1 est très sensible à l'ajustement du *template*. Prenons un exemple extrême : si nous ajustons un *template* de galaxie précoce à la place d'un *template* de galaxie tardive sur les données multi-couleur, l'erreur sur la correction-k dans le filtre V à $z = 2$ atteint 5 magnitudes (figure 5.1). Une telle incertitude sur l'ajustement du *template* est irréaliste dans la majorité des cas mais montre l'intérêt d'utiliser une méthode pour laquelle la dépendance au *template* est minimisée.

5.1.3 Limitation de la dépendance aux *templates*

Pour l'échantillon du relevé spectroscopique du CFRS, Lilly et al. (1995) ont utilisé les magnitudes apparentes mesurées dans la bande *I* pour estimer les magnitudes absolues dans la bande de référence *B*. Cette méthode permet de minimiser la dépendance de la magnitude absolue à la SED de la galaxie pour la majorité des galaxies de l'échantillon car le flux observé dans le filtre *I* correspond au flux émis dans le filtre *B* pour $z \sim 0.8$ (voir figure 1 de Lilly et al. 1995), *redshift* proche du *redshift* médian du CFRS ($z = 0.56$). Nous avons généralisé l'usage de cette méthode en utilisant les données photométriques multi-couleur du VVDS.

Pour calculer la magnitude absolue dans le filtre de référence, noté *ref*, nous n'utilisons pas nécessairement la magnitude apparente mesurée dans le filtre *ref*. Nous n'appliquons donc pas directement l'équation 5.1. Nous adoptons une procédure qui nous permet de sélectionner le filtre le mieux adapté pour chaque galaxie, que nous notons *adapt*, pour limiter la dépendance aux *templates*. Pour un *redshift* et un filtre de référence donnés, le principe de cette méthode est de choisir la magnitude apparente mesurée dans le filtre *adapt* le plus proche de $\lambda = \lambda_{ref}(1 + z)$. Nous pouvons écrire :

$$M_{ref} = m_{adapt}^o - DM(z, H_0, \Omega_m, \Omega_\Lambda) + (m_{ref} - m_{adapt} - k_{ref})^{z, SED}. \quad (5.2)$$

Le terme $(m_{ref} - m_{adapt} - k_{ref})^{z, SED}$ est uniquement dérivé à partir du *template*. Lorsque le flux émis dans le filtre de référence correspond exactement au flux observé dans le filtre *adapt*, la valeur de ce terme ne dépend plus de la SED et est égal à $2.5 \times \log(1 + z)$ quel que soit le *template*.

Afin de tester notre procédure, nous avons utilisé les simulations semi-analytiques GALICS (Hatton et al. 2003). A partir de l'interface internet de la base de données GALICS, j'ai extrait un catalogue comprenant les magnitudes apparentes dans les filtres *B*, *V*, *R*, *I* et les *redshifts* des galaxies. J'ai également extrait les magnitudes absolues données par GALICS, considérées comme « exactes » puisque directement calculées à partir de la SED des galaxies simulées. Pour tester notre procédure de mesure des magnitudes absolues, nous comparons les magnitudes absolues estimées avec les méthodes décrites ci-dessus et les magnitudes absolues de référence données par GALICS. Nous estimons les magnitudes absolues à partir du catalogue multi-couleur *B*, *V*, *R*, *I* et du *redshift*, en suivant deux schémas : (1) en utilisant la magnitude apparente dans le filtre *ref* pour calculer la magnitude absolue dans le filtre *ref* (équation 5.1), (2) en sélectionnant le filtre *adapt* qui permet de limiter la dépendance aux *templates* (équation 5.2). La comparaison entre les magnitudes absolues que j'ai estimées et les magnitudes absolues données par GALICS est présentée dans la figure 5.2. Quelle que soit la méthode, (1) ou (2), nous sommes capables

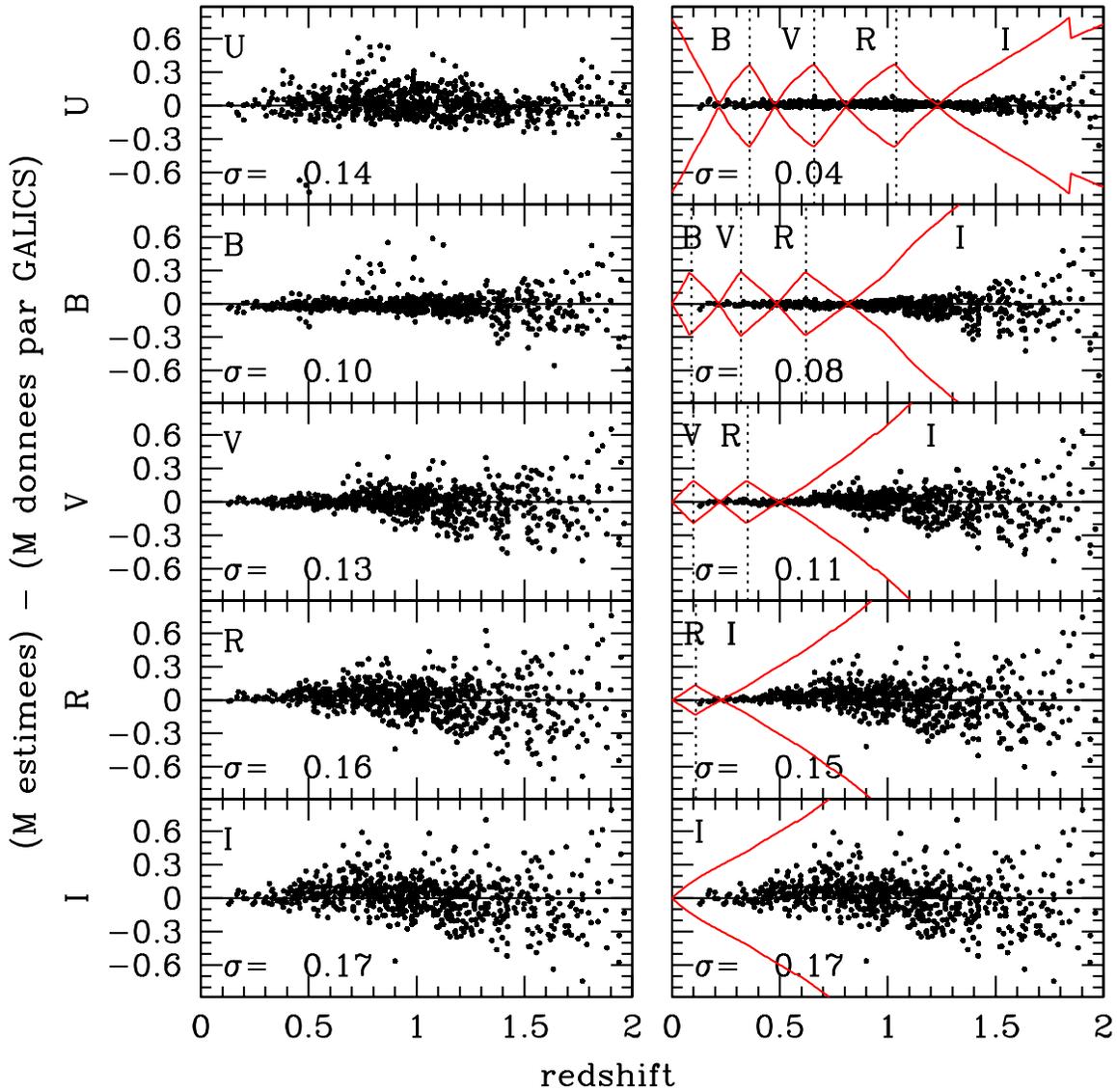


FIG. 5.2: Différence entre les magnitudes absolues que nous estimons à partir du catalogue simulé GALICS et les magnitudes absolues de référence données par GALICS. Dans les cadres de gauche, les magnitudes absolues sont estimées à partir des magnitudes apparentes dans le filtre *ref* pour calculer les magnitudes absolues dans le filtre *ref* (équation 5.1). Dans les cadres de droite, le filtre utilisé pour la magnitude apparente a été adapté pour limiter la dépendance aux *templates* (équation 5.2). La dispersion moyenne entre $z = 0$ et $z = 2$ est notée dans chaque cadre ainsi que les filtres *adapt* utilisés en fonction du *redshift* (en haut de chaque cadre). Les courbes continues dans les cadres de droite représente l'écart maximal possible entre deux corrections-k au *redshift* considéré.

d'estimer la magnitude absolue avec une dispersion inférieure à 0.2 magnitude dans toutes les bandes. La méthode permettant de limiter la dépendance à la correction-k est particulièrement efficace pour les filtres de référence les plus bleus (le U et le B) sur l'ensemble du domaine en *redshift* $0 < z \leq 2$. Dans la bande U , la dispersion induite par la correction-k est divisée par 5. Pour le filtre de référence I , notre procédure ne permet aucune amélioration car le filtre le plus rouge est le filtre I et aucun filtre à plus grandes longueurs d'onde ne peut être sélectionné dans notre exemple.

5.2 Estimation de la LF et de la LD

5.2.1 Pourquoi développer des estimateurs ?

La figure 5.3 montre la magnitude absolue dans la bande de référence U en fonction du *redshift* pour les galaxies du champ VVDS-F02. Nous observons clairement une limite dans l'espace $(M - z)$ due à la sélection en magnitude apparente $I_{AB} \leq 24$. La sélection en magnitude apparente de l'échantillon profond introduit un biais observationnel dans l'échantillon de galaxies, avec une absence des galaxies les moins lumineuses à grand *redshift*. Cette limite M_{faint} peut être calculée pour un *redshift* et une SED donnés selon :

$$M_{faint}(z, SED) = 24 - DM(z, H_0, \Omega_m, \Omega_\Lambda) + (m_{ref} - m_I - k_{ref})^{z, SED}. \quad (5.3)$$

De même, nous pouvons déterminer la limite z_{max} pour une magnitude absolue et une SED données. z_{max} est le *redshift* qui satisfait à l'égalité :

$$M_{ref} = 24 - DM(z_{max}, H_0, \Omega_m, \Omega_\Lambda) + (m_{ref} - m_I - k_{ref})^{z_{max}, SED}. \quad (5.4)$$

La sélection de l'échantillon à $I_{AB} \geq 17.5$ crée une limite similaire, avec pour conséquence une limite inférieure en *redshift* en dessous de laquelle les galaxies les plus brillantes ne peuvent pas être observées. Nous observons cette limite dans l'espace $(M - z)$ dans la figure 5.3. Nous définissons de la même manière que pour les équations 5.3 et 5.4, un *redshift* limite z_{min} et une magnitude absolue limite M_{bright} .

La LF est définie comme le nombre de galaxies par unité de volume comobile et par unité de magnitude. Mais si nous avons simplement sommé les galaxies par intervalle de magnitude absolue pour mesurer la LF, la densité de galaxies de faible luminosité serait sous-estimée, en raison de la limite dans l'espace $(M - z)$ décrite dans le paragraphe précédent. La distribution des magnitudes absolues dans la bande de référence U est montrée dans la figure 5.3. La distribution représentée avec l'histogramme plein est mesurée pour un échantillon limité à $I_{AB} \leq 22.5$. Nous observons une forte décroissance de la densité de galaxies pour $M_{AB}(U) \geq -19$. En mesurant cette distribution pour un échantillon limité à $I_{AB} \leq 24$, nous observons aussi une décroissance du nombre de galaxies, mais seulement à partir de $M_U = -17.5$, soit exactement 1.5 magnitude plus profond que pour l'échantillon sélectionné à $I_{AB} \leq 22.5$. La décroissance observée à $M_U \geq -19$ pour l'échantillon limité à $I_{AB} \leq 22.5$ n'est donc pas physique mais uniquement induite par la sélection en magnitude apparente. Il est alors nécessaire d'utiliser des estimateurs qui permettent de

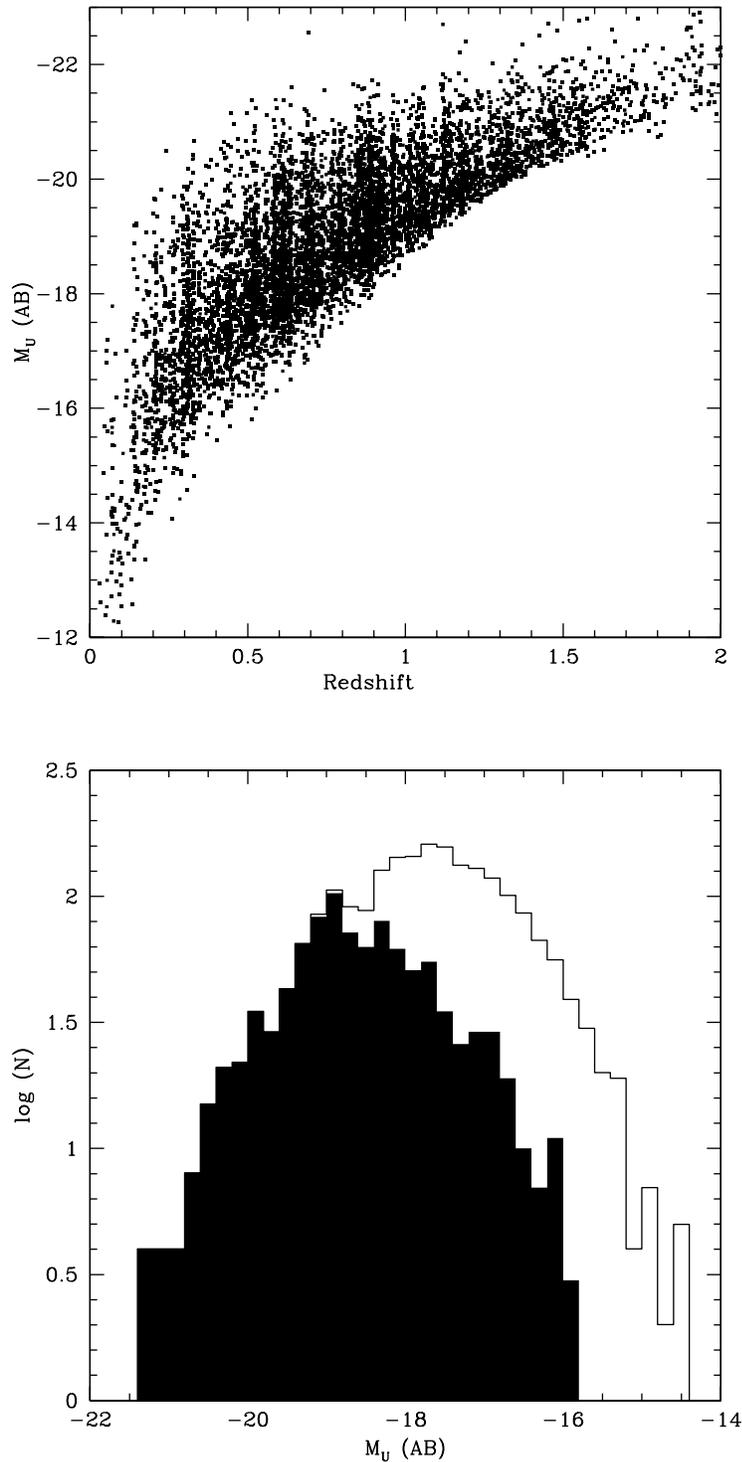


FIG. 5.3: Figure du haut : magnitudes absolues dans la bande de référence U en fonction du *redshift*, pour les galaxies du champ VVDS-F02. Figure du bas : histogramme des magnitudes absolues dans la bande de référence U pour les galaxies du champ VVDS-F02 dans l'intervalle de *redshift* $0.4 < z \leq 0.6$. L'échantillon est sélectionné en magnitude apparente selon $17.5 \leq I_{AB} \leq 22.5$ (histogramme plein) et selon $17.5 \leq I_{AB} \leq 24$ (histogramme vide).

corriger ce biais observationnel, introduit par la sélection des objets en magnitude apparente. L'objectif est d'estimer le nombre de galaxies de faible luminosité intrinsèque qui ne sont pas observées dans notre échantillon.

5.2.2 Estimation de la LF et de la LD

Estimation de la LF

Les estimateurs de la LF inclus dans ALF corrigent du biais observationnel induit par la sélection de l'échantillon en magnitude apparente. Plusieurs estimateurs permettent de mesurer la LF en corrigeant des effets de sélection induits par les limites en magnitude apparente (par exemple, $17.5 \leq I_{AB} \leq 24$ pour le champ VVDS-F02). Quatre estimateurs différents sont inclus dans l'outil ALF, basés sur des approches complémentaires. De façon très générale, ces quatre estimateurs sont :

- le $1/V_{\max}$ (Schmidt 1968). Cet estimateur est le plus simple et le plus couramment utilisé pour estimer la LF (par exemple Lilly et al. 1995, Pozzetti et al. 2003, Gabash et al. 2004). Il repose sur l'hypothèse suivante : une galaxie n'est observable que dans un volume V_{obs}^i limité par z_{min}^i et z_{max}^i . Pour le volume total V_{tot} dans lequel la densité est calculée, chaque galaxie contribue à la densité totale avec un poids V_{tot}/V_{obs}^i . Cette méthode repose sur l'hypothèse que la distribution spatiale des galaxies est homogène. La densité de galaxies est calculée par intervalle de luminosité. L'estimation de la LF est non-paramétrisée.
- Le C^+ (Lynden-Bell 1971 et Zucca et al. 1997). Cet estimateur est un estimateur non-paramétrisé de la LF. L'avantage de cet estimateur par rapport au $1/V_{\max}$ est qu'il ne repose pas sur l'hypothèse que la distribution spatiale des galaxies est homogène. En échange, cet estimateur permet uniquement d'estimer la forme de la LF et non sa normalisation.
- le SWML (*Step Wise maximum Likelihood*) (Efstathiou et al. 1988) et le STY (Sandage, Tammann et Yahil 1979). Ces estimateurs dérivent de la même méthode, dite du « maximum de vraisemblance ». Le principe est de faire l'hypothèse de la forme de la LF. La probabilité d'observer l'échantillon de galaxies du VVDS est estimée sous l'hypothèse de cette LF, en tenant compte du fait que chaque galaxie ne peut être observée qu'entre M_{faint} et M_{bright} . La LF qui maximise cette probabilité est la LF estimée. Ces 2 méthodes permettent de ne pas faire d'hypothèse sur la distribution spatiale des galaxies. En contrepartie, elles ne permettent pas d'estimer la normalisation de la LF. Les estimateurs du SWML et du STY se différencient par l'hypothèse faite sur la forme de la LF :
 - pour l'estimateur STY, nous utilisons une fonction paramétrisée de la LF qui est la fonction de Schechter 1976 (voir l'équation 1.1). Nous pouvons ainsi caractériser simplement la forme de la LF avec les paramètres α et M^* .
 - Pour l'estimateur SWML, la LF utilisée est non-paramétrisée. Cette méthode est complémentaire à l'estimateur du STY et elle teste la validité de la forme paramétrisée.

Seul l'estimateur du $1/V_{\max}$ permet d'obtenir directement l'estimation de la normalisation. Pour estimer la normalisation de la LF avec les estimateurs SWML, C⁺ et STY, nous utilisons l'estimateur décrit par Efstathiou et al. (1988). De Lapparent et al. (2004) montrent que cet estimateur est robuste pour recouvrir la normalisation de la LF.

Une spécificité majeure d'un échantillon spectroscopique comme celui obtenu avec le relevé VVDS est que tous les objets du champ de vue n'ont pas un *redshift* mesuré : soit car les objets n'ont pas été ciblés spectroscopiquement (voir section 4.1.3), soit car le *redshift* n'a pas pu être mesuré (voir section 4.3). Nous attribuons préalablement à chaque galaxie un poids statistique w_i qui permet de corriger cette incomplétude. L'outil ALF permet d'introduire ce « poids » w_i dans les estimateurs de la LF pour répondre aux spécificités particulières d'un relevé spectroscopique tel que le VVDS.

Une description technique de ces estimateurs, de l'estimation des erreurs associées, ainsi que de l'introduction formelle de w_i dans ces estimateurs, est donnée dans l'annexe de l'article *The VIMOS-VLT Deep Survey : evolution of the galaxy luminosity function up to $z = 2$ in first epoch data* (Ilbert et al. 2004b) présenté dans la section 6.1.

Estimation de la LD

Une fois mesurés les paramètres α , M^* et Φ^* , l'estimation de la LD (notée ρ_L) est directe à partir de l'équation :

$$\rho_L = \int_{L_{lim}}^{\infty} L\phi(L)dL = \phi^* L^* \Gamma(\alpha + 2, \frac{L_{lim}}{L^*}), \quad (5.5)$$

avec Γ la fonction gamma d'Euler incomplète (Press et al. 1992). L_{lim} est la luminosité la plus faible jusqu'à laquelle la luminosité des galaxies est intégrée. La mesure de la LD dépend de l'extrapolation de la LF aux luminosités non observées. L'incertitude sur la mesure de la LD dépend en grande partie de l'incertitude sur les paramètres M^* et α , dont l'estimation est corrélée avec l'estimateur STY. Nous estimons les erreurs sur la LD en mesurant les valeurs minimum et maximum de ρ_L pour les couples de valeurs M^* et α données par le contour d'erreur (α - M^*).

La LD peut être mesurée à partir des estimateurs non-paramétrisés selon :

$$\rho_L = \sum_{i=1}^{Nb} L_i \phi_i dL, \quad (5.6)$$

avec Nb le nombre d'intervalles en luminosité, L_i la luminosité moyenne pour chaque intervalle et ϕ_i l'estimation de la LF non-paramétrisée dans l'intervalle i . Dans ce cas, cette mesure est une sous-estimation de la LD (« LD directement observée » de Lilly et al. 1996) puisque les galaxies plus faiblement lumineuses que la limite observationnelle ne contribuent pas à l'estimation de la densité de luminosité.

5.3 ALF « on-line »

J'ai développé l'outil ALF au sein du groupe de travail « LF-group » du consortium VVDS : L. Tresse, E. Zucca, S. Arnouts, S. Bardelli, G. Zamorani et moi-même. L'objectif initial de cet outil est la mesure de la LF et de la LD du relevé VVDS. ALF a été développé et testé en amont de la période d'acquisition des données du relevé VVDS. J'ai développé ALF dans un souci de flexibilité, en utilisant les facilités du code Le_Phare¹ dédié à la mesure des *redshifts* photométriques, pour permettre une mesure de la LF et de la LD à partir de n'importe quel catalogue multi-couleur, en utilisant soit des *redshifts* photométriques, soit un échantillon de *redshifts* spectroscopiques.

Pour simplifier l'utilisation de l'outil ALF dans le cadre du relevé VVDS, nous avons installé avec C. Moreau cet outil sur la base de données du VVDS (<http://vir-mos.oamp.fr/toolsdb/LF/input.shtml>). L'environnement de la base de données permet de créer le catalogue en entrée nécessaire à l'application de cet outil, contenant les données photométriques multi-couleurs et les données spectroscopiques. L'utilisation de ALF se fait ensuite au travers d'une interface internet (voir figure 5.4), ce qui facilite son utilisation. Nous avons conservé une certaine flexibilité dans l'utilisation de cet outil avec un choix proposé sur la cosmologie, le jeu de *templates*, le filtre de référence et les intervalles en *redshift* dans lesquels on veut mesurer la LF. Une possibilité est proposée pour sub-diviser l'échantillon par type spectroscopique ou selon un critère de couleur au repos. Une mesure de la LF par type spectral est ainsi possible. La visualisation du résultat est immédiate sur l'ensemble des intervalles en *redshifts* sélectionnés (voir figure 5.4).

¹http://www.oamp.fr/arnouts/LE_PHARE.html

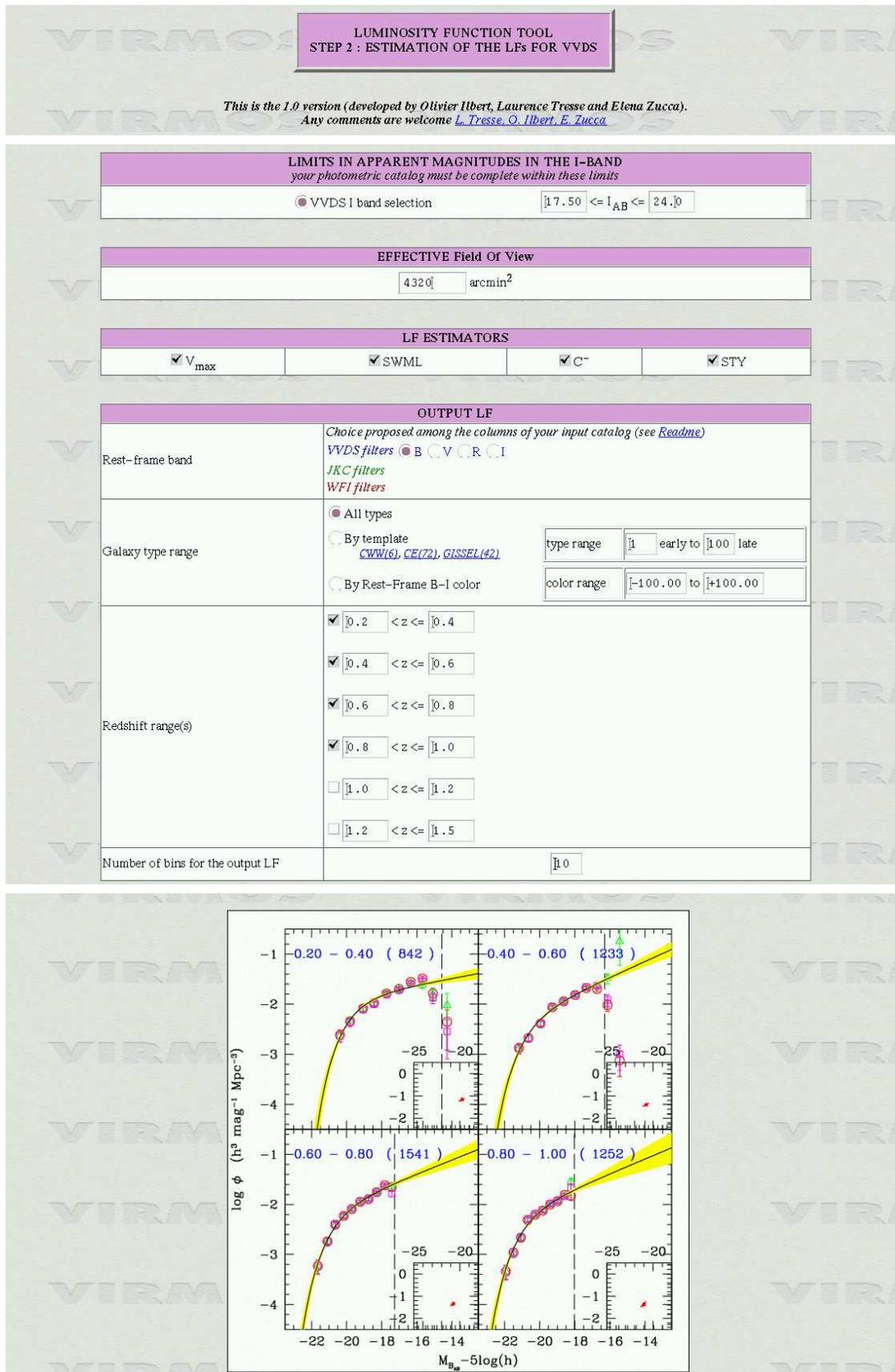


FIG. 5.4: L'outil ALF de la base de données du VVDS (<http://virmos.oamp.fr/toolsdb/LF/input.shtml>).

5.4 Biais dans l'estimation de la LF

La sélection de l'échantillon en magnitude apparente crée une limite dans l'espace $(M - z)$. Cette limite dépend du type spectral au travers de la correction-k (voir équation 5.3). Nous définissons un intervalle d'« incomplétude », qui serait l'intervalle en magnitude absolue où l'un des types spectraux ne peut plus être observé. La longueur de cet intervalle en magnitude dépend :

- du filtre dans lequel l'échantillon est sélectionné (on note λ_{select} la longueur d'onde efficace de ce filtre) ;
- du filtre de référence dans lequel nous mesurons la magnitude absolue (on note λ_{ref} la longueur d'onde efficace de ce filtre) ;
- du *redshift* minimum de l'intervalle considéré.

Plus $\lambda_{ref} \times (1 + z)$ est différent de λ_{select} , plus cet intervalle d'« incomplétude » est étendu. Cet effet est plus important à grand *redshift* puisque les différences entre les corrections-k des différents types spectraux deviennent plus importantes (voir figure 5.1). Cet effet affecte particulièrement l'estimation de la LF globale (mesurée sans sélection par type), puisque plus les SEDs des galaxies de l'échantillon sont différentes, plus les différences en correction-k sont grandes.

Pour les estimateurs $1/V_{max}$ et C^+ , nous summons la contribution de chaque galaxie à la densité, par intervalle de magnitude absolue. Dans l'intervalle d'« incomplétude », certains types spectraux ne sont plus représentés (par définition de l'intervalle d'« incomplétude »). Leur contribution ne pourra plus être comptabilisée dans l'estimation de la LF globale. La conséquence est une sous-estimation de la LF pour les faibles luminosités. Pour les estimateurs SWML et STY, seul les types spectraux encore observables dans cet intervalle d'« incomplétude » donneront une indication sur la forme de la LF, ce qui peut conduire à une sous-estimation ou à une sur-estimation de la LF globale. Tous les estimateurs vont donc être biaisés sur cet intervalle de magnitude absolue. Il est intéressant de noter que les estimateurs réagissent différemment à ce biais. Une estimation de la LF différente selon l'estimateur considéré est le signe que l'estimation de la LF est affectée par ce biais.

Au travers de simulations, nous avons pu quantifier l'impact de ce biais sur la mesure de la LF globale. Ce biais a un effet principalement sur le paramètre α , puisqu'il affecte la partie faiblement lumineuse de la LF. Nous avons quantifié l'importance de ce biais dans le cadre du relevé VVDS. Pour une LF mesurée dans un filtre de référence U et un échantillon sélectionné selon $I_{AB} \leq 24$, la pente est sous-estimée par tous les estimateurs jusqu'à un *redshift* $z \sim 1.2$. Cette sous-estimation de la pente atteint $\Delta\alpha \sim 0.5$ pour l'estimateur du $1/V_{max}$. A $z = 1.2$, la correction-k ne dépend plus du type spectral. Tous les intervalles en *redshift* débutant à un *redshift* $z = 1.2$ ne sont pas affectés par ce biais. Dans la configuration où la LF est mesurée en I à partir d'un échantillon sélectionné en I , le STY et le SWML sur-estiment fortement la densité de galaxies faibles, car la pente de la LF est uniquement estimée avec un échantillon composé des types spectraux les plus tardifs. La différence en α atteint $\Delta\alpha \sim -1$.

Ces résultats font l'objet d'une publication à la revue *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, présentée dans la suite de ce chapitre.

Bias in the Estimation of Global Luminosity Functions

O. Ilbert^{1*}, L. Tresse¹, S. Arnouts¹, E. Zucca², S. Bardelli², G. Zamorani²,
 C. Adami¹, A. Cappi², B. Garilli⁴, O. Le Fèvre¹, D. Maccagni⁴, B. Meneux¹,
 R. Scaramella⁵, M. Scodreggio⁴, G. Vettolani³, A. Zanichelli³

¹Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Les Trois-Lucs, B.P. 8, 13376, Marseille Cedex 12, France

²INAF, Osservatorio Astronomico di Bologna, via Ranzani 1, 40127 Bologna, Italy

³Istituto di Radioastronomia-CNR, via Gobetti 101, 40129 Bologna, Italy

⁴Istituto di Astrofisica Spaziale e Fisica Cosmica del CNR, via Bassini 15, 20133 Milano, Italy

⁵Osservatorio Astronomico di Roma, Via Osservatorio 2, 00040 Monteporzio Carone (Roma), Italy

Accepted. Received; in original form

ABSTRACT

We discuss a bias present in the calculation of the global luminosity function (LF) which occurs when analysing faint galaxy samples. This effect exists because of the different spectral energy distributions of galaxies, which are in turn quantified by the k -corrections. We demonstrate that this bias occurs because not all galaxy types are visible in the same absolute magnitude range at a given redshift and it mainly arises at high redshift since it is related to large k -corrections. We use realistic simulations with observed LFs to investigate the amplitude of the bias. We also compare our results to the global LFs derived from Hubble Deep Field-North and -South (HDF) surveys. We conclude that, as expected, there is no bias in the global LF measured in the absolute magnitude range where all galaxy types are observable. Beyond this range the faint-end slope of the global LF can be over/under-estimated depending on the adopted LF estimator. The effect is larger when the reference filter in which the global LF is measured, is far from the rest-frame filter in which galaxies are selected. The fact that LF estimators are differently affected by this bias implies that the bias is minimal when the different LF estimators give measurements consistent with one another at the faint-end. For instance, we show that the estimators are discrepant in the same way both in the simulated and HDF LFs. This suggests that the HDF LFs are affected by the presently studied bias. The best solution to avoid this bias is to derive the global LF in the reference filter closest to the rest-frame selection filter.

Key words: surveys - galaxies: luminosity function - galaxies: estimator

1 INTRODUCTION

The luminosity function (LF) is a fundamental and basic tool to understand and constrain the history of galaxy formation and evolution. Moreover, the derived mean luminosity density at different redshifts allows to derive estimates of the cosmic star formation density. In the distant Universe, LFs are measured in several redshift bins in order to quantify the evolution of galaxy populations. In this paper, we focus on the reliability of the statistical estimators usually used to measure the global LF. We call *global LF* the sum of the LFs per galaxy type (Binggeli et al. 1988). Calculating LFs is not a trivial task since estimators must account for all biases or limits introduced by the observational selection effects. Most

of the surveys are limited in apparent magnitude. This effect is accounted for in the $1/V_{\max}$ LF estimator (Schmidt 1968). The drawback of the $1/V_{\max}$ method is the implicit assumption, in its formulation, of a uniform galaxy distribution (i.e. no significant over- or under-densities of galaxies). Nevertheless, because of its simplicity, this method is the most often used in high-redshift surveys. Lynden-Bell (1971) developed the C^- method to overcome the assumption of a uniform galaxy distribution. The STY (Sandage, Tammann & Yahil 1979) and the Step Wise Maximum-Likelihood LF estimators, hereafter SWML, (Efstathiou, Ellis & Peterson 1988, EEP) are both related to maximum-likelihood statistical methods. The C^- , STY and SWML methods make no assumptions on spatial distribution of galaxies, but the information about the normalization of the LF is lost. Davis & Huchra (1982) reviewed various estimators to derive the nor-

* E-mail: Olivier.Ilbert@oamp.fr

malization. In contrast to C^- and SWML, the STY method does assume a parametric form to the luminosity distribution.

All LF estimators present both advantages and drawbacks. Willmer (1997) and Takeuchi, Yoshikawa & Ishii (2000) compared several LF estimators using simulated catalogues. Their mock catalogues did not tackle into detail the effects of k -corrections and of the mix of individual and different LF shapes for different morphological types in the measurement of the global LF. The Canada-France Redshift Survey (CFRS; Lilly et al. 1995) demonstrated that the evolution of the LF depends strongly on the studied galaxy population. In this paper we add the dependency of limiting absolute magnitudes on galaxy type in simulated catalogues, and at the same time we introduce an evolution of the LF per galaxy population to produce realistic simulations. These improvements enable us to identify an intrinsic bias in the estimators to measure the global LF.

The different visibility limits for the various galaxy types (mainly due to different k -corrections) affects all flux-limited surveys. Hence it can have an impact on statistical analyses, in particular the LF estimates. The accepted idea is that certain galaxy types sometimes can not be visible in a given redshift bin, so that it would obviously underestimate the global LF. However even though all galaxy types are visible in a given redshift bin, we show using realistic simulations that a bias still arises in the measurement of the global LF. As noted by Lilly et al. (1995), it occurs because different galaxy types are not visible in the same absolute magnitude range. In the literature this bias has never been quantified. We use real and simulated data to investigate the amplitude and the behavior of this bias. In particular our analysis is focused on high-redshift data since the k -correction values are small at low redshift.

One possible solution to avoid this bias would be to sum the extrapolated LFs per galaxy type to measure the global LF. Unfortunately this solution is hazardous in the highest redshift bins of a deep survey for two reasons: the number of galaxies is often too small to derive LFs per galaxy type and not all the LF slopes per galaxy type are well constrained, which would imply a dangerous extrapolation. The analysis of the global high-redshift LFs has been the framework of most of the previous analyses on deep surveys like, for instance, the Subaru Deep Field (SDF; Kashikawa et al. 2003), the Hubble Deep Fields (HDF; e.g. for example Sawicki, Lin & Yee 1997, Takeuchi et al. 2000, Bolzonella, Pelló & Maccagni 2002), the CFRS (Lilly et al. 1995). With the on-going or earlier deep surveys, one needs to quantify in details this bias related to k -correction effects.

This paper is organized as follows. Section 2 describes the origin of the bias linked to the spectral energy distribution dependency of absolute magnitudes. Section 3 reviews briefly the following estimators, $1/V_{\max}$, STY, SWML and C^+ , and the bias linked to each of them. Section 4 quantifies the impact of the bias on the global LF from simulations and from the Hubble Deep Field surveys. Section 5 presents our conclusion. Throughout this paper, we adopt an Einstein-de Sitter universe ($\Omega_0 = 1$, $\Omega_\Lambda = 0$) and $H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, but the results here discussed are not dependent on the adopted cosmological model.

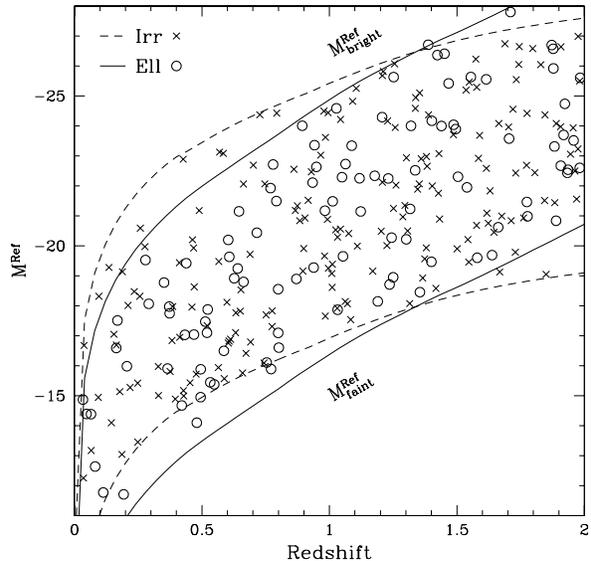


Figure 1. Example of the observable $M-z$ plane in a flux-limited survey for elliptical-type SEDs (open circles) limited by the solid lines, and irregular-type SEDs (crosses) limited by the dashed lines. Each type of galaxies is observable between its respective limits of absolute magnitudes, $M_{\text{bright}}^{\text{Ref}}$ and $M_{\text{faint}}^{\text{Ref}}$. The $M-z$ planes for different SEDs do not coincide. In this example the selection filter is the I band and the absolute magnitudes are computed in the U band.

2 ORIGIN OF THE BIAS

In any flux-limited survey, galaxy i is observed within a fixed apparent magnitude range, $m_{\text{bright}}^S \leq m_i^S \leq m_{\text{faint}}^S$, where S designates the band where galaxies are selected. We use Ref to designate the reference filter corresponding to the wavelength at which the LF is estimated. The observational limits imply that galaxy i with spectral energy distribution SED_i is observable within a fixed redshift range and a fixed absolute magnitude range.

Obviously, the redshift and absolute magnitude limits depend on SED_i (see Fig. 1). That is, galaxy SED_i with absolute magnitude, M_i^{Ref} , is observable in the redshift range:

$$z_{\text{bright}}(M_i^{\text{Ref}}, SED_i) \leq z_i \leq z_{\text{faint}}(M_i^{\text{Ref}}, SED_i).$$

Similarity galaxy SED_i at redshift z_i is observable in the absolute magnitude range:

$$M_{\text{bright}}^{\text{Ref}}(z_i, SED_i) \leq M_i^{\text{Ref}} \leq M_{\text{faint}}^{\text{Ref}}(z_i, SED_i).$$

The latter limits of absolute magnitudes are defined by,

$$\begin{aligned} M_{\text{bright}}^{\text{Ref}}(z, SED_i) &= m_{\text{bright}}^S - DM(z) - KC(z, SED_i), \\ M_{\text{faint}}^{\text{Ref}}(z, SED_i) &= m_{\text{faint}}^S - DM(z) - KC(z, SED_i), \end{aligned}$$

where $DM(z)$ is the distance modulus and KC is expressed as follows:

$$KC(z, SED_i) = (k^{\text{Ref}}(z) + m^S(z) - m^{\text{Ref}}(z))^{\text{SED}_i},$$

where k is the k -correction, and m is the apparent magnitude measured from the SED. We note that, for typical galaxy k -corrections, $M_{\text{bright}}^{\text{Ref}}$ and $M_{\text{faint}}^{\text{Ref}}$ are overall strictly

decreasing (i.e. increasing in brightness) as a function of redshift. Thus, in a given redshift interval, $z_{low} \leq z < z_{high}$, it is impossible to observe galaxy SED_{*i*} fainter than $M_{faint}^{Ref}(z_{low}, SED_i)$ and brighter than $M_{bright}^{Ref}(z_{high}, SED_i)$. Then, in a given absolute magnitude interval, some SEDs may not be observable while others are detected. This leads to a bias intrinsic to the global LF estimated in a given redshift interval, $z_{low} \leq z < z_{high}$, as we describe in details in Section 3. We discuss in this paper the bias in the luminosity function induced by different SEDs. However a similar bias arises when using a magnitude limited sample to derive estimates of other distribution functions, like masses or sizes.

Of course, no bias would be present if the entire population under study had the same or very similar SEDs, as in the case of the estimate of the LF for a single galaxy type. When this is not the case, as for example in the case of galaxies of all types (from very blue to very red) an obvious bias is arising. As shown in Fig. 2, there are three possible cases, which are defined on the basis of z , λ^S (effective wavelength of the selection filter) and λ^{Ref} (effective wavelength of the reference filter):

- $1 + z_{low} < \lambda^S / \lambda^{Ref}$, the faint limiting absolute magnitude is brighter for blue galaxies than for red galaxies and therefore faint blue galaxies are missing from the sample;
- $1 + z_{low} \sim \lambda^S / \lambda^{Ref}$, the faint limiting absolute magnitude is about the same for all galaxies;
- $1 + z_{low} > \lambda^S / \lambda^{Ref}$, the faint limiting absolute magnitude is brighter for red galaxies than for blue galaxies and therefore faint red galaxies are missing from the sample.

The impact of the bias on each LF estimator depends on the case in which the analysis of the global LF is performed and on the different slopes and normalizations of red and blue galaxies. One possible way to cope with this effect is to derive the global LF in an absolute magnitude range in which all types are observable as done in e.g. Small, Sargent & Hamilton (1997). However this means to throw away from the analysis some fraction of the data. Another way is to define the sample to be analysed in such a way that $1 + z_{low} \sim \lambda^S / \lambda^{Ref}$ for each redshift bin (see e.g. Poli et al. 2001, 2003). This requires the availability of a multi-color survey, if one wants to estimate the LF in a fixed λ^{Ref} over a wide redshift range.

Fig. 2 shows the faint observable absolute magnitude limits, M_{faint}^{Ref} , as a function of z for three SEDs (E, Sp, Irr) in the case of an *I*-selection filter, $m_{faint}^I = 26$ mag. In Fig. 2, three reference filters are considered: UV(2000 Å), B(4500 Å) and I(8140 Å). For illustration purposes, we consider galaxy populations in the redshift range $0.70 \leq z_i < 1.25$. Let us consider the case of the UV reference filter (top panel of Fig. 2). Irregular-type SEDs are visible in the whole z interval [0.70, 1.25] if they are brighter than $M^{UV} = -16.0$ (case *a*). They are still visible, but not in the whole z interval, if $-16.0 < M^{UV} < -14.2$ (case *b*). Finally, irregular-type SEDs fainter than $M^{UV} = -14.2$ mag are not visible at all in this z interval (case *c*). In case *a*, no correction for missing objects has to be applied when computing the LF. In case *b*, LF estimators enable to correct for the fact that some galaxies cannot be visible in the whole redshift range. In case *c*, the global LF cannot be measured because irregular-type SEDs are lost. The same considerations apply

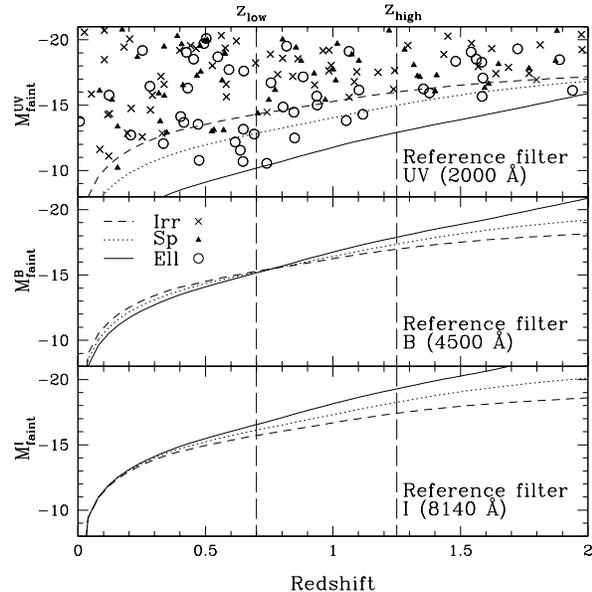


Figure 2. Faint observable absolute magnitude limits in different reference filters as a function of redshift for various SEDs (see Section 2). The filter to select galaxies is *I* with $I_{AB} \leq 26$ mag. The reference filters are respectively the UV FOCA filter (2000 Å), the B HST filter (4500 Å), the I HST filter (8140 Å). In each panel, we show three templates from a set of SEDs described in Section 4.1; solid, dotted and short-dashed lines represent elliptical, spiral- and irregular-type SED galaxies respectively. Vertical long dashed lines define the studied redshift interval, $0.7 \leq z < 1.25$. In the top panel, we illustrate positions of observable galaxies with open circles for elliptical-type SEDs, filled triangles for spiral-type SEDs, and crosses for irregular-type SEDs.

for spiral- and elliptical-type SEDs, except that the observable M^{UV} limits have different values. In our first example (UV reference filter), faint galaxies of the irregular-type SEDs become unobservable in an absolute magnitude range where galaxies with other SEDs can still be detected. The resulting estimate of the global LF would start to be biased, because of the absence from the sample of these galaxies, for absolute magnitude bins fainter than $M^{UV} = -14.2$. As shown in the top panel of Fig. 2, in this example the luminosity function for elliptical type SEDs can be estimated down to $M^{UV} \sim -10.0$. As a consequence, the range of magnitudes over which the estimate of the global LF would be biased is of the order of 4 magnitudes. Obviously, this range is much smaller and close to zero when the rest frame wavelength corresponding to the selection filter is close to the reference filter (see, for example, the middle panel in Fig. 2, where Ref = B). In case Ref = I, the biased range spans about one magnitude (bottom panel of Fig. 2), but in this case are the early type SEDs which are missing from the sample in an absolute magnitude range where irregular type SEDs are still visible.

In summary, the bias we are discussing arises when estimating the LFs of the entire galaxy population in deep surveys because of the dependency of limiting absolute magnitudes on galaxy types. In estimating LFs, particular care has to be taken in the faintest absolute magnitude bins, where

some SEDs are no longer observable, thus introducing a bias in the measurement of the LFs. There is no bias in the absolute magnitude range where all SEDs can be observed. In the case where the redshift bin starts at $z_{low} = 0$, the bias does not appear since all SEDs have the same faintest observable absolute magnitude limit.

3 BIAS INTRINSIC TO THE LUMINOSITY FUNCTION ESTIMATORS

In this section, we describe the intrinsic bias which arises when one applies the commonly used LF estimators, $1/V_{max}$, C^+ , SWML and STY to estimate the global LF of the population composed by objects with different SEDs. We here describe the case of a magnitude limited sample with both bright and faint apparent magnitude cuts, m_{bright}^S and m_{faint}^S . In a given redshift interval, $[z_{low}, z_{high}]$, the minimum and maximum observable redshifts for galaxy i are $z_{min,i} = \max[z_{low}, z_{bright}(M_i^{Ref}, SED_i)]$ and $z_{max,i} = \min[z_{high}, z_{faint}(M_i^{Ref}, SED_i)]$. We call N_g , the total number of galaxies observed in the redshift interval, $z_{low} \leq z < z_{high}$. We first analyse the $1/V_{max}$ and C^+ estimators which are biased in a similar way with respect to the measurement of the global LF; then we analyse the maximum-likelihood methods, SWML and STY.

3.1 The $1/V_{max}$ and C^+ estimators

3.1.1 The $1/V_{max}$ estimator

The maximum observable comoving volume in which galaxy i can be detected, is given by

$$V_{obs,i} = \int_{\omega} \int_{z_{min,i}}^{z_{max,i}} \frac{d^2V}{d\omega dz} d\omega dz, \quad (1)$$

where ω is the effective solid angle of the survey, and V is the comoving volume. The LF measured in the reference filter Ref , $\phi^{Ref}(M)$, is discretized in bins of absolute magnitudes with width dM as follows:

$$\phi^{Ref}(M) = \sum_{k=1}^{N_{bin}} \phi_k^{Ref} W(M_k^{Ref} - M), \quad (2)$$

where the window function W is defined as,

$$W(M_k^{Ref} - M) = \begin{cases} 1 & \text{if } -dM/2 \leq M_k^{Ref} - M < dM/2 \\ 0 & \text{otherwise,} \end{cases} \quad (3)$$

and the discrete values of the LF, ϕ_k^{Ref} , are derived in each absolute magnitude bin k as follows:

$$\phi_k^{Ref} dM = \frac{1}{V_{total}} \sum_{i=1}^{N_g} \frac{V_{total}}{V_{obs,i}} W(M_k^{Ref} - M_i^{Ref}), \quad (4)$$

where V_{total} is the comoving volume between z_{low} and z_{high} . Although not necessary, the term V_{total} is introduced to point out the weight, $\frac{V_{total}}{V_{obs,i}}$, applied to each galaxy i . Galaxies which belong to the non observable redshift range, $[z_{low}, z_{min,i}] \cup [z_{max,i}, z_{high}]$, contribute to ϕ_k^{Ref} through this weight. This weighting scheme assumes a homogenous galaxy distribution, and it enables the estimator to recover the right number of galaxies with the same SED_i in the redshift bin.

3.1.2 The C^+ estimator

Lynden-Bell (1971) derived the C^- method. We use a modified version of the C^- , called C^+ (Zucca et al. 1997). The contribution of each galaxy i to the LF in the reference filter, Ref , can be expressed by the following recursive expression:

$$\psi(M_i^{Ref}) = \frac{1 - \sum_{j=1}^{i-1} \psi(M_j^{Ref})}{C^+(M_i^{Ref})}, \quad (5)$$

where galaxies are sorted from the faintest ($j = 1$) to the brightest absolute magnitude, and C^+ is the number of galaxies with $M^{Ref} < M_i^{Ref}$ and $z_{low} \leq z < z_{max,i}$. The cumulative luminosity function in Eq. 5 is normalized to unity at the minimum luminosity of the galaxies in the sample. The absolute normalization A is then derived using the method described in EEP88.

The LF in a given absolute magnitude bin k is then the sum of the contributions of all galaxies to this bin,

$$\phi_k^{Ref} dM = A \sum_{i=1}^{N_g} \psi(M_i^{Ref}) W(M_k^{Ref} - M_i^{Ref}). \quad (6)$$

$\psi(M_i^{Ref})$ is the contribution of galaxy i to ϕ_k^{Ref} , and this contribution enables to recover the right number of galaxies with the same SED_i in the redshift bin.

3.1.3 Intrinsic bias in the global $1/V_{max}$ and C^+ LFs

Let us consider the k^{th} bin of the LF, of width dM , centered on M_k^{Ref} . Let us take the following example, $M_{faint}^{Ref}(z_{low}, SED_1) = M_k^{Ref} - dM/2$ and $M_{faint}^{Ref}(z_{low}, SED_2) < M_k^{Ref} + dM/2$. In this case, both SEDs are observed in bin $(k-1)$. SED_1 and SED_2 galaxies contribute separately to ϕ_{k-1}^{Ref} , and thus ϕ_{k-1}^{Ref} is well recovered. In bin k , SED_1 galaxies are no more observable and only SED_2 galaxies contribute to ϕ_k^{Ref} . As a consequence, ϕ_k^{Ref} is equal to the LF of SED_2 galaxies. In Fig. 3 we show the bias of the global LF estimated with the $1/V_{max}$ method (open circles) and with the C^+ method (open squares), adopting different input LFs for the two SEDs. In the upper-panel, we adopt the same LF for the SED_1 late-type and SED_2 early-type galaxies. In the lower-panel, different slopes have been used for the input LFs ($\alpha = -1.6$ for late types and $\alpha = -0.5$ for early types). In both cases, beyond the absolute magnitude limit where late-type SEDs are not observable, the $1/V_{max}$ and the C^+ methods recover the slope of the remaining galaxy population. An other way to explain the bias which affects the $1/V_{max}$ and C^+ estimators is the following. If we derive the individual LFs of SED_1 and SED_2 , the estimators recover properly the LFs per type. The absolute magnitude ranges in which the two LFs are estimated are not the same; summing these LFs per type without extrapolating at fainter absolute magnitudes the LF derived for SED_1 late-type galaxies is exactly the same thing as directly deriving the global LF for the $1/V_{max}$ and C^+ estimators. It clearly appears that in the absolute magnitude range $[-17.7, -13.5]$ we are summing the LF of the remaining type (SED_2). In the case of a number of galaxies large enough to derive LF per type, one possible solution to overcome the bias would be to derive the global LF by summing the extrapolated LFs per type. We note that the C^+ normalization (using EEP88 method) is slightly overestimated. We

have checked that this normalization method recovers the input normalization only if the LF is estimated with SWML or STY methods, and not with the C^+ method.

In conclusion, the $1/V_{\max}$ and C^+ methods lead always to underestimating the LF in the faintest absolute magnitude bins, thus biasing the global faint-end slope of the LF.

3.2 The maximum likelihood estimators

3.2.1 The STY and SWML estimators

The STY (Sandage et al. 1979) and the SWML (e.g. EEP88) estimators are both derived from maximum-likelihood methods. The likelihood \mathcal{L} is the probability to obtain a sample equal to the observed one within the apparent magnitude limits of the survey. \mathcal{L} is computed as the product of the probabilities to observe each galaxy at M_i^{Ref} ,

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N_g} p(M_i^{Ref}) = \prod_{i=1}^{N_g} \frac{\phi^{Ref}(M_i^{Ref})}{\int_{M_{bright}^{Ref}(z_i, SED_i)}^{M_{faint}^{Ref}(z_i, SED_i)} \phi^{Ref}(M) dM}, \quad (7)$$

where $M_{faint}^{Ref}(z_i, SED_i)$ and $M_{bright}^{Ref}(z_i, SED_i)$ are the faint and bright observable absolute magnitude limits of galaxy i at z_i (see Section 2). We maximize \mathcal{L} with respect to the LF. For the STY estimator, a functional form for the LF is assumed. We use the Schechter function (Schechter 1976). For the SWML estimator, the LF is discretized into absolute magnitude bins (see Eq. 2). No assumption is made about the LF shape. The STY parametric and SWML non-parametric estimators are complementary. The error bars in the SWML estimator are derived from the covariance matrix and the normalization is the sum of the inverse of the selection function of each galaxy as described in EEP88.

3.2.2 Intrinsic bias in the global SWML and STY LFs

The SWML and STY estimators are biased in a different way with respect to the $1/V_{\max}$ and C^+ estimators. Let us write \mathcal{L} as the product of \mathcal{L}_1 and \mathcal{L}_2 , which are respectively the likelihood for SED_1 and SED_2 galaxy populations within a given redshift interval where their faintest observable absolute magnitudes are $M_{faint}^{Ref}(z_{low}, SED_1) < M_{faint}^{Ref}(z_{low}, SED_2)$. The global LF is well recovered in the absolute magnitude range $]-\infty, M_{faint}^{Ref}(z_{low}, SED_1)]$ where both SEDs are observable. For $M_{faint}^{Ref}(z_{low}, SED_1) < M_i^{Ref} \leq M_{faint}^{Ref}(z_{low}, SED_2)$, the shape of the LF is only constrained by the probability of SED_2 population, since SED_1 population is not detected in this range of absolute magnitudes. Thus the global LF has the same shape as the SED_2 LF. In the range $]M_{faint}^{Ref}(z_{low}, SED_1), +\infty[$, the SWML and STY methods estimate the shape of the SED_2 LF rather than the shape of the global LF. Three cases may occur as follows. First, the LF of SED_1 and SED_2 populations have the same shape; the global LF is well recovered. Second, the SED_2 LF has a flatter faint-end slope; the global LF is underestimated. Third, the SED_2 LF has a steeper faint-end slope than SED_1 ; the global LF is overestimated. The first two cases are illustrated in Fig. 3. In the bottom panel of Fig. 3, the estimate of the LF derived

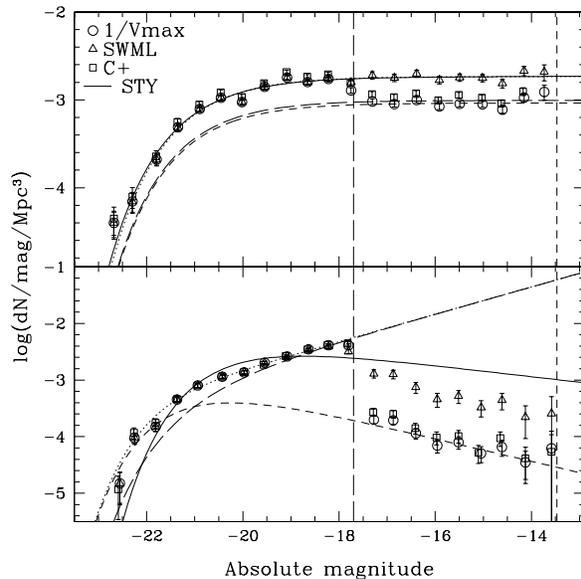


Figure 3. We simulate a simple mock catalogue with two SEDs of galaxies. SED_1 late-type galaxy population has a faint observable absolute magnitude limit at -17.7 mag (long-dashed vertical line) and an input LF shown by the long-dashed curved line. SED_2 early-type galaxy population has a fainter observable limit at -13.5 mag (short-dashed vertical line) and an input LF shown by the short-dashed curved line. The input global simulated LF is the dotted curved line, which is the sum of the input LFs of SED_1 and SED_2 . In the top panel, the input LFs for SED_1 and SED_2 are the same. The $1/V_{\max}$ LF estimate (circles) and the C^+ LF estimate (squares) do not recover the input global LF at magnitudes fainter than -17.7 mag where SED_1 is no more observable, and thus the estimate is equal to the SED_2 LF. The SWML LF estimate (triangles) and the STY estimate (solid line) recover the input global LF since their shapes are constrained by the shape of SED_2 input LF only, which is the same as SED_1 input LF. In the bottom panel, the input LFs for SED_1 and SED_2 have a faint-end slope $\alpha = -1.6$ and $\alpha = -0.5$ respectively. At magnitudes fainter than -17.7 mag, where SED_1 population is no more detected, the $1/V_{\max}$ LF and the C^+ LF are equal to SED_2 input LF. The SWML and STY LF faint-ends (constrained by the shape of SED_2 input LF) are underestimated.

with the SWML method does not follow a Schechter function. Thus, the STY estimate, which assumes a Schechter parametric function and which has the same behavior as a SWML method, is not able to recover the input.

In conclusion, the bias in the faint-end slope of the global LF estimated with likelihood methods depends on the LF shape of each SED. Thus to quantify the bias, we need to use simulations which deal with LF per SED, as we do below.

4 APPLICATIONS TO SIMULATED AND REAL DATA

In this section, we give a description of the Hubble Deep Field (HDF) data and simulations (Section 4.1), then we illustrate the bias in a qualitative way using the HDF data (Section 4.2), and finally we quantify the bias with 1,000

Spectral class	$\Phi^* \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$	α	M_R^*
Early	14.77	0.11	-20.56
Spiral	13.61	-0.73	-20.43
Irr	6.52	-1.64	-19.84

Table 1. Input LF parameters per spectral class in the R band (in Vega system) used for the simulations in Section 4.

simulations of the HDF survey and the Virgos-VLT Deep Survey (VVDS) (Section 4.3).

4.1 Brief description of the data

We use the public version of the multi-color mock catalogues from Arnouts (2004) available at www.lam.oamp.fr/arnouts/LE_PHARE.html. Simulations are based on an empirical approach using observed LFs to derive redshift and apparent magnitude distributions. The LFs of the ESO-Sculptor Survey (ESS; de Lapparent et al. 2003) are implemented up to redshift $z < 0.6$ for early, spiral and irregular spectral types (see Tab. 1). The LF evolution per type beyond $z \sim 0.6$ is constrained in a way that it reproduces the observed redshift, number count and color distributions. We made the following assumptions as in Arnouts (2004): the LFs of early and spiral class are constant with redshift; the faint-end slope for the three LFs is constant; for the irregular class there is an evolution in density in the redshift range $0.15 < z \leq 0.7$ using $\phi^*(z) = \phi^*(1 + 3.69(z - 0.15))$, and an evolution in luminosity in the redshift range $1.25 < z \leq 2.5$ using $M^*(z) = M^* - 0.12(z - 1.25)$. Mock catalogues are derived using the set of SEDs as described in Arnouts et al. (1999), composed of 72 SEDs that have been interpolated between four observed spectra of Coleman et al. (1980) and two starburst models, computed with GISSSEL (Bruzual & Charlot 1993). The set of SEDs is divided into three main spectral classes: elliptical, spiral and irregular galaxies. Since a spectral class corresponds to several different SEDs, the bias may arise also within a single class. To test this last point, we also use only one SED per spectral class, even though the simulation with a set of only three SEDs is less realistic.

We used the photometric catalogue and the photometric redshifts of the HDF South and North surveys from Arnouts et al. (1999, 2002). Our aim is to illustrate the bias with observational data, and it is not to derive the best LF of the HDF. The HDF survey is taken as an example of a survey in which, because of the relatively small number of observed galaxies, only the global LF, rather than the LF for different galaxy types, can be reliably derived in different redshift bins. For consistency in the comparison, the HDF data have been analysed using exactly the same set of 72 SEDs as in the simulation.

4.2 Qualitative description of the bias

We describe the bias using HDF data and one simulation from which data have been selected with the same apparent magnitude limits as the HDF data. To illustrate the bias in a qualitative way, we use a large number of galaxies

($> 5,000$ in each redshift bin) so that statistical uncertainties become negligible. Moreover we did not include any surface brightness effect and any uncertainties on apparent magnitudes, redshifts, and absolute magnitudes. We derived the absolute magnitudes and the global LFs in two redshift intervals: $0.70 \leq z < 1.25$ and $1.25 \leq z < 2.00$ in the following reference filters, UV (Fig. 4a), B (Fig. 4b) and I (Fig. 4c) with samples selected at $I_{AB} \leq 26$ mag. In these figures, we plot the input LFs of the simulation (one for each spectral type and the global one) and the estimates of the global LF derived by the $1/V_{\text{max}}$, C^+ , SWML and STY methods from mock catalogues and the HDF data. Before discussing in detail each figure, we note that in all cases the estimators give similar results using the mock catalogues constructed with three SEDs only and those with 72 SEDs. We display the simulations with three SEDs so to compare exactly to the three input simulated LFs per class (i.e. per SED in this case). With 72 SEDs such a comparison is less obvious since each class contains several SEDs. However we show also the simulations with 72 SEDs so it is comparable to the analysis applied to the HDF data, that is with the same selection function, the same set of SEDs and the same filters.

4.2.1 UV-rest LFs

In the left panels of Fig. 4a, we show the individual input LFs (dotted lines) of the mock catalogue built with three SEDs, that is with one SED per spectral class. The sum of the three individual input LFs corresponds to the global simulated LF (solid line). Thus the LF estimators should be able to recover this global LF in estimating the LF for the whole galaxy sample. First, we note that all estimators underestimate the faint-end of the LFs. As previously shown in Fig. 2, the irregular-type galaxies ‘disappear’ from the faintest absolute magnitude bins (for $M^{UV} > -14.2$ mag at $z_{\text{low}} = 0.7$ and $M^{UV} > -16.0$ mag at $z_{\text{low}} = 1.25$). As explained in Section 3 when one type ‘disappears’ the global LF estimate is based only on the remaining types.

Left panels of Fig. 4a show this point; the $1/V_{\text{max}}$ and C^+ estimators recover the input LF of elliptical galaxies in the faintest absolute magnitude bins (i.e. open circles and squares overlap the dotted line of the elliptical-type LF). The SWML method underestimates the faint-end slope of the global LF since this estimator recovers the shape of the elliptical-type galaxies (i.e. open triangles follow the same slope as the elliptical-type LF). The less biased result is obtained with the STY method and the more biased results are obtained with the $1/V_{\text{max}}$ and C^+ methods. It is interesting to note in the redshift interval $1.25 \leq z < 2.0$ that the little ‘bump’ of the global SWML LF estimate at $M^{UV} \sim -15$ mag corresponds to the shape the elliptical-type input LF.

In the middle panels, we show the global LF derived using the mock catalogue with 72 SEDs distributed into three spectral classes. We see that the increase of the number of SEDs used per spectral class does not affect significantly the trend of the LF estimators described above. Using many SEDs smooths the effect of the ‘disappearance’ of a SED.

In the right panels, we show the global LF derived from the HDF data using the same 72 SEDs as in the mock catalogue. We do not observe very faint (and very bright) galaxies as observed in the simulation even though both data sets

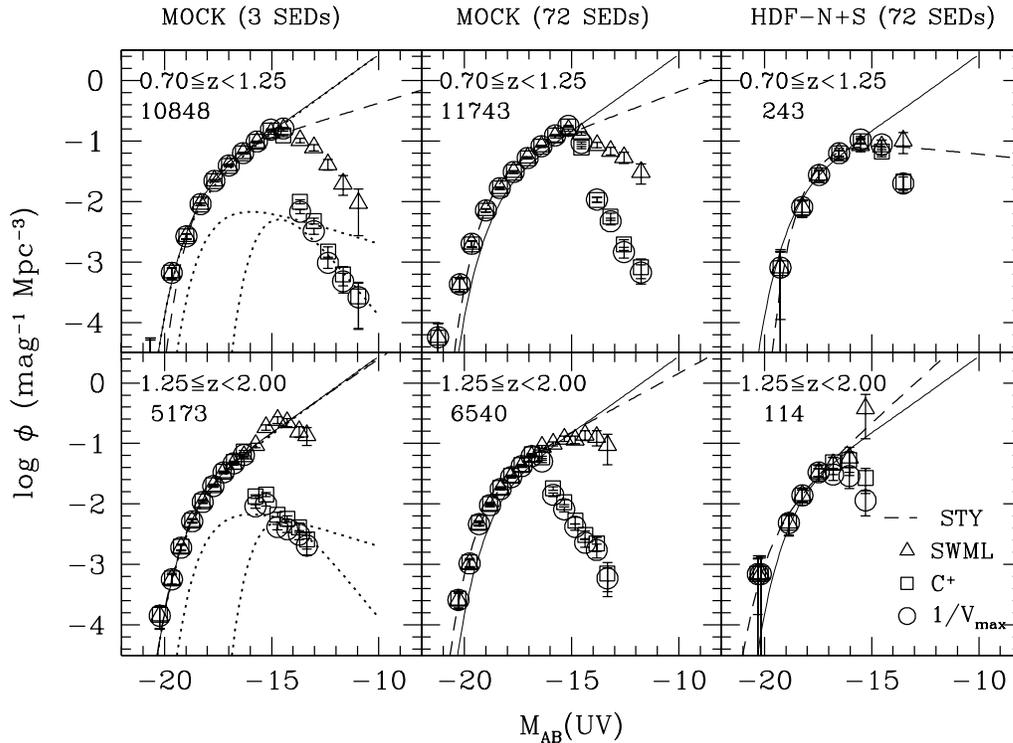


Figure 4.a Global luminosity functions derived in the UV-FOCA (2000 Å) reference filter in two redshift intervals, $0.70 \leq z < 1.25$ (top panels), $1.25 \leq z < 2.0$ (bottom panels). The left and middle panels correspond to the LFs derived from simulations with 3 and 72 SEDs respectively. The right panels correspond to the LFs derived from the HDF-North and -South surveys. The limiting magnitude in all cases is $I_{AB}(8140 \text{ \AA}) < 26$ mag. In the left panels, we display the LFs corresponding to the three input SEDs used (dotted lines): from the steepest to the shallowest slope, it is the irregular-, spiral- and elliptical-type LF respectively. In each panel, we plot the global simulated LF (solid line) corresponding to the sum of the three input LFs. We plot also the results from the following global LF estimates, STY (dashed line), SWML (triangles), C^+ (squares), and $1/V_{\max}$ (circles). Below the z redshift intervals we quote the number of galaxies used to derive the LFs. We adopt Poissonian error bars for the $1/V_{\max}$ and C^+ estimators. The error bars for the SWML estimator are derived following the EEP88 method.

have the same selection function. We have tested that this is indeed due to the relatively small number of galaxies observed in the HDF and the small probability to observe the faintest (and brightest) galaxies. Thus, the difference between the various estimators is less obvious than in the simulation. However we note here the same general trend in the faintest observed bins. This may suggest that the bias which affects the global HDF LF estimation is similar to the bias shown in the simulation. In conclusion the faint-end of the global LF cannot be properly recovered by any estimator as

can be seen from the comparison with the global simulated LF (solid line).

4.2.2 *B*-rest LFs

We plot in Fig.4b the global LF in the *B* reference filter with the same symbols as in Fig.4a. The simulations built with both three and 72 SEDs give exactly the same result. At $z = 0.7$, the *B*-filter absolute magnitudes are almost independent on SEDs since the selection filter (*I*) roughly corresponds to the *B*-rest filter at this redshift. As a consequence, all

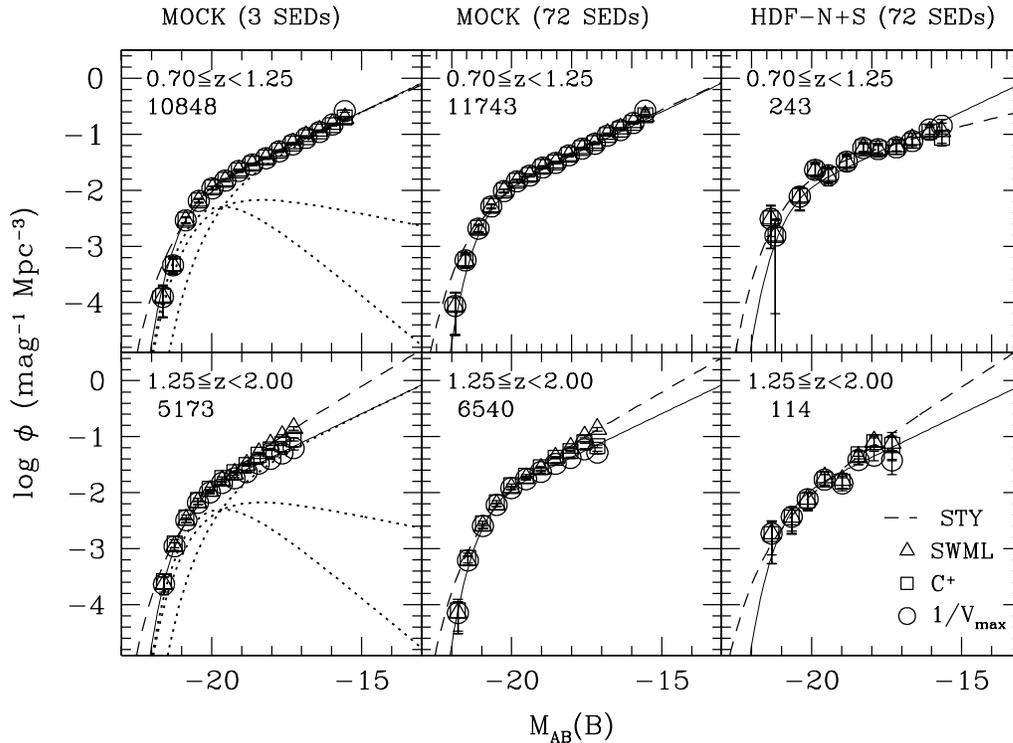


Figure 4.b Same as Fig. 4a except that the reference filter is B-HST (4500 Å).

estimators recover very well the global simulated LF in the first redshift bin ($0.70 \leq z < 1.25$). For the HDF data, the four estimators are in agreement amongst them. The bias is not present in this case, as shown by our simulation.

In the redshift bin $1.25 \leq z < 2$, the SWML and the STY methods slightly overestimate the slope of the global LF. At $z_{low} = 1.25$, the limiting absolute magnitude M_{faint}^B for early types is about one magnitude brighter than for late types. Thus the SWML and STY estimators measure the steep slope of the late-type galaxies, and this explains the overestimate of the faint-end slope of the global measured LF. The $1/V_{max}$ and C^+ methods well recover the global simulated LF, since the density of the first type which ‘disappears’ from the sample (that is the faint elliptical-type galaxies) is negligible in the global simulated LF. Global LF estimators from the HDF data are globally in agreement amongst them. The estimate of the global LF in the B reference filter is quite robust.

4.2.3 I -rest LFs

For the I -rest LFs, the range of absolute magnitudes in which different spectral types ‘disappear’, increases with redshift since the reference filter is also the filter used to select the sample. At $z = 0.7$, this range spans one magnitude (see Fig. 2), thus all estimators should be slightly biased in the redshift bin $0.7 \leq z < 1.25$. We note that all LF estimators recover the global simulated LF in simulations derived with three as well as with 72 SEDs. For the HDF LF, the estimators are in good agreement with each other and this suggests that the measurement is not biased.

At $z = 1.25$, the absolute magnitude range in which different spectral types ‘disappear’ spans more than two magnitudes. In this case the first spectral types which ‘disappear’ from the faintest bins are the elliptical types. In both simulations, the SWML and STY methods largely overestimate the slope of the faint-end in the redshift bin $1.25 \leq z < 2.00$, while the $1/V_{max}$ and C^+ methods recover reasonably well

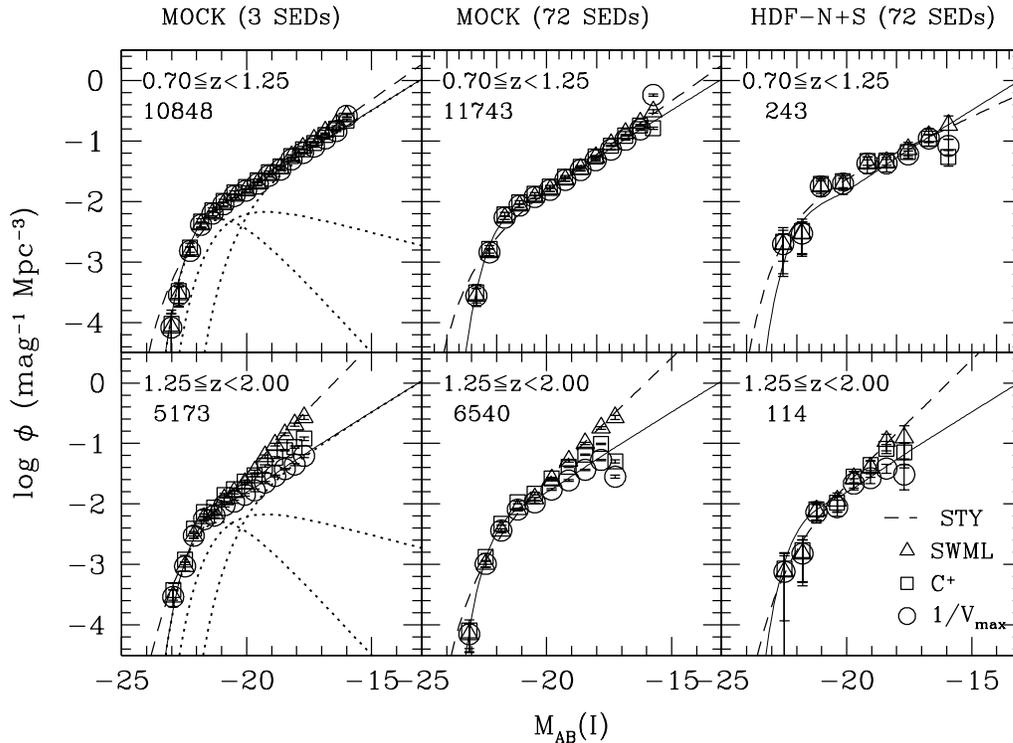


Figure 4.c Same as Fig. 4a except that the reference filter is I-HST (8140 Å).

(the $1/V_{\max}$ method better than the C^+ method) the faint-end of the global LF. Indeed, the slope estimated with the SWML and STY methods is the slope of the irregular galaxies, which is steeper than the global input LF slope in the range of absolute magnitudes here measured. The $1/V_{\max}$ and C^+ estimators recover the slope of the global LF since the contribution of the faint elliptical-type galaxies to the global LF is negligible. In the global LF derived from the HDF data, the SWML and STY estimators predict a steeper slope than the $1/V_{\max}$ and C^+ estimators, as in the simulations. According to the simulations, the global LF derived from the HDF data and estimated with the SWML and STY overestimate the faint-end slope in the redshift bin $1.25 \leq z < 2.00$.

4.3 Quantitative measurement of the bias

As shown throughout the paper, the bias depends on the band in which galaxies are selected, on the apparent lim-

its of the survey, on the reference band in which the LF is measured, and on the lower limit of a studied redshift bin. Thus we cannot provide here a recipe to quantify the amplitude of the bias in all cases. We choose to quantify it in the following specific cases, the HDF and the Virgos-VLT Deep Survey (VVDS) surveys. The HDF is a good example where we can derive the global LF only. The VVDS is a deep spectroscopic survey with enough galaxies to derive the LFs per type (Le Fèvre 2004). The global LF is also a necessary output of the VVDS survey, however even in this case, deriving it from the sum of extrapolated LFs per type may be dangerous. We produced 1,000 simulations representative of HDF and VVDS surveys. Realistic apparent magnitude errors are introduced in each simulation, and this has resultant uncertainties on the template fit, k-corrections and absolute magnitudes. We do not include any surface brightness effects and errors on the redshift.

We choose the Schechter parameters to quantify the bias. The parameter α is the most affected by the bias. In

consequence, we fix M^* for the LF estimation of each simulations. We call $\Delta\alpha$, the difference between the estimated α value and the input α value to the simulations and $\overline{\Delta\alpha}$ the average value of $\Delta\alpha$ over 1,000 realizations.

In the simulations, we have implemented LFs per type. Then to compare the estimates of the global LF with the input, we had to define a 'pseudo' input global LF. We did that in the following way.

- We realize one big simulation with more than 1,000 galaxies in each redshift bin so to minimize statistical fluctuations.
- We do not include any errors on redshifts, apparent magnitudes, absolute magnitudes, and types.
- To obtain a global LF which is not affected by the bias in the big simulation, we select galaxy samples three magnitudes fainter than the apparent magnitude limits of the 1,000 simulations representative of HDF and VVDS. And then the absolute magnitude range is limited to the same absolute magnitude range spanned by the LF estimates of these 1,000 realizations. The Schechter parameters are derived with the STY method.

4.3.1 Bias quantified for HDF

Each simulation of the HDF is realized on 8 arcmin² and with $I_{AB} \leq 26$. The LFs are derived in three reference bands (UV-FOCA, B-HST and I-HST) and in four redshift bins from $z = 0.5$ to $z = 2$. The results of these simulations are shown in Fig. 5.

In the UV (2000 Å) band (first column of the figure), the estimate of the faint-end slope with the $1/V_{\max}$ fit is strongly underestimated ($\overline{\Delta\alpha} > 0.5$ for $z \geq 0.75$), while the STY estimate is only slightly biased ($\overline{\Delta\alpha} \simeq 0.1$). In the B-HST band (second column), the LF estimates derived with the STY and the $1/V_{\max}$ methods are robust up to the redshift bin [1, 1.5]. In the redshift bin [1.5, 2], the STY estimate gives ~ -0.30 steeper values for the α parameter, whereas the $1/V_{\max}$ fit gives ~ 0.20 flatter values. In the I band (third column), the bias from the STY estimate increases as a function of redshift; the input α parameter is recovered in the first redshift bin, and $\overline{\Delta\alpha}$ decreases down to -0.40 in the last redshift bin [1.5, 2]. The $1/V_{\max}$ fit gives an estimate which recovers the input α up to the redshift bin [1, 1.5].

4.3.2 Bias quantified for VVDS

We quantify now the amplitude of the bias for a sample selected in a way similar to the VVDS. We adopt the Johnson Kron-Cousins filter set and we perform each simulation on 360 arcmin². The sample selected from each simulation is approximatively of the same size ($\sim 7,000$ galaxies) as the presently available spectroscopic deep sample in the 0226-0430 VVDS field. The global LF estimations are derived in three reference bands, U (3600 Å), B (4200 Å) and I (8000 Å), and in four redshift bins from $z = 0.6$ to $z = 1.5$. For our illustration, we consider two cases of sample selection; an I-selected sample (as the VVDS spectroscopic data), and an U-selected sample (as for instance, a VVDS photometric data).

The results of these simulations are shown in the Fig. 6. We show in the first column the U-band LF estimates for

samples selected in the U band with $U_{AB} \leq 24$. The bias increases with redshift. In all redshift bins, the STY estimate gives steeper faint-end slopes ($\overline{\Delta\alpha} \sim -0.3$), and the $1/V_{\max}$ fit gives flatter faint-end slopes ($\overline{\Delta\alpha} > 1$ for $z \geq 1$).

In the second column, samples are selected with $I_{AB} \leq 24$, and the LF estimates are derived in the U band. Like for the HDF, the faint-end slope is underestimated by both the STY method and the $1/V_{\max}$ fit in the first redshift bin ($\overline{\Delta\alpha} \sim 0.2$ and $\overline{\Delta\alpha} \sim 0.5$ respectively). The bias decreases with redshift. In the last redshift bin, all estimates recover the input α value because the rest-frame selection I-band corresponds to the reference U-band at $z \sim 1.2$.

In the third column, samples are selected with $I_{AB} \leq 24$, and the LF estimates are derived in the reference B-band. The input α parameter is recovered by both methods up to $z = 1$. The STY estimation of α in the redshift bin [1, 1.2] is only slightly biased ($\overline{\Delta\alpha} \sim -0.1$), while it is strongly biased in the last redshift bin [1.2, 1.5]. The STY estimate gives steeper faint-end slopes ($\overline{\Delta\alpha} \sim -0.4$), and the $1/V_{\max}$ fit gives flatter faint-end slopes ($\overline{\Delta\alpha} \sim 0.2$).

In the last column, samples are selected with $I_{AB} \leq 24$, and the LF estimates are derived in the reference I-band. The bias increases with redshift. The $1/V_{\max}$ fit gives flatter faint-end slopes (up to $\overline{\Delta\alpha} \sim 0.4$ for $1.2 \leq z < 1.5$). The STY estimate gives steeper faint-end slopes (up to $\overline{\Delta\alpha} \sim -1$ for $1.2 \leq z < 1.5$).

In conclusion, in deep surveys like the HDF or the VVDS, the various estimators fail to correctly recover the global LF faint end if the reference filter is far from the rest-frame selection filter. If the results from different estimators are not in good agreement with each other, the global LF estimate is likely to be biased and the only way to quantitatively estimate this bias is through a detailed comparison with simulations representing to the sample properties.

5 CONCLUSIONS

Our study enabled us to describe when LF estimators are robust for the measurement of the global LF in the framework of the earlier and future deepest surveys. We demonstrated that the estimation of the global LF contains an intrinsic bias due to the fact that, in a magnitude limited sample, different galaxy types have different limits in absolute magnitude because of different k-corrections. The importance of the effect is larger when the range of k-correction between the different galaxy types is wide. For this reason this bias mainly arises in high redshift samples. The STY and SWML estimators are not affected in the same way by this bias as the $1/V_{\max}$ and C^+ estimators. If the STY, SWML and the $1/V_{\max}$, C^+ methods are not in good agreement with each other, this is an indication that the bias in the global LF estimators is present. A good indication of the presence of a significant bias is when the differences between different estimators (V_{\max} and STY for instance) is larger than the statistical uncertainties (Poisson errors for instance). We quantified it using realistic simulations and observations for galaxies selected in the I filter, and measuring the LF in various reference filters (UV, B, I). We obtain the following results.

- Case 1 + $z_{low} < \lambda^S / \lambda^{Ref}$ (e.g., a reference-frame UV

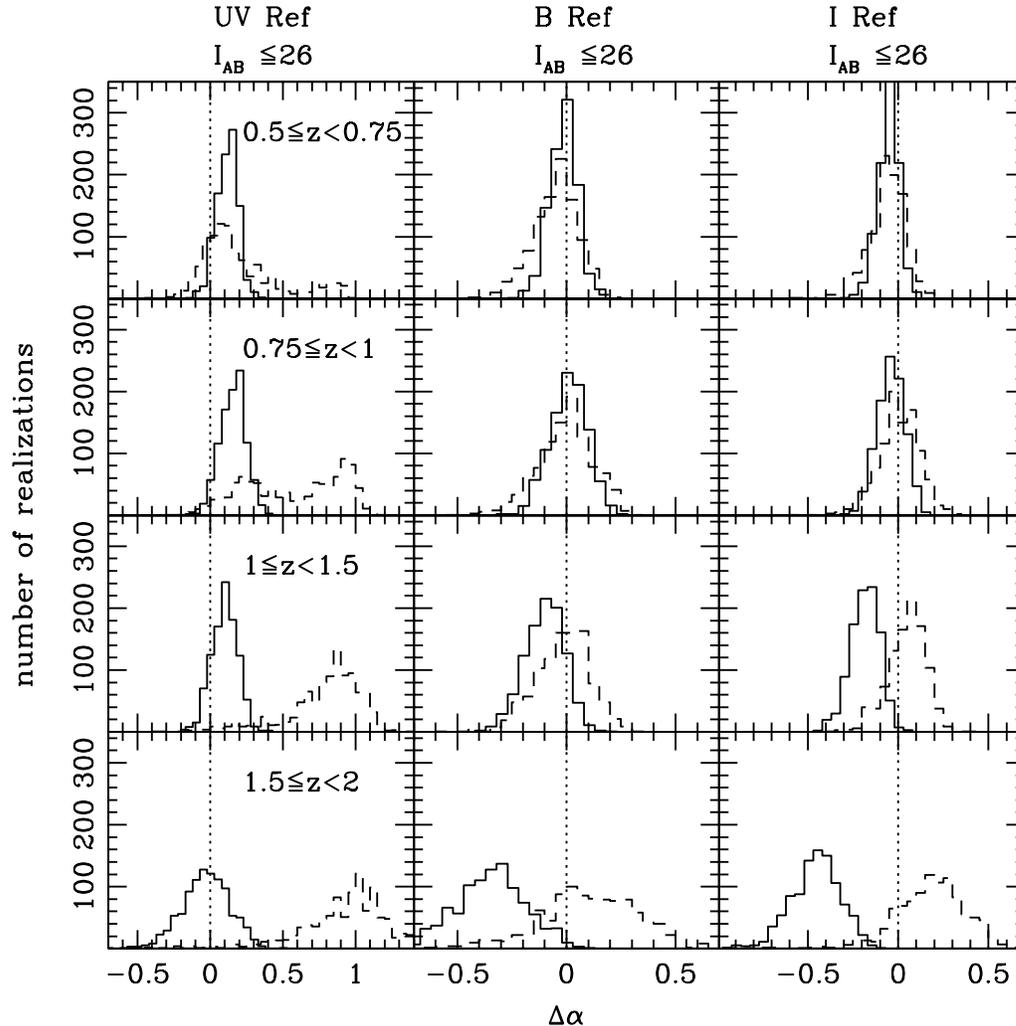


Figure 5. Histograms of the differences, $\Delta\alpha$, between the estimated and the input α parameters, over 1,000 realizations done with the HDF characteristics. $\Delta\alpha$ for the STY estimates is the solid line histogram, while $\Delta\alpha$ for the $1/V_{\max}$ fit is the dashed-line histogram. All the simulated HDF samples are selected with $I_{AB} \leq 26$. Panels in the first column correspond to the case with the global LFs derived in the UV-FOCA (2000 Å) filter, in the middle column in the B-HST (4500 Å) filter, and in the right column in the I-HST (8140 Å) filter. From top to bottom panels, $\Delta\alpha$ is measured within the redshift bins $[0.5, 0.75]$, $[0.75, 1]$, $[1, 1.5]$, $[1.5, 2]$.

LF for galaxies selected in I): the studied estimators underestimate the faint-end slope of the global LF for $z_{low} \lesssim 2$. This underestimate is particularly significant for the $1/V_{\max}$ and C^+ methods (i.e. for instance, the UV-LF of the SDF).
 (ii) Case 1 + $z_{low} \sim \lambda^S / \lambda^{Ref}$ (e.g., a reference-frame B LF for galaxies selected in I): the estimators of the global LF are robust up to $z_{low} \lesssim 1.3$. In this redshift range the bias is minimal (i.e. for instance, the CFRS case).
 (iii) Case 1 + $z_{low} > \lambda^S / \lambda^{Ref}$ (e.g., a reference-frame I LFs with galaxies selected in I): the STY and SWML methods overestimate the faint-end slope of the global LF, while the $1/V_{\max}$ method roughly recovers well the global LF (e.g., for instance, the redshift bin $[1.25, 2]$ of the HDF).

The ways to reduce the intrinsic bias of the global LF estimators are the following:

(a) The selection of galaxy subsamples in the closest rest-frame filter to the reference filter in which the LF is measured (see e.g. Poli et al. 2001, 2003). This method is also the best to reduce the SED dependency in the measurement of absolute magnitudes since in this case the term [color+ k -correction] is little dependent on the SED. Only multi-color surveys allow to derive the same rest-frame band LF at different redshifts using this strategy.

(b) In principle, the estimate of the global LF using the sum of the extrapolated LF per galaxy type. However it requires a good knowledge of the slope for all the LFs per type, and in practice the use of extrapolated LFs may be hazardous.

(c) The estimate of the global LF using a filter in which the differences between k -corrections are small, as for instance

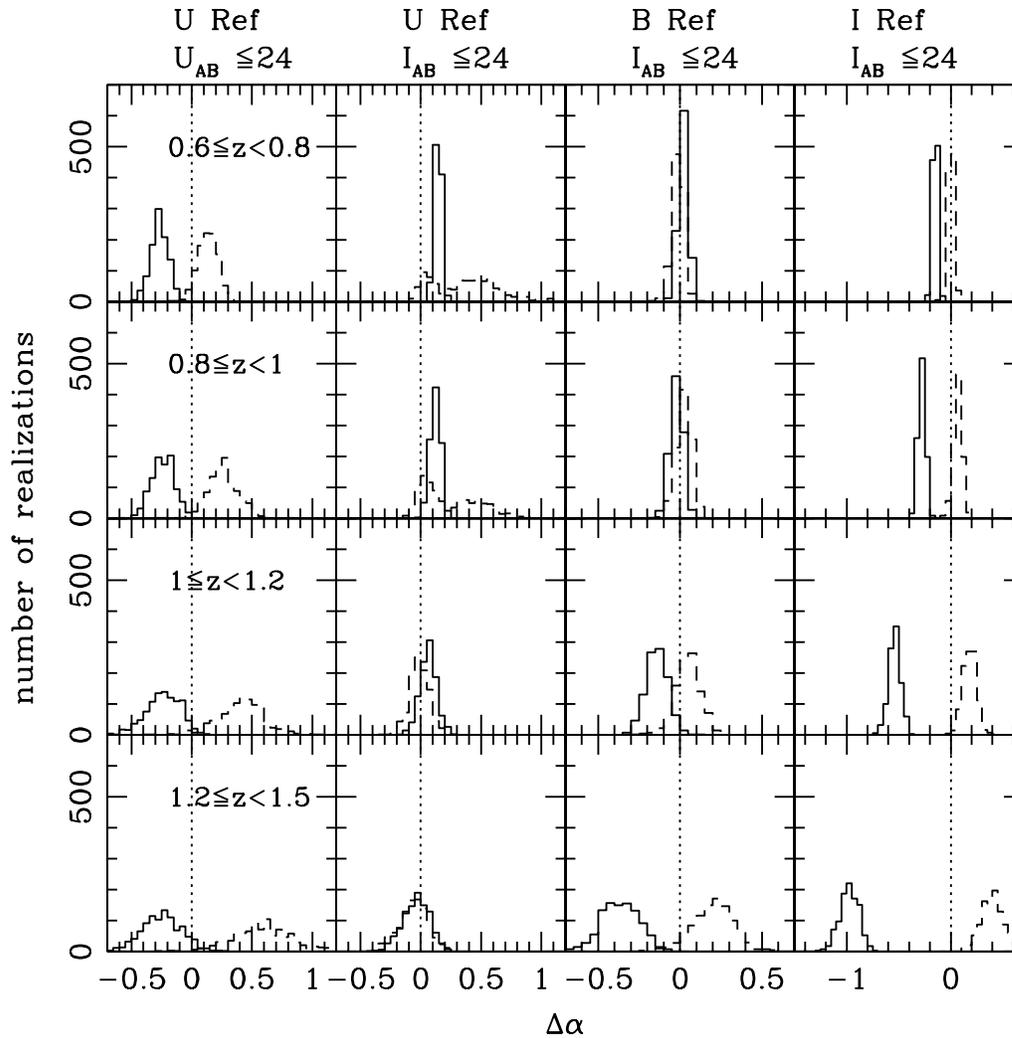


Figure 6. Same as in Fig. 5 except that the simulations are selected in a way similar to the VVDS. Panels in the first column correspond to samples selected with $U_{AB} \leq 24$, and the other columns correspond to samples selected with $I_{AB} \leq 24$. In the first and second column, the global LFs are derived in the U (3600 Å) reference filter, the third column in the B (4300 Å), and the last column in the I (8000 Å). From top to bottom panels, $\Delta\alpha$ is measured within the redshift bins $[0.6, 0.8]$, $[0.8, 1]$, $[1, 1.2]$, $[1.2, 1.5]$.

in the K -filter, e.g. Bolzonella et al. (2002), Pozzetti et al. (2003).

(d) The estimate of the global LF within an absolute magnitude range in which all galaxy types are detected (see e.g. Small et al. 1997). This method is appropriate for very large surveys like the VVDS for instance, at the cost of the loss of the faintest bins of the global LF.

ACKNOWLEDGMENTS

This work has been developed within the framework of the VVDS Consortium. We thank the referee for the careful reading of the manuscript and the useful suggestions.

REFERENCES

- 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. et al., 2004, in preparation
 Binggeli B., Sandage A., Tammann G. A., 1988, ARA&A, 26, 509
 Bolzonella M., Pelló R., Maccagni D., 2002, A&A, 395, 443
 Bruzual A. G., Charlot S., 1993, ApJ, 405, 538
 Coleman G. D., Wu C.-C., Weedman D. W., 1980, ApJS, 43, 393
 Davis M., Huchra J., 1982, ApJ, 254, 437
 De Lapparent V., Galaz G., Bardelli S., Arnouts S., 2003, A&A, 404, 831

- Efstathiou G., Ellis R. S., Peterson B. A., 1988, MNRAS, 232, 431 (EEP)
- Kashikawa N. et al., 2003, AJ, 125, 53
- Le Fèvre O. et al., 2004, in preparation
- Lilly S. J., Tresse L., Hammer F., Crampton D., Le Fèvre O., 1995, ApJ, 455, 108
- Lynden-Bell D., 1971, MNRAS, 155, 95
- Poli F., Menci N., Giallongo E., Fontana A., Cristiani S., D'Odorico S., 2001, ApJ, 551, L45
- Poli F. et al. 2003, ApJ, 593, L1
- Pozzetti, L. et al., 2003, A&A, 402, 837
- Takeuchi T. T., Yoshikawa K., Ishii T. T., 2000, ApJS, 129, 1
- Sandage A., Tammann G. A., Yahil A., 1979, ApJ, 232, 352
- Sawicki M. J., Lin H., Yee H. K. C., 1997, AJ, 113, 1
- Schechter P., 1976, ApJ, 203, 297
- Schmidt M., 1968, ApJ, 151, 393
- Small T. A., Sargent W. L. W., Hamilton D., 1997, ApJ, 487, 512
- Steidel C. C., Adelberger K. L., Giavalisco M., Dickinson M., Pettini M., 1999, ApJ, 519, 1
- Willmer C. N. A., 1997, AJ, 114, 898
- Zucca E. et al., 1997, A&A, 326, 477

Chapitre 6

La fonction de luminosité globale

Depuis 2001, les deux très grands relevés du 2dFGRS et du SDSS (voir section 2.2.1) permettent une mesure extrêmement bien contrainte de la LF dans l'Univers proche ($z \sim 0.1$). La mesure de la LF globale, c'est-à-dire de la LF mesurée pour l'ensemble des galaxies, est réalisée à partir d'échantillons de plus de 150000 *redshifts* spectroscopiques de galaxies. Cette mesure est déclinée sur un très large domaine en longueurs d'onde en combinant les données spectroscopiques du SDSS et du 2dFGRS, avec l'imagerie en ultraviolet profond du satellite GALEX (Wyder et al. 2004), l'imagerie en visible du SDSS (Blanton et al. 2003) et du 2dFGRS (Norberg et al. 2002), et l'imagerie en proche infrarouge du relevé 2MASS (Bell et al. 2003, Cole et al. 2001). Les valeurs obtenues par ces différents relevés sont rappelées dans la table 6.1. Ces mesures dans l'Univers proche servent de point de référence pour quantifier l'évolution de la LF.

A $z > 0.3$, les relevés spectroscopiques CFRS et AUTOFIB (voir section 2.2.1) ont mesuré la LF globale dans la bande B . Cette mesure est réalisée jusqu'à $z = 1$ avec ~ 600 *redshifts* de galaxies sélectionnées selon $17.5 \leq I_{AB} \leq 22.5$ pour le CFRS (Lilly et al. 1995) et jusqu'à $z = 0.75$ avec ~ 1700 *redshifts* de galaxies sélectionnées selon $11.5 \leq B \leq 24$ pour AUTOFIB (Ellis et al. 1996). Ils obtiennent que la magnitude caractéristique M^* de LF globale évolue très fortement avec le *redshift*, de presque -1 magnitude jusqu'à $z = 1$ (Lilly et al. 1995). Cette évolution semble accompagnée d'une évolution de la pente de la LF globale. Ellis et al. (1996) mesure un raidissement de la pente variant de $\alpha \sim -1.1$ pour la LF mesurée dans l'Univers proche, à $\alpha \sim -1.5$ pour la LF mesurée à $z = 0.75$. Le relevé K20 (voir section 2.2.1) permet une mesure de la LF globale dans la bande K contrainte jusqu'à $z = 1.3$ (Pozzetti et al. 2003). Pozzetti et al. (2003) obtiennent une faible évolution de la LF globale en proche infrarouge, avec $\Delta M_K^* = -0.54 \pm 0.12$ entre $z \sim 0.1$ et $z \sim 1$. Les seuls échantillons qui permettent une mesure de la LF à plus grand *redshift* utilisent la méthode des *redshifts* photométriques (Steindel et al. 2004, Poli et al. 2003, Wolf et al. 2003, Gabash et al. 2004).

Les données du relevé spectroscopique VVDS, nous ont permis d'apporter une contrainte forte sur la mesure de la LF globale jusqu'à $z = 2$, et sur un large domaine spectral. Ces mesures sont présentées dans ce chapitre.

Relevé	Filtre	$\Omega_m=0.3$	$\Omega_\Lambda=0.7$	Φ^*
		α	$M_{AB}^* - 5\log(h)$	$(h^3 Mpc^{-3})$
2dFGRS ^(a)	b_J	-1.21 ± 0.03	-19.66 ± 0.07	0.0161 ± 0.0008
2dFGRS+2MASS ^(b)	J	-0.93 ± 0.04	-22.36 ± 0.02	0.0104 ± 0.0016
	K	-0.96 ± 0.05	-23.44 ± 0.03	0.0108 ± 0.0016
	FUV	-1.21 ± 0.07	-17.28 ± 0.11	0.0346 ± 0.0048
SDSS+GALEX ^(c)	FUV	-1.21 ± 0.07	-17.28 ± 0.11	0.0346 ± 0.0048
SDSS ^(d)	$^{0.1}u$	-0.92 ± 0.07	-17.93 ± 0.03	0.0305 ± 0.0033
	$^{0.1}g$	-0.89 ± 0.03	-19.39 ± 0.02	0.0216 ± 0.0008
	$^{0.1}r$	-1.05 ± 0.01	-20.44 ± 0.01	0.0149 ± 0.0004
	$^{0.1}i$	-1.00 ± 0.02	-20.82 ± 0.02	0.0147 ± 0.0004
	$^{0.1}z$	-1.08 ± 0.02	-21.16 ± 0.02	0.0135 ± 0.0004
SDSS+2MASS ^(e)	K	-0.76 ± 0.01	-23.27 ± 0.10	0.0134 ± 0.0007

(a) Norberg et al. 2002

(b) Cole et al. 2001

(c) Wyder et al. 2004

(d) Blanton et al. 2003

(e) Bell et al. 2003

TAB. 6.1: Paramètres de la fonction de Schechter mesurés pour les LF dans l'Univers proche ($z \sim 0.1$) et dans différentes bandes. La notation $^{0.1}u$ correspond à des filtres décalés spectralement à $z = 0.1$.

6.1 Données VVDS de la première époque : évolution de la LF jusqu'à $z=2$

Mesure de la LF globale

La mesure de la fonction de luminosité utilise l'ensemble du travail présenté dans les chapitre 3, 4 et 5.

Nous avons utilisé les données photométriques multi-couleur décrites dans le chapitre 3 et les données spectroscopiques de la première époque décrites dans le chapitre 4 pour mesurer l'évolution de la LF globale du VVDS avec ~ 8000 *redshifts* spectroscopiques de galaxies.

Pour traiter la fraction d'objets dont le *redshift* n'est pas mesuré, j'ai estimé un poids à associer à chaque galaxie. Un premier poids est relatif à la fraction d'objets ciblés. Ce premier poids est l'inverse du taux d'échantillonnage en fonction de la variable x-radius (voir section 4.1.3). Un second poids, dont l'estimation est plus complexe, doit corriger le fait que l'identification spectroscopique échoue pour certains spectres. Ce second poids est estimé comme l'inverse du taux de succès spectroscopique, en fonction du *redshift* et en fonction de I_{AB} . L'estimation du taux de succès spectroscopique, qui utilise la mesure des *redshifts* photométriques, est décrite dans la section 4.3.

Pour éviter que le biais décrit dans la section 5.3 affecte nos mesures, la solution que nous avons retenue pour mesurer les LFs avec le relevé VVDS est de ne pas estimer la LF sur l'intervalle d'« incomplétude ». Nous conservons l'estimation produite avec l'estimateur $1/V_{\max}$ sur cet intervalle puisque cette sous-estimation de la LF est une contrainte inférieure pour la pente. Nous restreignons le domaine en magnitude absolue dans lequel la LF globale est mesurée.

Nous utilisons l'outil ALF, décrit dans le chapitre 5, pour mesurer la LF avec les données du relevé spectroscopique VVDS.

Résultats

Nous avons mesuré l'évolution de la LF globale de $z = 0.05$ à $z = 2$, ce qui n'avait jamais pu être réalisé à partir d'un relevé spectroscopique. Cette mesure est réalisée à différentes longueurs d'onde au repos U (3600Å), B (4360Å), V (5440Å), R (6440Å) et I (7840Å) du système standard Johnson-Kron-Cousins (Bessel 1990), grâce à la couverture multi-couleur du relevé photométrique. Cette mesure à différentes longueurs d'onde est importante puisque nous avons vu que les modèles prédisent une évolution de la LF globale qui dépend de la longueur d'onde au repos considérée (voir section 1.4.5). Cette mesure permet d'apporter une contrainte sur des processus physiques différents.

Dans l'Univers proche ($z \sim 0.1$), le VVDS apporte une information qui ne peut être obtenue par les grands relevés locaux (2dFGRS et SDSS), puisque le VVDS sonde l'Univers proche 3-4 magnitudes plus profond que ne le permet le relevé SDSS. L'échantillon du VVDS apporte donc une contrainte sur la pente de la LF dans l'Univers proche. Nous obtenons que la pente de la LF globale mesurée avec le VVDS est plus raide que celle mesurée par le SDSS. Pour une valeur de M^* fixée à la valeur du SDSS, nous obtenons une valeur de α dans la bande B de $\alpha_{VVDS}(z \sim 0.1) = -1.23 \pm 0.05$ alors que le résultat du SDSS est $\alpha_{SDSS}(z \sim 0.1) = -0.89 \pm 0.03$ (Blanton et al. 2003). Notre résultat est en accord avec le résultat du 2dFGRS (Norberg et al. 2002).

Nous avons découpé notre échantillon en 8 intervalles de *redshifts* entre $z = 0.05$ et $z = 2$. L'intervalle en *redshift* $0.6 < z \leq 0.8$ contient 1619 galaxies, ce qui correspond presque au nombre total des galaxies utilisées par Lin et al. (1999) avec l'échantillon du CNO2. Cette mesure de la LF par intervalles étroits de *redshift* nous permet de quantifier l'évolution de la LF. Nous obtenons que la LF globale évolue très fortement dans les bandes les plus bleues (U et B). La différence en M^* entre $z = 0.05$ et $z = 2$ est comprise dans un intervalle de magnitude $[-2.4, -1.8]$ en U et $[-2.2, -1.6]$ en B . Cette évolution est beaucoup moins forte dans la bande I avec seulement une évolution du paramètre M^* comprise entre $[-1.4, -0.8]$ magnitude.

Nous avons mesuré la densité comobile des galaxies plus brillantes que $M^*(z = 0.1)$. Cette densité évolue entre $z = 0.05$ et $z = 1$, d'un facteur 2.5, 2.2, 1.7, 1.4, 1.3 dans les bandes U , B , V , R et I respectivement. Ce résultat confirme une évolution de la LF globale de moins en moins forte de la bande U à la bande I . Il est intéressant de noter que cette tendance est aussi la tendance prédite par la simulation GALICS (Blaizot 2003), basée sur un scénario de croissance hiérarchique des structures.

Nous notons une variation du paramètre α avec un possible raidissement de la pente de $\Delta\alpha \sim -0.3$. Ce résultat est à confirmer avec l'échantillon de la seconde époque du VVDS, avec une meilleure contrainte sur la mesure de la pente grâce à l'utilisation d'un plus grand échantillon de galaxies et grâce à une meilleure compréhension de l'incomplétude spectroscopique (simulations, utilisation d'observations réalisées avec un grisme bleu).

Nous avons finalement comparé notre résultat à des résultats donnés dans la littérature. Nous obtenons un excellent accord jusqu'à $z = 2$ avec la LF mesurée dans la bande B par Poli et al. (2003), à partir principalement des données du HDFN et HDFS. Nos résultats sont sensiblement différents de ceux obtenus avec le relevé COMBO-17 par Wolf et al. (2003). L'explication de cette différence n'est pas encore claire. Une des explications possible est le traitement du biais décrit dans la section 5.4.

La mesure de l'évolution de la LF globale jusqu'à $z = 2$ avec les données du VVDS font l'objet d'une parution (Ilbert et al. 2004b) soumise dans *Astronomy & Astrophysics* et qui détaille le contenu de cette section.

The VIMOS-VLT Deep Survey^{*}

Evolution of the galaxy luminosity function up to $z = 2$ in first epoch data

O. Ilbert¹, L. Tresse¹, E. Zucca², S. Bardelli², S. Arnouts¹, G. Zamorani², L. Pozzetti², D. Bottini³, B. Garilli³, V. Le Brun¹, O. Le Fèvre¹, D. Maccagni³, J.-P. Picat⁴, R. Scaramella⁵, M. Scodreggio³, G. Vettolani⁵, A. Zanichelli⁵, C. Adami¹, M. Arnaboldi⁶, M. Bolzonella⁷, A. Cappi², S. Charlot^{8,9}, T. Contini⁴, S. Foucaud³, P. Franzetti³, I. Gavignaud^{4,12}, L. Guzzo¹⁰, A. Iovino¹⁰, H.J. McCracken^{9,11}, B. Marano⁷, C. Marinoni¹, G. Mathez⁴, A. Mazure¹, B. Meneux¹, R. Merighi², S. Paltani¹, R. Pello⁴, A. Pollo¹⁰, M. Radovich⁶, M. Bondi⁵, A. Bongiorno⁷, G. Busarello⁶, P. Ciliegi², Y. Mellier^{9,11}, P. Merluzzi⁶, V. Ripepi⁶, and D. Rizzo⁴

¹ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (UMR 6110), CNRS-Université de Provence, B.P.8, 13376 Marseille Cédex 12, France

² INAF-Osservatorio Astronomico di Bologna, via Ranzani 1, 40127 Bologna, Italy

³ INAF-IASF, via Bassini 15, 20133 Milano, Italy

⁴ Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire Midi-Pyrénées (UMR 5572), CNRS-Université Paul Sabatier, 14 avenue E. Belin, 31400 Toulouse, France

⁵ INAF-IRA, via Gobetti 101, 40129 Bologna, Italy

⁶ INAF-Osservatorio Astronomico di Capodimonte, via Moiariello 16, 80131 Napoli, Italy

⁷ Università di Bologna, Dipartimento di Astronomia, via Ranzani 1, 40127 Bologna, Italy

⁸ Max-Planck-Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Str. 1, 85740 Garching bei München, Germany

⁹ Institut d'Astrophysique de Paris (UMR 7095), 98 bis Boulevard Arago, 75014 Paris, France

¹⁰ INAF-Osservatorio Astronomico di Brera, via Brera 28, 20121 Milano, Italy

¹¹ Observatoire de Paris-LERMA, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

¹² European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str. 2, 85748 Garching bei München, Germany

Received ... / Accepted ...

Abstract. We investigate the evolution of the galaxy luminosity function from the VIMOS-VLT Deep Survey (VVDS) from the present to $z = 2$ in five (U , B , V , R and I) rest-frame band-passes. We use the first epoch VVDS deep sample of 11,034 spectra selected at $17.5 \leq I_{AB} \leq 24.0$, on which we apply the Algorithm for Luminosity Function (ALF), described in this paper. We observe a substantial evolution with redshift of the global luminosity functions in all bands. From $z = 0.05$ to $z = 2$, we measure a brightening of the characteristic magnitude M^* included in the magnitude range $1.8 - 2.5$, $1.7 - 2.4$, $1.2 - 1.9$, $1.1 - 1.8$ and $1.0 - 1.6$ in the U , B , V , R and I rest-frame bands, respectively. We confirm this differential evolution of the luminosity function with rest-frame wavelength from the measurement of the comoving density of bright galaxies ($M \leq M^*(z = 0.1)$). This density increases by a factor of around 2.6, 2.2, 1.8, 1.5, 1.5 between $z = 0.05$ and $z = 1$ in the U , B , V , R , I bands, respectively. We also measure a possible steepening of the faint-end slope of the luminosity functions, with $\Delta\alpha \sim -0.3$ between $z = 0.05$ and $z = 1$, similar in all bands.

Key words. surveys – galaxies: evolution – galaxies: luminosity function – galaxies: statistics

1. Introduction

The luminosity function (LF) of field galaxies is a fundamental diagnostic of the physical processes that act in the

Send offprint requests to: O. Ilbert, e-mail: Olivier.Ilbert@oamp.fr

^{*} Based on data obtained with the European Southern Observatory on Paranal, Chile.

formation and evolution of galaxies. The LF evolution is mainly determined by the combination of the star formation history in each galaxy and the gravitational growth of structures, through merging. These two different processes are better probed by the luminosity emitted in the blue and red rest-frame wavelengths, respectively. The relative contribution of these processes to the cosmic history is re-

flected in the LF evolution, which therefore is expected to be different as a function of rest-frame wavelength. Large deep redshift surveys, combined with multi-color imaging, are necessary to perform this measurement.

The local LF is now well constrained by the results of two large spectroscopic surveys: the Two-Degree Field Redshift Survey (2dFGRS; Norberg et al. 2002) and the Sloan Digital Sky Survey (SDSS; Blanton et al. 2003). These measurements of the local LF represent the local benchmark for all studies of the LF evolution. Up to $z \simeq 1$ the Canada-France Redshift Survey (CFRS; Lilly et al. 1995) represents a sample of 591 spectroscopic redshifts of galaxies, from which it was demonstrated that the global LF evolves with cosmic time. Lilly et al. (1995) showed that the evolution of the LF depends on the galaxy population studied. The LF of the red population shows few changes over the redshift range $0.05 \leq z \leq 1$, while the LF of the blue population brightens by about one magnitude over the same redshift interval. Up to $z \simeq 0.6$, the Canadian Network for Observational Cosmology Field Galaxy Redshift Survey (CNOC2; Lin et al. 1999) and the ESO-Sculptor Survey (ESS; de Lapparent et al. 2003) derived the LFs per spectral type with spectroscopic redshift samples of ~ 2000 and 617 galaxies, respectively. They confirmed a steep faint-end slope of the LF for the blue galaxy types. At higher redshift, LF measurements based on photometric redshifts have been derived by, e.g., Wolf et al. (2003) up to $z < 1.2$, Gabasch et al. (2004) up to $z < 5$. Samples of Lyman-break selected galaxies have also been used to measure the LF at such high redshift $3 < z < 5$ (e.g., Steidel et al. 1999).

The VIMOS (VIVisible Multi-Object Spectrograph) VLT (Very Large Telescope) Deep Survey (VVDS) is a deep spectroscopic survey conducted over a large area associated with multi-color photometric data (Le Fèvre et al. 2004a). Because of its characteristics, the VVDS is very well suited for detailed studies of the LF evolution :

- the Universe is surveyed over more than 90% of its current age with spectroscopic redshifts, which allows us to measure the LF evolution in a coherent way within a single sample from $z = 0.05$ up to high redshift;
- the spectroscopic targets are selected on the basis of a simple magnitude limit criterion, with no attempt to exclude stars or AGNs, or to select objects on the basis of their colors or morphology. Therefore, this selection minimizes any bias in sampling the galaxy population up to high redshift;
- the multi-color coverage allows us to span a large range of rest-frame wavelengths, related to different physical processes, and thus to derive the LFs in several rest-frame bands;
- the spectra can also be used to derive the LFs as a function of specific spectral properties.

In this paper, we focus on the deep fields of the VVDS, which are the VVDS-0226-04 field (Le Fèvre et al. 2005) and the VVDS-Chandra Deep Field South (CDFS;

Le Fèvre et al. 2004b). The first epoch VVDS deep sample contains 11,034 spectra of objects selected at $17.5 \leq I_{AB} \leq 24.0$. The first goal of the LF analysis is to characterize the statistical properties of the whole population. It is the first measurement that a theory of galaxy formation must account for, because it is free of any of the possible biases which can arise when the sample is split into different sub-samples according to various selection criteria (e.g., rest-frame colors, morphology, spectral properties). In this paper, we present the measurement of the evolution of the global LF up to $z = 2$. To investigate the dependence of this evolution on the rest-frame wavelength, the global LFs are estimated in five rest-frame bands, which span the wavelength range $3600\text{\AA} \leq \lambda_{eff} \leq 7840\text{\AA}$.

The paper is organized as follows. In Section 2 we briefly present the VVDS Deep first epoch sample. In Section 3 we describe the target sampling rate and the spectroscopic success rate of our data. In Section 4 we discuss two points relevant to the estimate of the global LF with VVDS data. This estimate is performed with our LF tool named Algorithm for Luminosity Function (ALF), extensively described in the Appendix. In Section 5 we present our results, compared with other literature measurements in Section 6. Conclusions are presented in Section 7. This paper will be followed by an analysis of the evolution of the LF per spectral type (Zucca et al. 2005), and as a function of environment (Ilbert et al. 2005).

We use a flat lambda ($\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$) cosmology with $h = H_0/100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Magnitudes are given in the AB system.

2. Data description

We consider the deep spectroscopic sample of the first epoch data in the VVDS-0226-04 and VVDS-CDFS fields.

McCracken et al. (2003) describe in detail the photometry and astrometry of the VVDS-0226-04 field acquired with the wide-field 12K mosaic camera at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT). The deep field covers 1.2 deg^2 and reaches the limiting magnitudes of $B_{AB} \sim 26.5$, $V_{AB} \sim 26.2$, $R_{AB} \sim 25.9$ and $I_{AB} \sim 25.0$, corresponding to 50% completeness. These data are complete and free of surface brightness selection effects at $I_{AB} \leq 24.0$, corresponding to the limit of the VVDS spectroscopic sample. Apparent magnitudes are measured using Kron-like elliptical aperture magnitudes (Kron 1980), with a minimum Kron radius of 1.2 arcsec. They are corrected for the galactic extinction estimated at the center of the VVDS-0226-04 field. For a large fraction of the field we have also U band data, taken at the ESO 2.2m telescope and reaching a limiting magnitude of $U_{AB} \sim 25.4$ (Radovich et al. 2004).

For the VVDS-CDFS, we have used the EIS I -band photometry and astrometry (Arnouts et al. 2001) for our target selection, and the multi-color U , B , V , R , and I photometric catalogue from the COMBO-17 survey (Wolf et al. 2004).

The VVDS redshift survey uses the high multiplex capabilities of the VIMOS instrument installed at the Nasmyth platform of Melipal of the VLT-ESO in Paranal (Chile). The spectroscopic observations were obtained during two runs between October and December 2002. The spectroscopic targets were selected from the photometric catalogues using the VLT-VIMOS Mask Preparation Software (VVMPS; Bottini et al. 2005). The spectroscopic multi-object exposures were reduced using the VIPGI tool (Scodreggio et al. 2005). The sample of spectroscopic redshifts obtained in the VVDS-CDFS is described in Le Fèvre et al. (2004b) and the sample obtained in the VVDS-F02 is described in Le Fèvre et al. (2005). A total of 11,034 spectra were acquired as primary targets in the two fields. The range of magnitude of the observed objects is $17.5 \leq I_{AB} \leq 24.0$. The deep spectroscopic sample (VVDS-0226-04+VVDS-CDFS) consists of 6582+1258 galaxies, 623+128 stars and 62+9 QSOs with secure spectroscopic identification, i.e. quality flags 2, 3, 4 and 9 (flags 2, 3, 4 correspond to redshifts measured with a confidence level of 75%, 95%, 100%, respectively; flag 9 indicates spectra with a single emission line). 1439+141 objects have an uncertain redshift measurement, i.e. quality flag 1 (flag 1 corresponds to a confidence level of 50% in the measured redshift). 690+102 objects have no spectroscopic identification, i.e. quality flag 0. This sample covers $\sim 1750 + 450 \text{ arcmin}^2$, with a median redshift of about 0.76. The 1σ accuracy of the redshift measurements is estimated at ~ 0.001 from repeated VVDS observations (Le Fèvre et al. 2005).

3. Treatment of unidentified sources

In the estimate of the luminosity function, we introduce a statistical weight w_i , associated with each galaxy i with a secure redshift measurement. This weight corrects for the non-observed sources and those for which the spectroscopic measurement failed (unidentified sources). This method yields the best statistical estimate of the total number of galaxies with the same properties as galaxy i , in the full field of view sampled by the spectroscopic data. The statistical weight w_i is the product of :

- the weight w_i^{TSR} , inverse of the *Target Sampling Rate* (hereafter *TSR*). The *TSR* is the fraction of objects in the photometric catalogue that have been spectroscopically targeted. It can be a constant or a function of a number of parameters according to the strategy adopted in selecting the spectroscopic targets.
- the weight w_i^{SSR} , inverse of the *Spectroscopic Success Rate* (hereafter *SSR*). The *SSR* is the fraction of the spectroscopically targeted objects for which a secure spectroscopic identification has been obtained. In this paper, the LFs are computed using galaxies with secure redshift measurements, i.e. with spectroscopic quality flag 2, 3, 4 and 9. The *SSR* is the ratio between the number of objects with high quality flag 2, 3, 4 and 9 and the total number of spectra (quality flags 0, 1,

2, 3, 4 and 9). The correct estimate of the *SSR* is not trivial, because it can be a function of a large number of parameters, like, for example, magnitude, surface brightness, redshift and spectral type of the objects.

3.1. The *TSR* and its associated weight w^{TSR}

The VVDS strategy in selecting spectroscopic targets has been to select targets quasi-randomly from the photometric catalog, thus minimizing any bias in sampling the galaxy population. In the random selection process, the VVMPS tool (Bottini et al. 2005) uses the information about the size of the objects in order to maximize the number of slits per VIMOS pointing. As a consequence, the final spectroscopic sample presents a bias with respect to the photometric one, with large objects being under represented (see Bottini et al. 2005, for a discussion). The parameter used by VVMPS to maximize the number of slits is the x-radius, which is the projection of the angular size of each object on the x-axis of the image, corresponding to the direction in which the slits are placed. The x-radius is defined as $x\text{-radius} = (n + 0.5) \times 0.204$, where 0.204 is the pixel size of the image expressed in *arcsec* and n is an integer corresponding to the size of the object in pixels. The *TSR* in the VVDS-0226-04 is shown as a function of the x-radius in the top panel of Fig.1. The *TSR* runs from $\sim 25\%$ for the smallest objects, to $\sim 10\%$ for the largest ones. As shown in the bottom panel of Fig.1, a large fraction of the total population ($\sim 75\%$) is targeted with *TSR* $\sim 25\%$. The under-sampling of the largest objects ($x\text{-radius} > 1.7$) concerns less than 4% of the total population, targeted with *TSR* $< 15\%$. Since the x-radius is the only parameter used to maximize the number of slits, the correction to be applied in order to correct for this bias is well defined and corresponds to using the weight $w_i^{TSR} = 1/TSR(r_i)$, where r_i is the x-radius of the galaxy i .

3.2. The *SSR* and its associated weight w^{SSR}

The second weight to be used in the estimate of the LF is w_i^{SSR} , which is the inverse of the *SSR*. In Fig.16 of Le Fèvre et al. (2005) it is shown that the *SSR* is, as expected, a function of the I_{AB} apparent magnitude. The *SSR* is greater than 90% for $I_{AB} < 22.0$ and smoothly decreases down to $\sim 70\%$ in the faintest half a magnitude bin. In a first approximation, we could use this *SSR* distribution to derive w_i^{SSR} as a function of the I_{AB} apparent magnitude. However, this procedure implies that the objects with quality flags 0 and 1 belong to the same population of the objects with a secure spectroscopic identification (flags 2, 3 and 4). In particular, it implies that they have the same redshift distribution. The redshift distributions of galaxies with quality flags 4, 3 and 2 are shown in Fig.2. The distributions for each flag are clearly different, reflecting the fact that the quality flag is related not only to the signal-to-noise of the spectrum, but also to

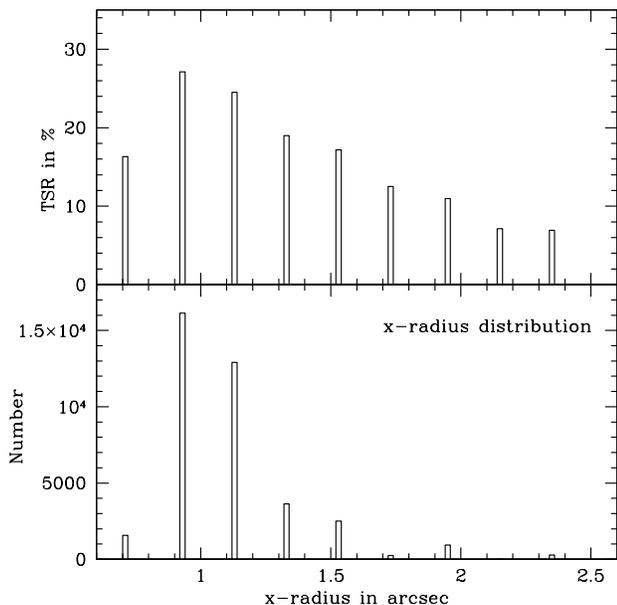


Fig. 1. Top panel: *Target Sampling Rate* as a function of the x -radius for the VVDS-0226-04 field. Bottom panel: x -radius distribution in the VVDS-0226-04 photometric catalogue at $17.50 \leq I_{AB} \leq 24.0$.

the number and the strength of identifiable spectral features. This suggests that the galaxies with quality flags 0 and 1 are likely to have a different redshift distribution. If that is the case, we would not be allowed to use w_i^{SSR} as a function of magnitude only.

Therefore, making use of the multi-color properties of our sample, we have analyzed the distribution of photometric redshifts for the spectroscopic targets with flag 0 and 1. For this analysis we have used only a subset area of the VVDS-0226-04 field, with ~ 1100 spectra, in which, in addition to the U photometry (Radovich et al. 2004), we have also J and K photometry (Iovino et al. 2005). We have restricted this analysis to the area with near-infrared data, since near infrared photometry allows us to estimate robust photometric redshifts at least up to $z \sim 2$ (see Bolzonella et al. 2005 for a detailed description of the method). A redshift probability distribution function (hereafter PDF_z) is estimated for each object of the spectroscopic sample, using the photometric redshift code of *Le Phare*¹ (Arnouts & Ilbert). We sum the normalized PDF_z of all galaxies to estimate the expected redshift distribution (Arnouts et al. 2002). The stars are removed from the sample on the basis of their spectral identification if they have high quality spectroscopic flags, or on the basis of photometric criteria for the low quality flags (Bolzonella et al. 2005). The estimated redshift distribution of galaxies with quality flag 0 and 1 is shown in the bottom right panel of Fig.2. As expected, the estimated redshift distribution of the low quality flag galaxies differs

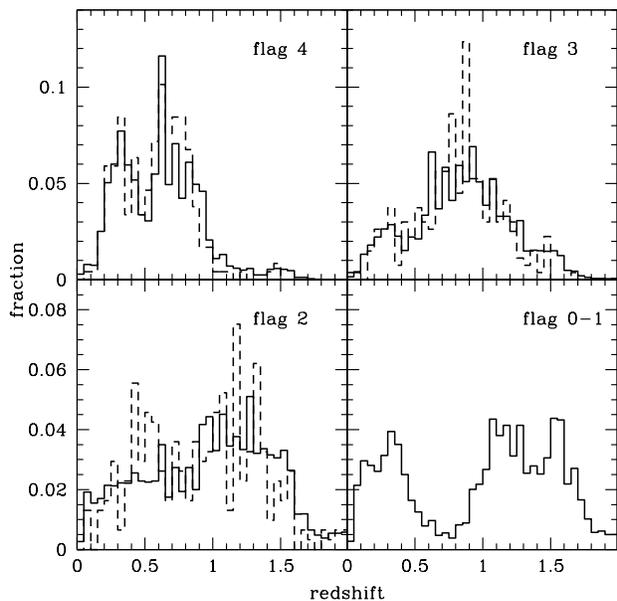


Fig. 2. Redshift distributions normalized to unity for each spectroscopic quality flag. For high quality flags 2, 3, 4, we show both the spectroscopic redshift distributions (dashed lines) and the photometric redshift distributions (solid lines) on the same area. For quality flags 0 and 1, we show only the redshift distribution estimated using the photometric redshifts.

from the redshift distribution of high quality flag galaxies, while the distributions of the photometric and spectroscopic redshifts for galaxies with flag ≥ 2 are consistent with each other.

We have then derived the SSR in various bins of apparent magnitude as the ratio between the estimated redshift distribution of high quality flag galaxies (quality flags 2, 3, 4, 9) and the estimated redshift distribution of all galaxies (quality flags 0, 1, 2, 3, 4, 9). This SSR is shown in Fig.3 as a function of redshift in four apparent magnitude bins for $I_{AB} \geq 22.5$ (at brighter magnitudes, the SSR is close to unity). Fig.3 clearly shows that the global SSR indeed decreases for fainter apparent magnitude bins and it varies significantly with redshift. The shape of the SSR is similar in all magnitude bins showing a maximum efficiency in the redshift measurement at $z \sim 0.7$ and a minimum SSR for $z < 0.5$ and $z > 1.5$. The dependence of the SSR on the redshift is related to the presence of the [O II] line, and/or the Balmer break within the observed spectral window $5500\text{\AA} \leq \lambda \leq 9500\text{\AA}$. The weight w^{SSR} is shown in the bottom of each panel in Fig.3. The weight is binned in redshift in order to limit the statistical noise.

At $z > 1.5$, the uncertainties on our weight are large due to the smaller number of galaxies, and to the uncertainties on the photometric redshifts at such redshifts (Bolzonella et al. 2005). We could also perform an other estimate of the weight at such high redshifts, using the spectroscopic redshifts of the spectra with quality flag 1 (50% of confidence level) and assuming that quality flag

¹ www.lam.oamp.fr/arnouts/LE_PHARE.html

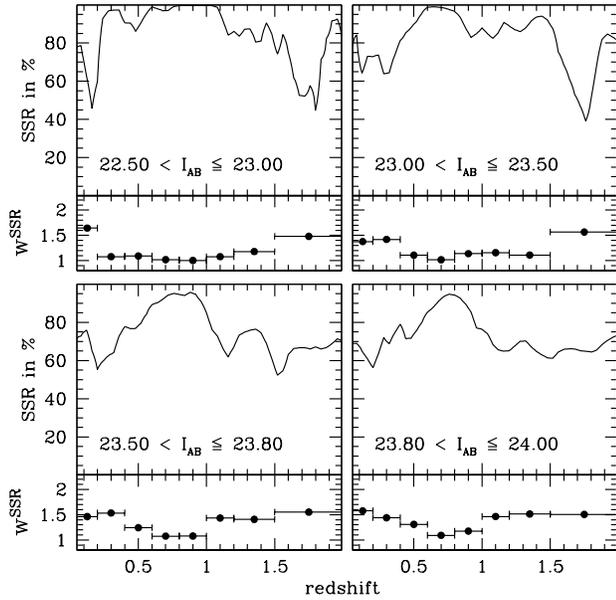


Fig. 3. *Spectroscopic Success Rate* as a function of redshift and per apparent magnitude bin. The associated weight is shown in the bottom of each panel.

0 objects have the same redshift distribution. Applying this method, we find $SSR \sim 20\text{-}30\%$ above $z > 1.5$, which provides a weight $\sim 2\text{-}3$ times greater than the weight estimated with the photometric redshift method. The value of w^{SSR} at $z > 1.5$ will be refined in future analysis (Paltani et al., in preparation), using simulations and new spectroscopic VIMOS observations with a blue grism.

We apply the weights derived from this analysis to the whole sample, making the assumption that the subset area, from which they have been derived, is representative of our ability to measure a redshift. We assign to each galaxy, a weight w_i^{SSR} that depends both on the apparent magnitude m_i and on the redshift z_i of the considered galaxy i .

To summarize, we have derived our statistical weights as the product of $w_i = w_i^{TSR} \times w_i^{SSR} = 1/TSR(r_i) \times 1/SSR(m_i, z_i)$. This weighting scheme allows us to correct for:

- the TSR , taking into account the small under-sampling of the largest objects in the target selection;
- the SSR , taking into account the dependence on the apparent magnitude and redshift.

4. ALF applied to the VVDS

We have measured the LF on the VVDS data, using our luminosity function VVDS tool, named Algorithm for Luminosity Function (ALF). The methods implemented in ALF are extensively described in the Appendix. In this Section we briefly discuss two points which are relevant

for a better understanding of our treatment of the data in this paper.

4.1. Effect of the w^{SSR} weight on the LF estimates

As shown in Section 3, while the weight w^{TSR} is fully understood and well established, the derivation of the weight w^{SSR} is less direct and subject to more uncertainties. To quantify the effect of w^{SSR} on our LF estimate, we have also derived an ‘unweighted’ LF, in which no correction for the SSR is applied (i.e. $w^{SSR} = 1$). The ‘weighted’ and ‘unweighted’ LFs are shown in Fig.4, in the B rest-frame band.

Since the galaxies with flag 0 and 1 can not be ignored in the LF estimate, the ‘unweighted’ LF is by definition a lower limit of the LF. However, given the relatively small fraction of galaxies with flag 0 and 1, the difference in the overall normalization of the two LFs is small. From Fig.4, we see that the main effect of w^{SSR} is to steepen the slope of the ‘unweighted’ LF. In all the redshift bins, the parameter α of the weighted LF is smaller (i.e. steeper slope), by less than 0.2 up to $z = 1.0$, by less than 0.3 in the two higher redshift bins. This effect is clearly expected, since the galaxies with flag 0 and 1, which are included in the LF estimate through the weight, are mainly faint galaxies close to our magnitude limit. Since α and M^* are correlated, the steepening of the slope with the weight produces also a brightening of M^* , less than 0.25 up to $z = 2$.

4.2. Estimate of the LF from a homogeneous galaxy population

Ilbert et al.(2004) have shown that the estimate of the global LF can be biased, mainly at its faint-end, when the band in which the global LF is measured is far from the rest-frame band in which galaxies are selected. This is because different galaxy types have different absolute magnitude limits, because of different k-corrections. In each redshift range, we avoid this bias in our estimates of the LF by using only galaxies within the absolute magnitude range where all the SEDs are potentially observable. We perform only the $1/V_{\max}$ estimate on the whole absolute magnitude range. This estimator leads to an under-estimate of the LF in the absolute magnitude range fainter than this ‘bias’ limit (Ilbert et al. 2004), providing a lower limit of the LF faint-end.

5. Results

The global LFs are computed up to $z = 2$ in the five standard bands U, B, V, R, I (U Bessel, B and V Johnson, R and I Cousins). The LFs are computed using the weighting scheme described in Section 3. The U -, B -, V -, R - and I -band LFs are displayed in Fig.5 and in Fig.6. In Fig.7, we plot the STY best estimate of $\alpha - M^*$, and the associated error contours. For each band and each redshift bin, the Schechter parameters and the corresponding one

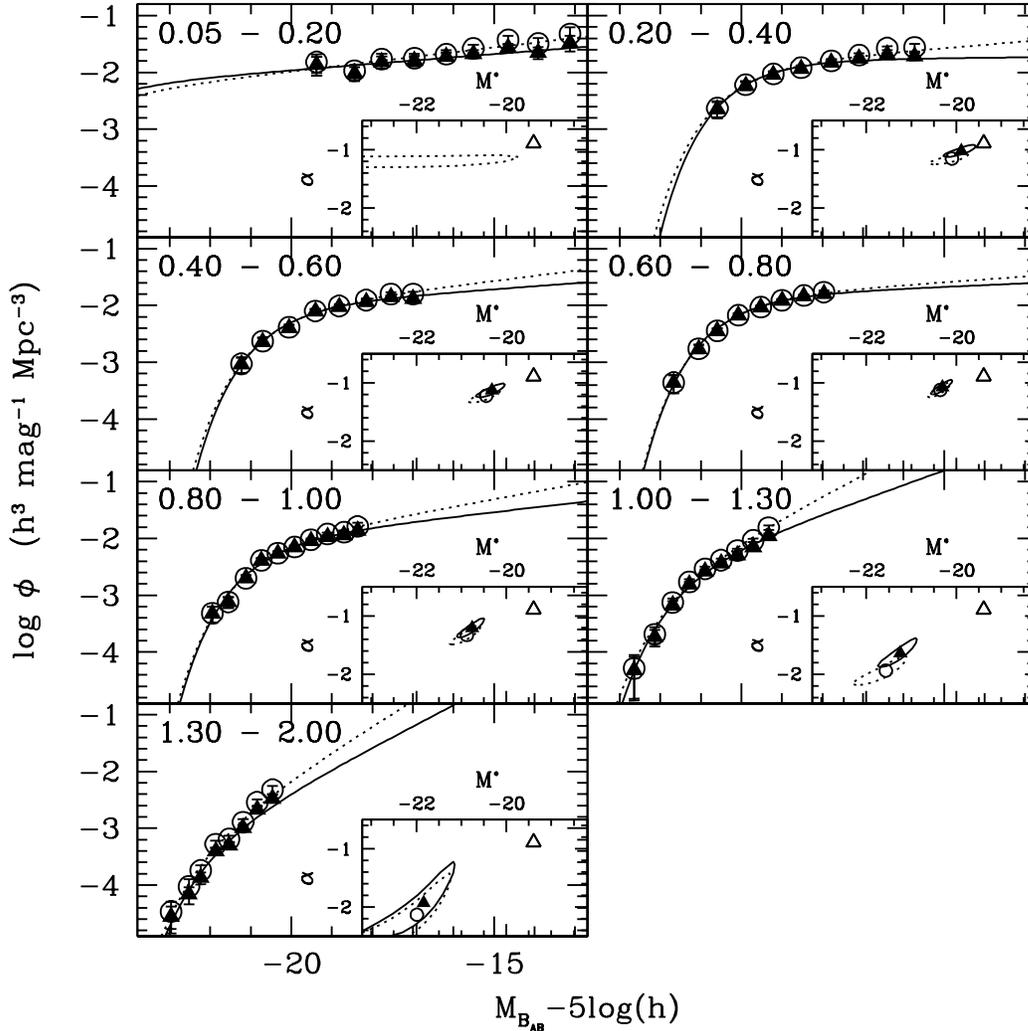


Fig. 4. Comparison between the ‘unweighted’ LFs (solid triangles for $1/V_{\max}$, solid lines for STY) and our best LF estimates (‘weighted’) (open circles for $1/V_{\max}$, dotted lines for STY) in the B rest-frame band. The best STY fits and the associated 90% error contours are shown as insets with the same symbols. We report in each inset the SDSS local estimate with open triangles.

sigma errors measured with the STY estimator are listed in Table 1.

5.1. Local LF at $z = 0.1$

The local LF derived with the VVDS sample refers to the redshift bin $[0.05 - 0.2]$. The average redshift in this bin ($\langle z \rangle \sim 0.14$) is directly comparable to the average redshift of galaxies in local surveys with a brighter limiting magnitude, like the SDSS ($\langle z \rangle \sim 0.1$). Due to the bright apparent magnitude cutoff of the VVDS sample ($I_{AB} \geq 17.5$), the M^* parameter of the STY fit in this redshift bin is essentially unconstrained. Therefore, we set the M^* parameter to the local value derived by Blanton et al. (2003). The LFs of the SDSS are expressed in the bands $^{0.1}u, ^{0.1}g, ^{0.1}r, ^{0.1}i, ^{0.1}z$ (Fukugita et al. 1996) blue-shifted at $z = 0.1$, which cor-

respond roughly to the U, B, V, R, I bands of our standard system. In order to check if the absolute magnitudes estimated in the SDSS band system and in our standard band system are comparable, we have estimated the absolute magnitudes in the filters $^{0.1}u, ^{0.1}g, ^{0.1}r, ^{0.1}i$ and $^{0.1}z$ from the apparent magnitudes measured in the instrumental system (using the formulae A.1 and A.2 given in appendix A). The average difference between the absolute magnitudes computed in B, V, R, I and in $^{0.1}b, ^{0.1}v, ^{0.1}r, ^{0.1}i$ bands are less than 0.05. The difference is more significant in the U band ($\Delta M \sim 0.25$). We have therefore converted $M_{SDSS}^*(^{0.1}u)$ to our band with the relation $M_{SDSS}^*(U) = M_{SDSS}^*(^{0.1}u) - 0.25$. The local values of α and ϕ^* , with M^* set to the SDSS value, are listed in Table 1 and the LFs are shown in Fig.5 and Fig.6. Even if the volume surveyed by the VVDS in the first redshift bin is approximately one thousand times smaller than the

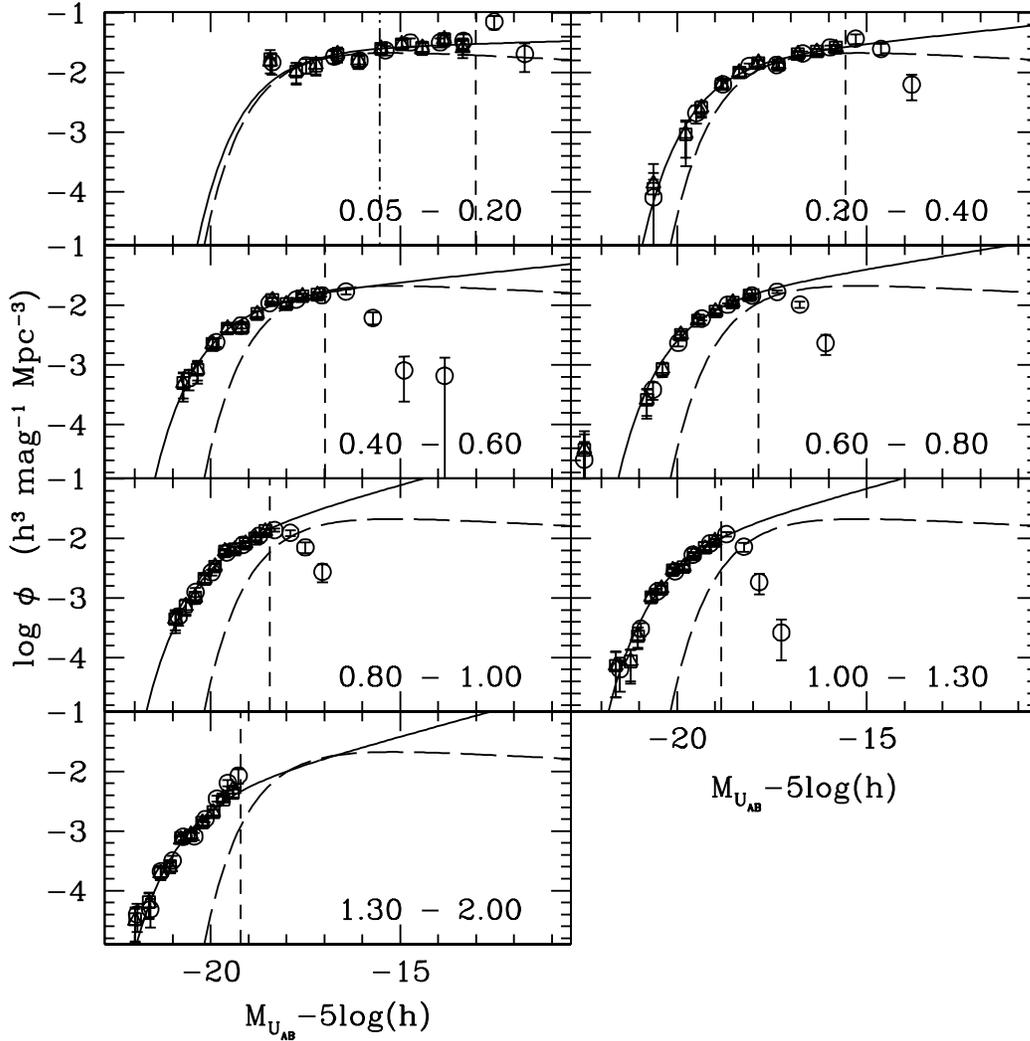


Fig. 5. Estimate of the global LF in the U band from $z = 0.05$ to $z = 2$. The estimate is derived using the weighting scheme described in Section 3. We adopt the following symbols for the various estimators: circles for the $1/V_{\max}$, triangles for the SWML, squares for the C^+ and solid lines for the STY. The vertical short-dashed lines show the faint absolute magnitude limits considered in the STY estimate (see Section 4.2). In each panel, we show also the local LF derived by the SDSS (long dashed lines). The vertical dot-dashed line in the redshift bin 0.05-0.2, corresponds to the faint absolute magnitude limit surveyed by the SDSS.

volume surveyed by the SDSS, the estimates of the local LFs produced by the VVDS and the SDSS are in good agreement in the magnitude range in common to both surveys. However, in all the bands, the VVDS best fit slope is steeper than the SDSS slope. The larger difference is in the B band, where it is formally significant at $\sim 3\sigma$ level ($\alpha_{SDSS} = -0.89 \pm 0.03$ while $\alpha_{VVDS} = -1.09 \pm 0.05$). In this band the VVDS slope is instead consistent with that derived by Norberg et al. (2002) from the 2dFGRS. Even if the number of objects in the VVDS is smaller than in the SDSS, the faint-end slope of the LF is better constrained by the VVDS because it samples the local galaxy population about 3-4 magnitudes deeper than the SDSS. The steeper slope observed in the VVDS cannot be due to the effect of the applied weights since also

the ‘unweighted’ LF, which under-estimates the slope (see Section 4.1), has a steeper best fit slope than the SDSS ($\alpha_{VVDS} = -1.02 \pm 0.05$ in the B -band). The inclusion of a fit for simple luminosity and number evolution in the LF estimate, using the maximum likelihood estimator proposed by Blanton et al. (2003), could also produce a flatter slope.

5.2. LF evolution up to $z = 2$

The VVDS allows us to quantify the galaxy evolution within a single sample and with the same selection function, over a wide redshift range. From $z = 0.05$ up to $z = 2$, the evolution of the bright part of the LFs is clearly

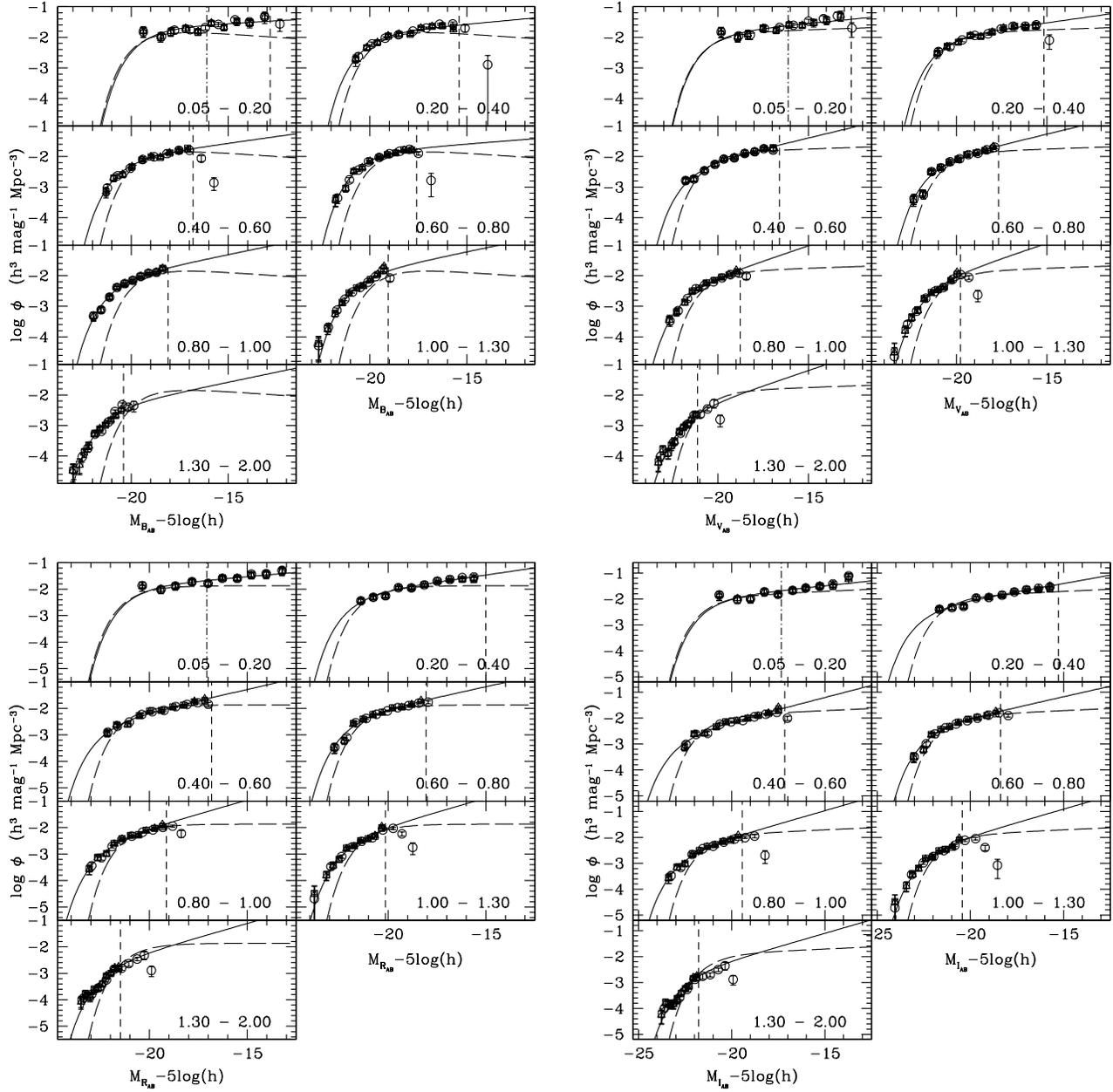


Fig. 6. Same symbols as in Fig.5, in the rest-frame band B (upper-left), V (upper-right), R (lower-left) and I (lower-right).

evident from all non-parametric estimators shown in Fig.5 and Fig.6. It also appears to be a function of the considered rest-frame wavelength. This can be quantified using the Schechter parameters measured with the STY estimator, as done below.

To quantify the strength of the evolution with redshift, we have derived the density of galaxies brighter than the corresponding local value of M^* :

$$\rho(M < M_{SDSS}^*) = \int_{-\infty}^{M_{SDSS}^*} \phi(M) dM,$$

where M_{SDSS}^* is the local value estimated by Blanton et al. (2003). This measurement quantifies the global evolution of the bright part of the LFs, in shape and in normalization. In all bands and up to $z \leq 1$, M_{SDSS}^* is brighter than the faintest limits used for the STY estimate. We have therefore limited this analysis to $z \leq 1$, in order to avoid extrapolation of the LF beyond the last measured point. In Fig.8 we show the evolution with redshift of the ratio $\rho(M < M_{SDSS}^*)/\rho_{SDSS}(M < M_{SDSS}^*)$ for the five bands. As the figure clearly shows, the density evolution of bright galaxies is significantly dependent on the rest-

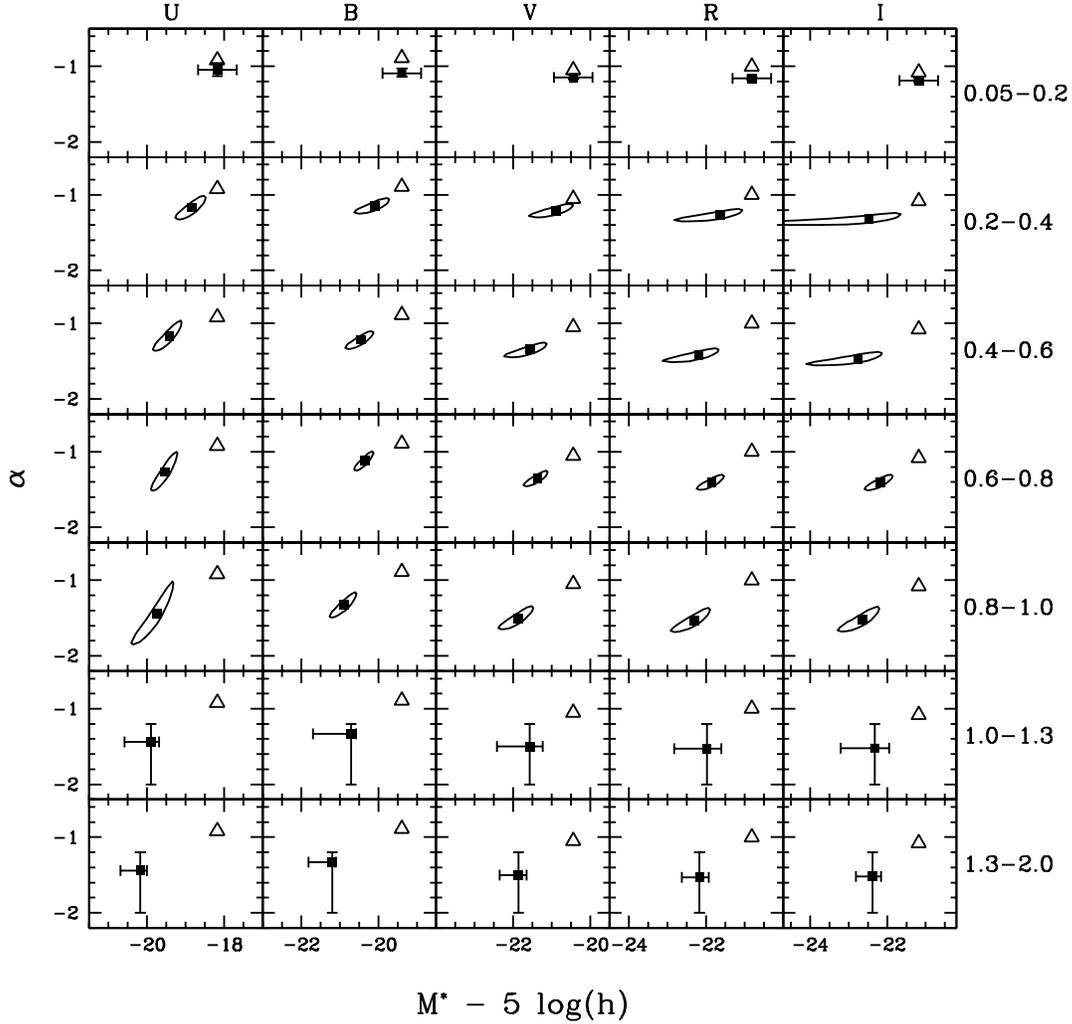


Fig. 7. $M^* - \alpha$ error contours, at 90% confidence level ($2\Delta \ln \mathcal{L} = 4.61$), obtained with the STY estimator. The solid squares are the STY best estimates. Error contours are not drawn when one of the two values has been fixed (see text). When α is fixed, we estimate the range of allowed M^* values, varying α between $\alpha = -2.0$ and $\alpha = -1.2$. When M^* is fixed, we vary M^* by 0.5 around the set value. The error contours are shown for the U , B , V , R and I band LFs from the left to the right panels, respectively. The panels from the top to the bottom correspond to the eight redshift bins, from $z = 0.05$ to $z = 2$. We report with open triangles the SDSS local values (the error bars are included inside the symbols).

frame wavelength, being stronger at shorter wavelengths. In the U band, $\rho(M < M_{SDSS}^*)$ increases continuously and becomes ~ 2.6 times greater than locally at $z = 1.0$, while in the I band this factor is only ~ 1.5 at $z = 1$.

The evolution of the best fit M^* as a function of redshift for the five bands is shown in the central panel of Fig.9. We find that the characteristic magnitude M^* of the whole population strongly evolves. Up to $z = 1$, the slope can still be constrained reasonably well and we measure a brightening of 1.57 ± 0.26 , 1.48 ± 0.17 , 1.41 ± 0.22 , 1.49 ± 0.25 and 1.45 ± 0.26 magnitudes in the U , B , V , R and I rest-frame bands, respectively. Above $z = 1$, the slopes are set to the α value obtained in the redshift bin $0.8 \leq z \leq 1$ and we measure a brightening of about 2.0,

1.8, 1.4, 1.3, 1.2 magnitudes up to $z = 2$. When α is fixed, we estimate the range of allowed M^* values, varying α between two extreme values of the slope, $\alpha = -2.0$ and $\alpha = -1.2$. We find a brightening included in the range $1.8 - 2.5$, $1.7 - 2.4$, $1.2 - 1.9$, $1.1 - 1.8$ and $1.0 - 1.6$ magnitudes in the U , B , V , R and I rest-frame bands, respectively. Also in this representation, the evolution is stronger in the bluer rest-frame bands. Since M^* and α are correlated and we have some evidence that also α is changing with redshift (see below and upper panel of Fig.9), we have verified that the observed evolution in M^* is not induced by the change with redshift of the α value. The bottom panel of Fig.9 shows the best fit M^* parameters derived by setting the value of α to the VVDS local

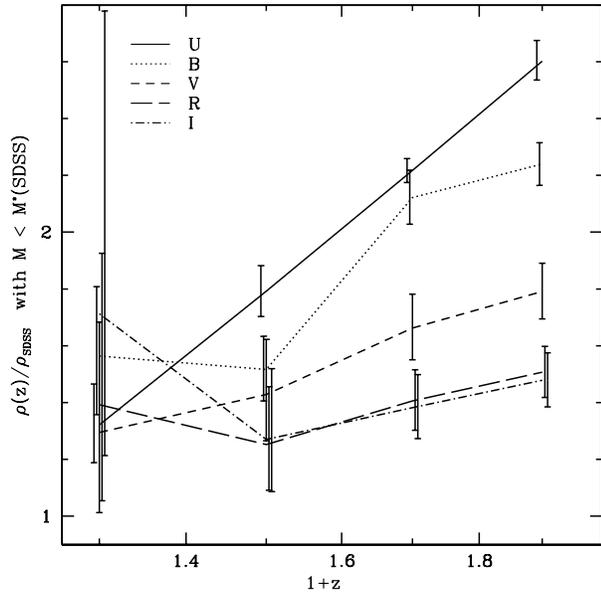


Fig. 8. Evolution with redshift of the ratio between the density of galaxies brighter than $M_{SDSS}^*(z = 0.1)$ and the SDSS local value.

value over the entire redshift range. Also in this case, a significant and differential evolution of M^* is seen, with $\Delta M^* \sim -1.7, -1.6, -1.2, -1.1, -1.0$ up to $z \sim 2$, in the U, B, V, R, I bands respectively. The measurement of this brightening is slightly sensitive to the adopted weighting approach and it is also measured, at a similar level, with the ‘unweighted’ LFs (see Fig.4).

The upper panel of Fig.9 shows the best fit values of α as a function of redshift. The one sigma error bars on α take into account the correlation between α and M^* . The data suggest a steepening of the slope with increasing redshift. The measured variation of α between $z = 0.05$ and $z = 1$ is $\Delta\alpha \sim -0.3$, similar in all the bands.

6. Comparison with previous redshift surveys

6.1. Comparison with the CFRS survey

Lilly et al. (1995) have derived the global B -band LFs of the Canada-France Redshift Survey (CFRS) up to $z \sim 1$. The CFRS spectroscopic sample contains 591 redshifts of galaxies selected with $17.5 \leq I_{AB} \leq 22.5$. The survey covers 125 arcmin^2 in five separated fields. The VVDS deep spectroscopic sample is surveying the galaxy population 1.5 magnitude fainter and the field of view is ten times larger than the CFRS. The comparison between VVDS and CFRS results in three redshift bins is displayed in Fig.10 (in the cosmology $\Omega_m = 1, \Omega_\Lambda = 0$, which was adopted in the CFRS analysis). The estimated LFs for the two surveys are in agreement up to the faintest absolute magnitude limits reached by the CFRS. The slopes of the VVDS are, however, steeper than the CFRS slopes (the

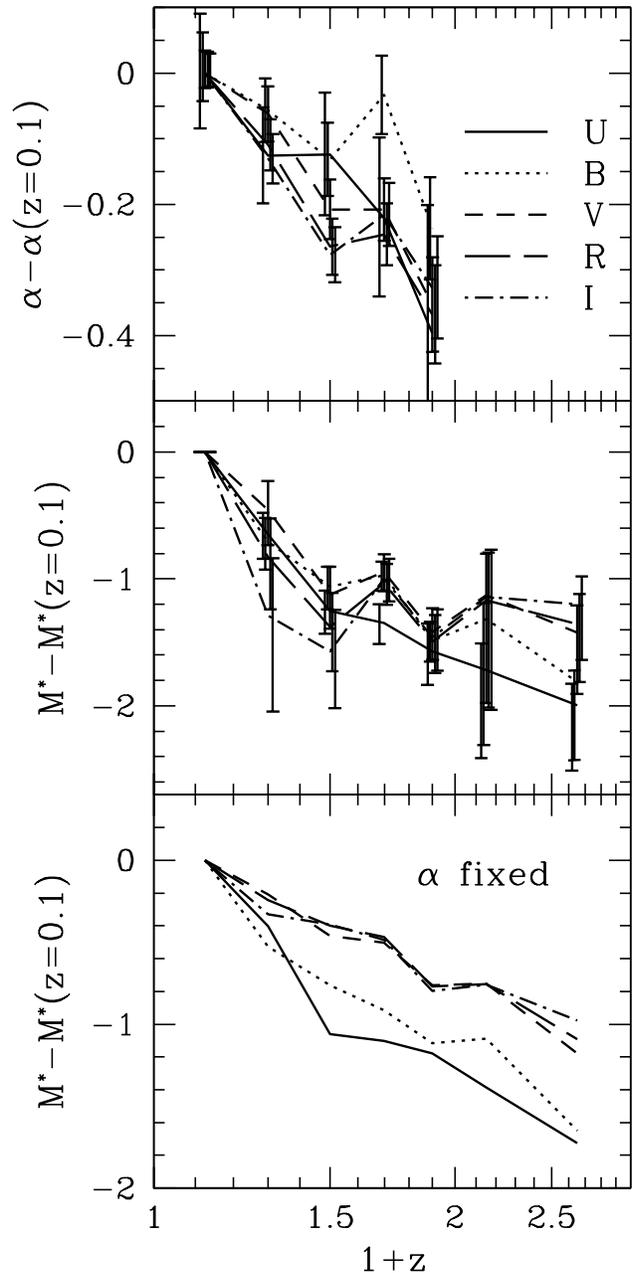


Fig. 9. Evolution in the five bands of the parameter α in the top panel and of the parameter M^* in the second panel. The bottom panel shows the evolution of M^* with the slope fixed to the VVDS local value.

difference is particularly significant in the redshift bin $]0.5-0.75]$). The slopes estimated from the VVDS are clearly more robust, since the VVDS is 1.5 magnitudes deeper and contains 10 times more galaxies than the CFRS.

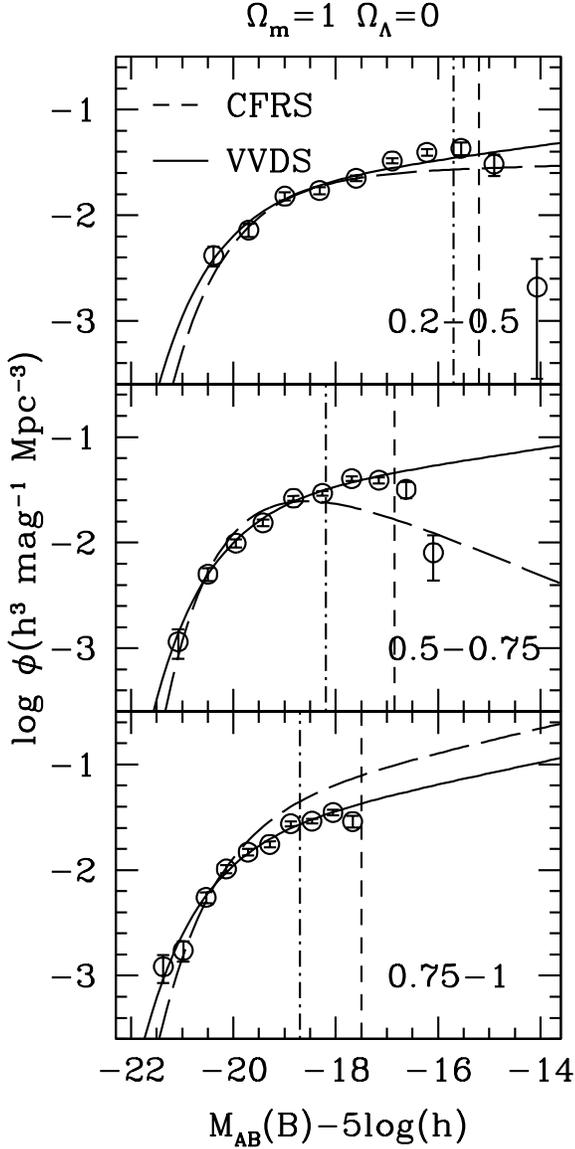


Fig. 10. Comparison between the CFRS and the VVDS global B -band LFs. The solid lines (STY) and the circles ($1/V_{\max}$) correspond to the VVDS estimates. The vertical short-dashed lines are the faint absolute magnitude limits considered in the STY estimates. The long-dashed lines correspond to the CFRS estimate. The vertical dot-dashed lines correspond to the faint absolute magnitude limits surveyed by the CFRS.

6.2. Comparison with the HDF data

Poli et al. (2003) have derived the global B -band LFs from $z = 0.4$ up to $z = 3.5$, using a composite sample of 1541 I -selected galaxies down to $I_{AB} = 27.2$ and 138 K -selected galaxies down to $K_{AB} = 25$. The faintest galaxies of this composite sample are drawn from HDF North and South data. Data from two additional fields (the CDFS and the field around the QSO 0055-269), on which the K20 spec-

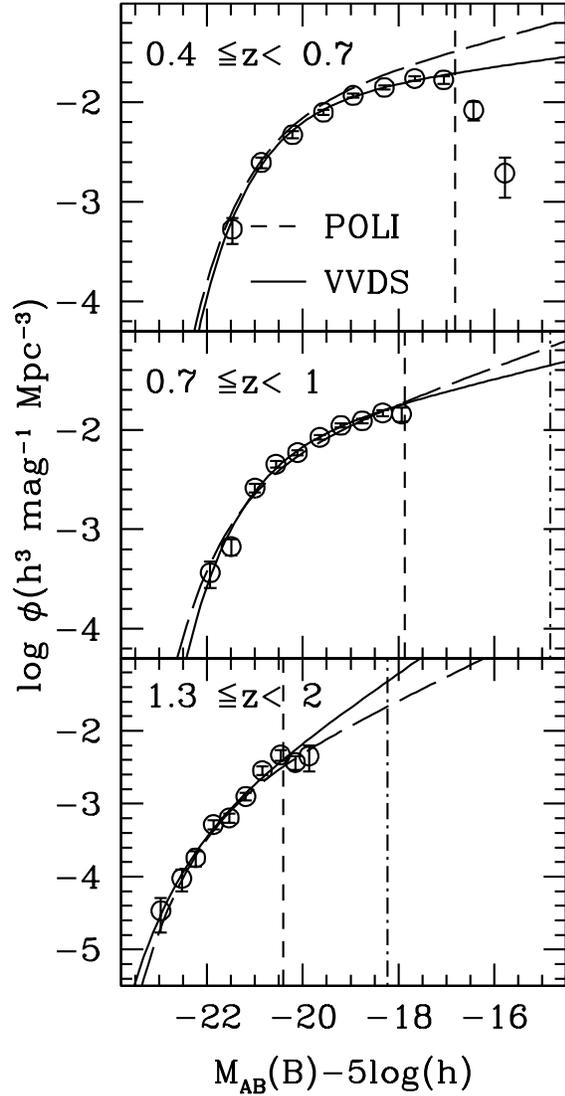


Fig. 11. Comparison between the global B -band LFs derived with the HDF data (Poli et al. 2003) and with the VVDS data. The solid lines (STY) and the circles ($1/V_{\max}$) correspond to the VVDS estimates. The vertical short-dashed lines are the faint absolute magnitude limits considered in the STY estimates. The long dashed lines correspond to the global LFs derived by Poli et al. (2003). The vertical dot-dashed lines correspond to the faint absolute magnitude limits surveyed by the HDF data.

troscopic survey is based (Cimatti et al. 2002), have been added to constrain the bright-end of the LF. Given the faintness of this sample, most of the redshifts ($\sim 80\%$) are photometric redshifts. Poli et al. (2003) have derived the global B -band LF using the I -selected sample up to $z = 1$ and the K -selected sample for $z \geq 1.3$. The HDF data survey the LF faint-end about 2-3 magnitudes fainter than

the VVDS data. The LFs from Poli et al. (2003) and the corresponding VVDS LFs are shown in Fig.11 in three redshift bins. At $z > 1.3$, Poli et al. (2003) have derived the LF in the redshift bin [1.3-2.5], that we compare here with our measurement in the redshift bin [1.3-2]. As shown in Fig.11, there is an excellent agreement in the bright part of the LF between the VVDS and the Poli et al. (2003) measurements, up to $z = 2$. In the faint part of the LF, the slope estimated by Poli et al. (2003) is slightly steeper ($\Delta\alpha \sim 0.15$) than the slope estimated with the VVDS data in the redshift bin [0.4-0.7].

6.3. Comparison with the COMBO-17 survey

Wolf et al. (2003) have derived the LFs up to $z = 1.2$ with a sample of $\sim 25,000$ galaxies from the COMBO-17 survey. This sample is selected in the R band ($R_{vega} \leq 24$). The redshifts are photometric redshifts derived from medium-band photometry in 17 filters. The Schechter parameters of the COMBO-17 global LF are available in the online material of the paper (Wolf et al. 2003). The comparison between the B -band global LFs of VVDS and COMBO-17 surveys is shown in the Fig.12 in five redshift bins up to $z = 1.2$.

The bright parts of the LFs appear to be roughly in agreement, although some significant differences are seen in a few redshift bins (see, for example, the redshift bins [0.4-0.6] and [0.8-1]). Given the errors on the $\alpha - M^*$ parameters reported by the two surveys, the overall LF shapes are not consistent with each other (see insets in Fig.12). Since the COMBO-17 sample is selected from the R band, its global B -band LF could be affected by the bias described in Ilbert et al. (2004) at $z > 0.5$. This bias introduces an overestimate of the LF faint-end at $z > 0.5$ and could explain the significantly steeper slope measured by the COMBO-17 survey in the redshift bins [0.6-0.8] and [0.8-1]. Since α and M^* are correlated, the same effect could also explain the differences seen in the bright part of the LF. These discrepancies can also be due to other reasons as, for example, a smaller fraction of very blue galaxies in the I-selected VVDS sample (in fact, the LF of the bluest galaxies has the steepest faint-end LF) or a bias in the COMBO-17 estimate due to their use of photometric redshifts. These possibilities will be better investigated through a comparison of the COMBO-17 and VVDS LFs for each galaxy type (Zucca et al. 2005), since such a comparison is much less affected by the bias discussed above (Ilbert et al. 2004).

7. Conclusions

We use the first epoch spectroscopic deep sample of the VVDS, with 11,034 spectra selected up to $I_{AB} = 24$, to derive the global LF up to $z = 2$ in the five bands U, B, V, R, I . The global LFs are measured using ALF and care is taken to remove the bias introduced by the difference of visibility of the different galaxy spectral types.

We observe a clear evolution of the global LF with redshift in all bands and we find that this evolution is significantly dependent on the rest-frame wavelength, being stronger at shorter wavelengths. The comoving density of the bright galaxies increases with redshift from $z = 0.05$ up to $z = 1$. This increase is by a factor ~ 2.6 in the U band and becomes smaller for redder rest-frame wavelengths, with values of the order of 2.6, 2.2, 1.8, 1.5, 1.5 in the U, B, V, R, I bands, respectively.

In order to better distinguish the processes responsible of this evolution, we have studied the evolution with redshift of the Schechter parameters computed with the STY estimator. This analysis suggests a possible steepening of the slope with redshift. The observed change in α is ~ -0.3 from $z = 0.05$ up to $z = 1$, similar in all bands. This evolution has to be confirmed with the on-going second epoch VVDS data, which will allow us to decrease significantly the statistical errors on α . This evolution of the global LF slope is expected because of the different evolutions observed for the different galaxy types (Zucca et al. 2005). In particular, since the LF of blue galaxies has a steep slope and evolves strongly with redshift (e.g., Lilly et al. 1995, Zucca et al. 2005), the relative contribution of the blue population to the global LF increases with redshift and could explain the steepening of the slope.

We also measure a significant brightening of the global LF with redshift. This brightening, parameterized as the change of the best fit value of M^* , is a function of the rest-frame wavelength. Compared to the local SDSS values, we obtain a brightening included in the range 1.8 – 2.5, 1.7 – 2.4, 1.2 – 1.9, 1.1 – 1.8 and 1.0 – 1.6 magnitudes from $z = 0.05$ up to $z = 2$, in the U, B, V, R and I rest-frame bands. This tendency of a stronger brightening toward bluer rest-frame wavelengths is consistent with existing measurements at shorter and longer rest-frame wavelengths. In the rest-frame far-UV (1530 Å), Arnouts et al. (2005) measure a brightening $\Delta M^* \sim -2$ magnitudes up to $z = 1$, stronger than our measurement in the U band in the same redshift interval. In the near-IR, Pozzetti et al. (2003) measure an evolution consistent with a mild luminosity evolution both in the J and K bands with $\Delta M_J \sim -0.7$ and $\Delta M_K \sim -0.5$ at $z \sim 1$. This differential evolution of M^* with wavelength is expected, since the rest-frame luminosity at different wavelengths probes different physical processes acting in galaxy formation and evolution. The fact that the brightening is stronger in the bluest bands suggests that most of the evolution of the global LFs up to $z = 2$ is related to the star formation history, better probed with the luminosity measured at short rest-frame wavelengths. The luminosity density and star formation rate derived from the VVDS first epoch observations will be presented in Tresse et al. (2005). We will explore the evolution of the LFs per spectral types and as a function of the local environment in forthcoming papers (Zucca et al. 2005, Ilbert et al. 2005).

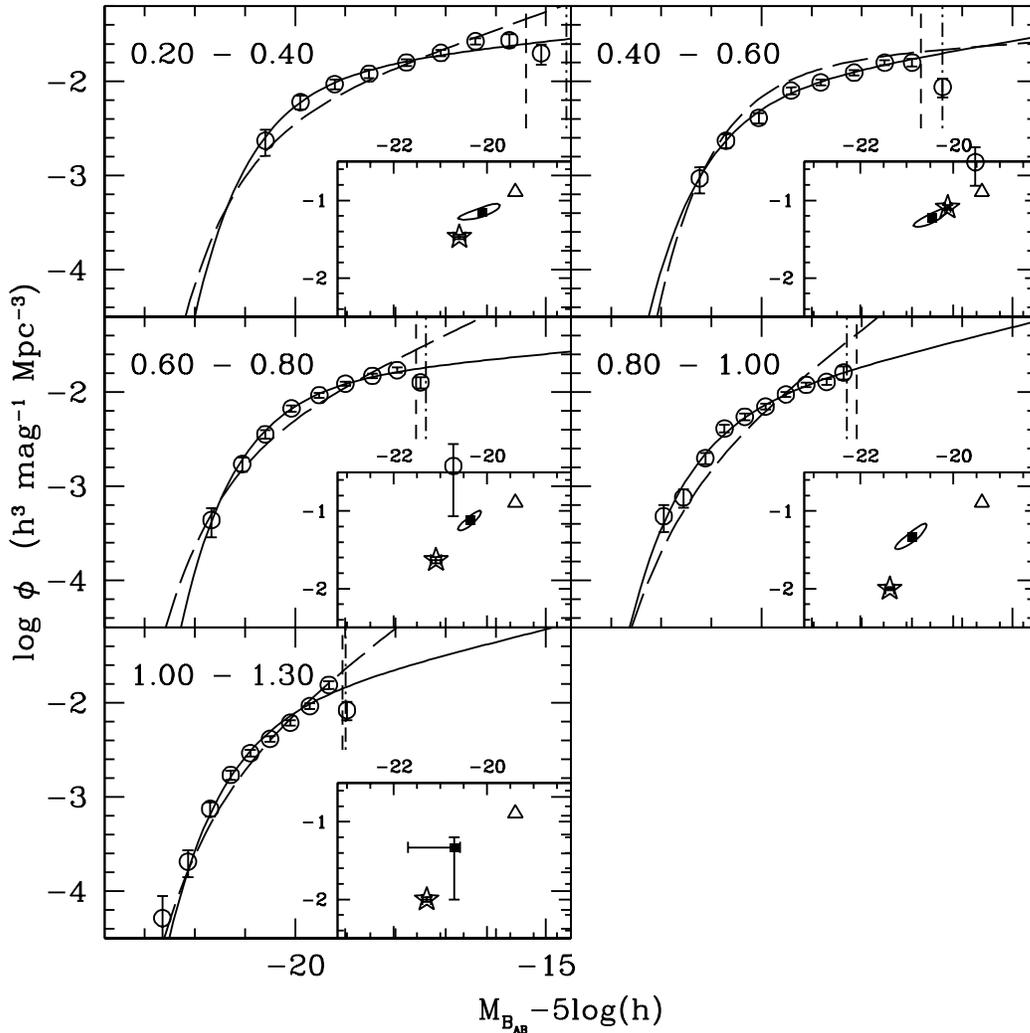


Fig. 12. Comparison between the COMBO-17 and the VVDS global B -band LFs. The solid lines and the points correspond to the VVDS estimates. The vertical short-dashed lines are the faint absolute magnitude limits considered in the STY estimates. The long dashed lines are the global LFs derived by Wolf et al. (2003). The vertical dot-dashed lines correspond to the faint absolute magnitude limits surveyed by the COMBO-17 data. The best estimated values for the α, M^* parameters measured by the VVDS are shown with solid squares in insets, and the associated 90% error contours with solid lines. The (α, M^*) parameters given by COMBO-17 are the open stars, with error bars included inside the symbols.

Acknowledgments

This research has been developed within the framework of the VVDS consortium.

We thank the ESO staff at Paranal for their help in the acquisition of the data. We thank C. Moreau at LAM for the installation of our code, ALF, under the VVDS Database. This work has been partially supported by the CNRS-INSU and its Programme National de Cosmologie (France) and Programme National Galaxies (France), and by Italian Ministry (MIUR) grants COFIN2000 (MM02037133) and COFIN2003 (num.2003020150).

The VLT-VIMOS observations have been carried out on guaranteed time (GTO) allocated by the European

Southern Observatory (ESO) to the VIRMOS consortium, under a contractual agreement between the Centre National de la Recherche Scientifique of France, heading a consortium of French and Italian institutes, and ESO, to design, manufacture and test the VIMOS instrument.

References

- Arnouts S. et al., 2001, *A&A*, 379, 740
- Arnouts S. et al., 2002, *MNRAS*, 329, 355
- Arnouts S. et al., 2005, *ApJL*, 619L, 43
- Blanton M. R. et al., 2003, *ApJ*, 592, 819
- Bolzonella M. et al., 2005, in preparation
- Bottini D. et al., 2005, *PASP*, submitted (astro-ph/0409252)
- Cimatti A. et al., 2002, *A&A*, 392, 395

Band	z-bin	$\Omega_m=0.3$		$\Omega_\Lambda=0.7$		Φ^* ($10^{-3}h^3\text{Mpc}^{-3}$)
		Number ^(a)	Number ^(b)	α	$M_{AB}^* - 5\log(h)$	
U	0.05-0.20	233	205	$-1.05^{+0.05}_{-0.05}$	-18.18	$26.43^{+3.91}_{-3.53}$
	0.20-0.40	928	728	$-1.17^{+0.07}_{-0.07}$	$-18.83^{+0.17}_{-0.19}$	$18.16^{+3.60}_{-3.30}$
	0.40-0.60	1250	888	$-1.17^{+0.09}_{-0.09}$	$-19.43^{+0.16}_{-0.18}$	$13.39^{+2.57}_{-2.51}$
	0.60-0.80	1793	1057	$-1.27^{+0.12}_{-0.12}$	$-19.52^{+0.15}_{-0.17}$	$14.52^{+3.08}_{-2.89}$
	0.80-1.00	1508	935	$-1.44^{+0.20}_{-0.19}$	$-19.75^{+0.22}_{-0.26}$	$12.43^{+4.40}_{-4.07}$
	1.00-1.30	1200	902	-1.44	$-19.89^{+0.21}_{-0.21}$	$10.32^{+3.49}_{-3.27}$
	1.30-2.00	477	468	-1.44	$-20.17^{+0.17}_{-0.51}$	$5.14^{+1.27}_{-3.05}$
B	0.05-0.20	233	227	$-1.09^{+0.05}_{-0.05}$	-19.39	$21.19^{+3.20}_{-2.88}$
	0.20-0.40	928	891	$-1.15^{+0.05}_{-0.05}$	$-20.09^{+0.19}_{-0.22}$	$14.60^{+2.53}_{-2.37}$
	0.40-0.60	1250	1172	$-1.22^{+0.06}_{-0.06}$	$-20.45^{+0.16}_{-0.18}$	$9.62^{+1.68}_{-1.56}$
	0.60-0.80	1793	1724	$-1.12^{+0.06}_{-0.06}$	$-20.36^{+0.11}_{-0.12}$	$15.07^{+1.93}_{-1.86}$
	0.80-1.00	1508	1507	$-1.33^{+0.08}_{-0.08}$	$-20.87^{+0.15}_{-0.17}$	$9.07^{+1.78}_{-1.67}$
	1.00-1.30	1200	1177	-1.33	$-20.70^{+0.13}_{-0.99}$	$11.62^{+2.26}_{-2.46}$
	1.30-2.00	477	382	-1.33	$-21.20^{+0.09}_{-0.62}$	$4.31^{+0.52}_{-2.80}$
V	0.05-0.20	233	231	$-1.15^{+0.04}_{-0.04}$	-20.44	$14.75^{+2.60}_{-2.29}$
	0.20-0.40	928	921	$-1.21^{+0.04}_{-0.04}$	$-20.89^{+0.23}_{-0.28}$	$10.46^{+1.98}_{-1.85}$
	0.40-0.60	1250	1250	$-1.35^{+0.05}_{-0.05}$	$-21.56^{+0.22}_{-0.27}$	$5.17^{+1.14}_{-1.05}$
	0.60-0.80	1793	1780	$-1.35^{+0.05}_{-0.05}$	$-21.38^{+0.14}_{-0.15}$	$7.33^{+1.20}_{-1.12}$
	0.80-1.00	1508	1365	$-1.50^{+0.07}_{-0.07}$	$-21.85^{+0.19}_{-0.22}$	$4.42^{+1.16}_{-1.04}$
	1.00-1.30	1200	969	-1.50	$-21.57^{+0.33}_{-0.85}$	$6.12^{+3.82}_{-4.71}$
	1.30-2.00	477	273	-1.50	$-21.86^{+0.21}_{-0.48}$	$2.89^{+0.95}_{-1.65}$
R	0.05-0.20	233	233	$-1.16^{+0.04}_{-0.04}$	-20.82	$13.71^{+2.45}_{-2.14}$
	0.20-0.40	928	928	$-1.27^{+0.04}_{-0.04}$	$-21.64^{+0.30}_{-0.41}$	$7.19^{+1.66}_{-1.58}$
	0.40-0.60	1250	1244	$-1.42^{+0.04}_{-0.04}$	$-22.20^{+0.27}_{-0.35}$	$3.40^{+0.89}_{-0.83}$
	0.60-0.80	1793	1685	$-1.41^{+0.05}_{-0.05}$	$-21.85^{+0.15}_{-0.17}$	$5.55^{+1.01}_{-0.93}$
	0.80-1.00	1508	1214	$-1.53^{+0.08}_{-0.07}$	$-22.31^{+0.21}_{-0.25}$	$3.41^{+1.00}_{-0.89}$
	1.00-1.30	1200	841	-1.53	$-21.99^{+0.38}_{-0.54}$	$4.68^{+3.48}_{-3.53}$
	1.30-2.00	477	220	-1.53	$-22.17^{+0.24}_{-0.46}$	$2.49^{+0.53}_{-1.38}$
I	0.05-0.20	233	233	$-1.19^{+0.04}_{-0.04}$	-21.18	$11.80^{+2.22}_{-1.92}$
	0.20-0.40	928	928	$-1.32^{+0.04}_{-0.04}$	$-22.46^{+0.45}_{-0.75}$	$4.73^{+1.45}_{-1.53}$
	0.40-0.60	1250	1220	$-1.47^{+0.04}_{-0.04}$	$-22.75^{+0.33}_{-0.45}$	$2.44^{+0.76}_{-0.71}$
	0.60-0.80	1793	1576	$-1.41^{+0.05}_{-0.05}$	$-22.17^{+0.16}_{-0.18}$	$5.01^{+0.94}_{-0.86}$
	0.80-1.00	1508	1101	$-1.52^{+0.08}_{-0.08}$	$-22.63^{+0.22}_{-0.26}$	$3.07^{+0.94}_{-0.83}$
	1.00-1.30	1200	748	-1.52	$-22.32^{+0.37}_{-0.89}$	$4.02^{+2.92}_{-3.14}$
	1.30-2.00	477	189	-1.52	$-22.38^{+0.22}_{-0.44}$	$2.51^{+0.84}_{-1.34}$

(a) Number of galaxies in the redshift bin (sample used for $1/V_{\text{max}}$ estimate)

(b) Number of galaxies brighter than bias limit (sample used for STY, C+, SWML estimate)

Table 1. Schechter parameters and associated one sigma errors ($2\Delta\ln\mathcal{L} = 1$) of the global LFs between $z = 0.05$ and $z = 2$ and derived in the *U*, *B*, *V*, *R*, and *I* filters of the standard system. Parameters listed without errors are set ‘ad-hoc’ to the given value.

de Lapparent V., Galaz G., Bardelli S., Arnouts S., 2003, A&A, 404, 831
Efstathiou G., Ellis R. S., Peterson B. A., 1988, MNRAS, 232, 431 (EEP88)
Fioc M. & Rocca-Volmerange B., 1997, A&A, 326, 950
Fukugita M., Ichikawa T., Gunn J. E., Doi M., Shimasaku K. & Schneider D. P., 1996, ApJ, 111, 1748
Gabasch A. et al., 2004, A&A, 421, 41
Hatton S., Devriendt J. E. G., Ninin S., Bouchet F. R., Guiderdoni B. & Vibert D. 2003, MNRAS, 343, 75
Ilbert O. et al., 2004, MNRAS, 351, 541
Ilbert O. et al., 2005, in preparation
Iovino A. et al., 2005, in preparation
James F. & Roos M., 1995, MINUIT Function Minimization and Error Analysis, Version 95.03, CERN Program Library D506

Kron R.G., 1980, ApJS, 43, 305
Le Fèvre O. et al., 2004a, A&A, 417, 839
Le Fèvre O. et al., 2004b, A&A, 428, 1043
Le Fèvre O. et al., 2005, A&A, submitted (astro-ph/0409133)
Lilly S. J., Tresse L., Hammer F., Crampton D., Le Fèvre O., 1995, ApJ, 455, 108
Lin H. et al., 1999, ApJ, 518, 533
Lynden-Bell D., 1971, MNRAS, 155, 95
Marshall H. L., 1985, ApJ, 299, 109
McCracken H. J. et al., 2003, A&A, 410, 17
Norberg P. et al., 2002, MNRAS, 336, 907
Oke J.B. & Sandage A., 1968, ApJ, 154, 21
Poli F. et al., 2003, ApJ, 593, L1
Pozzetti L. et al., 2003, A&A, 402, 837
Radovich M. et al., 2004, A&A, 417, 51

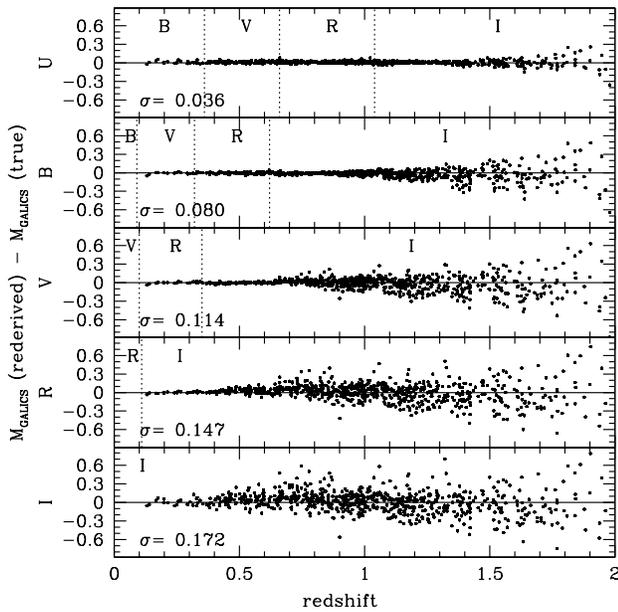


Fig. A.1. Difference between our ‘rederived’ absolute magnitudes and ‘true’ absolute magnitudes from GALICS as a function of redshift, in the U , B , V , R and I reference bands from the top to the bottom panels, respectively. The vertical lines indicate the change of Obs filter and the adopted Obs filter is labeled in the corresponding redshift range.

- Rana N. C. & Basu S., 1992, *A&A*, 265, 499
 Sandage A., Tammann G. A., Yahil A., 1979, *ApJ*, 232, 352
 Schechter P., 1976, *ApJ*, 203, 297
 Schmidt M., 1968, *ApJ*, 151, 393
 Scodreggio M. et al., 2005, *PASP*, submitted (astro-ph/0409248)
 Steidel C. C., Adelberger K. L., Giavalisco M., Dickinson M., Pettini M., 1999, *ApJ*, 519, 1
 Tresse L. et al., 2005, in preparation
 Wolf C., Meisenheimer K., Rix H.-W., Borch A., Dye S. & Kleinheinrich M. 2003, *A&A*, 401, 73
 Wolf et al., 2004, *A&A*, 421, 913
 Zucca E., Pozzetti L. & Zamorani G., 1994, *MNRAS*, 269, 953
 Zucca E. et al., 1997, *A&A*, 326, 477
 Zucca E. et al., 2005, in preparation

Appendix A: The Algorithm for Luminosity Function (ALF)

This section describes the standard methods implemented in our Algorithm for Luminosity Function (ALF) developed within the VVDS framework. We present how we derive the rest-frame absolute magnitudes and the details of the $1/V_{\max}$, C^+ , SWML and STY estimators implemented in this tool.

A.1. Absolute magnitudes

The k-correction depends on the galaxy spectral energy distribution (SED). At high redshift, it is the main

source of error and systematic in the absolute magnitude measurement. Using *Le Phare*, we adjust the best SED template on U , B , V , R and I apparent magnitudes to derive k-corrections. We use a set of templates generated with the galaxy evolution model PEGASE.2 (Fioc & Rocca-Volmerange 1997). The templates are computed for eight spectral classes including elliptical, spiral, irregular and starburst, with the initial mass function (IMF) from Rana & Basu (1992), with ages varying between 10 Myr and 14 Gyr. Dust extinction and metal effects are included, depending on the evolution scenario. We derive the absolute magnitude in the reference band Ref from the apparent magnitude in the band Obs :

$$M^{Ref} = m^{Obs} - DM(z, H_0, \Omega_m, \Omega_\Lambda) - KC(z, SED) \quad (A.1)$$

with DM the distance modulus and KC defined as follows:

$$KC(z, SED) = (k^{Ref}(z) + m^{Obs}(z) - m^{Ref}(z))^{SED} \quad (A.2)$$

with k^{Ref} the k-correction in the reference band (Oke & Sandage 1968). To limit the template dependency, the Obs band is chosen automatically to be the closest as possible to the Ref band redshifted in the observer frame. We do not correct the absolute magnitudes for the internal dust extinction related to the considered galaxies.

To check the robustness of our absolute magnitude estimate, we use the GALICS simulations (Hatton et al. 2003). We extract a simulated catalogue with B , V , R , I apparent magnitudes and redshifts from the GALICS/MOMAF database. We apply exactly the method described before, to rederive the absolute magnitudes. Fig.A.1 shows the difference between our measurements and the ‘true’ absolute magnitudes from GALICS. When our procedure to limit the template dependency is efficient, the dispersion remains very small in comparison to the photometric errors. For instance, $\sigma \sim 0.03 - 0.04$ in the U -band, and we limit the template dependency up to $z = 2$. If our procedure can not be applied (since NIR data are not considered here), the dispersion increases. For instance, in the I -band the dispersion due to the k-correction is ~ 0.2 .

A.2. Luminosity function estimators

We describe in this subsection the four standard estimators implemented in ALF, the $1/V_{\max}$, C^+ , SWML and STY estimators.

A.2.1. The $1/V_{\max}$ estimator

The $1/V_{\max}$ LF estimator (Schmidt 1968) is the most often used to derive the LF, because of its simplicity. This estimator requires no assumption on the luminosity distribution. The $1/V_{\max}$ gives directly the normalization of the LF, assuming implicitly an uniform spatial distribution of the galaxies.

We consider a sample selected between bright and faint apparent magnitude limits, m_b and m_f respectively. The

maximum observable comoving volume in which galaxy i can be detected is given by

$$V_{obs,i} = \int_{\omega} \int_{z_{min,i}}^{z_{max,i}} \frac{d^2V}{d\omega dz}, \quad (\text{A.3})$$

where ω is the effective solid angle of the survey, and V is the comoving volume. $z_{min,i}$ and $z_{max,i}$ are the lower and upper redshift limits within a galaxy i can be included in the sample. The LF, $\phi(M)$, is discretized in absolute magnitudes

$$\phi(M) = \sum_{k=1}^{N_{bin}} \phi_k W(M_k - M), \quad (\text{A.4})$$

where the window function W is defined as,

$$W(x) = \begin{cases} 1 & \text{if } -dM/2 \leq x < dM/2 \\ 0 & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

ϕ_k is derived in each absolute magnitude bin k as follows:

$$\phi_k dM = \sum_{i=1}^{N_g} \frac{w_i}{V_{obs,i}} W(M_k - M_i), \quad (\text{A.6})$$

where N_g is the number of galaxies of the sample and w_i is the weight applied to correct the unidentified sources in the field (see Section 3). We associate the Poisson errors to the $1/V_{max}$ following (Marshall 1985):

$$\sigma_{\phi_k} = \sqrt{\sum_{i=1}^{N_g} W(M_k - M_i) \frac{w_i^2}{V_{obs,i}^2}}. \quad (\text{A.7})$$

A.2.2. The C^+ estimator

Lynden-Bell (1971) derived the non-parametric C^- method to overcome the assumption of a uniform galaxy distribution. We use a modified version of the C^- , called C^+ (Zucca et al. 1997). This method is based on the equality:

$$\frac{d\psi}{\psi} = \frac{dX}{C^+}, \quad (\text{A.8})$$

with ψ the cumulative luminosity function, $d\psi$ the variation of the cumulative luminosity function between M and $M + dM$. dX is the number of observed galaxies between M and $M + dM$ and C^+ is the number of galaxies brighter than $M + dM$ with a redshift lower than the maximum redshift observable. We use a sample sorted from the faintest to the brightest absolute magnitude. We note C_i^+ the value of C^+ for a galaxy i . We introduce the weight w_i in C_i^+ as follows:

$$C_i^+ = \sum_{j=i, z_j \leq z_{max,i}}^{N_g} w_j. \quad (\text{A.9})$$

We note f_i the variation of the cumulative luminosity function in the neighborhood of the galaxy i , between

M_i^- and M_i^+ . We can write the cumulative luminosity function:

$$\psi(M_i) = \psi_i = \sum_{j=i}^{N_g} f_j = \psi_0 - \sum_{j=1}^{i-1} f_j. \quad (\text{A.10})$$

We impose the limit values $f_0 = 0$ and $\psi_0 = 1$ to normalize the cumulative luminosity function. We obtain the recurrence relation, used to derive the contribution of all galaxies in the sample:

$$f_i = \frac{\psi_i}{C_i^+} = \frac{1 - \sum_{j=1}^{i-1} f_j}{C_i^+}. \quad (\text{A.11})$$

The LF is given by rebinning the contributions f_i :

$$\phi_k dM = \sum_{i=1}^{N_g} f_i w_i W(M_k - M_i). \quad (\text{A.12})$$

Poisson errors are associated as done for the $1/V_{max}$ estimator (Eq. A.7).

A.2.3. The STY and SWML estimators

The STY (Sandage et al. 1979) and the SWML (Efstathiou et al. 1988, hereafter EEP88) estimators are both derived from maximum likelihood method. The likelihood \mathcal{L} is the joint probability of observing the galaxy sample, taking into account the observational selection effects. The principle of the SWML and STY is to maximize \mathcal{L} with respect to the LF. \mathcal{L} is given by:

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N_g} p(M_i, z_i) \frac{w_i}{\langle w \rangle} = \prod_{i=1}^{N_g} \left(\frac{\phi(M_i)}{\int_{M_{b,i}}^{M_{f,i}} \phi(M) dM} \right) \frac{w_i}{\langle w \rangle} \quad (\text{A.13})$$

where $M_{f,i}$ and $M_{b,i}$ are the faint and bright observable absolute magnitudes of a galaxy i at redshift z_i . The weight is introduced in \mathcal{L} following Zucca et al. (1994). This weight artificially decreases the size of the error contours derived from the analysis of \mathcal{L} , then we balance this weight by the average weight $\langle w \rangle$. The average weight $\langle w \rangle$ does not affect the minimization of \mathcal{L} .

The STY assumes a functional form for the luminosity distribution. We use the empirical Schechter function (Schechter 1976):

$$\phi(L) dL = \phi^* e^{-\frac{L}{L^*}} \left(\frac{L}{L^*} \right)^\alpha d \left(\frac{L}{L^*} \right). \quad (\text{A.14})$$

The likelihood (eq.A.13) can be written as:

$$\ln \mathcal{L} = \frac{1}{\langle w \rangle} [\alpha \sum_{i=1}^{N_g} w_i \ln L_i - (1/L^*) \sum_{i=1}^{N_g} w_i L_i - (\alpha + 1) \ln L^* \sum_{i=1}^{N_g} w_i - \sum_{i=1}^{N_g} w_i \ln(\Gamma(\alpha + 1, \frac{L_{b,i}}{L^*}) - \Gamma(\alpha + 1, \frac{L_{f,i}}{L^*}))] \quad (\text{A.15})$$

with Γ the incomplete Euler gamma function. We use the MINUIT package of the CERN library (James & Roos 1995) to minimize $-2 \ln \mathcal{L}$ (MIGRAD

procedure), to obtain the non-parabolic error for each parameter (MINOS procedure) and the error contour $\alpha - M^*$ (MNCNT procedure). The crosses of the likelihood surface with $\ln\mathcal{L}_{max} - \Delta\ln\mathcal{L}$ is used to compute the errors. The threshold $\Delta\ln\mathcal{L}$ is chosen in a standard way that depends on the desired confidence level in the estimate (e.g., $2\Delta\ln\mathcal{L} = 2.3$ and $2\Delta\ln\mathcal{L} = 4.61$ to estimate the $\alpha - M^*$ error contours with 68% and 90% confidence level ; $2\Delta\ln\mathcal{L} = 1$ to estimate the one sigma error for one parameter).

The SWML does not assume any functional form for the luminosity distribution. The LF is discretized in absolute magnitude bins like the $1/V_{max}$ (see Eq. A.4). We maximize $\ln\mathcal{L}$ with respect to ϕ_k to obtain the recurrence equation:

$$\phi_j dM = \frac{\sum_{i=1}^{N_g} w_i W(M_i - M_j)}{\sum_{i=1}^{N_g} \frac{w_i H(M_{b,i} - M_j) H(M_j - M_{f,i})}{\sum_{k=1}^{N_{bin}} \phi_k dM H(M_{b,i} - M_k) H(M_k - M_{f,i})}}. \quad (\text{A.16})$$

with

$$H(x) = \begin{cases} 0 & \text{if } x \leq -dM/2 \\ x/dM + 1/2 & \text{if } -dM/2 \leq x \leq dM/2 \\ 1 & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (\text{A.17})$$

We add a constraint g on ϕ_k and rewrite the likelihood as $\ln\mathcal{L}' = \ln\mathcal{L} + \lambda g$ where λ is a Lagrangian multiplier. Following EEP88, we choose $g = \sum_{k=1}^{N_{bin}} \phi_k dM (L_k/L_f)^\beta - 1$ with L_f the fiducial luminosity and β a constant. The error bars are derived from the covariance matrix, denoted C , defined as the inverse of the information matrix I :

$$C(\phi_k) = I^{-1}(\phi_k) = - \left(\begin{array}{ccc} \frac{\delta^2 \ln\mathcal{L}}{\delta\phi_i \delta\phi_j} + \frac{\delta g}{\delta\phi_i} \frac{\delta g}{\delta\phi_j} & \frac{\delta g}{\delta\phi_j} \\ \frac{\delta g}{\delta\phi_i} & 0 \end{array} \right)_{\phi_k}^{-1}. \quad (\text{A.18})$$

The second derivative of the likelihood is given by:

$$\frac{\delta^2 \ln\mathcal{L}}{\delta\phi_i \delta\phi_j} = - \frac{1}{\langle w \rangle} \sum_{l=1}^{N_g} \frac{w_l \delta_{ij} W(M_l - M_j) dM^2}{(\phi_j dM / (g+1))^2} + \frac{1}{\langle w \rangle} \sum_{l=1}^{N_g} \frac{w_l dM^2 H1}{(\sum_{k=1}^{N_{bin}} \phi_k dM H2 / (g+1))^2} \quad (\text{A.19})$$

with $H1 = H(M_{b,l} - M_i) H(M_i - M_{f,l}) H(M_{b,l} - M_j) H(M_j - M_{f,l})$ and $H2 = H(M_{b,l} - M_k) H(M_k - M_{f,l})$. The error bars of the LF (for a normalization given by the constraint) are given by the square root of the diagonal values of the covariance matrix.

A.2.4. Luminosity function normalization

The estimators independent of the spatial density distribution (SWML, STY and C⁺) lose their normalization while the normalization is directly done for the $1/V_{max}$ estimator. We adopt the EEP88 density estimator to recover their normalization. The density n is simply the sum over all the galaxy sample of the inverse of the selection function:

$$n = \frac{1}{V_{total}} \sum_{i=1}^{N_g} w_i \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \phi(M) dM}{\int_{M_{b,i}}^{M_{f,i}} \phi(M) dM}. \quad (\text{A.20})$$

The comparison with the $1/V_{max}$ normalization is a direct and independent check of the LF normalization. The parameter ϕ^* is directly related to the density $\phi^* \int_{-\infty}^{\infty} \phi(M) dM = n$. ϕ^* is a function of α and M^* . To estimate the error on ϕ^* , we derive ϕ^* for the extreme values of the $\alpha - M^*$ error contour at one sigma confidence level. We adopt Poisson errors when larger.

6.2 Données VVDS-GALEX : évolution de la LF et de la LD en UV lointain

Le champ VVDS-F02 a été imagé par le satellite GALEX (voir section 2.1.2) dans le cadre du relevé profond *GALEX Deep Imaging Survey*. 1157 sources imagées en UV proche (NUV) (2300Å) ont au moins une contrepartie optique avec un *redshift* spectroscopique du relevé VVDS. Un échantillon de 1039 galaxies sélectionnées selon $NUV \leq 24.5$ et $0.2 < z < 1.2$ a permis la mesure de la LF et de la LD en UV lointain à 1500Å (FUV). La mesure de la LF et LD à 1500Å est importante car la luminosité en UV lointain est un traceur direct du taux de formation d'étoiles. Cette mesure en UV lointain avait seulement pu être obtenue dans l'Univers proche (Sullivan et al. 2000) et à $z > 2.5$ (Steidel et al. 1999). La combinaison des distances mesurées par le relevé VVDS et les observations profondes en UV lointain réalisées par le satellite GALEX, a permis de combler l'intervalle en *redshift*, de $z = 0.2$ à $z = 1.2$.

La mesure de la LF et de la LD a été réalisée en suivant la même procédure que celle décrite dans la section 6.1, en utilisant l'outil ALF. L'évolution de la LF globale jusqu'à $z \leq 1.2$ montre une très forte évolution en luminosité de $\Delta M^* \sim -2$ entre $z = 0$ et $z = 1$. Cette évolution est encore plus forte que l'évolution que nous mesurons dans la bande *U* (voir section 6.1). Cette évolution se traduit par une très forte augmentation de la densité de luminosité en FUV jusqu'à $z \sim 1$, consistante avec une évolution paramétrisée en $(1+z)^{2.5 \pm 0.7}$. Ce résultat montre que l'Univers formait significativement plus d'étoiles dans le passé et quantifie cette évolution.

Ces mesures de la LF et de la LD à 1500Å ont été prolongées entre $1.75 < z < 3.4$ en appliquant l'outil ALF aux données du HDF-N et du HDF-S (ce qui montre la flexibilité de cet outil) avec les *redshifts* photométriques mesurés par Arnouts et al. (2002). L'évolution $\Delta M^* \sim -1$ mesurée entre $z = 1.2$ et $z = 3$ est moins importante que l'évolution mesurée entre $z = 0.2$ et $z = 1.2$. L'évolution en LD correspondante est consistante avec une paramétrisation en $(1+z)^{0.5 \pm 0.4}$. Ce résultat montre que depuis que l'Univers à 13% de son âge actuel, l'activité en formation d'étoiles n'a cessée de décroître, avec une décroissance beaucoup plus forte à partir de $\sim 40\%$ de son âge.

La mesure de l'évolution de la LF et de la LD en UV lointain font l'objet de deux parutions (Arnouts et al. 2004, Schiminovich et al. 2004) acceptées dans *Astrophysical Journal Letters* et qui détaillent le contenu de cette section.

THE GALEX VIMOS-VLT DEEP SURVEY¹ MEASUREMENT OF THE EVOLUTION
OF THE 1500 Å LUMINOSITY FUNCTION

S. ARNOULTS,² D. SCHIMINOVICH,^{3,4} O. ILBERT,² L. TRESSE,² B. MILLIARD,² M. TREYER,^{2,4} S. BARDELLI,⁵ T. BUDAVARI,⁶
T. K. WYDER,⁴ E. ZUCCA,⁵ O. LE FÈVRE,² D. C. MARTIN,⁴ G. VETTOLANI,⁷ C. ADAMI,² M. ARNABOLDI,⁸ T. BARLOW,⁴
L. BIANCHI,⁶ M. BOLZONELLA,⁹ D. BOTTINI,¹⁰ Y.-I. BYUN,¹¹ A. CAPPI,⁵ S. CHARLOT,^{12,13} T. CONTINI,¹⁴ J. DONAS,²
K. FORSTER,⁴ S. FOUCAUD,¹⁰ P. FRANZETTI,¹⁰ P. G. FRIEDMAN,⁴ B. GARILLI,¹⁰ I. GAVIGNAUD,¹⁴ L. GUZZO,¹⁵
T. M. HECKMAN,⁶ C. HOOPES,² A. IOVINO,¹⁵ P. JELINSKY,¹⁶ V. LE BRUN,² Y.-W. LEE,¹¹ D. MACCAGNI,¹⁰
B. F. MADORE,¹⁷ R. MALINA,² B. MARANO,⁹ C. MARINONI,² H. J. MCCrackEN,¹³ A. MAZURE,² B. MENEUX,²
R. MERIGHI,⁵ P. MORRISSEY,⁴ S. NEFF,¹⁸ S. PALTANI,² R. PELLÒ,¹⁴ J. P. PICAT,¹⁴ A. POLLO,¹⁵ L. POZZETTI,⁵
M. RADOVICH,⁸ R. M. RICH,¹⁹ R. SCARAMELLA,⁷ M. SCODEGGIO,¹⁰ M. SEIBERT,⁴ O. SIEGMUND,¹⁶
T. SMALL,³ A. S. SZALAY,⁴ B. WELSH,¹⁶ C. K. XU,²⁰ G. ZAMORANI,⁵ AND A. ZANICHELLI⁷

Received 2004 June 30; accepted 2004 October 14; published 2005 January 17

ABSTRACT

We present the first measurement of the galaxy luminosity function (LF) at 1500 Å in the range $0.2 \leq z \leq 1.2$ based on *Galaxy Evolution Explorer* VIMOS-VLT Deep Survey observations (~ 1000 spectroscopic redshifts for galaxies with $\text{NUV} \leq 24.5$) and at higher z using existing data sets. Our main results are summarized as follows: (1) Luminosity evolution is observed with $\Delta M_* \sim -2.0$ mag between $z = 0$ and $z = 1$ and $\Delta M_* \sim -1.0$ mag between $z = 1$ and $z = 3$. This confirms that the star formation activity was significantly higher in the past. (2) The LF slopes vary in the range $-1.2 \geq \alpha \geq -1.65$, with a marginally significant hint of increase at higher z . (3) We split the sample in three rest-frame ($B - I$) intervals, providing an approximate spectral type classification: Sb–Sd, Sd–Irr, and unobscured starbursts. We find that the bluest class evolves less strongly in luminosity than the two other classes. On the other hand, their number density increases sharply with z ($\sim 15\%$ in the local universe to $\sim 55\%$ at $z \sim 1$), while that of the reddest classes decreases.

Subject headings: cosmology: observations — galaxies: evolution —
galaxies: luminosity function, mass function — ultraviolet: galaxies

1. INTRODUCTION

Evidence collected over the past decade suggests that the cosmic, volume-averaged star formation rate (SFR) density has increased from the present to $z \sim 1$ (Lilly et al. 1996; Wilson et al. 2002) with a possible flattening at higher redshift (Steidel et al. 1999; Giavalisco et al. 2004). The details of the evolution in the range $0 \leq z \leq 1$ are still being debated and appear to depend on the selected wavelength. Rest-frame far-ultraviolet (FUV; 1500 Å) observations can provide a sensitive measurement of the ongoing SFR but up to now have only been obtained in the local universe (2000 Å; Sullivan et al. 2000) and at $z \geq 2.5$ (1700 Å; Steidel et al. 1999). The *Galaxy Evolution Explorer* (GALEX) mission now allows us to refine the local FUV measurements (Wyder et al. 2005; Treyer et al. 2005;

Budavari et al. 2005) and to fill the redshift gap where most of the SFR evolution has taken place.

In this Letter, we use a unique spectroscopic sample of ~ 1000 near-ultraviolet (NUV)–selected galaxies to derive the first measurement of the 1500 Å luminosity function (LF) in the range $0.2 \leq z \leq 1.2$. We also use Hubble Deep Field (HDF) data to extend our analysis to $z = 3$. These results allow us to address the evolution of the luminosity density and SFR, presented in a companion paper (Schiminovich et al. 2005). Throughout the Letter, we assume a flat Λ CDM cosmology with $\Omega_M = 0.3$ and $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

2. DATA DESCRIPTION

We use the data collected in the 2 hr field (02^h26^m00^s, –04°30′00″) by GALEX and by the VIMOS-VLT Deep Survey

¹ The VIMOS-VLT Deep Survey observations have been obtained with the European Southern Observatory Very Large Telescope, Paranal, Chile.

² Laboratoire d’Astrophysique de Marseille, BP 8, Traverse du Siphon, 13376 Marseille Cedex 12, France; stephane.arnouts@oamp.fr.

³ Department of Astronomy, Columbia University, MC 2457, 550 West 120th Street, New York, NY 10027.

⁴ California Institute of Technology, MC 405-47, 1200 East California Boulevard, Pasadena, CA 91125.

⁵ INAF–Osservatorio Astronomico di Bologna, via Ranzani 1, I-40127 Bologna, Italy.

⁶ Department of Physics and Astronomy, Johns Hopkins University, 3400 North Charles Street, Homewood Campus, Baltimore, MD 21218.

⁷ INAF–Istituto di Radioastronomia, via Gobetti 101, I-40129 Bologna, Italy.

⁸ INAF–Osservatorio Astronomico di Capodimonte, via Moiariello 16, I-80131 Napoli, Italy.

⁹ Università di Bologna, Dipartimento di Astronomia, via Ranzani 1, I-40127 Bologna, Italy.

¹⁰ INAF–Istituto di Astrofisica Spaziale e Fisica Cosmica, via Bassini 15, I-20133 Milan, Italy.

¹¹ Center for Space Astrophysics, Yonsei University, Seoul 120-749, Korea.

¹² Max-Planck-Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Strasse 1, Postfach 1523, 85741 Garching, Germany.

¹³ Institut d’Astrophysique de Paris, UMR 7095, 98 bis Boulevard Arago, F-75014 Paris, France.

¹⁴ Laboratoire d’Astrophysique de l’Observatoire Midi-Pyrénées, 14 avenue Edouard Belin, F-31400 Toulouse, France.

¹⁵ INAF–Osservatorio Astronomico di Brera, via Brera 28, I-20121 Milan, Italy.

¹⁶ Space Sciences Laboratory, University of California at Berkeley, 601 Campbell Hall, Berkeley, CA 94720.

¹⁷ Observatories of the Carnegie Institution of Washington, 813 Santa Barbara Street, Pasadena, CA 91101.

¹⁸ Laboratory for Astronomy and Solar Physics, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771.

¹⁹ Department of Physics and Astronomy, University of California, Los Angeles, CA 90095.

²⁰ NASA/IPAC, California Institute of Technology, MC 100-22, 770 South Wilson Avenue, Pasadena, CA 91125.

(VVDS). The 2 hr field was observed as part of the *GALEX* Deep Imaging Survey, with a total integration time of $t_{\text{exp}} = 52,763$ s in two channels (FUV ~ 1530 Å and NUV ~ 2310 Å). We restrict the analysis to the central 1° diameter region of the *GALEX* field of view, which provides higher uniformity (Morrissey et al. 2005). The typical point-spread function (PSF) has an FWHM $\sim 5''$. Because of the high source density in these images, the *GALEX* data pipeline (implementing a modified version of SExtractor; Bertin & Arnouts 1996) was run with deblending parameters configured to improve extraction of unresolved point sources at the faint limit. The number counts are $\sim 80\%$ complete at 24.5 (AB system) in the FUV and NUV bands (Xu et al. 2005). Magnitudes were corrected for Galactic extinction using the Schlegel et al. (1998) reddening map and the Cardelli et al. (1989) extinction law with $A_{\text{FUV}}/E(B - V) = 8.29$, $A_{\text{NUV}}/E(B - V) = 8.61$.

The VVDS is a spectroscopic survey with multicolor photometry (Le Fèvre et al. 2003). Deep *BVRI* imaging over 1.2 deg^2 was carried out using the Canada-France-Hawaii telescope, with typical depths of 27, 26, 26.2, and 25.3, respectively, and a PSF better than $1''$ (McCracken et al. 2003). The ongoing deep spectroscopic survey covers $\sim 1950 \text{ arcmin}^2$ with a preliminary sample of ~ 7200 spectroscopic redshifts of galaxies with $17.5 \leq I_{\text{AB}} \leq 24$.

In the UV sample, all sources have at least one optical counterpart (OC) within a radius of $4''$. With the VVDS spectroscopic sample, we match 1157 galaxies with $\text{NUV} \leq 24.5$ and find that 48% are isolated (one OC in $4''$), 36% have two OCs, and 16% have more than two OCs. These fractions are almost constant with magnitude in the range $21.5 \leq \text{NUV} \leq 24.5$ and with redshift. As a preliminary matching procedure, we associate the closest OC to each UV source. This also selects the brightest *B*-band counterpart in 95% of the double-counterpart cases and 85% of the more than two counterpart cases. In the case of NUV sources with several OCs, the UV flux may result from the UV contribution of several sources. Although we do not correct for the UV flux attributed to the chosen OC, we use simulations to estimate the magnitude of the bias.

To test the impact of blends, we divide the NUV flux among the potential OCs determined using a match reliability statistic based on the likelihood estimator of Sutherland & Saunders (1992). We find that the average UV flux overestimate is ~ -0.25 mag in the case of two OCs and up to ~ -0.5 mag for the more complex cases. By comparing the LFs derived for this blend-corrected NUV-selected sample and the original sample, we find that the variations of M_* are less than -0.25 , within the error bars quoted below. This method may be more accurate but still requires several strong assumptions (optical and UV sources are intrinsically unresolved, optical-UV color is fixed). As we have shown that the results are not significantly affected by the adopted method, we use the simplest approach.

Figure 1 shows the $(\text{NUV} - I)$ versus NUV color-magnitude diagram. Isolated objects are displayed with filled circles and multiple counterpart cases with crosses. The spectroscopic sources (red symbols) randomly sample the full range of colors observed in the total sample and are therefore unbiased. For *I*-band saturated galaxies ($\sim 4\%$ with $I_{\text{AB}} \leq 17.5$; green symbols), we estimate that $\sim 95\%$ are at $z \leq 0.2$ using photometric redshifts in *GALEX*-Sloan Digital Sky Survey (SDSS) fields (Budavari et al. 2005). No redshifts were measured for galaxies with $I_{\text{AB}} \geq 24$, selecting against very blue objects, but the small fraction ($\sim 4\%$) is unlikely to affect our results.

Although our preliminary catalog contains galaxies with spectroscopic redshifts between $0 \leq z \leq 1.5$, we restrict the

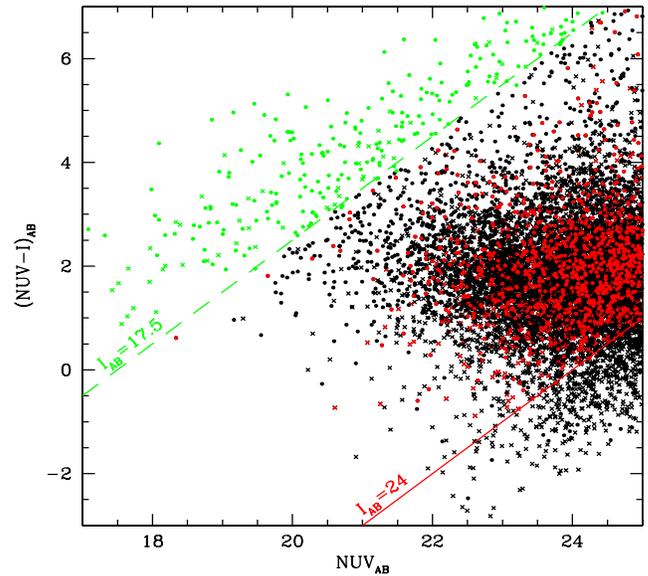


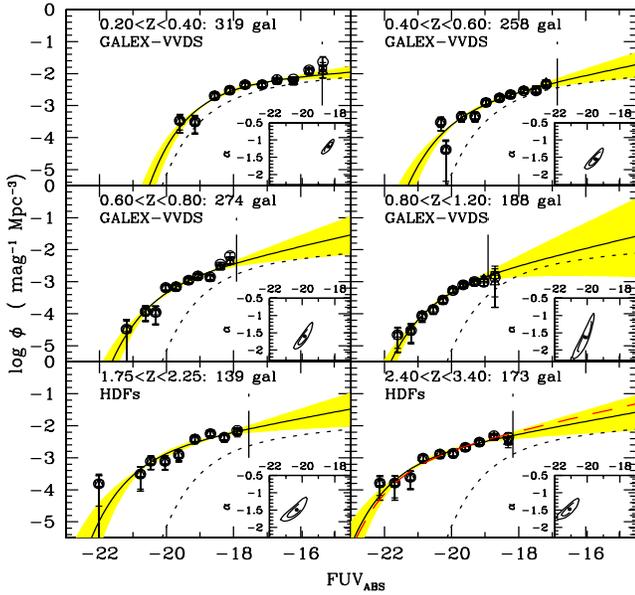
FIG. 1.—Color-magnitude diagram $[(\text{NUV} - I)_{\text{AB}} \text{ vs. } \text{NUV}_{\text{AB}}]$.

sample to the 1039 galaxies in the redshift range $0.2 \leq z \leq 1.2$. The low-redshift cut avoids local galaxies saturated in the *I* band. The high-redshift limit ensures that the 912 Å break falls below the blue edge of the NUV passband.

3. FUV (1500 Å) LUMINOSITY FUNCTIONS

We derived rest-frame FUV absolute magnitudes using k -corrected NUV fluxes (with k -correction based on spectral energy distribution [SED] fits). This choice yields minimal k -corrections, because the average wavelength of the NUV passband samples the rest-FUV interval $1925 \text{ Å} \leq \lambda_{\text{rest}} \leq 1050 \text{ Å}$ over our adopted redshift range. To measure the LF, we use the VVDS LF tool (ALF) by Ilbert et al. (2004b), which includes the $1/V_{\text{max}}$, the C_+ , the stepwise maximum likelihood (SWML), and the Sandage-Tammann-Yahil (STY) estimators. A weight is assigned to each spectroscopic galaxy to take into account the spectroscopic strategy of the VVDS observations and the completeness correction of the NUV number counts. We refer to a forthcoming paper for a complete description of the absolute magnitude and weight measurements.

Figure 2 shows the *GALEX*-VVDS LFs in four redshift bins (*four top panels*) for the four estimators (V_{max} : circles; SWML: triangles; C_+ : squares; STY: solid line). For the STY fits, we show the extrema (shaded area) based on the individual 1σ uncertainty in α and M_* (the likelihood probability contours are shown as insets for $2\Delta \ln \mathcal{L} = 1$ [dashed lines] and for $2\Delta \ln \mathcal{L} = 2.3$ [solid lines]). The vertical lines show the limits beyond which the global sample becomes biased against certain spectral types (see Ilbert et al. 2004a). These values are listed in Table 1 as M_{bias} . Points beyond these limits are not included in the fitting procedures. In general, NUV selection serves to reduce this bias significantly. Finally, we measure the FUV LF at high z using photometric redshifts in the HDF-North and HDF-South (Arnouts et al. 2002; *bottom panels*). For the purpose of rest-frame FUV selection, we define one sample in the range $1.75 \leq z \leq 2.25$ using the F450 passband with $F450_{\text{AB}} \leq 27$ and one sample in the range $2.40 \leq z \leq 3.40$ using the F606 passband with $F606_{\text{AB}} \leq 27$. At $z \sim 3$, we also com-

FIG. 2.—The 1500 Å LF in the range $0.2 \leq z \leq 3.5$.

pare our results with the LF at 1700 Å (Steidel et al. 1999; *red dashed line*). As a reference, we show the local 1500 Å LF derived from *GALEX* data (Wyder et al. 2005; *dotted lines*). All of the STY parameters are listed in Table 1, and Figure 3 shows the slope (α ; *top panel*) and the M_* (*bottom panel*) parameters versus redshift (*GALEX-VVDS* sample: *filled circles*; HDF sample: *stars*; Lyman break galaxy [LBG] sample: *open squares*; local sample: *filled squares*).

The faint end slopes vary in the range $-1.65 \geq \alpha \geq -1.2$ for $0.2 \leq z \leq 3$ with a marginal steepening with z (within the 1σ error bars). The M_* versus z plot reveals strong redshift evolution. A significant brightening of order $\Delta M_* \sim -2$ occurs

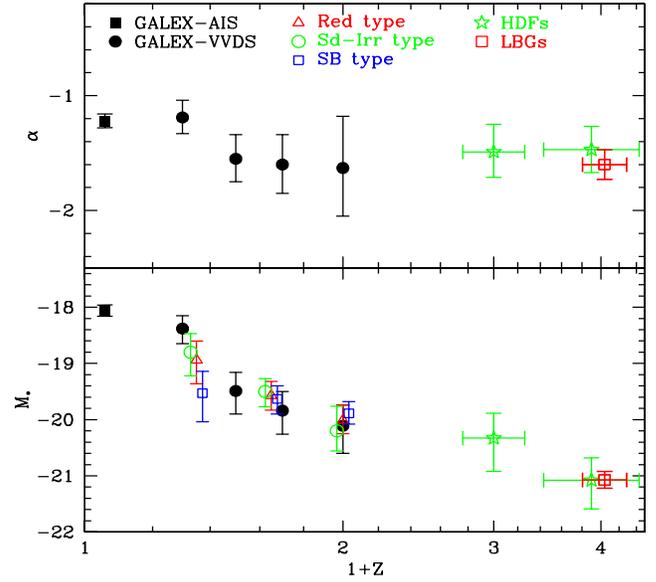


FIG. 3.—Evolution of the LF STY parameters vs. redshift.

in the range $0 \leq z \leq 1.2$. The higher z samples show that the trend continues to $z \sim 3$ at a lower rate ($\Delta M_* \sim -1$). This increase is highly significant with respect to our error bars and the source blending issue discussed in § 2. The brightening of M_* and the steepening of the slope observed at 1500 Å is qualitatively consistent with the evolution detected at longer wavelengths (2800 Å; *U* and *B* bands) by Wolf et al. (2003) and Ilbert et al. (2004b).

4. DEPENDENCE OF THE FUV LUMINOSITY FUNCTION ON COLOR

The LF of galaxies has been shown to vary as a function of rest-frame color or spectral type (Blanton et al. 2001; Wolf et

TABLE 1
1500 Å LF PARAMETERS FOR ($\Omega_0 = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$) AND $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$

z Bin	Number	M_{bias}	α	M_*	Φ_* (10^{-3} Mpc^{-3})
0.055 ^a	896	...	-1.21 ± 0.07	-18.05 ± 0.11	4.07 ± 0.56
0.2–0.4	319	-15.36	-1.19 ± 0.15	-18.38 ± 0.25	6.15 ± 1.76
0.4–0.6	258	-16.85	-1.55 ± 0.21	-19.49 ± 0.37	1.69 ± 0.88
0.6–0.8	274	-17.91	-1.60 ± 0.26	-19.84 ± 0.40	1.67 ± 0.95
0.8–1.2	188	-18.92	-1.63 ± 0.45	-20.11 ± 0.45	1.14 ± 0.76
0.2–0.5 ^b	137	...	-1.40 ± 0.20	$-18.94^{+0.34}_{-0.42}$	$0.99^{+0.58}_{-0.46}$
0.5–0.8 ^b	93	...	-1.40 ± 0.20	$-19.57^{+0.22}_{-0.31}$	$0.58^{+0.22}_{-0.20}$
0.8–1.2 ^b	59	...	-1.40 ± 0.20	$-20.01^{+0.24}_{-0.27}$	$0.45^{+0.10}_{-0.10}$
0.2–0.5 ^c	153	...	-1.50 ± 0.20	$-18.80^{+0.33}_{-0.42}$	$0.90^{+0.56}_{-0.43}$
0.5–0.8 ^c	120	...	-1.50 ± 0.20	$-19.50^{+0.23}_{-0.27}$	$0.63^{+0.26}_{-0.23}$
0.8–1.2 ^c	28	...	-1.50 ± 0.20	$-20.20^{+0.36}_{-0.44}$	$0.16^{+0.04}_{-0.04}$
0.2–0.5 ^d	152	...	-1.50 ± 0.20	$-19.53^{+0.39}_{-0.51}$	$0.60^{+0.45}_{-0.32}$
0.5–0.8 ^d	196	...	-1.50 ± 0.20	$-19.63^{+0.23}_{-0.27}$	$1.03^{+0.42}_{-0.37}$
0.8–1.2 ^d	101	...	-1.50 ± 0.20	$-19.89^{+0.19}_{-0.21}$	$0.80^{+0.18}_{-0.19}$
1.75–2.25 ^e	139	-17.54	-1.49 ± 0.24	-20.33 ± 0.50	2.65 ± 2.00
2.40–3.40 ^e	173	-18.17	-1.47 ± 0.21	-21.08 ± 0.45	1.62 ± 0.90
2.50–3.50 ^f	564	...	-1.60 ± 0.13	-21.07 ± 0.15	1.40

^a Local sample with $z \leq 0.1$ and $FUV \leq 20$.

^b $(B - I) \geq 0.85$ sample with $NUV \leq 24.5$.

^c $0.56 \leq (B - I) \leq 0.85$ sample with $NUV \leq 24.5$.

^d $(B - I) \leq 0.56$ sample with $NUV \leq 24.5$.

^e HDF sample with $F450 \leq 27$ and $F606 \leq 27$.

^f LBG sample with $R \leq 25$.

al. 2003). In this section, we explore the FUV LF and its evolution as a function of color.

As shown by Salim et al. (2005), rest-frame $(NUV - R)$ is tightly correlated with the ratio of current to past averaged SFR, implying that the star formation history of a galaxy can already be constrained using a single color. In Figure 4, we plot the $(NUV - R)$ versus $(B - I)$ rest frame as well as the location of theoretical SEDs from elliptical to Sd (Poggianti 1997; *filled circles*), observed irregular (Coleman et al. 1980; *filled circles*), and starbursts (Kinney et al. 1996; *filled triangles*).

As $(B - I)$ correlates with $(NUV - R)$ (Fig. 4) and is not affected by the UV flux uncertainties mentioned above, we use $(B - I)$ as a proxy for spectral types. We note, however, the degeneracy between dust and age of the stellar population: dusty starbursts (SB3 to SB6; *filled triangles*) cannot be distinguished from spiral galaxies (*filled circles*) using $(B - I)$. Eliminating this degeneracy will require additional color information sensitive to the old star population (e.g., K -band flux) not available in the present data set.

We split our sample into three classes: $(B - I) \leq 0.56$ (corresponding to unobscured starbursts), $0.56 \leq (B - I) \leq 0.85$ (corresponding to Irr to Sd galaxies with a contamination of obscured starbursts), and $(B - I) \geq 0.85$ (corresponding to Sd to Sb galaxies with a contamination of obscured starbursts and a negligible 7% contribution of types earlier than Sb). The shortage of red systems in our sample is consistent with the morphological analysis of de Mello et al. (2004) based on a small NUV rest-frame sample (34 objects) in the Chandra Deep Field–South observed with the *Hubble Space Telescope* (Advanced Camera for Surveys). The authors only found two early-type galaxies (8%), the rest being late types (32%) and starbursts (60%).

In the bottom panel of Figure 4, we show the relative fraction for each color class in three redshift bins: $0.2 \leq z \leq 0.5$, $0.5 \leq z \leq 0.8$, $0.8 \leq z \leq 1.2$. We extend our analysis to lower z by applying the same criteria to the *GALEX*-SDSS fields for galaxies with $z_{\text{phot}} \leq 0.2$ and $FUV \leq 22$ (*filled squares*). We find that the contribution of unobscured starbursts rises from $\sim 12\%$ at $z \sim 0.1$ to 55% at $z \sim 1$, while the fractions of the two other classes decrease. (The reddest class actually seems to increase again at $z \sim 1$, but this may reflect a classification bias since the I band probes the emitted light below the 4000 Å break and does not trace reliably the old stellar population).

We measure the LFs for the three classes. Because of the small number of galaxies, we fixed the slopes to $\alpha = -1.4 \pm 0.2$ for our reddest class and $\alpha = -1.5 \pm 0.2$ for the two others, in agreement with the values obtained in the range $0.2 \leq z \leq 0.5$. These values are consistent with the slopes derived by Wolf et

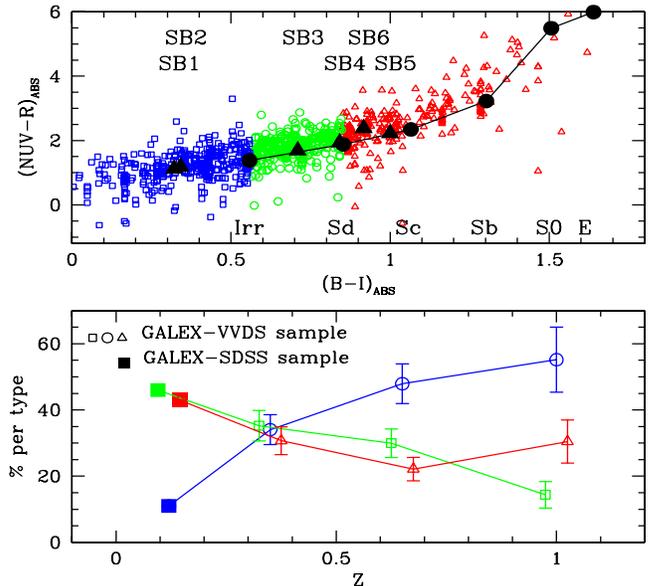


FIG. 4.—Rest-frame color-color plot for the color classification (*top panel*) and the fraction of galaxy classes vs. redshift (*bottom panel*).

al. (2003) at 2800 Å for their types 2–4. The best-fit STY parameters are listed in Table 1 and in Figure 3.

We find that the bluest class (unobscured starbursts) evolves less strongly in luminosity than the two other classes ($\Delta M_* \leq -0.5$ mag in the range $0.35 \leq z \leq 1.0$ as opposed to $\Delta M_* \geq -1$ mag). On the other hand, the number densities [$\rho = \int_{-\infty}^{M_{\text{cut}}} \Phi(M) dM$ with $M_{\text{cut}} = -18.5$] evolve similarly to the non-volume-corrected fractions shown in Figure 4; namely, the density of unobscured starbursts increases sharply with z while that of the reddest classes decreases.

The interpretation of our results in terms of SFR evolution is presented in a companion paper by Schiminovich et al. (2005).

GALEX is a NASA Small Explorer, launched in 2003 April. 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. The VVDS is supported by the Centre National de la Recherche Scientifique of France and its Cosmology program, the Observatoire Astronomique Marseille Provence, and the Italian National Research Council.

REFERENCES

- Arnouts, S., et al. 2002, MNRAS, 329, 355
 Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, A&AS, 117, 393
 Blanton, M. R., et al. 2001, AJ, 121, 2358
 Budavari, T., et al. 2005, ApJ, 619, L31
 Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, ApJ, 345, 245
 Coleman, G. D., Wu, C., & Weedman, D. W. 1980, ApJS, 43, 393
 de Mello, D. F., Gardner, J. P., Dahlen, T., Conselice, C. J., Grogan, N. A., & Koekemoer, A. M. 2004, ApJ, 600, L151
 Giavalisco, M., et al. 2004, ApJ, 600, L103
 Ilbert, O., et al. 2004a, MNRAS, 351, 541
 ———. 2004b, A&A, submitted
 Kinney, A. L., Calzetti, D., Bohlin, R. C., McQuade, K., Storchi-Bergmann, T., & Schmitt, H. R. 1996, ApJ, 467, 38
 Le Fèvre, O., et al. 2003, Messenger, 111, 18
 Lilly, S. J., Le Fèvre, O., Hammer, F., & Crampton, D. 1996, ApJ, 460, L1
 McCracken, H. J., et al. 2003, A&A, 410, 17
 Morrissey, P., et al. 2005, ApJ, 619, L7
 Poggianti, B. M. 1997, A&AS, 122, 399
 Salim, S., et al. 2005, ApJ, 619, L39
 Schiminovich, D., et al. 2005, ApJ, 619, L47
 Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & David, M. 1998, ApJ, 500, 525
 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
 Sutherland, W., & Saunders, W. 1992, MNRAS, 259, 413
 Treyer, M. A., et al. 2005, ApJ, 619, L19
 Wilson, G., Cowie, L. L., Barge, A. J., & Burke, D. J. 2002, AJ, 124, 1258
 Wolf, C., Meisenheimer, K., Rix, H.-W., Borch, A., Dye, S., & Kleinheinrich, M. 2003, A&A, 401, 73
 Wyder, T. K., et al. 2005, ApJ, 619, L15
 Xu, C. K., et al. 2005, ApJ, 619, L11

THE GALEX-VVDS MEASUREMENT OF THE EVOLUTION OF THE FAR-ULTRAVIOLET LUMINOSITY DENSITY AND THE COSMIC STAR FORMATION RATE

D. SCHIMINOVICH,^{1,2} O. ILBERT,³ S. ARNOUITS,³ B. MILLIARD,³ L. TRESSE,³ O. LE FÈVRE,³ M. TREYER,^{2,3} T. K. WYDER,² T. BUDAVÁRI,⁴ E. ZUCCA,⁵ G. ZAMORANI,⁵ D. C. MARTIN,² C. ADAMI,³ M. ARNABOLDI,⁶ S. BARDELLI,⁵ T. BARLOW,² L. BIANCHI,⁴ M. BOLZONELLA,⁷ D. BOTTINI,⁸ Y.-I. BYUN,⁹ A. CAPPI,⁵ T. CONTINI,¹⁰ S. CHARLOT,^{11,12} J. DONAS,³ K. FORSTER,² S. FOUCAUD,¹⁰ P. FRANZETTI,¹⁰ P. G. FRIEDMAN,² B. GARILLI,¹⁰ I. GAVIGNAUD,¹⁰ L. GUZZO,¹³ T. M. HECKMAN,⁴ C. HOOPES,⁴ A. IOVINO,¹³ P. JELINSKY,¹⁴ V. LE BRUN,³ Y.-W. LEE,⁹ D. MACCAGNI,¹⁰ B. F. MADORE,¹⁵ R. MALINA,³ B. MARANO,⁷ C. MARINONI,³ H. J. MCCrackEN,¹² A. MAZURE,³ B. MENEUX,³ P. MORRISSEY,³ S. NEFF,¹⁶ S. PALTANI,³ R. PELLÒ,¹⁰ J. P. PICAT,¹⁰ A. POLLO,¹³ L. POZZETTI,⁵ M. RADOVICH,⁶ R. M. RICH,¹⁷ R. SCARAMELLA,⁸ M. SCODEGGIO,¹⁰ M. SEIBERT,³ O. SIEGMUND,¹⁴ T. SMALL,² A. S. SZALAY,⁴ G. VETTOLANI,¹⁸ B. WELSH,¹⁵ C. K. XU,¹⁹ AND A. ZANICHELLI¹⁸

Received 2004 June 30; accepted 2004 October 28; published 2005 January 17

ABSTRACT

In a companion Letter (Arnouts et al.) we present new measurements of the galaxy luminosity function at 1500 Å out to $z \sim 1$ using *Galaxy Evolution Explorer* VIMOS-VLT Deep Survey observations (1039 galaxies with $\text{NUV} \leq 24.5$ and $z > 0.2$) and at higher z using existing data sets. In this Letter we use the same sample to study evolution of the FUV luminosity density ρ_{1500} . We detect evolution consistent with a $(1+z)^{2.5 \pm 0.7}$ rise to $z \sim 1$ and $(1+z)^{0.5 \pm 0.4}$ for $z > 1$. The luminosity density from the most UV-luminous galaxies (UVLGs) is undergoing dramatic evolution (30 times) between $0 < z < 1$. UVLGs are responsible for a significant fraction (>25%) of the total far-ultraviolet luminosity density at $z \sim 1$. We measure dust attenuation and star formation rates of our sample galaxies and determine the star formation rate density ($\dot{\rho}_*$) as a function of redshift, both uncorrected and corrected for dust. We find good agreement with other measures of $\dot{\rho}_*$ in the rest ultraviolet and H α given the still significant uncertainties in the attenuation correction.

Subject headings: cosmology: observations — galaxies: evolution — galaxies: luminosity function, mass function — ultraviolet: galaxies

1. INTRODUCTION

The rest-frame far-ultraviolet (FUV; 1500 Å) luminosity has been used to determine the star formation rate (SFR) of stellar populations over the complete range of redshifts for which

galaxies have been observed. The utility and limitations of the integrated measures—the FUV luminosity function (ϕ_{FUV}) and luminosity density (ρ_{1500})—and their relation to the star formation history of the universe have been extensively discussed and reviewed (e.g., Madau et al. 1998; Hopkins 2004). A principal goal of the *Galaxy Evolution Explorer* (GALEX) mission (Martin et al. 2005) is to perform deep wide-angle surveys to obtain an accurate measurement of the evolution of the FUV luminosity density (LD) over the range $0 < z < 1$ and beyond. In this Letter we present results from a small pilot study performed in the 2 hr VIMOS-VLT Deep Survey (VVDS) field using measurements from 1039 galaxies.

GALEX data will allow us to determine how the rest-UV can best be used to study the detailed properties of galaxies (e.g., dust, metallicity, and star formation history). Since this is work in progress, here we instead use existing methods to determine the intrinsic luminosity of galaxies in the FUV (Meurer et al. 1999, hereafter M99, for dust corrections) and the SFR that this luminosity implies (Kennicutt 1998 for SFR conversion). This simple analysis yields some quick answers; we discuss how this work will be expanded and developed in the near future.

Throughout this Letter we adopt the flat λ cosmology ($\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$) with $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

2. DATA

GALEX observations of the VVDS 0226–04 field (02^h26^m00^s, –04[°]30′00″, J2000.0) were performed in 2004 October–November as part of the GALEX Deep Imaging Survey. Further details of these observations, the subsequent match to VVDS spectroscopy and photometry, and the calculation of the luminosity function (LF) can be found in the companion

¹ Department of Astronomy, Columbia University, MC 2457, 550 West 120th Street, New York, NY 10027.

² California Institute of Technology, MC 405-47, 1200 East California Boulevard, Pasadena, CA 91125.

³ Laboratoire d’Astrophysique de Marseille, BP 8, Traverse du Siphon, 13376 Marseille Cedex 12, France.

⁴ Department of Physics and Astronomy, Johns Hopkins University, Homewood Campus, Baltimore, MD 21218.

⁵ Osservatorio Astronomico di Bologna, via Ranzani, I-40127 Bologna, Italy.

⁶ Osservatorio Astronomico di Capodimonte, via Moiariello 16, I-80131 Naples, Italy.

⁷ Dipartimento di Astronomia, Università di Bologna, via Ranzani 1, I-40127 Bologna, Italy.

⁸ IASF-INAF, Sezione di Milano, Via E. Bassini 15, I-20133 Milan, Italy.

⁹ Center for Space Astrophysics, Yonsei University, Seoul 120-749, Korea.

¹⁰ Laboratoire d’Astrophysique, Observatoire Midi-Pyrénées, 14, Avenue Edouard Belin, Toulouse F-31400, France.

¹¹ Max Planck Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Strasse 1, Postfach 1317, D-85741 Garching, Germany.

¹² Institut d’Astrophysique de Paris, UMR 7095, 98 bis Boulevard Arago, 75014 Paris, France.

¹³ Osservatorio Astronomico di Brera, via Brera 28, I-20121 Milan, Italy.

¹⁴ Space Sciences Laboratory, University of California at Berkeley, 601 Campbell Hall, Berkeley, CA 94720.

¹⁵ Observatories of the Carnegie Institution of Washington, 813 Santa Barbara Street, Pasadena, CA 91101.

¹⁶ Laboratory for Astronomy and Solar Physics, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771.

¹⁷ Department of Physics and Astronomy, University of California at Los Angeles, Box 951547, Knudsen Hall, Los Angeles, CA 90095.

¹⁸ Istituto di Radioastronomia, CNR, via Gobetti 101, I-40129 Bologna, Italy.

¹⁹ NASA/IPAC, California Institute of Technology, MC 100-22, 770 South Wilson Avenue, Pasadena, CA 91125.

TABLE 1
FUV 1500 Å LUMINOSITY DENSITY

$\langle z \rangle$	$\log \rho_{1500}^a$		
	Total	V_{\max}	$L > L_{\min}^b$
$0.055^{+0.045c}_{-0.055}$	$25.54^{+0.09}_{-0.02}$...	23.97
0.3 ± 0.1	$25.86^{+0.05}_{-0.05}$	$25.86^{+0.05}_{-0.05}$	$24.67^{+0.17}_{-0.18}$
0.5 ± 0.1	$25.97^{+0.15}_{-0.08}$	$25.76^{+0.05}_{-0.05}$	$25.20^{+0.09}_{-0.09}$
0.7 ± 0.1	$26.16^{+0.31}_{-0.13}$	$25.91^{+0.05}_{-0.05}$	$25.48^{+0.05}_{-0.05}$
1.0 ± 0.2	$26.11^{+0.31d}_{-0.13}$	$25.69^{+0.05}_{-0.05}$	$25.51^{+0.05}_{-0.05}$
2.0 ± 0.5	$26.45^{+0.25}_{-0.09}$	$26.30^{+0.04}_{-0.04}$	$26.03^{+0.13}_{-0.12}$
2.9 ± 0.5	$26.52^{+0.17}_{-0.07}$	$26.40^{+0.03}_{-0.03}$	$26.26^{+0.08}_{-0.08}$
3.0 ± 0.24^e	$25.58^{+0.31}_{-0.17}$...	26.22

^a In units of $\text{ergs s}^{-1} \text{Hz}^{-1} \text{Mpc}^{-3}$, flat λ cosmology with $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ ($\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$).

^b $L_{\min} = 0.2L_{*,z=3}$; $M_{\min} = -19.32$.

^c Data from Wyder et al. (2005).

^d Fixed faint-end slope $\alpha = -1.6$.

^e Data from Steidel et al. (1999).

Letter Arnouts et al. (2005, hereafter Paper I) and references therein. Paper I also describes the derivation of the ϕ_{FUV} at $z = 2.0$ and 2.9 using a Hubble Deep Field (HDF) sample from Arnouts et al. (2002). For comparison we also use the local ϕ_{FUV} (Wyder et al. 2005) and the $z \sim 3$ Lyman break galaxy (LBG) ϕ_{FUV} (Steidel et al. 1999)

3. LUMINOSITY DENSITY

We calculated the FUV LD $\rho_{1500}(z)$ from the *GALEX*-VVDS sample in four redshift bins ($\langle z \rangle = 0.3, 0.5, 0.7, 1.0$) and also determined values for the HDF sample ($\langle z \rangle = 2.0, 2.9$). Results are shown in Table 1 and plotted in Figure 1. We chose to calculate $\rho_{1500}(z)$ in several ways. First we summed $\phi(L) dL$ using the LF obtained from the V_{\max} method. Because luminosity bins with no detections do not contribute, we consider this a lower limit on $\rho_{1500}(z)$. We also calculated a “total” LD by integrating Schechter function fits to the LF using the formula

$$\rho = \int_{L_{\min}}^{\infty} dLL\phi(L),$$

with $L_{\min} = 0$ [$\rho = \phi_* L_* \Gamma(\alpha + 2)$]. Although this quantity is strongly dependent on uncertainties in the faint-end slope (α), it allows direct comparison with other measurements of $\rho_{1500}(z)$ and the SFR density, $\dot{\rho}_*$. Fits and errors were determined using the ALF tool (Ilbert et al. 2004) with error bars based on the extreme values of the LD calculated at each point on the α - M_* 1σ error contour. For the $z = 1.0$ bin, our best Schechter function fit yielded large errors for the slope ($\alpha = -1.63^{+0.45}_{-0.43}$). For this bin we fixed the faint-end slope at α to -1.6 , adopting the value used in high- z studies (e.g., Steidel et al. 1999) and consistent within errors with our own values at lower and higher z . Total $\rho_{1500}(z)$ shows significant $\sim(1+z)^{2.5}$ evolution out to $z \sim 1$, with evidence for a shallow continued rise out to $z = 3$. This evolution is discussed further in the next section. Two points are worth noting regarding the comparison of LD at different redshifts. First, as demonstrated in Paper I and discussed below, the galaxy population that contributes most of the LD varies (vs. color and luminosity) with redshift. Second, while most of the sample is UV-selected, the Steidel et al. (1999) LBG galaxies were color-selected, and the $z = 3$ LD value may be missing some fraction of the UV light. The similarity between the $z = 2.9$ and 3 data points suggests that the missing fraction is small.

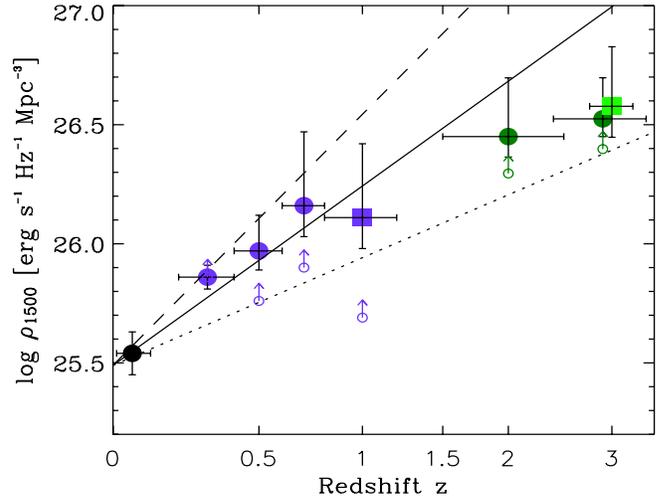


FIG. 1.—FUV LD vs. redshift. Filled circles indicate LF fit to full sample with unconstrained slope α . Filled squares denote LF fit with fixed $\alpha = -1.6$. Purple (*GALEX*) and dark green (HDF) symbols are from this work. Black filled circle (*bottom left*) is taken from local LF (Wyder et al. 2005) and green square from Steidel et al. (1999). Open circles denote ρ_{1500} determined using V_{\max} . Errors do not include cosmic variance. Lines indicate $(1+z)^n$ evolution. Dotted, solid, and dashed lines correspond to $n = 1.5, 2.5$, and 3.5 , respectively.

We explore the contribution to the LD from UV-luminous galaxies (UVLGs) by measuring the LD from galaxies with $L > L_{\min}$. To facilitate comparison with high- z studies, we set $L_{\min} = 0.2L_{*,z=3}$ ($M_{\min} = -19.32$) from Steidel et al. (1999), also adopted by Giavalisco et al. (2004) for their work.²⁰ These galaxies are observable in all redshift ranges, and therefore there is no additional uncertainty related to extrapolation beyond the faintest observed magnitude. Figure 2 highlights the dramatic evolution of $\rho_{1500, \text{UVLG}}$, increasing by 30 times to

²⁰ This luminosity corresponds to $10^{10.1} L_{\odot}$, $\sim \frac{2}{3}$ the luminosity limit ($10^{10.3} L_{\odot}$) adopted for UVLGs in Heckman et al. (2005).

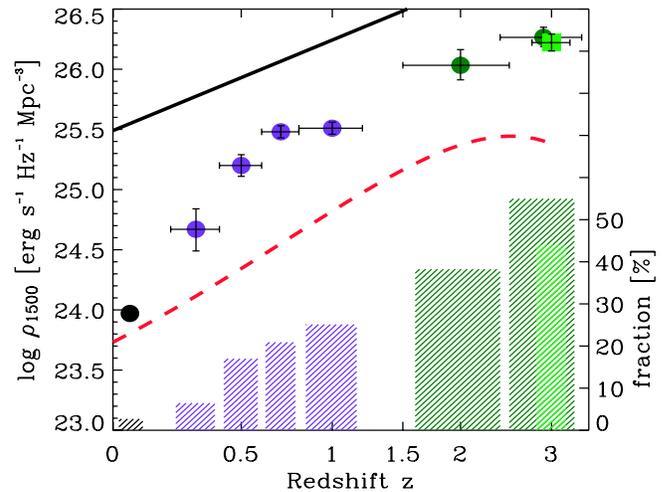


FIG. 2.—FUV LD of UVLGs vs. redshift and comparison with QSO LD. Filled circles from $\rho_{1500, \text{UVLG}}$ integrated from ∞ down to $0.2L_{*,z=3}$ or $M_{\text{FUV}} = -19.32$. Colors same as in Fig. 1. Vertical hatched bars indicate fraction of luminosity emitted by galaxies brighter than $0.2L_{*,z=3}$. Red dashed line shows QSO FUV LD using values from Boyle et al. (2000) and Madau et al. (1999). Solid line is the same as in Fig. 1.

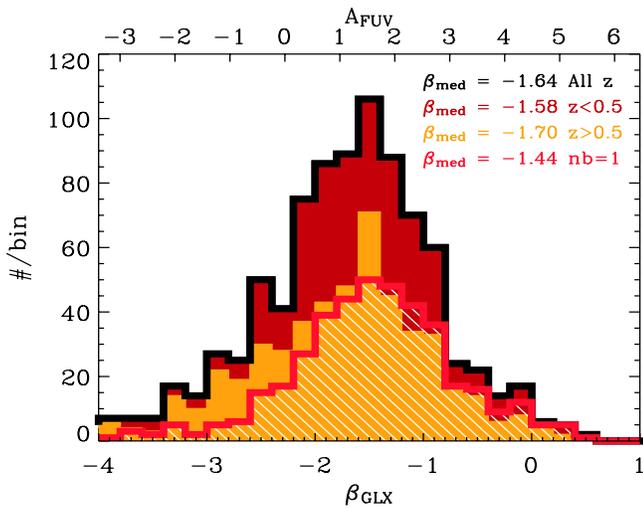


FIG. 3.—Histogram of FUV slope β_{GLX} for 888 galaxies with measurements in U band (black) and split into two subsamples: $z < 0.5$ (brown) and $z > 0.5$ (orange). Red/white: Distribution of β_{GLX} for “isolated” *GALEX* detections with only one optical counterpart within $4''$ radius.

$z \sim 1$ or $(1+z)^5$. Furthermore, we find that UVLGs are a major contributor to ρ_{1500} at $z \sim 1$ with a fractional contribution, $\rho_{1500, UVLG}/\rho_{1500}$, of 25%. We plot for comparison $\rho_{1500, QSO}$ using the functional form of the QSO LD evolution (in the B band) from Boyle et al. (2000) and the QSO spectral energy distribution from Madau et al. (1999), which has a shallower evolutionary slope (3.5) versus UVLGs (5) for $z < 1$.

4. STAR FORMATION RATE DENSITY

To determine intrinsic ultraviolet luminosities for the *GALEX*-VVDS sample, we apply the M99 dust attenuation formula

$$A_{FUV} = 4.43 + 1.99(\beta) = 4.49 + 1.97(\beta_{GLX}),$$

where we use the definition of β_{GLX} , the FUV slope calculated using the rest-frame *GALEX* FUV and NUV bands, from Kong et al. (2004). We only calculate β_{GLX} for the subset of galaxies observed in the U band (888 galaxies). Typical errors are $\sigma_\beta \sim 0.4$. Figure 3 shows the distribution of the k -corrected β_{GLX} . The full sample has median $\beta_{GLX} = -1.64$, $FWHM(\beta) = 1.4$ with little variation with redshift. We find good agreement with measurements of β at low- z ($\langle \beta \rangle = -1.6$ for an FUV-selected sample; Treyer et al. 2005) and high- z (Adelberger & Steidel 2000).

Within our own sample we might have expected to see an increase of β_{GLX} versus z since high-luminosity galaxies—which dominate the high- z bins—are expected to show significant attenuation. Several effects could work against this trend. We are detecting galaxies close to the NUV-band confusion limit (beam/source ~ 10 for $NUV < 25$), and source blending could shift UV-optical colors and the slope *blueward*. We performed tests that conservatively apportioned NUV flux among all potential optical counterparts and set a limit on the offset of the median $\Delta\beta_{GLX, blend} \leq 0.35$. This is consistent with the median $\beta_{GLX} = -1.44$ measured for “isolated” UV detections with only a single optical counterpart (see Fig. 3). (However, we cannot neglect the possibility that some fraction with multiple counterparts are physical pairs that could show a different distribution of β_{GLX}). We also note that the M99 A_{FUV} - β relation was determined for starbursting galaxies (the bulk of our sam-

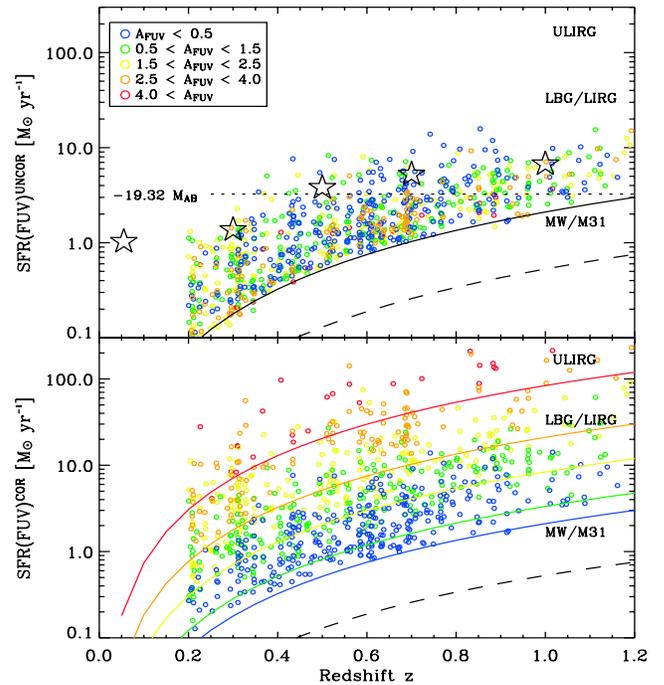


FIG. 4.—SFR of *GALEX*-VVDS galaxies vs. redshift using Kennicutt (1998) conversion. *Top*: Uncorrected SFR for galaxies with varying A_{FUV} . Solid line and dashed line correspond to $NUV < 24.5$ (current sample) and $NUV < 26$ (*GALEX* Ultra-Deep Survey) limits. Stars show values for L_* from Paper I and Wyder et al. (2005). Dotted line corresponds to $L_{min} = 0.2L_*, z=3$ cut. *Bottom*: Attenuation-corrected SFRs. Symbols same as top panel. Colored lines correspond to detection limits for $NUV < 24.5$ at minimum attenuation level for each subsample.

ple; see Paper I) but might overestimate the correction for normal star-forming galaxies (Bell 2002; Kong et al. 2004) that are found in our lowest redshift bins. For a conservative measurement of the average attenuation in our whole sample, we use the isolated subsample and calculate a mean attenuation factor of times 7 ($A_{FUV}^{meas} = 1.8$), where we have estimated and applied a bias correction to the mean (times 0.7) because of nonnegligible σ_β . We also adopt a “minimum attenuation” $A_{FUV}^{min} = 1$, which may be more representative of a full UV-selected population (Buat et al. 2005).

The SFR was calculated for each galaxy using

$$SFR (M_\odot \text{ yr}^{-1}) = 1.4 \times 10^{-28} L_{FUV} \text{ (ergs s}^{-1} \text{ Hz}^{-1})$$

from Kennicutt (1998). In Figure 4 we plot the SFR derived for each galaxy using the uncorrected and the dust-corrected FUV luminosities. Our sample shows no dependence of dust attenuation with SFR^{uncor} , and as a consequence we find higher attenuation in galaxies with high SFR^{cor} . This paucity of low-attenuation galaxies with high SFR^{cor} has been noted in previous studies (e.g., Wang & Heckman 1996; Adelberger & Steidel 2000). Some of the observed effect may also be due to the scatter in A_{FUV} discussed above (resulting in a tail of high A_{FUV} galaxies) and/or limitations of the dust attenuation law. We plot $\dot{\rho}_*(z)$ (derived from ρ_{1500} with no dust correction) in Figure 5. Measurements from this Letter were fitted using the parameterization from Baldry et al. (2002) [$\dot{\rho}_*(z) \sim (1+z)^{\beta_{evol}}$, $z < 1$ and $\dot{\rho}_*(z) \sim (1+z)^{\alpha_{evol}}$, $z > 1$]. We find a best-fit $\beta_{evol} = 2.5 \pm 0.7$, $\alpha_{evol} = 0.5 \pm 0.4$. The 1σ constraint on the $(\alpha_{evol}$,

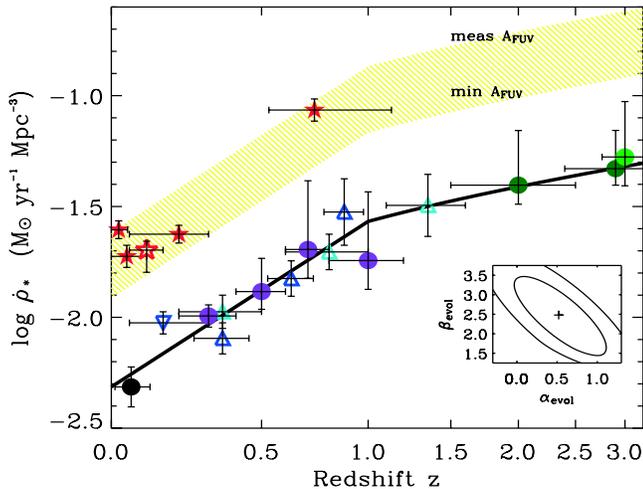


FIG. 5.—SFR density vs. z . Filled circles from measurements at 1500 \AA (uncorrected for dust) same as in Fig. 1. Blue comparison points are rest-frame UV measurements uncorrected for dust attenuation. Inverted blue triangle from Sullivan et al. (2000). Dark blue triangles from Lilly et al. (1996). Light blue triangles from Wilson et al. (2002) for $\alpha = -1.5$. Solid line rises as $(1+z)^{2.5}$ for $z < 1$ and then $(1+z)^{0.5}$ for $z > 1$ based on χ^2 fit to our sample (see inset; 1σ and 2σ confidence contours shown). Shaded region shows range corresponding to maximum/minimum dust attenuation. Filled red stars from dust-corrected $H\alpha$ measurements (with increasing redshift) from Pérez-González et al. (2003), Gronwall (1999), Tresse & Maddox (1998), and Tresse et al. (2002). Open red star from SDSS ($H\alpha$ /emission line; Brinchmann et al. 2004).

β_{evol}) pair is consistent with independent derivations using the Two-Degree Field (Baldry et al. 2002), the Sloan Digital Sky Survey (SDSS; Brinchmann et al. 2003), and other recent studies (e.g., Fig. 13 in Baldry et al. 2002).

Several uncorrected (*blue*) and dust-corrected (*red*) comparison measurements obtained using spectroscopic redshifts are shown in Figure 5. Before determining ρ_* , we converted ρ_{2000} (Sullivan et al. 2000; Lilly et al. 1996) and ρ_{2500} (Wilson et al. 2002, $\alpha = -1.5$ data) to ρ_{1500} using $\rho(\lambda)$ obtained from local ρ_{1540} and ρ_{2300} by Wyder et al. 2005 ($\sim \lambda^{0.9}$). Wilson et al.

(2002) and Lilly et al. (1996) both show good agreement with our measured values despite the difference in evolutionary slope obtained in the two studies ($\beta_{\text{evol}} \sim 1.7 \pm 1, 3.3 \pm 0.7$, respectively). The local LD reported by Sullivan et al. (2000) appears high, as noted in Wyder et al. (2005). Finally, we show a likely range of dust-corrected SFR densities, applying the average $A_{\text{FUV}}^{\text{min}}, A_{\text{FUV}}^{\text{meas}}$ to the best-fit parameterized $\rho_*(z)$. Using the Kennicutt (1998) SFR conversion, we find that recent dust-corrected $H\alpha$ measurements fall within our attenuation-corrected range. Although we have implicitly assumed no evolution in the dust correction, we emphasize that for UV flux-limited samples we might expect evolution in the average dust-attenuation correction versus redshift, and we will explore this further in future work.

The FUV is tracing a predominantly homogeneous population (star-forming and starbursting), making interpretation of integrated measures much more straightforward than at longer wavelengths (cf. Wolf et al. 2003). We have shown that a significant population of UVLGs lies within easy reach ($0.6 < z < 1.2$). We will compare these unique star-forming galaxies with their high-redshift LBG analogs (e.g., Shapley et al. 2003). In the near future our sample will expand by 5 times in this field alone and by more than 100 times using data from redshift surveys across the sky. In some locations we will increase our depth to $m_{\text{AB}} \sim 26$ as part of the Ultra-Deep Imaging Survey and probe down to $0.1L_*$ (see Fig. 4) to better constrain the faint end of ϕ_{FUV} . This will be supplemented by an even larger catalog (more than 10^6 objects) with photometric redshifts. We will soon be able to determine how SFR evolution depends on environment, morphology, and spectral type and will examine our results within the context of cosmological simulations. A major challenge lies in understanding the role of dust obscuration, one that we will explore using recent, more sophisticated models (e.g., Kong et al. 2004) as the *GALEX* surveys continue.

GALEX is a NASA Small Explorer, launched in 2003 April. 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.

REFERENCES

- Adelberger, K. L., & Steidel, C. C. 2000, *ApJ*, 544, 218
 Arnouts, S., et al. 2002, *MNRAS*, 329, 355
 ———. 2005, *ApJ*, 619, L43
 Baldry, I. K., et al. 2002, *ApJ*, 569, 582
 Bell, E. 2002, *ApJ*, 577, 150
 Boyle, B. J., Shanks, T., Croom, S. M., Smith, R. J., Miller, L., Loaring, N., & Heymans, C. 2000, *MNRAS*, 317, 1014
 Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., Tremonti, C., Kauffmann, G., Heckman, T., & Brinkmann, J. 2004, *MNRAS*, 351, 1151
 Buat, V., et al. 2005, *ApJ*, 619, L51
 Giavalisco, M., et al. 2004, *ApJ*, 600, L103
 Gronwall, C. 1999, in *AIP Conf. Proc.* 470, *After the Dark Ages: When Galaxies Were Young*, ed. S. Holt & E. Smith (New York: AIP), 335
 Heckman, T. M., et al. 2005, *ApJ*, 619, L35
 Hopkins, A. M. 2004, *ApJ*, 615, 209
 Ilbert, O., et al. 2004, *MNRAS*, 351, 541
 Kennicutt, R. C., Jr. 1998, *ARA&A*, 36, 189
 Kong, X., Charlot, S., Brinchmann, J., & Fall, S. M. 2004, *MNRAS*, 349, 769
 Lilly, S. J., Le Fèvre, O., Hammer, F., & Crampton, D. 1996, *ApJ*, 460, L1
 Madau, P., Haardt, F., & Rees, M. 1999, *ApJ*, 514, 648
 Madau, P., Pozzetti, L., & Dickinson, M. 1998, *ApJ*, 498, 106
 Martin, D. C., et al. 2005, *ApJ*, 619, L1
 Meurer, G. R., Heckman, T. M., & Calzetti, D. 1999, *ApJ*, 521, 64 (M99)
 Pérez-González, P. G., Zamorano, J., Gallego, J., Aragón-Salamanca, A., & Gil de Paz, A. 2003, *ApJ*, 591, 827
 Shapley, A. E., Steidel, C. C., Pettini, M., & Adelberger, K. 2003, *ApJ*, 588, 65
 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
 Tresse, L., & Maddox, S. J. 1998, *ApJ*, 495, 691
 Tresse, L., & Maddox, S. J., Le Fèvre, O., & Cuby, J.-G. 2002, *MNRAS*, 337, 369
 Treyer, M. A., et al. 2005, *ApJ*, 619, L19
 Wang, B., & Heckman, T. M. 1996, *ApJ*, 457, 645
 Wilson, G., Cowie, L. L., Barger, A. J., & Burke, D. J. 2002, *AJ*, 124, 1258
 Wolf, C., Meisenheimer, K., Rix, H.-W., Borch, A., Dye, S., & Kleinheinrich, M. 2003, *A&A*, 401, 73
 Wyder, T. et al. 2005, *ApJ*, 619, L15

Chapitre 7

La fonction de luminosité par type

Dans le cadre du scénario hiérarchique, les mécanismes de formation et d'évolution des galaxies sont fonctions du type de galaxie considéré. Les galaxies spirales se seraient formées par refroidissement d'un disque de gaz froid en rotation alors que les galaxies elliptiques se seraient formées par fusion de plusieurs galaxies. Pour décrire empiriquement cette évolution, il est nécessaire de réaliser des mesures relatives aux différents types de galaxies. J'ai mesuré la fonction de luminosité (LF) et la densité de luminosité (LD) en fonction du type pour l'échantillon de galaxies du relevé spectroscopique VVDS. Je présenterai dans la section 1 les méthodes que nous avons utilisées pour classifier les galaxies par type. Dans la section 2, je montrerai comment la forme de la LF dépend de la population de galaxies considérée. Dans la dernière section, je présenterai un travail préliminaire avec une mesure de l'évolution de la LF et de la LD en fonction du type des galaxies jusqu'à $z = 1.2$.

7.1 Classification par type

Deux méthodes permettent de classifier les galaxies par type : une classification par type spectral mesuré à partir du spectre de la galaxie, et une classification par type morphologique déterminé à partir de l'image de la galaxie. Ces deux types de classification sont complémentaires car leurs spécificités résultent de processus physiques corrélés qui sont l'histoire de la formation d'étoiles et la dynamique de la galaxie. Pour l'échantillon spectroscopique des galaxies du relevé VVDS, nous avons pu mesurer le type spectral pour l'ensemble de l'échantillon et le type morphologique pour une partie réduite de l'échantillon.

7.1.1 Classification par type spectral

Il existe de nombreuses méthodes pour classifier spectralement un échantillon de galaxies comme la décomposition du spectre sur une base de vecteurs propres (méthode dite de *Principal Component analysis*) (par exemple, Madgwick et al. 2002, Galaz & de Lapparent 1998), la mesure de la largeur équivalente des raies en émission (par exemple,

Loveday et al. 1999) ou la détermination du type spectral à partir des données photométriques multi-couleur (par exemple Lilly et 1995, Lin et al. 1999, Blanton et al. 2001).

J'ai utilisé les données photométriques multi-couleur du VVDS pour déterminer le type spectral des galaxies, par ajustement de SEDs de référence. La couverture multi-couleur du relevé VVDS nous permet d'utiliser au moins les magnitudes apparentes B , V , R et I pour chacune des galaxies du catalogue spectroscopique (voir chapitre 3). La magnitude apparente dans la bande U est mesurée pour 83% des galaxies. Pour la majeure partie de l'échantillon, nous pouvons donc utiliser les magnitudes apparentes dans les bandes U , B , V , R et I . Nous ajustons des SEDs de référence sur les données multi-couleur en utilisant le code Le_Phare (Arnouts S. & Ilbert O.) décrit dans la section 3.2.2. La méthode d'ajustement des *templates* par un test en χ^2 est réalisée à *redshift* fixé. Nous utilisons le jeu de *templates* CWW (Coleman, Wu & Weedman 1980) (voir figure 3.5) comme SEDs de référence. Ce jeu de *templates* présente l'avantage de sa simplicité et de son caractère « standard » (par exemple, Lilly et al. 1995, Lin et al. 1999). Cette classification est aisée à reproduire sur d'autres catalogues observés ou simulés. Cette classification est réalisée à partir des propriétés spectrales de quatre galaxies proches et ce critère de classification est conservé à tous les *redshifts*. Les modèles d'évolution spectro-photométriques des populations stellaires montrent que les propriétés spectrales des galaxies évoluent au cours du temps (voir figure 1.3). Nous avons préféré ce jeu de *templates* empiriques à un jeu de *templates* synthétiques qui pourrait nous permettre de tenir compte de cette évolution, car les multiples dégénérescences possibles entre la couleur, l'âge, l'extinction, la métallicité et l'histoire de formation d'étoiles, compliquent toute interprétation d'une classification basée sur des *templates* synthétiques. Notre classification ne nous permet pas de conserver dans une même classe une même galaxie observée à des époques différentes. Par contre, elle nous permet de classer les galaxies qui ont statistiquement les mêmes propriétés spectrales à une époque donnée.

Nous avons défini quatre types spectraux correspondant à chacune des SEDs du jeu de *templates* CWW (Ell, Sbc, Scd et Irr). Sur l'ensemble de l'échantillon, j'obtiens une proportion de 10%, 16%, 33% et 41% de galaxies de type spectral 1, 2, 3 et 4 respectivement. La figure 7.1 montre le spectre moyen des galaxies de chacune de ces classes spectrales. Pour chaque galaxie à un *redshift* z_i et pour chaque magnitude apparente dans le filtre de longueur d'onde effective λ_{eff} , nous mesurons directement le flux émis à la longueur d'onde $\lambda_{eff}/(1+z_i)$. Connaissant les magnitudes apparentes dans les bandes U , B , V , R et I , nous mesurons directement le flux émis à $3450\text{\AA}/(1+z_i)$, $4330\text{\AA}/(1+z_i)$, $5350\text{\AA}/(1+z_i)$, $6530\text{\AA}/(1+z_i)$ et $7950\text{\AA}/(1+z_i)$ respectivement. Pour chaque galaxie, j'ai ajusté par un facteur constant les flux mesurés aux différentes longueurs d'onde pour se ramener aux flux qui seraient observés si cette galaxie avait une magnitude absolue $M_{AB} = -20$ et se trouvait à une distance de 10 pc de l'observateur. Cette méthode permet de reconstruire le spectre moyen des galaxies pour chacune des classes spectrales que nous avons définies. Nous observons clairement que les galaxies que nous avons classées spectralement comme type 1 ont une discontinuité de Balmer très marquée, qui disparaît progressivement pour des type spectraux plus tardifs. L'émission du flux en ultraviolet ($\sim 2000\text{\AA}$) est 10 fois plus importante pour le type spectral le plus tardif que pour le type spectral le plus précoce, alors que le flux émis à 6000\AA est 2 fois plus faible. La couleur

des spectres devient clairement plus bleue pour des types spectraux plus tardifs, ce qui est consistant avec la classification que nous avons adopté.

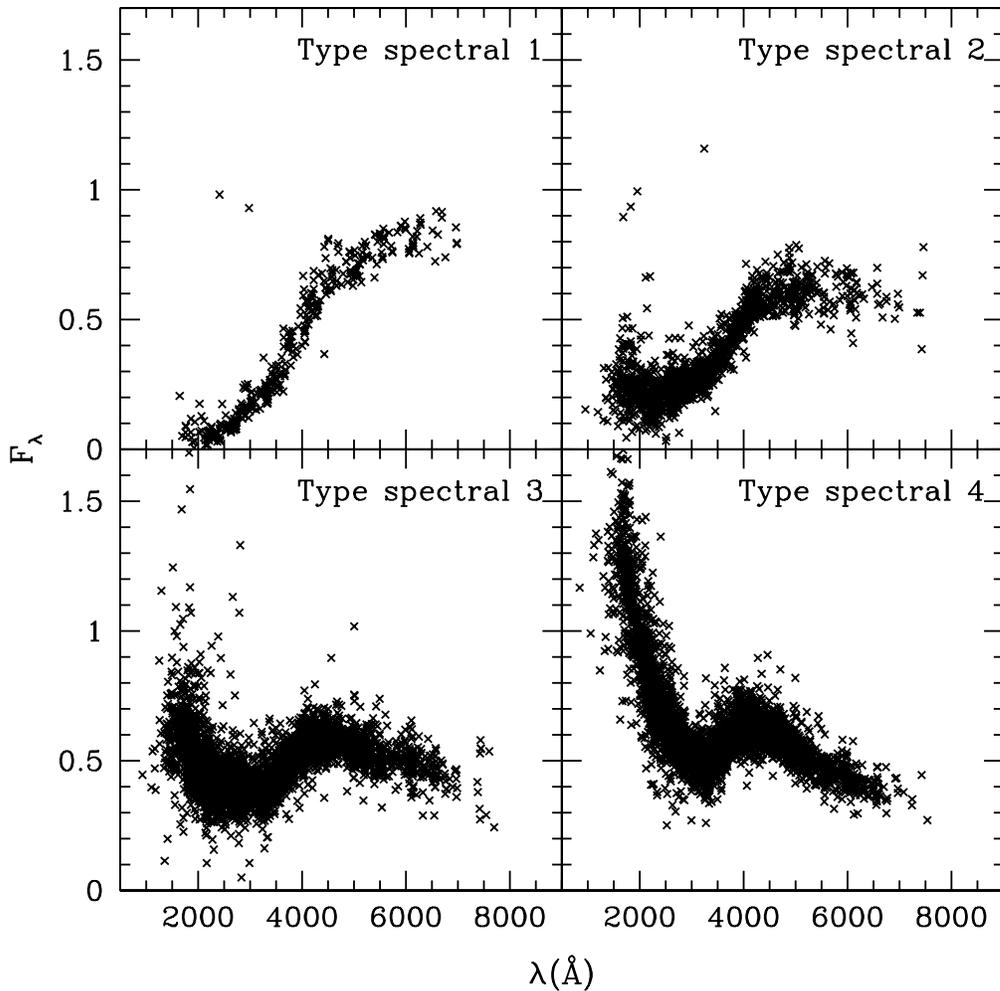


FIG. 7.1: Spectre des galaxies reconstruit à partir des magnitudes apparentes et du *redshift*, pour les types spectraux 1, 2, 3 et 4 définis dans la section 7.1.1.

7.1.2 Classification par type morphologique

Données

Nous avons pu réaliser une classification morphologique d'un échantillon restreint des galaxies du relevé VVDS, pour lesquelles une imagerie multi-couleur obtenue par le *Hubble Space Telescope* (HST) était disponible. Nous avons utilisé les données spectroscopiques profondes du relevé VVDS sur le champ *Chandra Deep Field South* (CDFS) (Le Fèvre et al. 2004b). Nous utilisons la photométrie obtenue avec le relevé multi-couleur COMBO-17 (Wolf et al. 2004) dans les bandes *U*, *B*, *V*, *R*, *I*. L'analyse a été restreinte à la surface

du champ observée pour le relevé GOODS (*Great Observatories Origins Deep Survey*) (Giavalisco et al. 2004) avec la caméra ACS (*Advanced Camera for Surveys*) du HST. Les images HST/ACS existent dans les quatre filtres F435W ($\lambda_{eff} \sim 4320\text{\AA}$), F606W ($\lambda_{eff} \sim 5730\text{\AA}$), F775W ($\lambda_{eff} \sim 7630\text{\AA}$) et F850LP ($\lambda_{eff} \sim 8970\text{\AA}$). Notre échantillon de galaxies contient 626 objets avec une mesure du *redshift* spectroscopique (557 galaxies, 64 étoiles, 5 QSOs), observés dans un champ de 250 arcmin^2 .

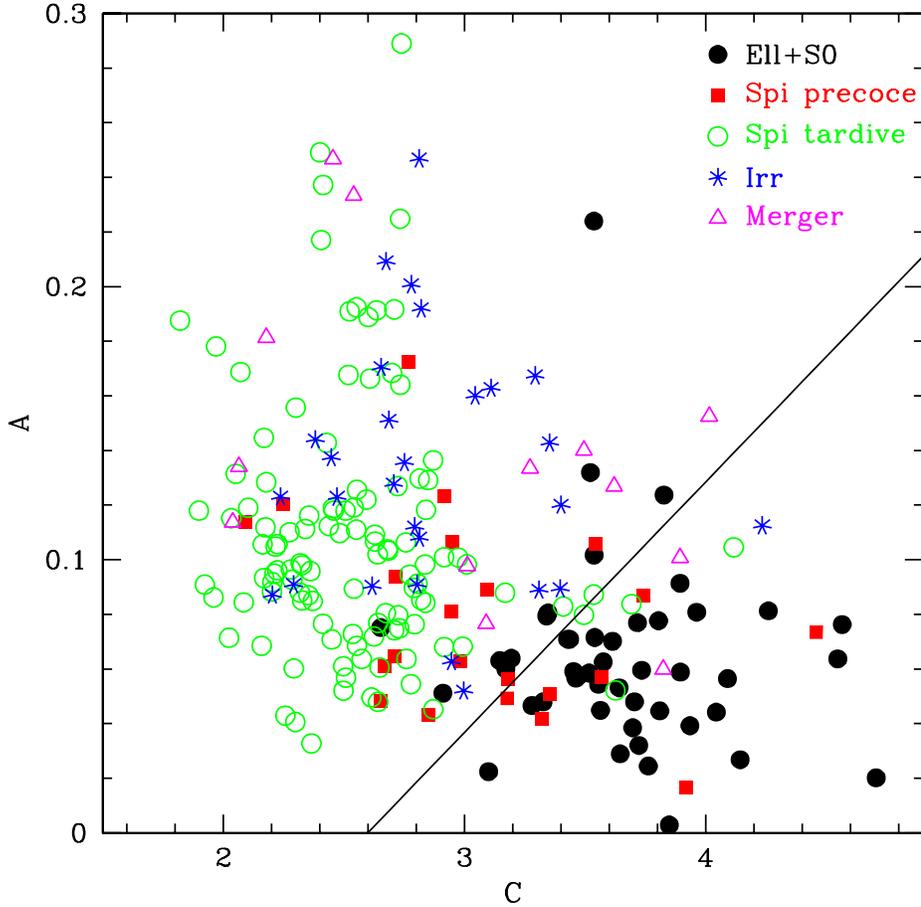


FIG. 7.2: Distribution des galaxies dans le plan $A-C$ (A pour asymétrie, C pour concentration) en fonction du type morphologique attribué visuellement. La ligne continue correspond à la limite que nous avons adopté pour séparer les galaxies dominées par un bulbe et les galaxies dominées par un disque.

Classification quantitative

Une mesure des paramètres d'asymétrie (notée A) et de concentration (notée C) a été réalisée sur l'ensemble de ces galaxies par S. Lauger avec la méthode décrite dans Lauger et al. (2004), dérivée des méthodes de Schade et al. (1995) et de Abraham et al. (1996). Pour une galaxie à *redshift* z , les paramètres A et C sont mesurés sur l'image observée

dans le filtre le plus proche de $\lambda = 4500 \times (1 + z)\text{\AA}$. Cette méthode permet une mesure de ces paramètres consistante à tous les *redshifts*, car mesurée à une même longueur d'onde au repos. Cette classification présente l'avantage d'être automatique, quantitative et reproductible.

Nous avons comparé une classification morphologique visuelle et la valeur des paramètres A et C . Nous avons classifié visuellement les galaxies de l'échantillon en galaxies elliptiques, spirales précoces, spirales tardives, irrégulières et *mergers* (signes d'interaction). La distribution des galaxies dans le plan $A - C$ en fonction du type morphologique attribué visuellement est présentée dans la figure 7.2. Cette distribution est présentée pour l'ensemble des galaxies de l'échantillon ($I_{AB} \leq 24$). Cette classification visuelle est subjective et dépendante de l'observateur qui la réalise. Les galaxies présentées sur ce diagramme sont uniquement celles pour lesquelles le type morphologique attribué séparément par deux classificateurs (S. Lauger et O. Ilbert) est le même.

Nous avons défini un échantillon de « contrôle », composé de galaxies brillantes ($I_{AB} \leq 22.5$, $M_B \leq -20$). Nous avons utilisé la classification visuelle sur cet échantillon de « contrôle », pour calibrer empiriquement les limites à adopter dans le plan $A - C$ et ainsi séparer l'échantillon par type morphologique. Nous avons établi une limite pour séparer la population dont le type morphologique est dominé par un bulbe et celle dominé par un disque, selon le critère $A \leq 0.0917 \times C - 0.2383$. Ce critère est représenté par une droite continue sur la figure 7.2 et montre une bonne capacité à séparer ces deux populations. Nous observons une dégénérescence des positions dans le plan $A - C$ des galaxies classifiées visuellement comme spirales précoces, spirales tardives ou irrégulières. Même si en moyenne la proportion de galaxies irrégulières augmente avec l'asymétrie, nous ne pouvons pas définir empiriquement de limites simples pour obtenir une séparation par type comparable à une classification visuelle. Cette dégénérescence est expliquée en grande partie par la nature subjective de notre classification visuelle.

Corrélation avec la classification spectrale

La distribution des galaxies dans le plan $A - C$ selon les quatre classes spectroscopiques définies dans la section 7.1.1 est présentée dans la figure 7.3. Il apparaît une corrélation entre le type spectral attribué et les paramètres A et C . Seulement 8.5% des galaxies de type spectral 1 sont classifiées comme galaxies dominées par un disque. Nous observons un gradient dans la répartition des type spectraux sur le diagramme $A - C$. Plus l'asymétrie des galaxies augmente, plus le type spectral attribué est tardif, ce qui est attendu puisque les régions de formation d'étoiles contribuent à l'asymétrie.

Un point important est la présence de galaxies de type spectral tardif dans la population de galaxies que nous classifions morphologiquement comme dominées par un bulbe. La distribution de la couleur au repos ($B - I$) de la population dominée par un bulbe, est présentée dans la figure 7.4 (figure du haut). Un pic apparaît clairement à 1.3 dans la distribution en couleur au repos ($B - I$), avec une population de galaxies plus bleues que ce pic. Nous divisons l'échantillon entre une population plus bleue et une population plus rouge que la couleur au repos $M_{AB}(B) - M_{AB}(I) = 0.9$. Les galaxies bleues forment 30% de l'échantillon dominé par un bulbe. La mesure de la taille angulaire des galaxies sur les

images a été réalisée par S. Lauger. La distribution en taille des galaxies (convertie en kpc à partir de la distance angulaire) est présentée dans la figure 7.4 (figure du bas). Il apparaît clairement que la population plus bleue que $M_{AB}(B) - M_{AB}(I) = 0.9$, avec un rayon moyen 4.0 kpc, est plus compacte que la population rouge avec un rayon moyen 5.8 kpc. Le terme de galaxies compactes bleues désigne une population de galaxies qui semblent plus petites que celles que nous observons (< 1 kpc selon Thuan et Martin 1981), bien que Gil de Paz et al. (2003) suggèrent que la taille de ces galaxies peut atteindre quelques kpc. Nous utiliserons par la suite le terme de galaxie compacte bleue car il semble le mieux approprié. La présence de cette population illustre clairement que les classifications par type morphologique et par type spectral sont complémentaires et sont nécessaires pour séparer ces deux populations différentes de galaxies.

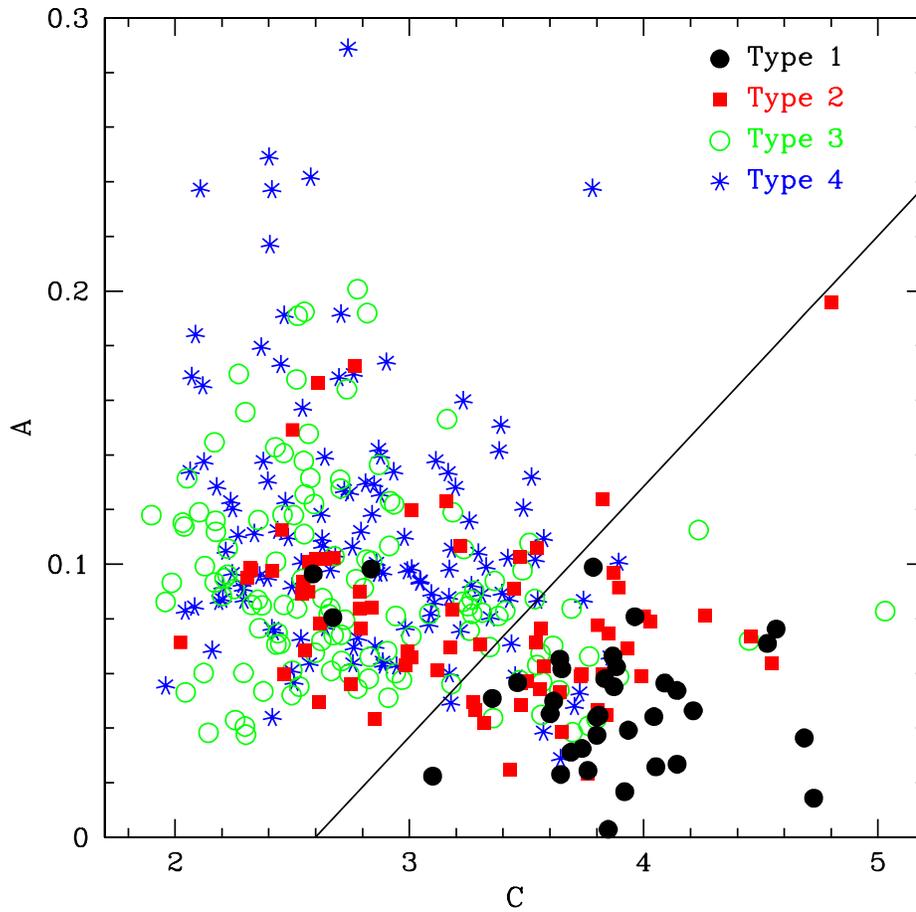


FIG. 7.3: Distribution des galaxies dans le plan $A - C$ en fonction du type spectral défini dans la section 7.1.1.

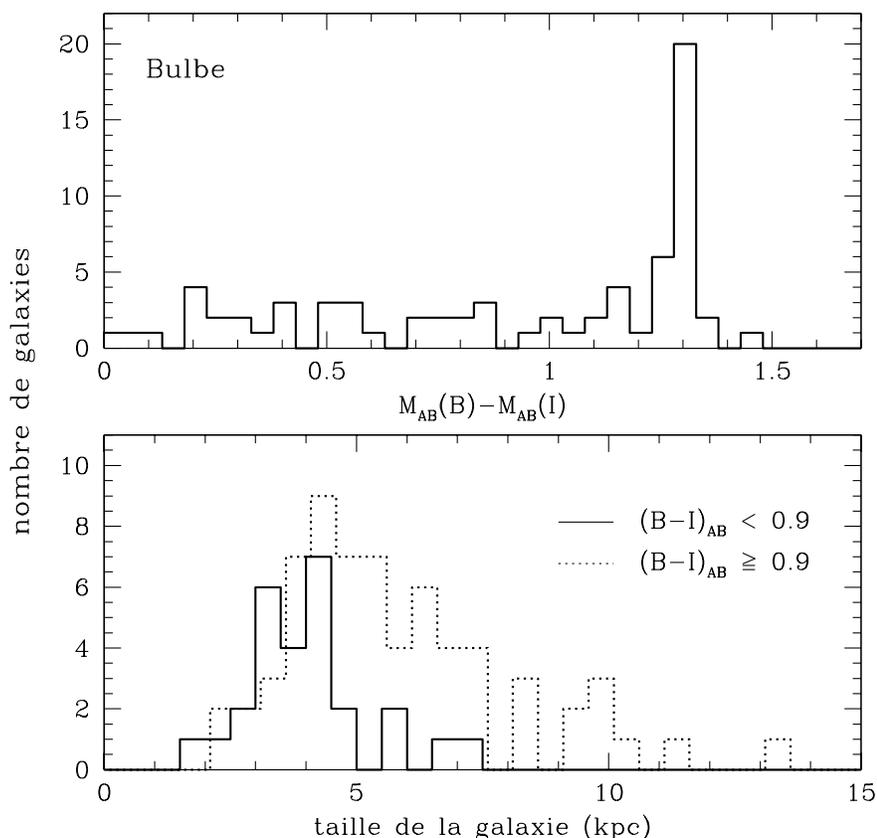


FIG. 7.4: Haut : distribution de la couleur au repos de la population dominée par un bulbe. Bas : distribution en taille des galaxies rouges (ligne en pointillés) et bleues (ligne continue) dont la morphologie est dominée par un bulbe.

7.2 Forme de la LF par type

7.2.1 Forme de la LF par type spectral

J'ai mesuré la LF pour les quatre classes spectrales telles que nous les avons définies dans la section 7.1.1. La méthode employée pour mesurer la LF par type est identique à celle que nous avons employé pour mesurer la LF globale (voir section 6.1). L'objectif dans cette section étant de déterminer la dépendance de la forme de la LF au type spectral, j'ai mesuré la LF dans un large intervalle en *redshift* $0.4 \leq z \leq 0.9$ contenant 50% des galaxies de l'échantillon spectroscopique du VVDS-F02. Cet intervalle permet de sonder une population faiblement lumineuse de galaxies (jusqu'à $M_B = -17.6$) pour contraindre fortement la pente de la LF, tout en maximisant le nombre de galaxies dans l'intervalle. L'échantillon de galaxies est composé de 362, 517, 1112 et 1165 galaxies pour les types spectraux 1, 2, 3 et 4 respectivement. Un autre avantage que présente le choix de cet intervalle en *redshift* est que notre efficacité à mesurer un *redshift* est maximale à $z \sim 0.7$

(voir section 4.3.2). Notre estimation n'est donc que très faiblement dépendante du poids statistique utilisé pour corriger le taux de succès dans la mesure du *redshift* (SSR).

Les figures 7.5 et 7.6 présentent les LF's obtenues dans les trois filtres *U*, *B* et *I*. Les valeurs des paramètres de Schechter estimés avec le STY et les erreurs associées sont listées dans la table 7.1 dans les 5 filtres *U*, *B*, *V*, *R*, et *I* du système « standard » Johnson-Cousins. Il apparaît que la forme de la LF dépend très fortement du type spectral des galaxies :

- nous mesurons une forte variation de la pente de la LF en fonction du type spectral. La pente de la LF devient de plus en plus raide pour un type spectral de plus en plus tardif. Dans la bande *U* par exemple, la pente varie de -0.22 ± 0.15 pour le type 1 à -1.52 ± 0.11 pour le type 4. Les contours d'erreurs $\alpha - M^*$ à 90% montrent que les pentes mesurées pour les quatre types spectraux ne sont pas compatibles. Le fait que ce résultat soit obtenu quelle que soit la bande considérée, montre que ce résultat traduit une réelle différence dans la distribution en masse de ces populations de galaxies. Les galaxies de type spectral tardif forment la majorité des galaxies faiblement lumineuses.
- Le paramètre M^* dépend du type spectral considéré. Pour la LF mesurée dans le filtre *I*, la valeur de M^* devient progressivement moins brillante pour des types spectraux plus tardifs, avec M_I^* de -21.83 ± 0.14 , -21.58 ± 0.15 , -21.33 ± 0.14 et -20.35 ± 0.20 pour les types spectraux 1, 2, 3 et 4 respectivement. Ce résultat montre que les galaxies les plus massives seraient dominées par les types spectraux les plus précoces. Cette dépendance du M^* en fonction du type spectral disparaît pratiquement dans la bande *U*, avec M_U^* de -19.04 ± 0.17 , -19.49 ± 0.17 , -19.44 ± 0.14 et -19.19 ± 0.19 pour les types spectraux 1, 2, 3 et 4 respectivement. La luminosité dans les bandes bleues étant dominée par les étoiles jeunes et donc par les galaxies à forte formation d'étoiles, les galaxies plus tardives deviennent plus lumineuses dans les bandes bleues, ce qui réduit la différence observée en M^* .

La comparaison quantitative de nos résultats avec les résultats de la littérature est délicate puisque elle dépend des critères utilisés pour définir les différentes classes spectrales (de Lapparent et al. 2003b) et de l'intervalle en *redshift* considéré. Qualitativement, notre résultat est en accord avec les autres LF's de la littérature mesurées par type spectral. Les résultats obtenus dans l'Univers proche ($z \sim 0.1$) par les relevés du 2dFGRS et SDSS montrent que la pente des types spectraux tardifs est plus raide (Madgwick et al. 2002, Blanton et al. 2001). A *redshift* $z \gtrsim 0.3$, Wolf et al. (2003) utilisent un échantillon de 25000 *redshifts* photométriques du relevé COMBO-17, sélectionné à $R_{vega} \leq 24$, pour mesurer la LF dans les bandes U, B et R. L'échantillon est divisé en 4 types spectraux, basé sur l'ajustement des SEDs de référence sur les données multi-couleur. La pente de la LF qu'ils mesurent à $z \sim 0.3$, devient clairement plus raide pour des types spectraux plus tardifs, avec $\alpha = 0.52 \pm 0.20$ du type spectral le plus précoce jusqu'à $\alpha = -1.47 \pm 0.06$ pour le type spectral le plus tardif ce qui est consistant avec notre résultat. Lin et al. (1999) divisent l'échantillon spectroscopique du *Canadian Network for Observational Cosmology* (CNOC2) en 3 types spectraux à partir d'un ajustement de SEDs de référence sur les données multi-couleur *U*, *B*, *V*, *R* et *I*. Leur classification est semblable à la nôtre puisque basée sur un jeu de *templates* CWW. Nos deux types spectraux les plus précoces

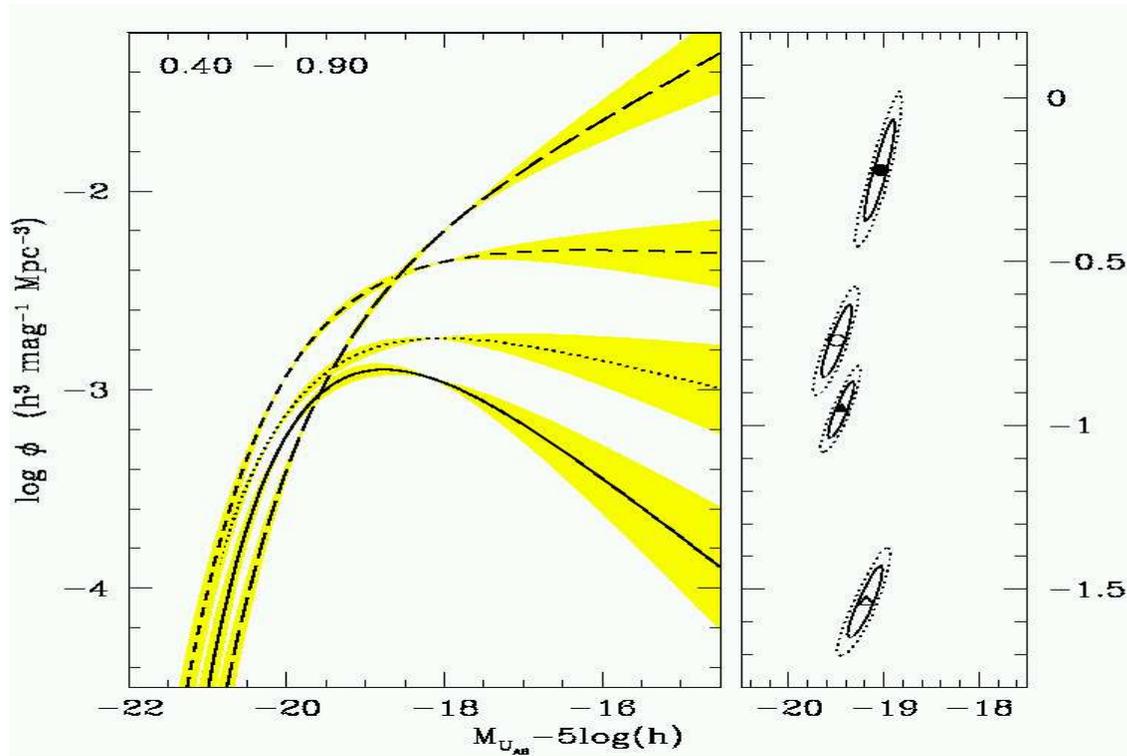


FIG. 7.5: LF par type spectral dans la bande U . Les LFs sont mesurées avec l'estimateur STY dans l'intervalle $0.4 \leq z \leq 0.9$. Les courbes continues, pointillés, tirets courts, tirets longs correspondent respectivement au type spectral 1, 2, 3 et 4 (voir section 7.1.1). Les ellipses correspondent aux contours d'erreurs obtenus avec l'estimateur STY pour un degré de confiance de 68% (continu) et de 90% (pointillé). Les ellipses de haut en bas correspondent respectivement au type spectral 1 (cercle plein), 2 (cercle ouvert), 3 (triangle plein) et 4 (triangle ouvert).

correspondent exactement. Leur type 3 (Scd+Irr) est la somme de nôtre type 3 (Scd) et de nôtre type 4 (Irr). La pente mesurée de la LF en B est estimée à $\alpha = 0.08 \pm 0.14$, $\alpha = -0.53 \pm 0.15$ et $\alpha = -1.23 \pm 0.12$, de la population précoce à la population tardive. La pente des LFs mesurée par le CNOC2 est donc moins raide que la pente que nous avons mesuré pour tous les types spectroscopiques. De Lapparent et al. (2003a) ont classifié les galaxies de l'*ESO-Scultor Survey* (ESS) en trois types spectraux, basés sur une décomposition des spectres en PCA (*Principal Component Analysis*) (Galaz & de Lapparent, 1998). Ils obtiennent une variation de la pente de la LF dans la bande R comprise entre $\alpha = 0.11$ et $\alpha = -1.64$, de la population précoce à la population tardive. De Lapparent et al. (2003a) obtiennent que la partie brillante de la LF est dominée par les galaxies de type spectral précoce dans la bande R avec un M^* plus brillant, alors que cet effet est moins clair dans la bande B , ce qui est en accord avec le résultat que nous mesurons à plus grand *redshift*.

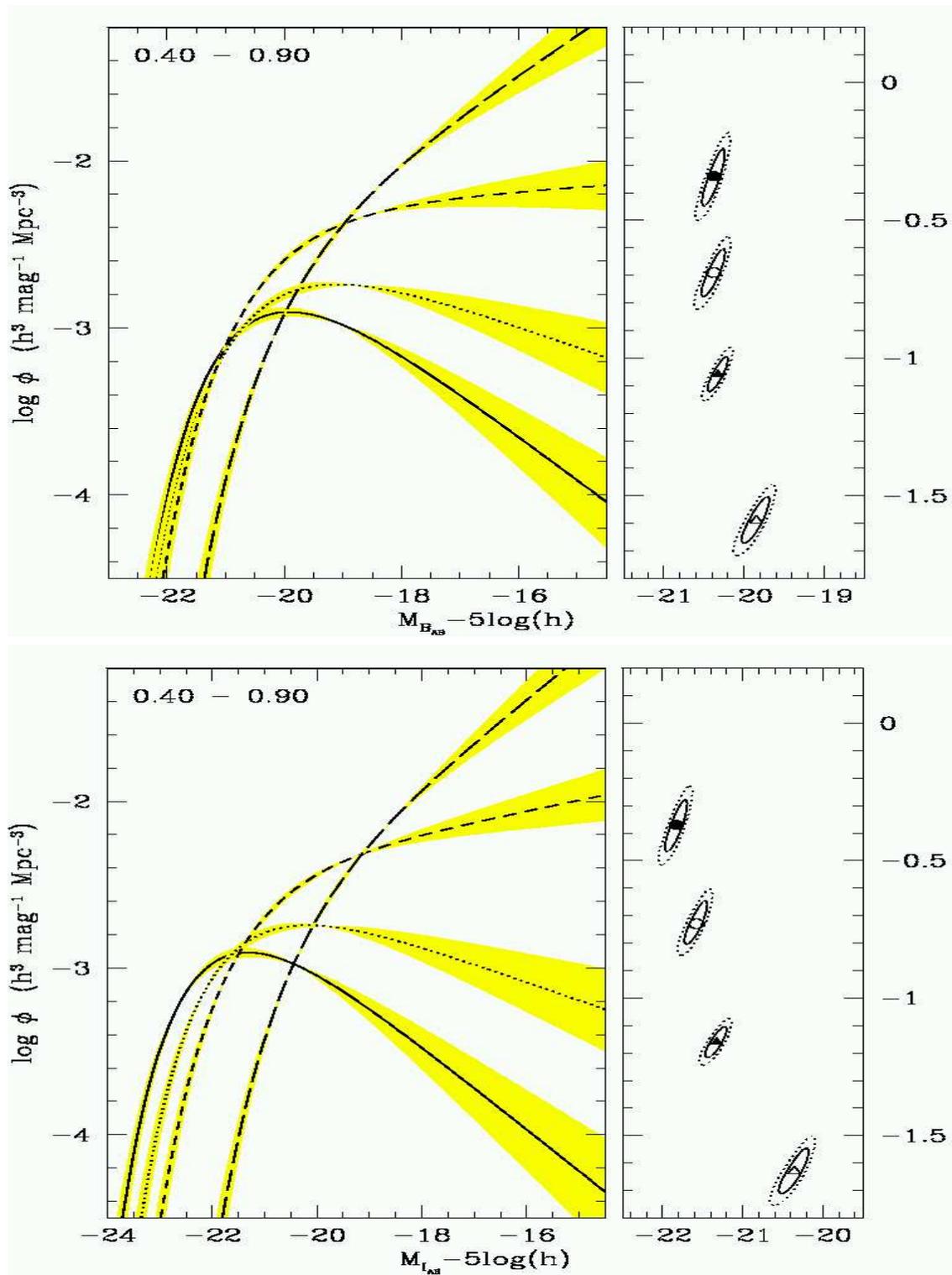


FIG. 7.6: Haut : LF par type spectral dans la bande B . Bas : LF par type spectral dans la bande I . Les types de courbes et les symboles sont les mêmes que 7.5.

Comme la figure 7.3 le montre, la relation entre type spectral et type morphologique n'est pas directe. La LF mesurée pour une population classifiée spectralement est la somme de LFs pour des populations de morphologies différentes (de Lapparent et al. 2003a). Il est donc nécessaire de réaliser une mesure de la LF par type morphologique.

		$\Omega_m=0.3$		$\Omega_\Lambda=0.7$		Φ^*
Filtre	Type	Nb. ^(a)	Nb. ^(b)	α	$M_{AB}^* - 5\log(h)$	$(10^{-3}h^3 Mpc^{-3})$
U	1	369	319	$-0.22^{+0.16}_{-0.15}$	$-19.04^{+0.15}_{-0.17}$	$3.63^{+0.26}_{-0.34}$
	2	525	457	$-0.74^{+0.11}_{-0.11}$	$-19.49^{+0.15}_{-0.17}$	$3.61^{+0.52}_{-0.52}$
	3	1132	968	$-0.95^{+0.09}_{-0.09}$	$-19.44^{+0.13}_{-0.14}$	$6.66^{+0.94}_{-0.92}$
	4	1203	1024	$-1.54^{+0.11}_{-0.11}$	$-19.19^{+0.17}_{-0.19}$	$5.33^{+1.51}_{-1.34}$
B	1	369	362	$-0.34^{+0.11}_{-0.10}$	$-20.38^{+0.14}_{-0.15}$	$3.44^{+0.28}_{-0.31}$
	2	525	517	$-0.69^{+0.09}_{-0.09}$	$-20.38^{+0.14}_{-0.16}$	$3.87^{+0.47}_{-0.47}$
	3	1132	1112	$-1.06^{+0.07}_{-0.06}$	$-20.32^{+0.12}_{-0.13}$	$5.70^{+0.76}_{-0.73}$
	4	1203	1165	$-1.59^{+0.09}_{-0.09}$	$-19.85^{+0.17}_{-0.19}$	$4.49^{+1.18}_{-1.05}$
V	1	369	369	$-0.38^{+0.10}_{-0.10}$	$-21.17^{+0.14}_{-0.15}$	$3.36^{+0.28}_{-0.31}$
	2	525	525	$-0.69^{+0.08}_{-0.08}$	$-20.96^{+0.14}_{-0.15}$	$3.89^{+0.44}_{-0.44}$
	3	1132	1132	$-1.07^{+0.06}_{-0.06}$	$-20.76^{+0.12}_{-0.13}$	$5.40^{+0.70}_{-0.67}$
	4	1203	1203	$-1.59^{+0.08}_{-0.08}$	$-20.08^{+0.16}_{-0.19}$	$4.21^{+1.09}_{-0.97}$
R	1	369	369	$-0.38^{+0.10}_{-0.10}$	$-21.53^{+0.13}_{-0.15}$	$3.37^{+0.28}_{-0.31}$
	2	525	525	$-0.71^{+0.08}_{-0.08}$	$-21.29^{+0.14}_{-0.15}$	$3.79^{+0.44}_{-0.44}$
	3	1132	1132	$-1.12^{+0.06}_{-0.06}$	$-21.05^{+0.12}_{-0.14}$	$4.84^{+0.66}_{-0.63}$
	4	1203	1197	$-1.62^{+0.08}_{-0.08}$	$-20.22^{+0.17}_{-0.19}$	$3.80^{+1.03}_{-0.91}$
I	1	369	369	$-0.37^{+0.10}_{-0.10}$	$-21.83^{+0.13}_{-0.15}$	$3.38^{+0.28}_{-0.30}$
	2	525	525	$-0.73^{+0.08}_{-0.08}$	$-21.58^{+0.14}_{-0.15}$	$3.68^{+0.43}_{-0.43}$
	3	1132	1131	$-1.16^{+0.06}_{-0.06}$	$-21.33^{+0.13}_{-0.14}$	$4.35^{+0.62}_{-0.59}$
	4	1203	1175	$-1.63^{+0.08}_{-0.08}$	$-20.35^{+0.18}_{-0.20}$	$3.61^{+1.02}_{-0.89}$

(a) Nombre de galaxies dans l'intervalle en *redshift*

(b) Nombre de galaxies plus brillantes que la limite du biais décrit section 5.3.

TAB. 7.1: Paramètres de la fonction de Schechter et erreurs associées à 1σ pour la LF mesurée entre $0.4 < z < 0.9$ avec l'estimateur STY. Les mesures sont données pour les 4 types spectraux définis dans la section 7.1.1, et pour les 5 filtres *U*, *B*, *V*, *R*, et *I* du système « standard » Johnson-Cousins.

7.2.2 Forme de la LF par type morphologique

Il y a peu de résultats dans la littérature présentant une LF des galaxies de champ par type morphologique à grand *redshift*, en raison de la difficulté à réunir simultanément l'information morphologique pour des objets très faibles et un échantillon de *redshifts* de galaxies sélectionnées de façon homogène. La plupart des mesures ont été réalisées dans l'Univers proche (par exemple, Loveday et al. 1992, Marzke et al. 1994, Marinoni

et al. 1999, Nakamura et al. 2003). Les LF's estimées par type morphologique semblent moins dépendantes du type morphologique que du type spectroscopique (Marinoni et al. 1999, Nakamura et al. 2003). Par exemple, Nakamura et al. (2003) estiment une pente de la LF relativement plate ($\alpha \sim -1$) pour la population de galaxies dominée par un bulbe, proche de la pente obtenue pour la population dominée par un disque ($\alpha \sim -1.2$). A grand *redshift*, Brinchmann et al. (1998) ont quantifié l'évolution de la LF par type morphologique en combinant les données spectroscopiques des relevés CFRS et AUTOFIB (voir section 2.2.2) et l'imagerie dans la bande *I* réalisée avec le HST. Cet échantillon n'était pas suffisamment profond ($I_{AB} \leq 22.5$) ni assez grand (341 galaxies) pour bien contraindre la forme des LF's par type morphologique à grand *redshift*. L'échantillon que nous utilisons contient 216 galaxies de plus, il est plus profond de 1.5 magnitude et surtout la classification est réalisée dans un même filtre au repos grâce aux images multi-couleur du HST. Nous avons estimé la forme de la LF par type morphologique dans l'intervalle en *redshift* [0.4-0.9], pour les deux classes de galaxies définies dans la section 7.1.2 : les galaxies dominées par un bulbe et celles dominées par un disque.

LF de la population dominée par un bulbe

Nous avons mesuré la LF dans la bande *B* de la population dominée par un bulbe. Cette LF est présentée dans la figure 7.7. La pente obtenue est pratiquement plate avec $\alpha = -0.95 \pm 0.3$, en accord avec les mesures réalisées dans l'Univers proche à partir d'une classification morphologique (Marinoni et al. 1999, Nakamura et al. 2003). Nous estimons à 20% la contribution des galaxies dominées par un bulbe à la population totale. Ce rapport est mesuré en utilisant le rapport entre la LF cumulée des galaxies dominées par un bulbe et la LF cumulée globale, pour une sélection $M_{AB}(B) - 5\log(h) \leq -17.3$.

La LF obtenue pour les galaxies de type spectral précoce présente une pente plus fortement décroissante ($\alpha \sim -0.3$) que la pente des galaxies de type morphologique précoce ($\alpha \sim -0.9$). La population dominée par un bulbe est en fait la somme d'une population de couleur rouge et d'une population de galaxies compactes bleues (voir section 7.1.2). A partir de cette observation, nous avons divisé notre échantillon de galaxies dominées par un bulbe en deux, selon un critère de couleur au repos des galaxies $M_{AB}(B) - M_{AB}(I) = 0.9$. La LF pour chacun de ces deux types est présentée dans la figure 7.7. La LF de la population rouge dominée par un bulbe présente une LF avec une pente fortement décroissante ($\alpha = 0.09 \pm 0.46$), en accord avec les résultats obtenus pour une classification spectrale des galaxies. La population rouge de galaxies dominées par un bulbe domine la partie brillante de la LF. La LF des galaxies bleues présente une pente extrêmement raide. Cette population de galaxies est faiblement lumineuse et domine la densité des galaxies précoces pour $-19 < M_{AB}(B) - 5\log(h)$. Il est difficile de conclure ici sur le fait que la LF de cette population est bornée. Notre résultat est en accord avec le résultat de de Lapparent et al. (2003a), qui introduisent la LF d'une population de galaxies de magnitudes absolues $M_V(R_C) > -19$ qu'ils définissent comme irrégulières naines (incluant les galaxies compactes bleues dans leur définition), pour interpréter la

LF qu'ils mesurent pour leur type spectral le plus tardif.

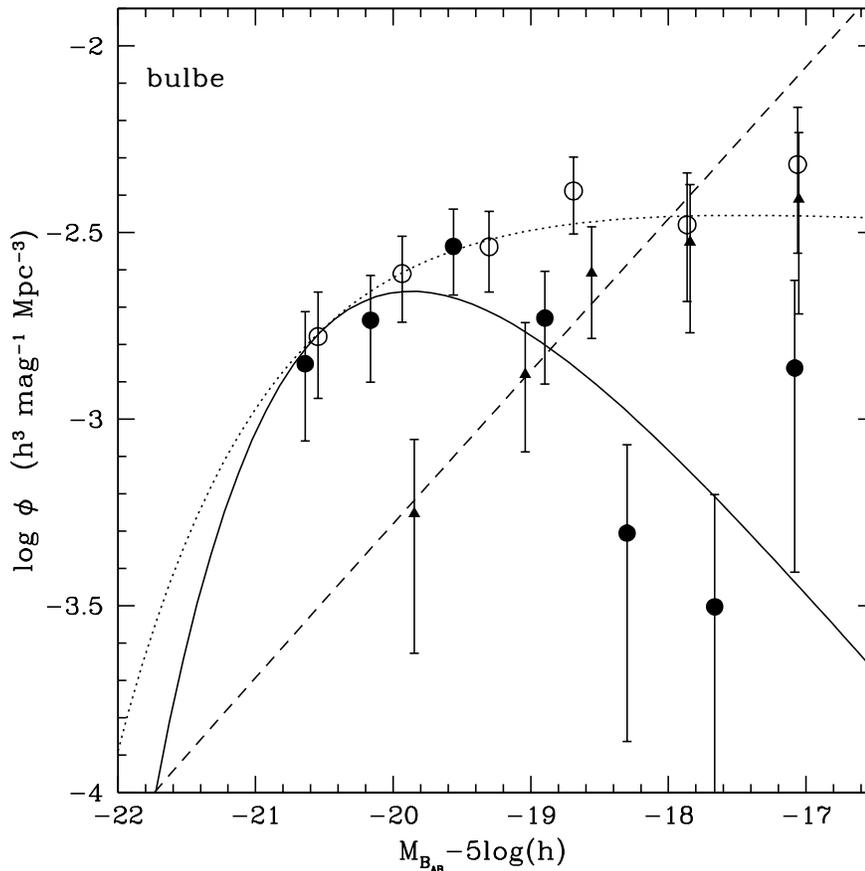


FIG. 7.7: LF de la population dominée par un bulbe. Les cercles ouverts et les lignes pointillées correspondent respectivement à l'estimation du $1/V_{\max}$ et du STY. Les cercles pleins et les lignes continues correspondent à l'estimation pour la population rouge dominée par un bulbe. Les petits triangles et la ligne en tirets correspondent à l'estimation pour la population bleue dominée par un bulbe.

LF de la population dominée par un disque

Nous avons mesuré la LF des galaxies dominées par un disque. Cette LF est présentée sur la figure 7.8 (cercles pleins, courbe continue). La LF de la population dominée par un disque a une pente plus raide ($\alpha = -1.31 \pm 0.17$) que la LF mesurée pour les galaxies dominées par un bulbe ($\alpha = -0.95 \pm 0.3$). Cette pente est plus raide que la pente déterminée par Marinoni et al. (1999) de $\alpha = -1.1 \pm 0.07$ pour une classification visuelle des galaxies S-Im. Elle est aussi plus raide que la pente estimée par Nakamura et al. (2003) de $\alpha = -1.12 \pm 0.18$ mesurée pour les galaxies S-Im classifiées avec un paramètre de concentration. Cette différence entre la pente des LFs mesurées dans l'Univers proche ($z \sim 0.1$) et nos résultats à $z \sim 0.65$, peut être expliquée par la forte évolution de la LF des galaxies irrégulières (Brinchmann et al. 1998) présente dans la classe disque.

Nous avons mesuré les LF de la population dominée par un disque en augmentant progressivement la limite supérieure en asymétrie de l'échantillon : $A \leq 0.1$, $A \leq 1.3$ et $A \leq +\infty$. Nous n'observons pas d'évidence d'un changement de forme de la LF avec l'asymétrie mais l'échantillon sélectionné à $A \leq 0.1$ est déjà fortement asymétrique. Un échantillon plus large serait nécessaire pour définir des sous-classes réellement différentes dans cet échantillon de galaxies dominées par un disque.

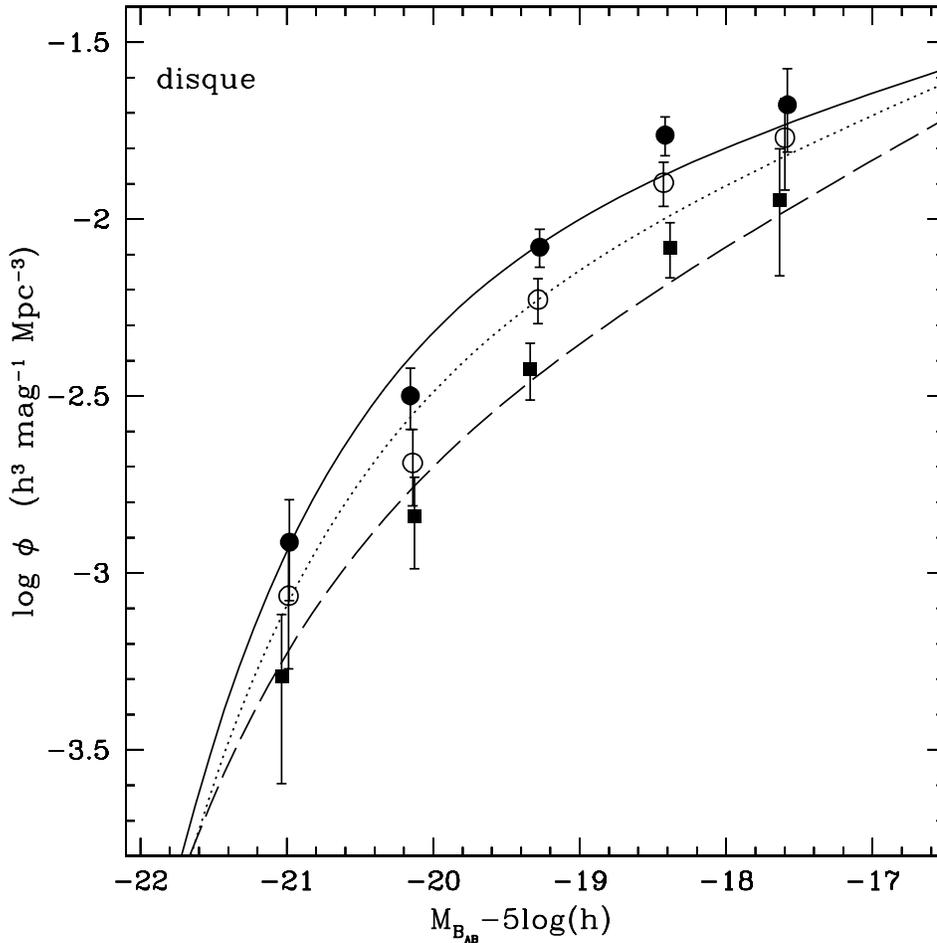


FIG. 7.8: LF de la population dominée par une disque, pour $A \leq 0.1$ (carré pleins et tirets longs), $A \leq 0.13$ (cercles ouverts et ligne en pointillés) et $A \leq +\infty$ (cercles pleins et ligne continue).

7.3 Evolution de la LF et de la LD par type

Je présente ici des travaux préliminaires réalisés sur le champ profond VVDS-F02 pour quantifier l'évolution de la LF en fonction du type des galaxies. J'ai utilisé la classification présentée dans la section 7.1.1 pour diviser la population des galaxies en quatre types spectraux. L'évolution des LF dans la bande B des galaxies de type 1, 2, 3 et 4 sont présentées respectivement dans les figures 7.9, 7.10, 7.11 and 7.12. Les paramètres de Schechter es-

timés avec le STY ainsi que les erreurs associées sont données dans la table 7.3. Je me suis limité à mesurer l'évolution de la LF jusqu'à $z = 1.2$. La discontinuité de Balmer est ainsi observée avec les spectres VIMOS ainsi que dans le domaine spectral couvert par les observations photométriques multi-couleur. Cette limite nous assure une mesure du *redshift* aussi efficace pour les galaxies de type spectral précoce que pour les galaxies de type spectral tardif. Dans ce cas, le poids associé à chaque galaxie dépend faiblement du type spectral. Cette limite à $z = 1.2$ nous permet également de bien contraindre l'ajustement des *templates* sur les données photométriques multi-couleur et ainsi de contraindre fortement l'attribution du type spectral sur l'ensemble du domaine en *redshift* étudié.

7.3.1 Evolution de la LF

La pente mesurée pour chaque type spectral est consistante à tous les *redshifts* avec la pente mesurée entre [0.4-0.9]. La pente de la LF pour chaque type est donc en accord avec une valeur de α constante. Seule la LF mesurée dans l'intervalle en *redshift* $1 \leq z \leq 1.2$ semble montrer une évolution. En l'absence de réelle contrainte sur la pente de la LF dans cet intervalle en *redshift* et en raison de la difficulté croissante à estimer un type spectral, ce changement de pente n'est pas significatif.

Nous avons reporté dans chaque intervalle en *redshift* la LF mesurée dans l'intervalle [0.4-0.9] (traits pointillés) pour servir de référence à la mesure de l'évolution et guider l'oeil. Une évolution claire de la LF est observée, dépendante du type spectral considéré. Cette évolution est particulièrement visible pour le type spectral le plus tardif (type 4). L'évolution des galaxies de type 4 est continue jusqu'à $z = 1.2$. Nous observons que la densité des galaxies tardives à luminosité fixée diminue lorsque l'âge de l'Univers augmente. Nous observons également une évolution des galaxies de type 1 et 2 pour $z < 0.4$, mais cette évolution des galaxies les plus précoces apparaît très faiblement pour $z > 0.4$. L'évolution des galaxies précoces est contraire à celle obtenue pour les galaxies tardives, avec une augmentation de la densité à une luminosité donnée lorsque l'âge de l'Univers augmente.

L'évolution de la LF peut être soit due à une évolution en luminosité, soit à une évolution en densité. Nous utilisons les paramètres M^* et ϕ^* pour caractériser cette évolution. L'évolution de ces paramètres est présentée dans la figure 7.13. Pour faciliter l'analyse de l'évolution des paramètres M^* et ϕ^* avec le *redshift*, j'ai estimé la LF en fixant la valeur de α à la valeur que j'ai obtenue dans l'intervalle en *redshift* [0.4-0.9] pour chacun des types. Sous cette hypothèse, nous évitons la dégénérescence entre le paramètre α et M^* . Nous obtenons que les LFs pour chaque type évoluent en luminosité, avec une évolution du paramètre M^* comprise entre -1 et -0.5 magnitude entre $z = 0.3$ et $z = 1.1$. Il n'apparaît pas de différence majeure dans l'évolution en luminosité des différents types. L'évolution du paramètre ϕ^* pour une pente fixée traduit l'évolution en densité des galaxies. Nous observons que la densité des galaxies du type spectral le plus tardif augmente d'un facteur ~ 2 de $z = 0.3$ à $z = 1.1$. Cette évolution est contraire à celle observée pour le type spectral le plus précoce (type 1) qui présente une augmentation de la densité avec l'âge de l'Univers d'un facteur ~ 2.5 entre $z \sim 1.1$ (40% de l'âge de l'Univers) et $z \sim 0.3$ (74% de l'âge de l'Univers). La diminution en luminosité combinée avec l'augmentation en densité pour les galaxies précoces peut masquer une évolution de cette population à luminosité fixée.

Nous expliquons ainsi la faible évolution apparente des galaxies de type spectral précoce. Pour les galaxies tardives, la combinaison d'une diminution en luminosité et d'une diminution en densité dans le même temps vont contribuer à produire une très forte évolution apparente de la LF de ce type spectral. Un parallèle de ces résultats avec les scénarios hiérarchiques de formation des galaxies est tentant : une évolution passive en luminosité pourrait expliquer la variation en M^* alors que des processus de fusions expliqueraient la diminution en densité des galaxies irrégulières au profit des galaxies elliptiques massives. Mais ce rapprochement est clairement prématuré : nous utilisons une classification spectrale des galaxies pour mesurer l'évolution. L'étude sur le type morphologique que nous avons menée avec les galaxies du champ VVDS-CDFS avec les images du HST nous montre que le lien entre type spectral et type morphologique n'est pas direct. De plus, ce résultat est à confirmer avec une étude précise de la dégénérescence entre l'évolution du paramètre ϕ^* et les incertitudes sur le paramètre M^* .

L'évolution que nous avons mesurée est en accord global avec les résultats présent dans la littérature. Lilly et al. (1995) ont montré avec l'échantillon du *Canada-France Redshift Survey* (CFRS) que les galaxies plus rouges que le *template* CWW Sbc (somme de nos types spectraux 1 et 2) évoluent très peu contrairement aux galaxies bleues (somme de nos types spectraux 3 et 4). Dans une certaine mesure, ce résultat est en accord avec nos observations car l'évolution apparente de la LF globale est dominée par la population de type spectral tardif, particulièrement au-delà de $z > 0.4$. Cette évolution des galaxies de type spectral tardif est aussi confirmée à $z < 0.6$ par les résultats de l'ESS (de Lapparent et al. 2004). Lin et al. (1999), à partir d'un estimateur paramétrisant l'évolution, montrent que l'évolution de la LF des galaxies de type spectral précoce et intermédiaire est en luminosité, alors que l'évolution des galaxies de type tardif semble plutôt être en densité. Ce résultat est donc en très bon accord avec l'évolution des paramètres M^* et ϕ^* que nous mesurons. Wolf et al. (2003) obtiennent une très forte évolution de la densité des galaxies précoces qui diminue d'un facteur 10 entre $z=0.3$ et $z=1.1$. De façon globale, nous obtenons aussi une évolution en densité des galaxies précoces, mais cette évolution est seulement d'un facteur 2.5. Une comparaison quantitative de ces résultats doit être réalisée pour comprendre si cette différence est uniquement due à la définition de nos types respectifs où si cette différence est plutôt liée à la méthode des *redshifts* photométriques.

7.3.2 Evolution de la LD

Nous avons mesuré l'évolution de la densité de luminosité en fonction du type spectral entre $z = 0.2$ et $z = 1.2$. Nous observons une diminution continue de la densité de luminosité pour les galaxies de type spectral tardif avec l'âge de l'Univers, particulièrement forte pour les galaxies de type spectral 4. Cette augmentation est moins forte pour des types spectraux les plus précoces que pour les tardifs. Nous n'observons pratiquement plus d'évolution pour la population de type spectral 1. Nous observons même une tendance inverse à bas *redshift* avec une augmentation de la LD avec l'âge de l'Univers pour les types spectraux les plus précoces. La diminution observée de la densité de luminosité globale depuis $z = 1.2$ (par exemple, Lilly et al. 1995, Pascarella et al. 1998, Tresse et al. 2004,

Schiminovich et al. 2004) est donc induite par l'évolution des galaxies du type spectral le plus tardif.

Nous notons également que la densité de luminosité dans la bande B est en majeure partie émise par les galaxies de type spectral tardif à $z \sim 1.1$, et cette contribution à la densité de luminosité totale diminue avec l'âge de l'Univers, en accord avec le résultat obtenu par Wolf et al. (2003). A bas *redshift* ($z \sim 0.3$), la plus grande fraction de la luminosité dans la bande B est émise par les types spectraux les plus précoces (types 1 et 2).

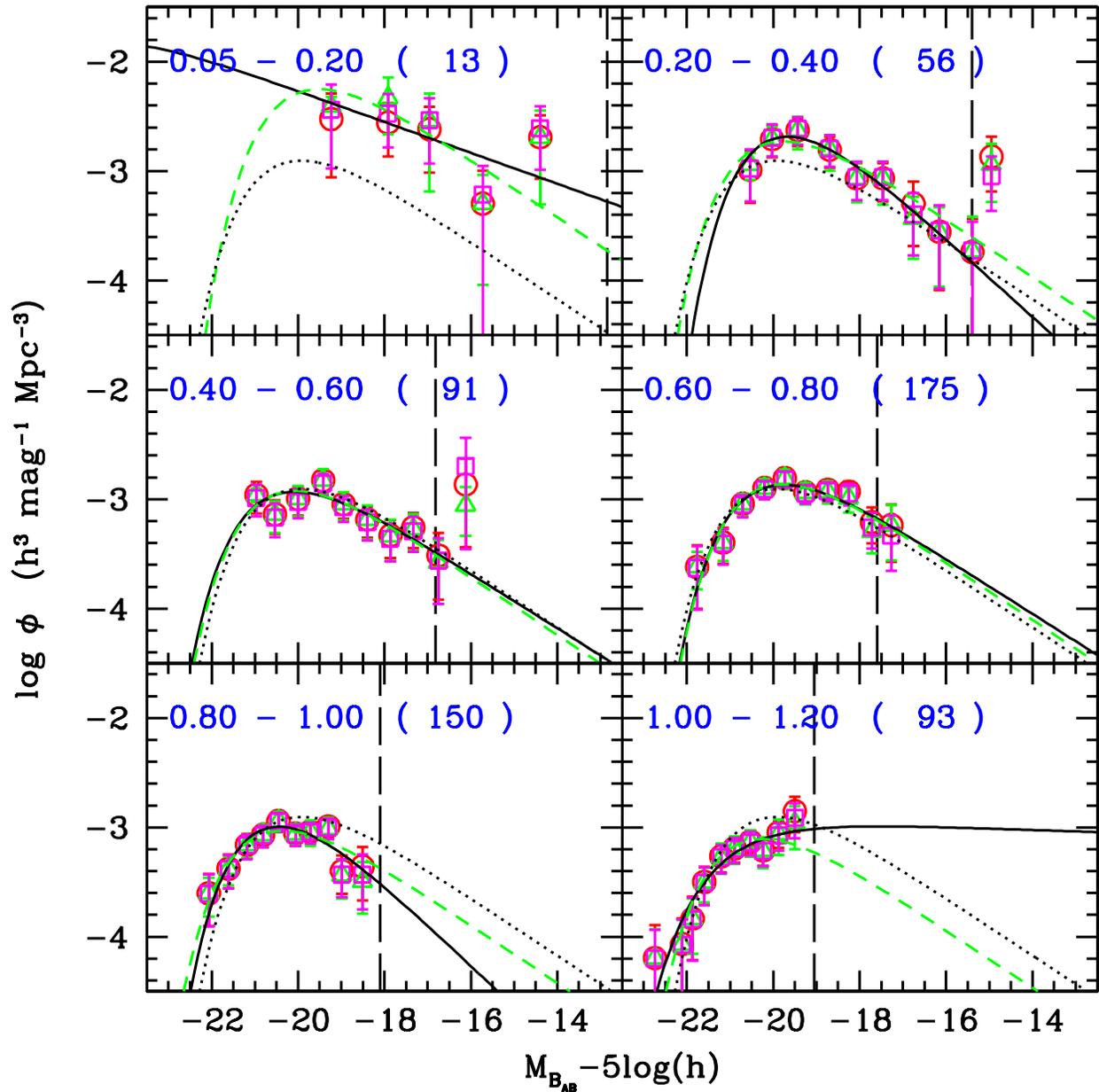


FIG. 7.9: Evolution de la LF correspondant au type spectral 1. Chaque cadre de haut en bas correspond à un intervalle en *redshift* de $]0.05, 0.2]$ à $]1, 1.2]$. La courbe continue correspond à l'ajustement réalisé avec l'estimateur STY, les triangles verts à l'estimation du $1/V_{\max}$, les cercles rouges à l'estimation du SWML, les carrés violets à l'estimation du C^+ . La courbe verte en traits tirets est l'ajustement réalisé avec l'estimateur STY en fixant le paramètre α . La courbe en pointillés est la LF mesurée à $0.4 \leq z \leq 0.9$. Cette courbe est reportée dans tous les intervalles en *redshift* pour servir de courbe de référence et guider l'œil.

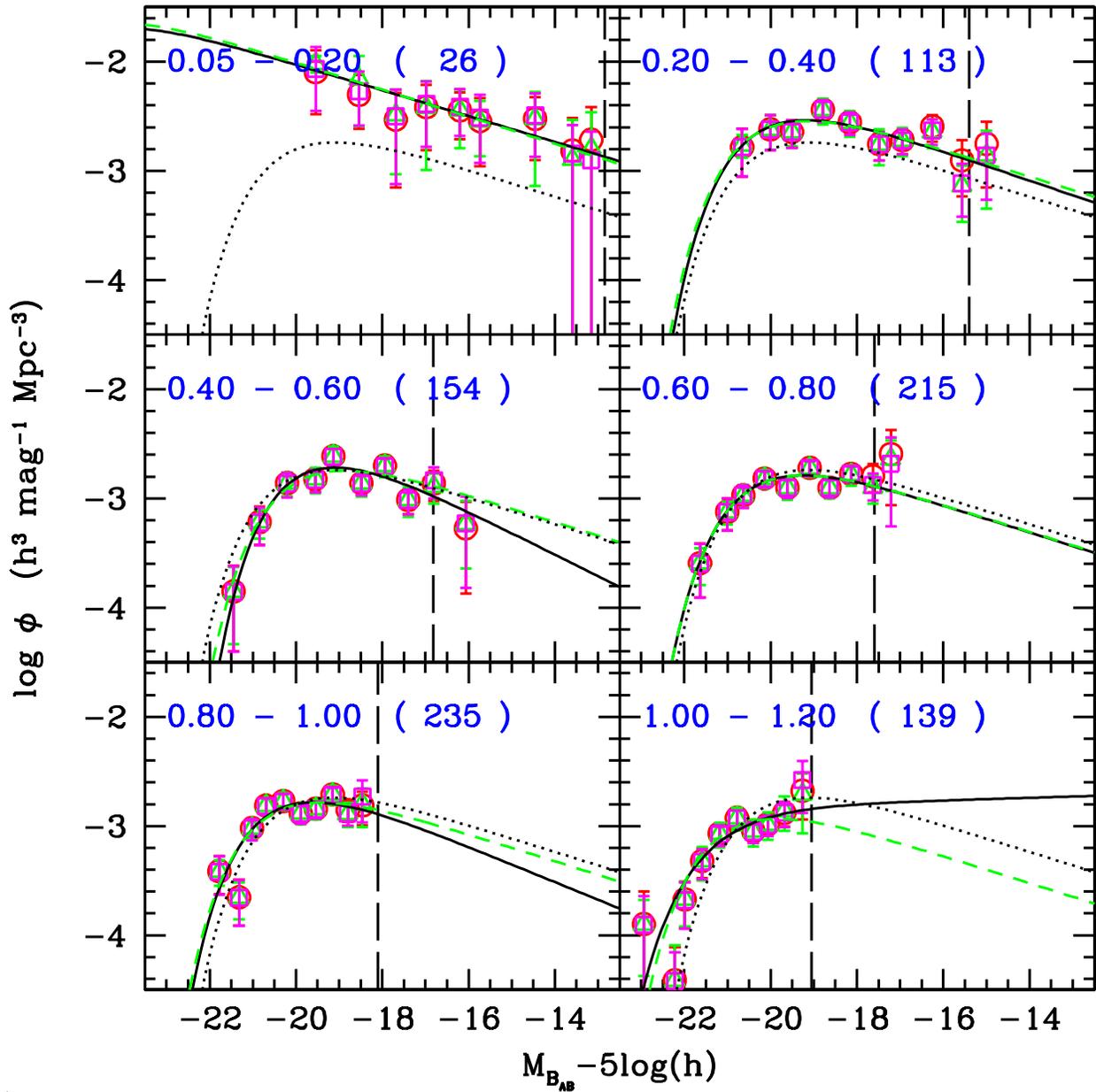


FIG. 7.10: Evolution de la LF correspondant au type spectral 2. Les types de courbes et les symboles sont les mêmes que 7.9.

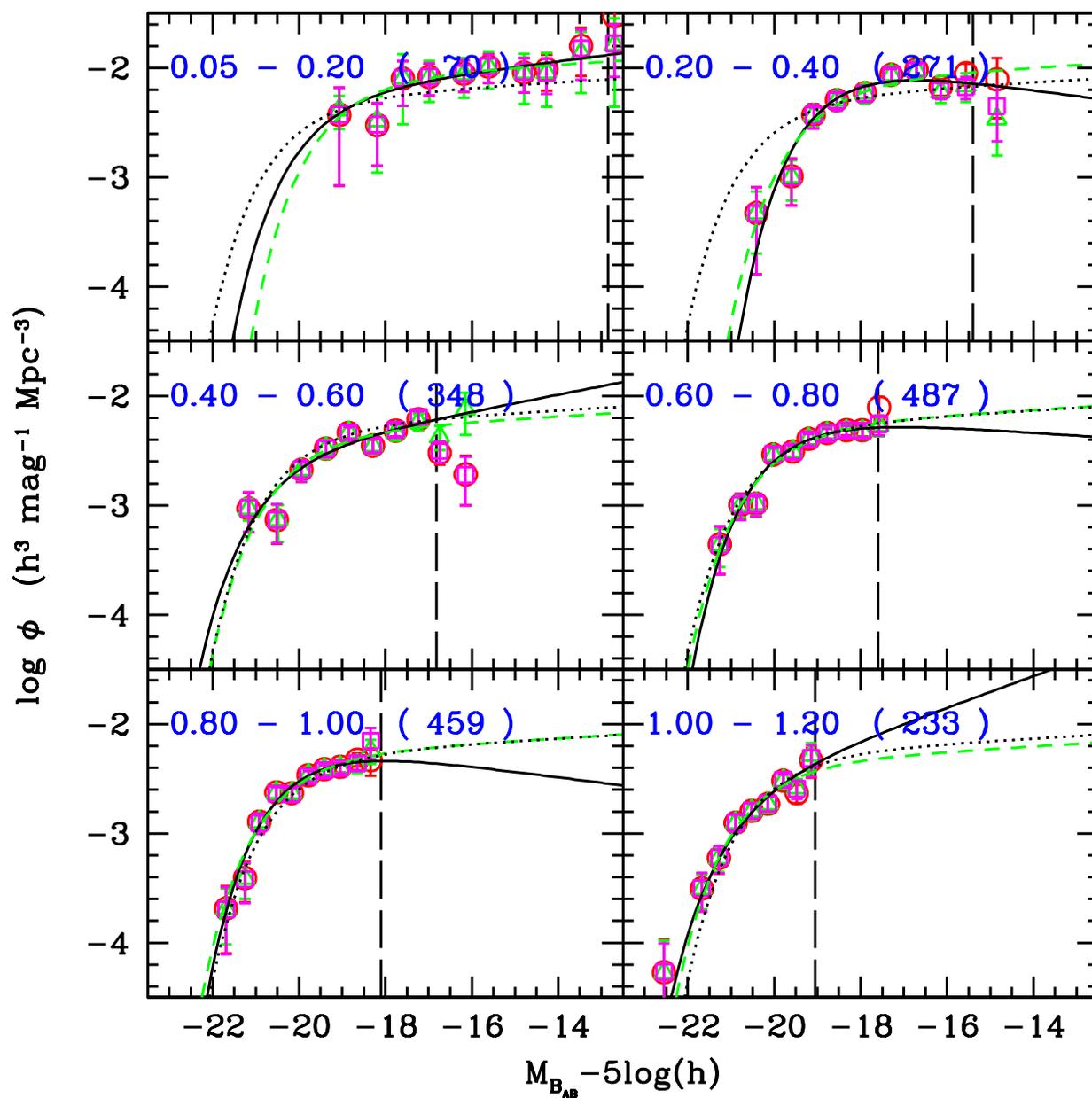


FIG. 7.11: Evolution de la LF correspondant au type spectral 3. Les types de courbes et les symboles sont les mêmes que 7.9.

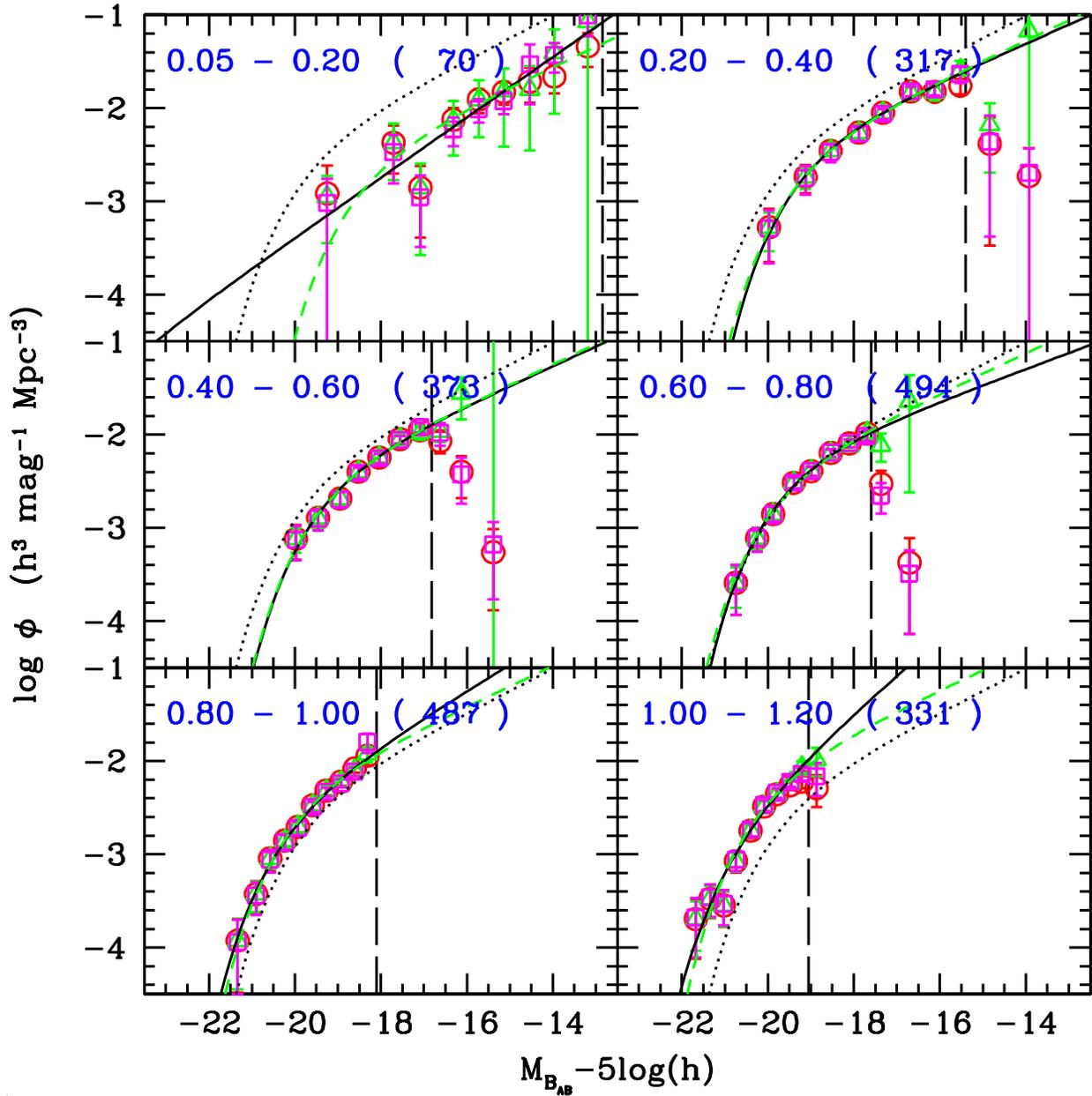


FIG. 7.12: Evolution de la LF correspondant au type spectral 4. Les types de courbes et les symboles sont les mêmes que 7.9.

		$\Omega_m=0.3$		$\Omega_\Lambda=0.7$		
Type	z-bin	Nb ^(a)	Nb ^(b)	α	$M_{AB}^* - 5\log(h)$	Φ^* ($10^{-3}h^3Mpc^{-3}$)
1	0.20-0.40	61	56	$-0.10^{+0.29}_{-0.27}$	$-19.79^{+0.41}_{-0.61}$	$6.07^{+0.64}_{-1.05}$
	0.40-0.60	98	91	$-0.38^{+0.23}_{-0.22}$	$-20.59^{+0.45}_{-0.73}$	$3.19^{+0.58}_{-0.70}$
	0.60-0.80	181	175	$-0.37^{+0.18}_{-0.17}$	$-20.26^{+0.21}_{-0.25}$	$3.69^{+0.48}_{-0.57}$
	0.80-1.00	150	150	$-0.06^{+0.25}_{-0.24}$	$-20.51^{+0.23}_{-0.28}$	$2.99^{+0.17}_{-0.34}$
	1.00-1.20	93	93	$-0.97^{+0.40}_{-0.39}$	$-21.29^{+0.44}_{-0.66}$	$1.28^{+0.64}_{-0.67}$
	0.40-0.90	369	362	$-0.34^{+0.11}_{-0.10}$	$-20.38^{+0.14}_{-0.15}$	$3.44^{+0.28}_{-0.31}$
2	0.20-0.40	117	113	$-0.66^{+0.14}_{-0.13}$	$-20.35^{+0.41}_{-0.63}$	$6.39^{+1.55}_{-1.54}$
	0.40-0.60	162	154	$-0.50^{+0.16}_{-0.16}$	$-19.86^{+0.23}_{-0.26}$	$4.84^{+0.81}_{-0.87}$
	0.60-0.80	226	215	$-0.69^{+0.16}_{-0.15}$	$-20.52^{+0.25}_{-0.30}$	$3.47^{+0.72}_{-0.74}$
	0.80-1.00	235	235	$-0.59^{+0.21}_{-0.20}$	$-20.57^{+0.25}_{-0.31}$	$3.88^{+0.72}_{-0.84}$
	1.00-1.20	140	139	$-1.03^{+0.28}_{-0.27}$	$-21.50^{+0.37}_{-0.51}$	$1.62^{+0.72}_{-0.69}$
	0.40-0.90	525	517	$-0.69^{+0.09}_{-0.09}$	$-20.38^{+0.14}_{-0.16}$	$3.87^{+0.47}_{-0.47}$
3	0.20-0.40	280	271	$-0.86^{+0.11}_{-0.11}$	$-18.86^{+0.21}_{-0.24}$	$12.60^{+2.64}_{-2.50}$
	0.40-0.60	368	348	$-1.19^{+0.11}_{-0.11}$	$-20.72^{+0.35}_{-0.49}$	$3.39^{+1.25}_{-1.13}$
	0.60-0.80	503	487	$-0.94^{+0.13}_{-0.13}$	$-20.05^{+0.19}_{-0.23}$	$7.17^{+1.48}_{-1.46}$
	0.80-1.00	460	459	$-0.87^{+0.16}_{-0.16}$	$-20.26^{+0.19}_{-0.22}$	$7.35^{+1.46}_{-1.50}$
	1.00-1.20	236	233	$-1.36^{+0.29}_{-0.28}$	$-20.88^{+0.33}_{-0.43}$	$3.08^{+1.65}_{-1.43}$
	0.40-0.90	1132	1112	$-1.06^{+0.07}_{-0.06}$	$-20.32^{+0.12}_{-0.13}$	$5.70^{+0.76}_{-0.73}$
4	0.20-0.40	329	317	$-1.51^{+0.13}_{-0.12}$	$-19.27^{+0.40}_{-0.59}$	$4.58^{+2.66}_{-2.16}$
	0.40-0.60	410	373	$-1.52^{+0.19}_{-0.18}$	$-19.43^{+0.40}_{-0.59}$	$4.27^{+2.85}_{-2.26}$
	0.60-0.80	525	494	$-1.43^{+0.18}_{-0.18}$	$-19.72^{+0.28}_{-0.36}$	$5.66^{+2.55}_{-2.20}$
	0.80-1.00	487	487	$-1.71^{+0.21}_{-0.21}$	$-20.29^{+0.34}_{-0.46}$	$3.74^{+2.52}_{-1.93}$
	1.00-1.20	343	331	$-1.99^{+0.34}_{-0.33}$	$-20.77^{+0.46}_{-0.74}$	$2.87^{+3.62}_{-2.16}$
	0.40-0.90	1203	1165	$-1.59^{+0.09}_{-0.09}$	$-19.85^{+0.17}_{-0.19}$	$4.49^{+1.18}_{-1.05}$

(a) Nombre de galaxies dans l'intervalle en *redshift*

(b) Nombre de galaxies plus brillantes que la limite du biais décrit section 5.3.

TAB. 7.3: Paramètres de la fonction de Schechter mesurés dans des intervalles en *redshift* compris entre 0.05 et 1.2. L'estimation de la LF, mesurée dans la bande *B*, est obtenue avec l'estimateur STY et les erreurs associées sont à 1σ . Les mesures sont données pour les 4 types spectraux définis dans la section 7.1.1.

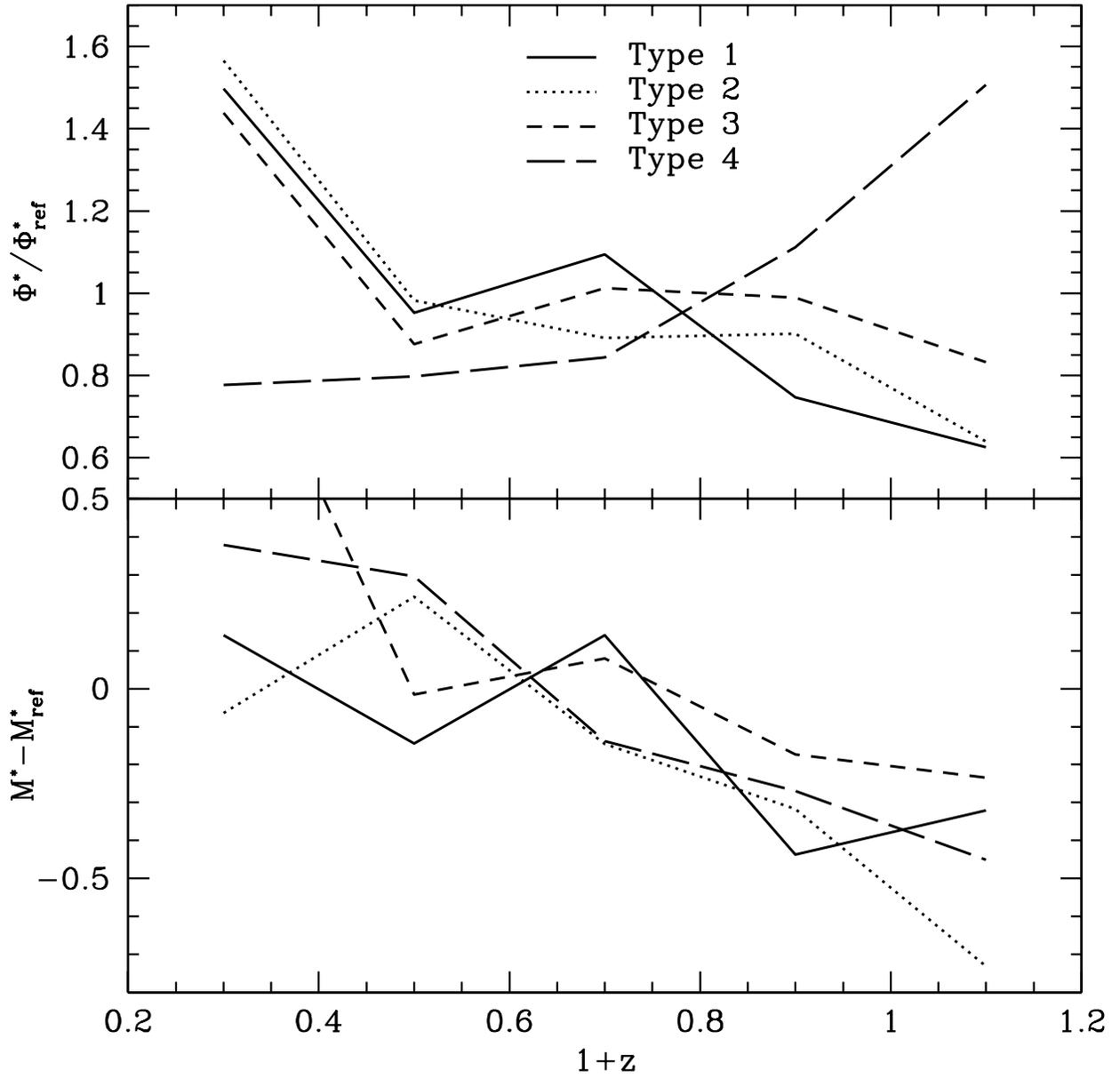


FIG. 7.13: Evolution des paramètres M^* et ϕ^* en fonction du *redshift* et en fonction du type spectral. La pente α est fixée.

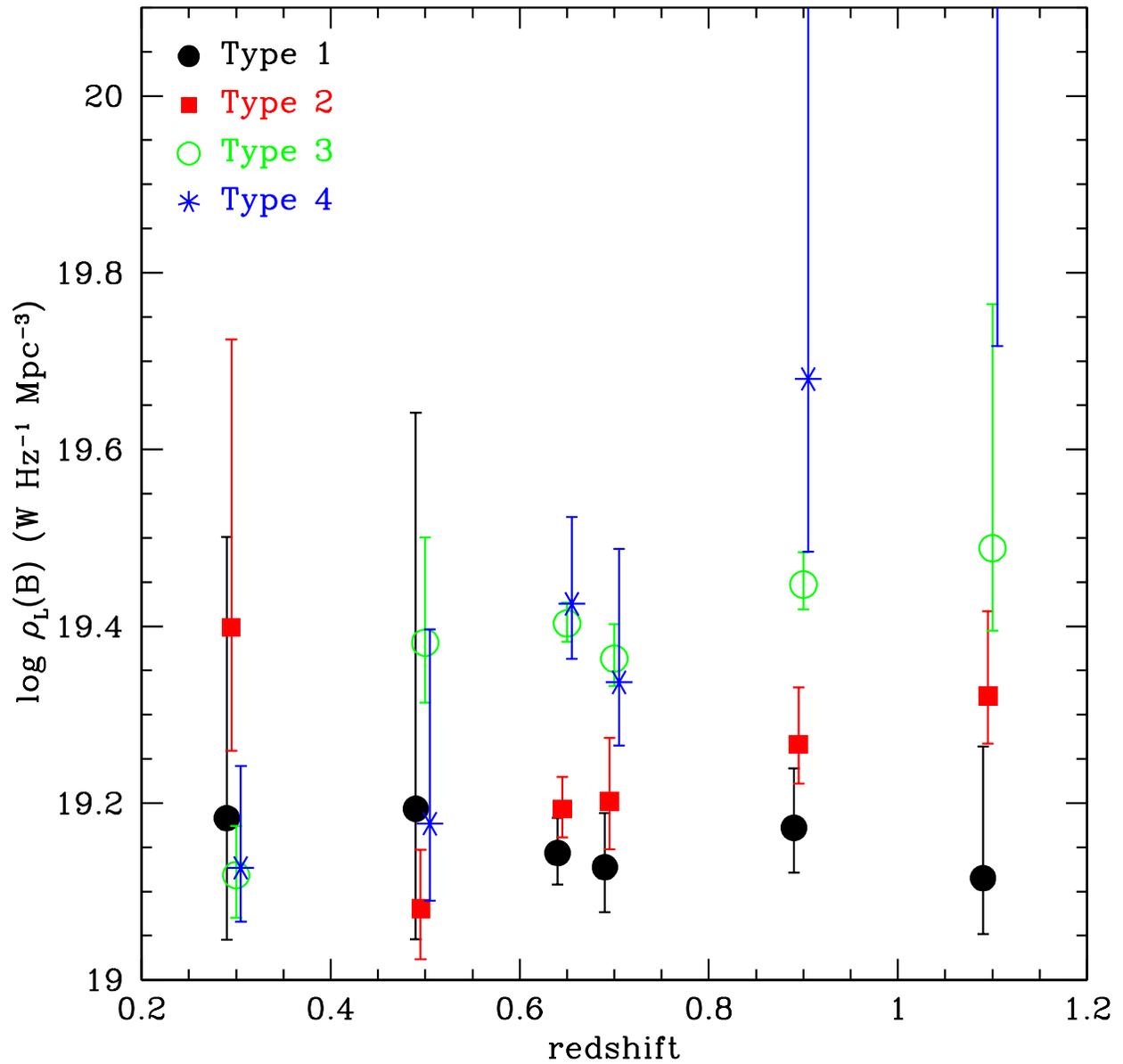


FIG. 7.14: Evolution de la densité de luminosité en B en fonction du *redshift* et en fonction du type spectral.

Chapitre 8

Conclusions et perspectives

Conclusions ...

Ma thèse s'est déroulée au sein du consortium du *VIMOS VLT Deep Survey* (VVDS). Le VVDS est un grand relevé spectroscopique profond associé à un relevé photométrique multi-couleur. Un objectif majeur de ce relevé est de mesurer l'évolution des différentes populations de galaxies jusqu'à une époque où l'Univers n'avait que $\sim 10\%$ de son âge actuel. Au sein de ce consortium franco-italien de 45 chercheurs, j'ai participé à la mesure des *redshifts* spectroscopiques. J'ai particulièrement travaillé sur la mesure des *redshifts* photométriques et sur la mesure de la fonction de luminosité à partir des données des champs profonds VVDS-F02 et VVDS-F02.

L'estimation des *redshifts* photométriques à partir des données photométriques multi-couleur présente un triple intérêt :

1. le relevé spectroscopique du VVDS fournit un échantillon unique de *redshifts* spectroscopiques pour tester la méthode des *redshifts* photométriques. La comparaison entre *redshifts* photométriques et *redshifts* spectroscopiques a mis en évidence la nécessité d'améliorer la méthode « standard ». J'ai introduit l'information spectroscopique dans l'estimation des *redshifts* photométriques en développant une méthode pour calibrer la relation couleur-*redshift*. J'ai également utilisé la distribution en *redshift* comme probabilité à priori. J'ai ainsi pu développer une méthodologie générale pour la mesure des *redshifts* photométriques.
2. J'ai utilisé la mesure des *redshifts* photométriques pour mesurer le taux de succès spectroscopique de l'échantillon du VVDS, non seulement en fonction de la magnitude mais aussi en fonction du *redshift*. Cette mesure m'a permis d'établir une carte de poids pour chaque galaxie afin de corriger de l'incomplétude spectroscopique. Cette carte de poids est nécessaire pour toute mesure de la fonction de luminosité.
3. J'ai pu mettre à la disposition du consortium une liste de plus de 200000 *redshifts* photométriques sur l'ensemble du champ profond. Ces *redshifts* photométriques sont robustes sur un intervalle $0.2 < z < 0.9$. Un échantillon plus réduit de galaxies (~ 11000 objets) pour lequel l'imagerie en infrarouge proche est disponible permet une mesure robuste des *redshifts* photométriques au-delà de $z = 0.9$. L'intérêt est

évidement de réaliser des analyses avec un grand nombre d'objets.

Durant ma thèse, ma tâche principale a été de travailler au développement de l'outil ALF (*Algorithm for Luminosity Function*), pour réaliser la mesure de la fonction de luminosité et de la densité de luminosité. Le développement de cet outil a été réalisé au sein du groupe de travail « LF-group » du consortium VVDS : L. Tresse, E. Zucca, S. Arnouts, S. Bardelli, G. Zamorani et moi-même. Avec l'outil ALF, nous sommes capables d'estimer la LF dans le cadre d'un relevé sélectionné en magnitude apparente et en corrigeant de l'incomplétude spectroscopique avec une carte de poids. Il est bien adapté à la mesure des LFs dans le cadre du relevé VVDS. J'ai aussi développé cet outil dans un souci de flexibilité pour permettre l'utilisation de ce code dans le cadre de n'importe quel relevé multi-couleur, en utilisant soit les *redshifts* photométriques, soit les *redshifts* spectroscopiques. J'ai développé et testé cet outil à partir de simulations, en amont de la période d'acquisition des données spectroscopiques. J'ai pu ainsi mettre en évidence et quantifier un biais qui peut affecter l'estimation de la LF, et plus particulièrement l'estimation de la LF globale (Ilbert et al. 2004a). Nous estimons des LFs qui ne sont pas affectées par ce biais en limitant le domaine de magnitudes absolues sur lequel nous mesurons la LF.

Un premier échantillon spectroscopique profond a été finalisé sur les champs VVDS-F02 VVDS-CDFS. Cet échantillon contient 10759 spectres sélectionnés selon $17.5 \leq I_{AB} \leq 24$ (Le Fèvre et al. 2004b et Le Fèvre et al. 2004c). Cet échantillon de galaxies est actuellement le plus grand échantillon spectroscopique profond avec des *redshifts* jusqu'à $z = 5$. Cet échantillon spectroscopique de la première époque nous a permis de réaliser une première série d'analyses présentées dans le chapitre 6 et 7.

Nous avons pu mesurer pour la première fois l'évolution de la LF globale de $z = 0.05$ jusqu'à $z = 2$ avec un échantillon de *redshifts* spectroscopiques de galaxies (Ilbert et al. 2004b). Le relevé profond du VVDS permet de sélectionner des galaxies à $I_{AB} \leq 24$, soit 1.5 magnitude plus profond que le CFRS, ce qui permet d'apporter une contrainte forte sur la pente de la LF. Dans l'Univers proche, nous obtenons une pente plus raide que celle mesurée par le SDSS en sondant l'Univers 3-4 magnitudes plus profond. Nous observons également un possible raidissement de la pente de la LF avec une variation du paramètre α de $\Delta\alpha \sim -0.3$. Grâce aux données photométriques multi-couleur, nous avons pu estimer la LF dans 5 filtres sur un domaine de longueurs d'onde $3500 < \lambda < 8000\text{\AA}$. Nous avons mis clairement en évidence et quantifié une forte évolution de la LF, dépendante de la longueur d'onde considérée. Nous mesurons une très forte évolution dans les bandes les plus bleues : la différence en M^* entre $z = 0.05$ et $z = 2$ est comprise dans un intervalle de magnitude $[-2.4, -1.8]$ en U et $[-2.2, -1.6]$ en B . Cette évolution est beaucoup moins forte dans la bande I avec seulement une évolution du paramètre M^* comprise entre $[-1.4, -0.8]$ magnitude. La densité comobile des galaxies plus brillantes que $M^*(z = 0.1)$ évolue d'un facteur 2.5, 2.2, 1.7, 1.4, 1.3 entre $z = 0.05$ et $z = 1$, dans les bandes U (3600Å), B (4360Å), V (5440Å), R (6440Å) et I (7840Å) respectivement. Des travaux préliminaires ont été réalisés pour la mesure de la LD jusqu'à $z = 2$, à partir de la mesure de la LF globale. Ces travaux, qui seront présentés dans Tresse et al. (2004), montrent une évolution de la LD fortement dépendante de la longueur d'onde considérée. L'évolution de

la LD peut être paramétrisée en $(1+z)^{1.52}$, $(1+z)^{1.32}$, $(1+z)^{1.03}$, $(1+z)^{0.82}$ et $(1+z)^{0.62}$ dans les bandes U , B , V , R et I respectivement. Nous avons donc clairement mis en évidence et quantifié une évolution de la LF et de la LD qui dépend de la longueur d'onde considérée, avec une évolution de moins en moins forte pour les longueurs d'onde les plus rouges. Cette mesure apporte une contrainte majeure pour les scénarios qui décrivent la formation et l'évolution des galaxies puisque l'évolution de la LF et de la LD est mesurée depuis que l'Univers a 24% de son âge actuel jusqu'à aujourd'hui. De plus, cette mesure contraint des processus physiques différents puisqu'elle est réalisée à des longueurs d'onde différentes. Dans le même esprit de ce qui est réalisé dans l'Univers proche (voir le chapitre 1), la comparaison entre ces mesures et les prédictions des modèles peut être utilisée pour contraindre les processus physiques en oeuvre dans la formation et l'évolution des galaxies. Nous apportons en plus une contrainte essentielle sur ces processus physiques qui est leur évolution dans le temps.

La combinaison des observations du relevé spectroscopique VVDS et du relevé photométrique réalisé avec le satellite GALEX dans l'ultraviolet lointain a permis une première mesure en UV lointain (1500Å) de l'évolution de la LF globale (Arnouts et al. 2004) et de la LD (Schiminovich et al. 2004). La mesure de la LF et LD à 1500Å est essentielle car l'UV lointain est un traceur très sensible du taux de formation d'étoiles. Cette mesure a été réalisée avec l'outil ALF appliqué sur les données VVDS-GALEX. L'évolution de la LF globale de $z = 0.2$ à $z \leq 1.2$ montre une évolution en luminosité de $\Delta M^* \sim -2$, plus importante que l'évolution que nous mesurons dans la bande U . Ce résultat conforte la tendance que nous avons mesurée précédemment, avec une évolution de la LF plus forte dans les bandes les plus bleues. Cette évolution se traduit par une très forte augmentation de la densité de luminosité à 1500Å paramétrisée en $(1+z)^{2.5 \pm 0.7}$. Cette mesure montre que le taux de formation d'étoiles a fortement diminué depuis que l'Univers a $\sim 40\%$ de son âge actuel. Ce résultat a été prolongé entre $z = 1.2$ et $z = 3.5$ en appliquant ALF aux données du HDFN et HDFS. L'évolution mesurée est moins importante qu'entre $z = 0.2$ et $z = 1.2$ mais cette mesure montre que depuis que l'Univers a 13% de son âge actuel, l'activité de formation d'étoiles n'a cessée de décroître.

La taille de l'échantillon spectroscopique nous a aussi permis d'estimer la LF en fonction du type des galaxies. La mesure est réalisée jusqu'à $z = 1.2$ pour cette étude préliminaire. Cette mesure est primordiale car les scénarios actuels prédisent une formation des galaxies différente selon le type considéré. Nous avons classifié les galaxies par type spectral en utilisant les données multi-couleur du relevé photométrique VVDS. Nous avons montré que la forme de la LF dépend fortement du type spectral avec une pente de la LF décroissante pour les type spectraux les plus précoces ($\alpha \sim -0.2$) qui devient de plus en plus raide vers des types spectraux plus tardifs ($\alpha \sim -1.6$). Nous observons également une différence en M^* selon les type spectraux, particulièrement visible pour la LF mesurée dans les bandes les plus rouges, ce qui traduit une réelle différence de la distribution masse des galaxies selon leur type.

L'évolution de la LF que nous mesurons est elle aussi dépendante du type spectral considéré. L'évolution globale en luminosité est dominée par l'évolution des galaxies dont le type spectral est le plus tardif. L'évolution des paramètres M^* et ϕ^* semble

montrer une évolution en luminosité de l'ensemble des galaxies, une diminution en densité des galaxies de type spectral tardifs alors que la densité des galaxies les plus précoces augmente. Un rapprochement entre cette évolution et celle décrite par le scénario hiérarchique reste prématuré : l'étude que nous avons menée avec les galaxies du champ VVDS-CDFS en utilisant une classification morphologique nous montre la présence de populations de galaxies que nous ne pouvons différencier qu'avec la combinaison du type spectral et du type morphologique. Une classification des galaxies par type en utilisant l'information spectroscopique et morphologique apparaît comme nécessaire pour une description empirique de l'évolution. Ces analyses présentant l'évolution de la LF par type spectral seront approfondies par Zucca et al. (2004).

... et perspectives

L'exploitation des données du relevé VVDS présente de nombreuses perspectives à très court terme.

Nous pouvons tout d'abord exploiter les *redshifts* photométriques pour augmenter le nombre d'objets utilisés pour la mesure de la LF. Les *redshifts* photométriques vont aussi nous permettre de sélectionner des échantillons en ultraviolet avec les données en *U* ou les données GALEX, en infrarouge proche avec les données en *K*, ou en infrarouge avec les données SPITZER. Nous pourrions ainsi produire des mesures reliées à l'évolution du taux de formation d'étoiles et à l'évolution de la fonction de masse.

Nous allons utiliser les données spectroscopiques du VVDS pour quantifier la dépendance de la LF à l'environnement et au type simultanément. Cette mesure est réalisée en reconstruisant le champ de densité des galaxies, ce qui est uniquement rendu possible grâce à la précision des *redshifts* spectroscopiques. Cette mesure est primordiale car elle sonde directement un facteur qui serait prédominant dans la formation et l'évolution des différentes populations de galaxies. C'est en effet dans les environnements les plus denses que la probabilité de fusion entre galaxies augmente. Si les effets d'environnement sont primordiaux dans la formation des galaxies, comme le prédit le scénario hiérarchique, la forme de la LF devrait dépendre de l'environnement, ce que nous allons pouvoir quantifier, et comparer directement aux prédictions d'Univers simulés comme ceux produits par GALICS (Hatton et al. 2003).

Avec la consolidation de la mesure des *redshifts* spectroscopiques à grand *redshift* nous allons rapidement pouvoir mesurer l'évolution de la LF et de la LD jusqu'à $z = 5$, ce qui correspond à environ 10% de l'âge de l'Univers. Un avantage considérable des données du relevé VVDS est que l'échantillon que nous allons acquérir à grand *redshift* est uniquement sélectionné en magnitude apparente et donc représentatif des galaxies présentes à cette époque de l'Univers.

Finalement, l'utilisation des données spectroscopiques de la seconde époque, aussi bien pour les champs larges que pour le champ profond, va démultiplier les possibilités offertes par le relevé VVDS.

La méthode des *redshifts* photométriques va nous permettre de progresser dans la mesure de la LF et de la LD : en améliorant la précision des mesures à partir de plus

grands échantillons de galaxies, par exemple à partir des données multi-couleur du relevé *Canada-France Hawaii Legacy Survey*; en réalisant des mesures à plus grand *redshift* avec par exemple les données du *Hubble Ultra Deep Field* qui est un relevé photométrique multi-couleur encore plus profond que le HDFN et HDFS. Dans tous les cas, une amélioration de la description empirique de l'évolution des galaxies nécessite maintenant une amélioration de notre capacité à déterminer les différentes populations de galaxies. Le relevé COSMOS va nous permettre de combiner l'information spectroscopique avec VIMOS et l'information morphologique avec le HST, pour caractériser le type des galaxies. A long terme, les observations du James Webb Space Telescope (JWST) ou de l'Atacama Large Millimeter Array (ALMA) permettront peut-être d'observer les briques initiales qui ont formé les galaxies que nous observons actuellement.

Annexe A

Relations distances-*redshift*

Sur la base du principe cosmologique, qui stipule que les propriétés de l'espace sont les mêmes dans toutes les directions et qu'aucun point de l'espace n'est privilégié, la métrique la plus générale que l'on peut définir est la métrique de Robertson-Walker :

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

où k est la constante de courbure de l'Univers qui détermine la géométrie de l'Univers, c est la vitesse de la lumière, t est le temps propre, r , θ , ϕ sont les coordonnées sphériques dans un repère comobile (repère lié à l'Univers en expansion). $a(t)$ est le facteur d'expansion de l'Univers. La constante de Hubble s'exprime en fonction de ce paramètre selon $H(t) = \dot{a}(t)/a(t)$. De même, le *redshift* est directement relié au facteur d'expansion $a(t)$ par $1 + z = a(t_0)/a(t_e)$ avec l'indice e pour émis, et 0 pour le temps présent. En introduisant la métrique de Robertson-Walker dans les équations d'Einstein liant la métrique et le contenu de l'Univers, on peut déterminer la fonction $a(t)$ en résolvant l'équation de Friedmann :

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

avec ρ la densité totale de l'Univers. ρ est la somme des densités de matière ρ_m , de rayonnement ρ_r , et du vide ρ_v . On note ρ_c la densité critique définie comme $\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$, avec H_0 la constante de Hubble au temps présent. On définit les paramètres sans dimension Ω_m , Ω_r et Ω_Λ comme $\Omega_m = \rho_m/\rho_c$, $\Omega_r = \rho_r/\rho_c$ et $\Omega_\Lambda = \rho_v/\rho_c$. Pour un Univers dominé par la matière, qui seul nous intéressera par la suite, on peut négliger Ω_r .

Pour déterminer la distance parcourue par un photon, en fonction du *redshift* z , on intègre le long de la géodésique suivie par le photon, telle que $ds^2 = 0$. Soit, dans la métrique de Robertson-Walker :

$$\int_0^r \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = \int_{t_0}^t \frac{dt}{a(t)} = \int_0^z \frac{c}{H(z)} dz.$$

En se plaçant dans le cadre d'un Univers plat ($k=0$), on obtient

$$dr = c/H(z)dz.$$

Pour estimer la distance d'une galaxie, il faut exprimer H en fonction de z , en résolvant l'équation de Friedmann (Peacock 1999). Il vient :

$$H^2(z) = H_0^2(\Omega_\Lambda + \Omega_m(1+z)^3 + (1 - \Omega_m - \Omega_\Lambda)(1+z)^2).$$

La distance comobile se calcule donc en fonction du *redshift* comme suit :

$$r = \int_0^z \frac{c}{H_0 \sqrt{(\Omega_\Lambda + \Omega_m(1+z)^3 + (1 - \Omega_m - \Omega_\Lambda)(1+z)^2)}} dz. \quad (\text{A.1})$$

Il reste à exprimer la distance physique en fonction de la distance comobile. On définit la distance propre comme $d_{pr} = a(t_0)r$. On utilisera deux définitions de la distance : la distance angulaire et la distance lumineuse.

On définit la distance lumineuse d_L comme la distance physique reliant la luminosité apparente l et la luminosité intrinsèque L :

$$l = \frac{L}{4\pi d_L^2}.$$

Pour relier d_L au *redshift*, on utilise la relation :

$$d_L = d_{pr} \times (1+z). \quad (\text{A.2})$$

La distance lumineuse est indispensable lors du calcul de la luminosité d'un objet. Elle permet de calculer la luminosité intrinsèque d'une galaxie à partir de la luminosité apparente.

La distance angulaire est par définition la distance d_θ pour laquelle un objet de diamètre intrinsèque D est observé sous un angle θ , d'où :

$$d_\theta = \frac{D}{\theta}.$$

Pour relier d_θ au *redshift*, on utilise la relation :

$$d_\theta = \frac{d_{pr}}{1+z}. \quad (\text{A.3})$$

Connaissant le *redshift* d'un objet et sa distance, on peut calculer son diamètre intrinsèque.

Le volume se mesure directement à partir de la distance comobile selon

$$\frac{dV}{dz} = d\Omega \times d_{pr}^2 \times \frac{d_{pr}}{dz}, \quad (\text{A.4})$$

avec $d\Omega$ l'angle solide.

Annexe B

Le système AB

La magnitude apparente est définie par $m = -2.5 \log(f_\nu) + ZP$ avec f_ν le flux moyenné monochromatique mesuré en $\text{erg/s/cm}^2/\text{Hz}$, et ZP une constante de calibration. La magnitude d'un objet de flux $f_\lambda(\nu)$ observé à travers un filtre de transmission $T(\nu)$ est définie par :

$$m = -2.5 \log \left(\frac{\int f_\nu(\nu) T(\nu) d\nu}{\int T(\nu) d\nu} \right) + ZP$$

Plusieurs systèmes permettent de fixer la valeur de ZP . Le système le plus répandu est le système Vega, dans lequel la constante ZP est calibrée, pour un filtre donné, sur une étoile standard (A0V), Vega (α -Lyrae). Dans ce système, ZP est fixé pour que la mesure de la magnitude de l'étoile Vega dans un filtre donné soit à une valeur nulle. La valeur de la constante est ainsi différente pour chaque filtre ce qui conduit à des difficultés dans la manipulation des constantes pour les termes de couleur ce qui peut générer des erreurs et des confusions. Le système (AB) proposé par Frei et Gunn (1994) évite cette confusion. Par convention la constante ZP est fixée à -48.60 dans tous les filtres, ce qui facilite la manipulation des termes de couleur qui ne comporte plus de constantes. Cette valeur de la constante est fixée arbitrairement pour que $V_{AB} = V_{Vega}$. Cela revient en fait à utiliser comme étoile de référence, une étoile de spectre "plat", de flux $f_\nu = 3.54 \times 10^{-23} \text{Wm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$.

Bibliographie

- Abraham R. G., Tanvir N. R., Santiago B. X., Ellis R. S., Glazebrook K. & van den Bergh S., 1996, MNRAS, 279, L47
- Arnouts S. et al., 1999, MNRAS, 310, 540
- Arnouts S. et al., 2001, A&A, 379, 740
- Arnouts S. et al., 2002, MNRAS, 329, 355
- Arnouts S. et al., 2004, ApJL, accepté pour publication
- Bardeen J. M., Bond J. R., Kaiser N. & Szalay A. S., 1986, ApJ, 304, 15
- Baugh C. M., Cole S. & Frenk C. S., 1996, MNRAS, 283, 1361
- Bell E. F., McIntosh D. H., Katz N., & Weinberg M. D., 2003, ApJS, 149, 289
- Benítez N., 2000, ApJ, 536, 571
- Benson A. J., Lacey C. G., Baugh C. M., Cole S. & Frenk C. S., 2002, MNRAS, 333, 156
- Benson A. J., Frenk C. S., Baugh C. M., Cole, S. & Lacey C. G. 2003a, MNRAS, 343, 679
- Benson A. J., Bower R. G., Frenk C. S., Lacey C. G., Baugh C. M. & Cole S., 2003b, ApJ, 599, 38
- Bertin E. & Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
- Bessel M.S., 1990, PASP, 94, 742
- Blaizot J., formation et évolution des galaxies à grand décalage spectral – développement de l’approche hybride, 2003, Thèse de l’Université Paris XI
- Blaizot J., Guiderdoni B., Devriendt J. E. G., Bouchet F. R., Hatton S. J. & Stoehr F. 2004a, MNRAS, 352, 571
- Blaizot J. et al., 2004b, soumis à MNRAS (astro-ph/0309305)
- Blanton M. R. et al., 2001, ApJ, 121, 2358

- Blanton, M. R. et al., 2003, ApJ, 592, 819
- Bolzonella M., Miralles J.-M., Pelló R., 2000, A&A, 363, 476
- Bondi M. et al., 2003, A&A, 403, 857
- Boulade O., et al., 2000, proc. SPIE, 4008, 657
- Bottini D. et al., 2004, soumis à A&A (astro-ph/0409252)
- Brinchmann J. et al., 1998, ApJ, 499, 112
- Brodwin M. et al., 2004, soumis à ApJ (astro-ph/0310038)
- Bruzual G. & Charlot S., 2003, MNRAS, 344, 1000
- Calzetti D., Kinney A. L. & Storchi-Bergmann T., 1994, ApJ, 429, 582
- Carlberg R.G., Yee H.K.C. & Ellingson E., 1997, ApJ, 478, 462
- Cimatti A. et al., 2002, A&A, 392, 395
- Coil A. L. et al., 2004, ApJ, 609, 525
- Cole S., Aragon-Salamanca A., Frenk C. S., Navarro J. F. & Zepf S. E., 1994, MNRAS, 271, 781
- Cole S., Lacey C.G., Baugh C. M. & Frenk C. S., 2000, MNRAS, 319, 168
- Cole S. et al., 2001, MNRAS, 326, 255
- Coleman G. D., Wu C.-C. & Weedman D. W., 1980, ApJS, 43, 393
- Colless M. et al., 2001, MNRAS, 328, 1039
- Conti G. et al., 2001, PASP, 113, 452
- Csabai I., Connolly A. J., Szalay A. S. & Budavári T., 2000, AJ, 119, 69
- Daddi E. et al., 2000, A&A, 361, 535
- Davis M., Huchra J. & Tonry J., 1982, 253, 423
- de Lapparent V., Galaz G., Bardelli S., Arnouts S., 2003a, A&A, 404, 831
- de Lapparent V., 2003b, A&A, 408, 845
- de Lapparent V., Arnouts S., Galaz G. & Bardelli S., 2004, A&A, 422, 841
- Devriendt J. E. G., Guiderdoni, B. & Sadat R., 1999, A&A, 350, 381
- Devriendt J. & Guiderdoni B., 2003, école de Goutelas, « formation et évolution des galaxies »

- Dressler A., 1980, *ApJ*, 236, 351
- Dressler A. et al., 1997, *ApJ*, 490, 577
- Driver S. P. et al., 2003, *AJ*, 126, 2662
- Efstathiou G., Ellis R. S., Peterson B. A., 1988, *MNRAS*, 232, 431
- Ellis R. S., Colless M., Broadhurst T., Heyl J., & Glazebrook K., 1996, *MNRAS*, 280, 235
- Fernández-Soto A., Lanzetta K. M. & Yahil A., 1999, *ApJ*, 513, 34
- Fernández-Soto A., Lanzetta K. M., Chen H., Pascarelle S. M. & Yahata N., 2001, *ApJS*, 135, 41
- Fioc M. & Rocca-Volmerange B., 1997, *A&A*, 326, 950
- Foucaud S. et al., 2003a, *A&A*, 409, 835
- Foucaud S., Photométrie Profonde et Multi-Couleur à Grand Champ : Evolution de l'Agégation des Galaxies, 2003b, Thèse de l'Université de Provence
- Freedman W.L. et al., 2001, *ApJ*, 553, 47
- Fukugita M., Ichikawa T., Gunn J. E., Doi M., Shimasaku K., & Schneider D. P., 1996, *ApJ*, 111, 1748
- Gabasch A., et al., 2004, *A&A*, 421, 41
- Galaz G. & de Lapparent V., 1998, *A&A*, 332, 459
- Giavalisco M. et al., 2004, *ApJ*, 600, L93
- Gil de Paz A., Madore B. F. & Pevunova O., 2003, *ApJS*, 147, 29
- Hatton S., Devriendt J. E. G., Ninin S., Bouchet F. R., Guiderdoni B., & Vibert D. 2003, *MNRAS*, 343, 75
- Heyl J., Colless M., Ellis R. S., & Broadhurst T., 1997, *MNRAS*, 285, 613
- Ilbert O. et al., 2004a, *MNRAS*, 351, 541
- Ilbert O. et al., 2004b, soumis à *A&A* (astro-ph/0409134)
- Iovino A. et al., 2004, en préparation
- Jaffe A.H. et al., 2000, *Phys. Rev. Lett.*, 86, 3575
- James F. & Roos M., 1995, MINUIT Function Minimization and Error Analysis, Version 95.03, CERN Program Library D506

- Kauffmann G., White S. D. M. & Guiderdoni B., 1993, MNRAS, 264, 201
- Kinney A. L., Calzetti D., Bohlin R. C., McQuade K., Storchi-Bergmann T. & Schmitt H. R., 1996, ApJ, 467, 38
- Kogut A. et al., 2003, ApJS, 148, 161
- Kron R.G., 1980, ApJS, 43, 305
- Lauger S. et al., 2004, A&A, sous presse (astro-ph/0410355)
- Le Fèvre O., Hudon D., Lilly S. J., Crampton D., Hammer F. & Tresse L., 1996, ApJ, 461, 534
- Le Fèvre O. et al., 2004a, A&A, 417, 839
- Le Fèvre O. et al., 2004b, A&A, sous presse (astro-ph/0403628)
- Le Fèvre O. et al., 2004c, soumis à A&A (astro-ph/0409133)
- Lilly S. J., Tresse L., Hammer F., Crampton D., Le Fèvre O., 1995, ApJ, 455, 108
- Lilly S. J., Le Fèvre O., Hammer F. & Crampton D., 1996, ApJL, 460, L1
- Lin H. et al., 1999, ApJ, 518, 533
- Linde A., 2003, Nobel Symposium "Cosmology and String Theory,"
- Lobo C., Biviano A., Durret F., Gerbal D., Le Fèvre O., Mazure A. & Slezak E., 1997, A&A, 317, 385
- Loveday J., Peterson B. A., Efstathiou G. & Maddox S. J., 1992, ApJ, 390, 338
- Loveday J., Tresse L. & Maddox S., 1999, MNRAS, 310, 281
- Lynden-Bell D., 1971, MNRAS, 155, 95
- Madau P., 1995, ApJ, 441, 18
- Madgwick D. S. et al., 2002, MNRAS, 333, 133
- Maddox S. J., Efstathiou G., Sutherland W. J. & Loveday J., 1990, MNRAS, 243, 692
- Marinoni C., Monaco P., Giuricin G. & Costantini B., 1999, ApJ, 521, 50
- Martinet L., 1995, Fundamentals of Cosmic Physics, 15, 341, (astro-ph/9408014)
- Marzke R. O., Geller M. J., Huchra J. P., & Corwin H. G., 1994, AJ, 108, 437
- McCracken H. J. et al., 2001, A&A, 376, 756
- McCracken, H. J. et al., 2003, A&A, 410, 17

- Mellier Y., 1999, *ARA&A*, 37, 127
- Menci N., Cavaliere A., Fontana A., Giallongo E. & Poli F., 2002, *ApJ*, 575, 18
- Milgrom M., 1983, *ApJ*, 270, 365
- Nakamura O. et al., 2003, *AJ*, 125, 1682
- Norberg P. et al., 2002, *MNRAS*, 336, 907
- Oke J.B. & Sandage A., 1968, *ApJ*, 154, 21
- Ostriker J.P., 1987, *IAU Symp. 117 : Dark matter in the universe*, 117, 85
- Paltani S. et al., 2004, en préparation
- Pascarelle S. M., Lanzetta K. M. & Fernández-Soto A., 1998, *ApJL*, 508, L1
- Pearce F.R. et al., 2001, *MNRAS*, 326, 649
- Persic M., Salucci P. & Stel F., 1996, *MNRAS*, 281, 27
- Pierre M. et al., 2001, *The Messenger*, 105, 32
- Poli F. et al., 2003, *ApJ*, 593, L1
- Pozzetti L. et al., 2003, *A&A*, 402, 837
- Press W. H. & Schechter P., 1974, *ApJ*, 187, 425
- Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T. & Flannery B. P., 1992, *Cambridge : University Press*, |c1992, 2nd ed.
- Radovich M. et al., 2004, *A&A*, 417, 51
- Rana N. C. & Basu S., 1992, *A&A*, 265, 499
- Salpeter E.E., 1955, *ApJ*, 121, 61
- Sandage A., Tammann G. A., Yahil A., 1979, *ApJ*, 232, 352
- Sawicki M. J., Lin H. & Yee H. K. C., 1997, *AJ*, 113, 1
- Scalo J. M., 1986, *Fundamentals of Cosmic Physics*, 11, 1
- Scaramella R. et al., 2004, en préparation
- Schechter P., 1976, *ApJ*, 203, 297
- Schlegel D. J., Finkbeiner D. P. & Davis M., 1998, *ApJ*, 500, 525
- Schmidt B.P. et al., 1998, *ApJ*, 507, 46

- Schmidt M., 1968, ApJ, 151, 393
- Scodreggio M. et al., 2004, soumis à A&A (astro-ph/0409248)
- Schade D., Lilly S. J., Crampton D., Hammer F., Le Fevre O., & Tresse L., 1995, ApJL, 451, L1
- Schiminovich D. et al., 2004, ApJL, accepté pour publication
- Shapley A. E., Steidel C. C., Pettini M., & Adelberger K. L., 2003, ApJ, 588, 65
- Silk J., 2003, MNRAS, 343, 249
- Spergel D.N. et al. 2003, ApJS, 148, 175
- Steidel C. C., Giavalisco M., Pettini M., Dickinson M. & Adelberger K. L., 1996, ApJL, 462, L17
- 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
- Szalay A. S., Connolly A. J. & Szokoly G. P., 1999, AJ, 117, 68
- Toomre A., 1974, IAU Symposium, The Formation and Dynamics of Galaxies
- Tresse L. et al., 2004, en préparation
- Thuan T. X. & Martin G. E., 1981, ApJ, 247, 823
- Van Waerbeke L. et al., 2001, A&A, 374, 757
- White S. D. M. & Rees M. J., 1978, MNRAS, 183, 341
- Wolf C., Meisenheimer K., Rix H.-W., Borch A., Dye S., & Kleinheinrich M. 2003, A&A, 401, 73
- Wolf et al., 2004, A&A, 421, 913
- Wyder T. et al., 2004, ApJL, accepté pour publication
- York D. G. et al., 2000, AJ, 120, 1579
- Zucca E. et al., 1997, A&A, 326, 477
- Zucca E. et al., 2004, en préparation

Liste des figures

Figure	Page	
1.1	Age de l'Univers (haut-gauche), volume sondé (haut-droit), distance lumineuse (bas-gauche), et distance angulaire (bas-droit) en fonction du <i>redshift</i> pour une cosmologie $h = 0.7, \Omega_m = 0.3$ et $\Omega_\Lambda = 0.7$	5
1.2	Distribution spatiale des galaxies dans l'Univers proche ($z \sim 0.1$), observée avec le relevé 2dFGRS (http://www.mso.anu.edu.au/2dFGRS/). . .	6
1.3	Haut : évolution de la distribution spectrale d'énergie (SED) d'une population d'étoiles simulée avec PEGASE pour différents âges, avec de bas en haut, un âge de 0.1, 0.6, 3, 5, 10 milliard d'années. Bas : évolution de la couleur ($B - I$) dans le système au repos en fonction de l'âge pour huit histoires différentes de formation d'étoiles, avec des types spectraux de plus en plus tardifs du haut vers le bas.	9
1.4	LF locale du SDSS mesurée dans la bande B (4240Å). La surface pleine est la LF non-paramétrisée obtenue par Blanton et al. (2003). La courbe fine est la fonction de Schechter (1976) qui s'ajuste le mieux aux données.	12
1.5	Distribution en masse des halos prédite par GALICS à $z=0$, et convertie en luminosité en assumant un rapport M/L constant. La fonction de luminosité du SDSS est présentée à titre de comparaison par la surface noire.	14
2.1	Fraction d'articles dont le résumé comporte les mots clés <i>galaxy</i> (galaxie) et <i>survey</i> (relevé) sur la base de données <i>NASA Astrophysics Data System</i> (http://adswww.harvard.edu/).	20
2.2	Haut : vue du plan focal de VIMOS divisé en quatre quadrants, pendant l'intégration à l'Observatoire de Haute-Provence. Bas : champ de vue d'un pointé VIMOS avec les quatre quadrants et la région masquée en forme de croix.	28
2.3	Position des quatre champs VIMOS sur une carte d'extinction du ciel (figure 1 de Le Fèvre et al. 2004a). Les carrés ouverts sont la position des quatre champs larges.	29
3.1	Courbes de transmission des filtres U de la caméra WFI/ESO-MPG, B , V , R et I de la caméra CFH12K/CFHT, J et K de la caméra SOFI/ESO-NTT.	34

3.2	Complétude photométrique en fonction de la brillance de surface centrale et de la magnitude apparente I_{AB} (figure 9 du papier de MacCracken et al. 2003). Les carrés noirs représentent les galaxies détectées. Les contours indiquent les limites de complétude photométrique à 50%, 70% et 90%.	36
3.3	Comptages des galaxies du champs VVDS-F02, dans les bandes U , B , V , R , I , J et K	37
3.4	Surface couverte par les observations multi-couleur sur le champ VVDS-F02. Surface la plus grande : imagerie $BVRI$; surface intermédiaire : imagerie $UBVRI$; surface la plus petite : imagerie $UBVRIJK$. Les surfaces « creuses » sont des régions masquées du champ (étoiles brillantes qui saturent le CCD, etc.)	38
3.5	SEDs du jeu de <i>templates</i> CWWe (voir section 3.2.2) : en trait continu pour le <i>template</i> Ell, en pointillés pour Sbc, en tirets courts pour Scd, en tirets longs pour Irr. Les deux courbes tiret-pointillés correspondent aux deux <i>templates</i> à sursaut de formation d'étoiles KINNEY (voir section 3.2.2).	40
3.6	Relation couleur- <i>redshift</i> prédite en fonction du <i>redshift</i> , à partir du jeu de <i>templates</i> CWWe et des deux <i>templates</i> à sursaut de formation d'étoiles. Les types de courbes sont les mêmes que pour la figure 3.5.	42
3.7	Exemple d'ajustement des <i>templates</i> de galaxies sur les magnitudes apparentes B , V , R et I du VVDS-F02 (points noirs). Le spectre en trait continu correspond au meilleur <i>template</i> ajusté. Si une seconde solution est probable, le <i>template</i> est représenté en trait tirets. La distribution en probabilité du <i>redshift</i> (PDFz) est présentée dans un cadre réduit pour chaque galaxie. z_p est le <i>redshift</i> photométrique, z_s est le <i>redshift</i> spectroscopique.	44
3.8	Comparaison entre <i>redshifts</i> spectroscopiques et <i>redshifts</i> photométriques calculés avec la méthode « standard » et les bandes $BVRI$. Cette comparaison est présentée pour un échantillon de galaxies faiblement lumineuses $22 \leq I_{AB} \leq 24$ (figure de gauche) et pour un échantillon de galaxies brillantes $17.5 \leq I_{AB} \leq 22$ (figure de droite). La droite $z_p = z_s$ (trait continu) est encadrée par les deux droites $z_p = z_s + 0.2$ et $z_p = z_s - 0.2$ (traits tirets). Le nombre total de galaxies utilisées pour la comparaison et la fraction de mesures catastrophiques ($ z_p - z_s > 0.2$) sont indiqués pour chaque cadre.	46
3.9	Différence entre les <i>redshifts</i> photométriques ($BVRI$) et les <i>redshifts</i> spectroscopiques, en fonction du <i>redshift</i> spectroscopique (figure de gauche) et en fonction du <i>redshift</i> photométrique (figure de droite). Les points correspondent à la différence moyenne $\overline{z_p - z_s}$. Les barres d'erreurs horizontales correspondent à l'intervalle en <i>redshift</i> considéré. Les barres d'erreurs verticales correspondent à la dispersion de $z_p - z_s$. Les traits pleins sont les mesures obtenues sans tenir compte des galaxies dont la différence excède $ z_p - z_s > 1$ et les traits pointillés en relâchant cette condition.	47

3.10	Principe de la calibration de la relation couleur- <i>redshift</i> . Le cadre rouge en lignes tirets contient les étapes que j'ai développé par rapport à une méthode « standard » pour réaliser cette calibration.	50
3.11	Histogramme des différences entre les magnitudes apparentes prédites et les magnitudes apparentes observées dans les quatre bandes <i>B</i> , <i>V</i> , <i>R</i> et <i>I</i> (de haut en bas), avant calibration (cadres de gauche) et après calibration (cadres de droite).	51
3.12	Même que figure 3.8, en utilisant la méthode de calibration de la relation couleur- <i>redshift</i>	52
3.13	Distribution en <i>redshift</i> paramétrisée selon l'équation 3.6, pour des échantillons de galaxies sélectionnées à différentes magnitudes apparentes. . .	54
3.14	Même que figure 3.8, en utilisant la méthode bayésienne (Benítez, 2000).	55
3.15	Même que figure 3.8, en utilisant la méthode bayésienne (Benítez, 2000) et la méthode de calibration de la relation couleur- <i>redshift</i>	55
3.16	Comparaison <i>zp-zs</i> pour les échantillons <i>BVRI</i> , <i>UBVRI</i> et <i>UBVRIJK</i> (de haut en bas) et pour l'ensemble des galaxies $17.5 \leq I_{AB} \leq 24$. Les figures de droites correspondent uniquement à un changement de l'échelle.	59
4.1	Haut : disposition des cibles spectroscopiques sur l'image préparatoire par le logiciel VVMPs. L'axe Y est l'axe vertical selon lequel les spectres sont dispersés, l'axe X est l'axe horizontal. Les cibles sont représentées par les carrés, les fentes spectroscopiques sont les rectangles autour de la cible alignés selon l'axe X, et l'image des spectres 2D attendus sont les rectangles alignés selon l'axe Y. Bas : exemple d'une exposition MOS typique pour un quadrant de ~ 120 fentes. Les spectres 2D des fentes sont alignés selon l'axe Y.	63
4.2	Distribution des objets ciblés spectroscopiquement dans le champ VVDS-F02. Les lignes violettes sont les limites des quadrants.	64
4.3	Gauche : TSR en fonction de la variable x-radius. Droite : TSR en fonction de la magnitude apparente I_{AB}	65
4.4	Visualisation d'un spectre réduit avec VIPGI, permettant la visualisation de haut en bas du spectre 2D, du spectre 1D de l'objet, du spectre du ciel, du profil d'extraction du spectre et de la calibration en longueur d'onde.	67
4.5	Exemple des spectres observés de galaxies de $z > 0$ à $z < 1$. Les galaxies sont classées de haut en bas par ordre de <i>redshift</i> croissant. Les traits verticaux en pointillés sont les raies listées dans la table 4.1 et placées dans le repère de l'observateur.	70
4.6	Agrandissement de la plage en longueurs d'onde autour de 4000\AA	71
4.7	Exemple de spectres de galaxies à grand <i>redshift</i> . Les deux spectres du haut sont des galaxies situées dans la plage en <i>redshift</i> $1.5 \leq z \leq 3$. Les deux spectres du bas sont des galaxies à <i>redshift</i> $z > 3$	72

4.8	Exemple de spectres d'étoiles et de quasars. Les deux spectres du haut correspondent à un spectre d'étoile M et un spectre d'étoile K. Les deux spectres du bas sont identifiés comme quasars.	74
4.9	Haut : comparaison entre <i>redshifts</i> spectroscopiques mesurés lors d'observations répétées. La droite $z_{s_{\text{répétée}}} = z_s$ (trait continu) est encadrée par les deux droites $z_{s_{\text{répétée}}} = z_s \pm 0.1$ (traits pointillés). La fraction de mesures avec $ z_{s_{\text{répétée}}} - z_s > 0.1$ est indiquée pour chaque cadre. Bas : comparaison entre les <i>redshifts</i> spectroscopiques et les <i>redshifts</i> photométriques dans la zone UBVRIJK du VVDS-F02. La droite $z_p = z_s$ (trait continu) est encadrée par les deux droites $z_p = z_s \pm 0.1$ (traits pointillés). La fraction de mesures avec $ z_p - z_s > 0.1$ sont indiqués pour chaque cadre.	76
4.10	Distribution en <i>redshift</i> de l'échantillon profond de la première époque. Le cadre du haut représente la distribution en <i>redshift</i> de l'ensemble de l'échantillon. Les cadres suivant sont donnés par intervalle de magnitude apparente. L'histogramme ouvert correspond à la distribution en <i>redshift</i> des notes de 1 à 9, l'histogramme plein correspond à la distribution en <i>redshift</i> des notes de 2 à 9.	78
4.11	Gauche : distribution des objets ciblés en fonction de la magnitude apparente I_{AB} . La distribution de ces objets est montrée selon la note attribuée au spectre. Droite : SSR en fonction de la magnitude apparente I_{AB} . . .	79
4.12	Distribution en <i>redshift</i> estimée par la méthode des <i>redshifts</i> photométriques (lignes continues). La distribution en <i>redshift</i> spectroscopique est représentée par des lignes en trait tiret.	81
4.13	Rapport entre les distributions en <i>redshift</i> des notes 3, 4 et des notes 2, 3, 4, en fonction du <i>redshift</i> et par intervalles de magnitude apparente. Les courbes continues sont les valeurs reconstruites avec la méthode des <i>redshifts</i> photométriques, et les cercles pleins sont les valeurs calculées en utilisant les <i>redshifts</i> spectroscopiques.	83
4.14	SSR en fonction du <i>redshift</i> et de l'intervalle de magnitude apparente. . .	84
5.1	Correction-k en fonction du <i>redshift</i> pour des SEDs du jeu de <i>templates</i> CWW avec les <i>templates</i> Ell (traits continus), Sbc (traits pointillés), Scd (traits tirets courts), Irr (traits tirets longs) et les deux <i>templates</i> à sursaut de formation d'étoiles KINNEY (tirets-pointillés).	87

5.2	Différence entre les magnitudes absolues que nous estimons à partir du catalogue simulé GALICS et les magnitudes absolues de référence données par GALICS. Dans les cadres de gauche, les magnitudes absolues sont estimées à partir des magnitudes apparentes dans le filtre <i>ref</i> pour calculer les magnitudes absolues dans le filtre <i>ref</i> (équation 5.1). Dans les cadres de droite, le filtre utilisé pour la magnitude apparente a été adaptée pour limiter la dépendance aux <i>templates</i> (équation 5.2). La dispersion moyenne entre $z = 0$ et $z = 2$ est notée dans chaque cadre ainsi que les filtres <i>adapt</i> utilisés en fonction du <i>redshift</i> (en haut de chaque cadre). Les courbes continues dans les cadres de droite représente l'écart maximal possible entre deux corrections-k au <i>redshift</i> considéré.	89
5.3	Figure du haut : magnitudes absolues dans la bande de référence U en fonction du <i>redshift</i> , pour les galaxies du champ VVDS-F02. Figure du bas : histogramme des magnitudes absolues dans la bande de référence U pour les galaxies du champ VVDS-F02 dans l'intervalle de <i>redshift</i> $0.4 < z \leq 0.6$. L'échantillon est sélectionné en magnitude apparente selon $17.5 \leq I_{AB} \leq 22.5$ (histogramme plein) et selon $17.5 \leq I_{AB} \leq 24$ (histogramme vide).	91
5.4	L'outil ALF de la base de données du VVDS (http://vir-mos.oamp.fr/toolsdb/LF/input.shtml).	95
7.1	Spectre des galaxies reconstruit à partir des magnitudes apparentes et du <i>redshift</i> , pour les types spectraux 1, 2, 3 et 4 définis dans la section 7.1.1.	143
7.2	Distribution des galaxies dans le plan $A - C$ (A pour asymétrie, C pour concentration) en fonction du type morphologique attribué visuellement. La ligne continue correspond à la limite que nous avons adopté pour séparer les galaxies dominées par un bulbe et les galaxies dominées par un disque.	144
7.3	Distribution des galaxies dans le plan $A - C$ en fonction du type spectral défini dans la section 7.1.1.	146
7.4	Haut : distribution de la couleur au repos de la population dominée par un bulbe. Bas : distribution en taille des galaxies rouges (ligne en pointillés) et bleues (ligne continue) dont la morphologie est dominée par un bulbe.	147
7.5	LF par type spectral dans la bande U . Les LFs sont mesurées avec l'estimateur STY dans l'intervalle $0.4 \leq z \leq 0.9$. Les courbes continues, pointillés, tirets courts, tirets longs correspondent respectivement au type spectral 1, 2, 3 et 4 (voir section 7.1.1). Les ellipses correspondent aux contours d'erreurs obtenus avec l'estimateur STY pour un degré de confiance de 68% (continu) et de 90% (pointillé). Les ellipses de haut en bas correspondent respectivement au type spectral 1 (cercle plein), 2 (cercle ouvert), 3 (triangle plein) et 4 (triangle ouvert).	149

7.6	Haut : LF par type spectral dans la bande B . Bas : LF par type spectral dans la bande I . Les types de courbes et les symboles sont les mêmes que 7.5.	150
7.7	LF de la population dominée par un bulbe. Les cercles ouverts et les lignes pointillés correspondent respectivement à l'estimation du $1/V_{\max}$ et du STY. Les cercles pleins et les lignes continues correspondent à l'estimation pour la population rouge dominée par un bulbe. Les petits triangles et la ligne en tirets correspondent à l'estimation pour la population bleue dominée par un bulbe.	153
7.8	LF de la population dominée par une disque, pour $A \leq 0.1$ (carré pleins et tirets longs), $A \leq 0.13$ (cercles ouverts et ligne en pointillés) et $A \leq +\infty$ (cercles pleins et ligne continue).	154
7.9	Evolution de la LF correspondant au type spectral 1. Chaque cadre de haut en bas correspond à un intervalle en <i>redshift</i> de $]0.05,0.2]$ à $]1,1.2]$. La courbe continue correspond à l'ajustement réalisé avec l'estimateur STY, les triangles verts à l'estimation du $1/V_{\max}$, les cercles rouges à l'estimation du SWML, les carrés violets à l'estimation du C^+ . La courbe verte en traits tirets est l'ajustement réalisé avec l'estimateur STY en fixant le paramètre α . La courbe en pointillés est la LF mesurée à $0.4 \leq z \leq 0.9$. Cette courbe est reportée dans tous les intervalles en <i>redshift</i> pour servir de courbe de référence et guider l'oeil.	158
7.10	Evolution de la LF correspondant au type spectral 2. Les types de courbes et les symboles sont les mêmes que 7.9.	159
7.11	Evolution de la LF correspondant au type spectral 3. Les types de courbes et les symboles sont les mêmes que 7.9.	160
7.12	Evolution de la LF correspondant au type spectral 4. Les types de courbes et les symboles sont les mêmes que 7.9.	161
7.13	Evolution des paramètres M^* et ϕ^* en fonction du <i>redshift</i> et en fonction du type spectral. La pente α est fixée.	163
7.14	Evolution de la densité de luminosité en B en fonction du <i>redshift</i> et en fonction du type spectral.	164

Liste des tables

Table	Page	
2.1	Caractéristiques générales des relevés spectroscopiques profonds récents réalisés entre 1990 et 2000.	25
3.1	statistiques provenant de la comparaison zp-zs, pour des <i>redshifts</i> photométriques calculés avec la méthode bayésienne et la calibration de la relation couleur- <i>redshift</i> . Ces statistiques sont présentées pour les échantillons <i>BVRI</i> , <i>UBVRI</i> et <i>UBVRIJK</i> (groupes de colonnes de gauche à droite) et selon les intervalles de magnitudes apparentes (groupes de lignes).	60
4.1	Liste des raies les plus fréquemment utilisées pour la mesure du <i>redshift</i> de galaxies. La longueur d’onde indiquée est la longueur d’onde au repos de la raie en Å. Il est ensuite indiqué si la raie peut être observée en absorption (A) et/ou en émission (E) (uniquement pour les galaxies). . .	69
4.2	Répartition du nombre d’objets en fonction de leur note et du type de la source (galaxies, étoiles, quasars). Les chiffres indiqués correspondent aux nombres pour les champs VVDS-F02+VVDS-CDFS	77
6.1	Paramètres de la fonction de Schechter mesurés pour les LFs dans l’Univers proche ($z \sim 0.1$) et dans différentes bandes. La notation $^{0.1}u$ correspond à des filtres décalés spectralement à $z = 0.1$	112
7.1	Paramètres de la fonction de Schechter et erreurs associées à 1σ pour la LF mesurée entre $0.4 < z < 0.9$ avec l’estimateur STY. Les mesures sont données pour les 4 types spectraux définis dans la section 7.1.1, et pour les 5 filtres <i>U</i> , <i>B</i> , <i>V</i> , <i>R</i> , et <i>I</i> du système « standard » Johnson-Cousins. .	151
7.3	Paramètres de la fonction de Schechter mesurés dans des intervalles en <i>redshift</i> compris entre 0.05 et 1.2. L’estimation de la LF, mesurée dans la bande <i>B</i> , est obtenue avec l’estimateur STY et les erreurs associées sont à 1σ . Les mesures sont données pour les 4 types spectraux définis dans la section 7.1.1.	162