



HAL
open science

Recherche et étude des premières galaxies

Nicolas Laporte

► **To cite this version:**

Nicolas Laporte. Recherche et étude des premières galaxies. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2012. Français. NNT : . tel-00781144

HAL Id: tel-00781144

<https://theses.hal.science/tel-00781144v1>

Submitted on 25 Jan 2013

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

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



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

Présentée et soutenue par *Nicolas Laporte*
Le *23 Octobre 2012*

Titre

Recherche et étude des premières galaxies

Ecole doctorale : *Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace*
Discipline ou spécialité : *Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie*

Jury

M.	ALAIN BLANCHARD	Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie	(Président)
M ^{me}	LAURENCE TRESSE	Laboratoire d'Astrophysique de Marseille	(Rapportrice)
M.	BRUNO GUIDERDONI	Centre de Recherche Astrophysique de Lyon	(Rapporteur)
M.	MATTHEW LEHNERT	Observatoire de Paris-Meudon	(Examinateur)
M.	JOHAN RICHARD	Centre de Recherche Astrophysique de Lyon	(Examinateur)
M.	DANIEL SCHAEERER	Observatoire de Genève	(Examinateur)
M ^{me}	ROSER PELLÓ	Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie	(Directrice)

Unité de recherche : *Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie*
Directeur(s) de Thèse : *Roser Pelló*

À mes parents

*« Shoot for the moon.
Even if you miss, you'll land among the stars »*

Oscar Wilde

Remerciements

Mes premiers remerciements vont aller à Roser Pelló, ma directrice de thèse, pour sa disponibilité et son enthousiasme. Je la remercie également pour les nombreux conseils qu'elle m'a prodigués et pour la grande liberté qu'elle m'a accordée dans la réalisation de mes travaux scientifiques et dans les différents projets annexes auxquels j'ai participé comme l'enseignement, les observations au Pic du Midi, la vulgarisation, etc. Je remercie aussi chaleureusement Daniel Schaerer pour les nombreuses discussions que nous avons eues pendant ces trois années et Johan Richard pour les nombreux conseils qu'il m'a apportés tout au long de cette thèse. Je tiens également à remercier mes deux rapporteurs Laurence Tresse et Bruno Guiderdoni pour les commentaires qu'ils m'ont fait sur ce manuscrit, Matthew Lehnert pour avoir accepté mon invitation à participer à mon jury de thèse et Alain Blanchard pour m'avoir fait l'honneur de le présider. J'en profite également pour remercier Frederic Boone pour m'avoir, entre autre, donné l'opportunité d'observer pendant une semaine avec l'antenne de 30m de l'IRAM ainsi que Matthew Hayes pour son aide dans la réduction et l'analyse des données X-Shooter et pour les discussions que nous avons pu avoir dans le bureau 149.

Je vais ensuite remercier Remi Cabanac et Pascal Petit qui m'ont permis de travailler dans l'observatoire « mythique » du Pic du Midi et d'être ainsi pour plusieurs nuits aux commandes du Télescope Bernard Lyot. C'est un rêve de gosse que j'ai pu réaliser en étant entouré d'une formidable équipe que ce soit à Tarbes (Michel Aurière, Philippe Mathias, Francis Lacassagne, Philippe Ambert et Cyril Delaigue) ou au sommet. J'en profite d'ailleurs pour remercier chaleureusement Jean-Marie qui m'a fait connaître les coulisses du Pic du Midi, les aspects techniques du TBL et les spécialités locales de la vallée, Peponne pour ses pronostics rugbystiques, Simon, Hervé, et Pascal pour les week-ends rugby devant « l'écran géant » et enfin Gil, Didier, Yves, Eric et Gérard pour toutes les discussions que nous avons eues au sommet.

La suite de mes remerciements vont aller à une autre équipe que j'ai eu le plaisir d'intégrer en 2010 : celle du festival Astro-jeunes de Fleurance. En premier lieu, je veux remercier Thierry Duhagon pour sa disponibilité, son enthousiasme et l'énergie qu'il a déployée pour nous permettre de mener à bien nos projets (même les plus farfelus). J'en viens maintenant à l'équipe (de choc) d'animation, en commençant par remercier ceux qui m'ont fait découvrir ce festival Olivier Berne (*complètement « useless »*) et Nicolas Vilchez (*en particulier pour les cintres de qualité spatiale et l'explosion soudaine à 6h00 du mat'*). Un grand merci à Simon Nicolas avec qui j'ai eu le plaisir, entre autre, d'organiser Astro-jeunes et de partager ces trois années (*et pour la prière à Paul*), à Alexandre Cadu qui a toujours su faire preuve de sagesse (*excepté en cas de réveil impromptu*), à Laurianne Palin pour une certaine soirée

barbecue (*même si il rappe un peu*), à Antoine Clenet et Anthony Sournac les maitres « jedi » de Gaïa (*la prochaine fois, je parierai pas*), à Claire Divoy pour ses activités indispensables de contrebandes belges, à « chef » Romain Artigues pour la bonne odeur de merguez à 6h00 du mat' dans le gîte, à Tristan Grégoire pour ses talents en informatique, à Etienne Bachelet pour avoir lancé Pierre Thomas sur la « finesse » des anneaux de Saturne, à Aurélia Bouchez pour le temps et l'énergie qu'elle a dépensée dans la préparation du festival sans nous accompagner (*les galachies vont bien*), à Guillaume Nasser pour son expertise en montage/démontage de télescopes, sans oublier Yann Parot et Bernard Bertrand éléments indispensables de l'édition 2012, et Carole Gaiti pour nous avoir toujours aidé dans la gestion de notre budget. Je terminerai par remercier Bruno Monflier qui m'a donné l'opportunité de parler des premières galaxies dans ce grand festival d'astronomie, et pour nous avoir soutenu dans toutes nos démarches.

Et puis comment ne pas remercier les doctorants que j'ai côtoyés tout au long de ces trois années : Lewis Schardong (*t'as pensé à regarder sur l'imprimante ?*), Antoine de Riols de Fonclare (*à qui j'ai fait découvrir ses origines auvergnates, même si c'est plus compliqué que ça*), à Michael Pasek (*même si j'ai toujours pas compris pourquoi il fallait t'appeler « Bic »*), à Vincent Prat, Audrey Coutens, Anthony Alexis, Pierre Delsart, Rim Fares, Joseph Lanoux, Audrey Morgenthaler, Julien Queyrel, et tout les autres. Je remercie également Sylvie Roques qui m'a permis de commencer ma thèse dans les temps, toute l'équipe du LATT puis de l'IRAP ainsi que son directeur Martin Giard pour son soutien et sa disponibilité.

Je vais maintenant étendre ces remerciements à toutes les personnes qui m'ont accompagné pendant ces trois années de thèse et depuis longtemps, en commençant par Nicolas, pour, entre autre, les nombreux week-ends à Paris et Toulouse (*et pour le magnifique coup de Soleil narbonnais*), Amadis pour toutes les fois où nous avons refait le monde (*c'est maintenant!*), JR pour les week-ends sportifs au pays du bon vin (*et pour m'avoir fait découvrir la Cale Sèche dont je garde un souvenir impérissable*), Maxime, Bidouille et Pierrick pour les soirées rugby au Michelin, Kelly (*à « l'aepot »*), Valérie (*« Pani pwoblem »*), Benjamin (*alors c'est toujours aussi trivial ?*) et Ugo (*la force tranquille du groupe*) pour les soirées Bordelaises, Hervé et Sam (*va falloir mettre la machine en route maintenant*). Some words in English to thank my Greek brothers Vasilis and Vaggelis (*are you still μαλακα ?*) for their hospitality. Un immense merci à l'ASM Clermont-Auvergne pour m'avoir permis de voir le Brennus sur la place de Jaude au début de cette thèse, à Alexandre Astier (*oué, c'est pas faux*) pour le « bilan mitigé » de son oeuvre, et à Hubert Reeves pour m'avoir fait aimer l'astronomie, il y a bien longtemps déjà. Pour leur soutien je tiens à remercier chaleureusement Magali, Chantal, Céline, Marco, Aurélien, Coralie, Rémi, Christelle, Régine et Philippe. Et enfin mes parents, à qui je dédie ce travail, qui m'ont toujours encouragé et soutenu dans mes choix et sans qui je n'aurais pu faire ces études à Bordeaux puis à Toulouse. J'ai également une pensée pour mes grands-parents qui m'ont quitté ces dernières années, et que je remercie pour toutes les valeurs qu'ils m'ont transmises. Et enfin, je terminerai ces long remerciements en faisant un clin d'oeil à trois petites filles, Ambre, Lila et Noémie qui ont vu le jour pendant cette thèse, qui liront un jour, peut-être, ces quelques lignes, et à qui je souhaite, comme moi, de réaliser leurs rêves d'enfants.

Table des matières

Remerciements	7
Avant-propos	15
1 Théorie et Observations	17
1.1 Les galaxies	18
1.1.1 Historique de la découverte	18
1.1.2 Les différents types de galaxies	19
1.1.3 Le spectre des galaxies	19
1.1.4 Excitation de l'atome d'hydrogène	21
1.2 Notions de cosmologie	22
1.2.1 La loi de Hubble	22
1.2.2 La métrique de Robertson-Walker	23
1.2.3 L'équation d'Einstein	24
1.2.4 La forme de l'Univers	24
1.2.5 Le redshift	25
1.2.6 Les distances cosmologiques	26
1.2.7 La constante cosmologique	27
1.2.8 Les paramètres cosmologiques	27
1.2.9 Eléments du modèle cosmologique standard	28
1.2.10 Les lentilles gravitationnelles	29
1.2.11 Les amas et groupes de galaxies	30
1.3 Les premières galaxies	31
1.3.1 Qu'est-ce qu'une « galaxie primordiale »	32
1.3.2 Allure du spectre des premières galaxies	32
1.3.3 La formation hiérarchique des galaxies	33
1.3.4 Évolution des premières galaxies	36
1.3.5 La ré-ionisation cosmique	37
1.3.6 État de l'art en 2009	38
1.4 Stratégie observationnelle	39
1.4.1 Notre stratégie	39
1.4.2 État des lieux en 2009 des relevés multi-longueurs destinés à détecter les premières galaxies	41
2 Derrière un amas de galaxies	43
2.1 Les données photométriques	44
2.1.1 L'amas d'Abell 2667	44

2.1.2	Les instruments	45
2.1.3	Approche multi-longueur d'onde	45
2.1.4	Données complémentaires	47
2.1.5	Propriétés des images	48
2.1.6	Carte d'amplification de l'amas	50
2.1.7	Propriétés des catalogues	51
2.2	Nombre de sources attendues	54
2.3	Méthode de sélection photométrique	56
2.3.1	La technique des drop-outs	57
2.3.2	Les diagrammes couleur-couleur	57
2.4	Recherche des galaxies lointaines derrière l'amas A2667	58
2.4.1	Mesures des couleurs	58
2.4.2	Sélection de sources à grand- z	58
2.5	Qualité des candidats sélectionnés	60
2.5.1	Détection dans les images <i>Hubble</i> et <i>Spitzer</i>	60
2.5.2	Critères quantifiés de la vraisemblance des candidats	62
2.5.3	Méthode du χ^2 optique	62
2.6	Propriétés physiques	66
2.6.1	SED-fitting avec <i>Hyperz</i>	66
2.6.2	Redshifts photométriques	66
2.6.3	Influence des raies d'émission	68
2.6.4	Autres propriétés	69
2.7	Bilan	70
3	Observations sub-millimétriques	73
3.1	Les observatoires	74
3.1.1	Le télescope spatial Herschel	74
3.1.2	LABOCA sur l'antenne APEX	75
3.1.3	Les données utilisées	77
3.2	Photométrie de nos candidats	77
3.2.1	Détection de nos candidats	77
3.2.2	Mesure du flux associé à chaque source	77
3.3	Ajustement de la SED des objets	78
3.3.1	A partir des données dans l'IR lointain	78
3.3.2	A partir de l'ensemble des données	79
3.4	Comparaison avec des études récentes	82
3.5	Bilan de l'étude	84
4	Observations spectroscopiques	87
4.1	X-Shooter	88
4.1.1	Caractéristiques physiques de l'instrument	88
4.1.2	Fonctionnement de l'instrument	90
4.2	Les observations	91
4.2.1	Estimation des temps d'observation	91
4.2.2	Préparation des observations	94
4.3	Réduction des données	96
4.3.1	Calibration de l'instrument	96
4.3.2	Traitements des données d'observations	100

4.4	Analyse des données	101
4.4.1	Propriétés des données	102
4.4.2	Détermination du redshift	102
4.4.3	Propriétés physiques de J1	103
4.4.4	Influence des raies d'émission sur les couleurs de J1	104
4.4.5	Populations stellaires de la source	105
4.4.6	Mise à jour de la photométrie et ajustement de la SED	107
4.4.7	Conclusions	108
5	Dans un champ vide	111
5.1	Propriétés photométriques du relevé	112
5.1.1	L'instrument WIRcam	112
5.1.2	Le relevé WUDS	112
5.1.3	Réduction des données	114
5.1.4	Extraction des sources	115
5.1.5	Complétude de détection des images utilisées	115
5.2	Nombre de sources attendues	116
5.3	Sélection des sources	116
5.3.1	Fenêtres de sélection en couleurs	117
5.3.2	Echantillons d'objets à $z \sim 5$	117
5.3.3	Echantillon d'objets à $z \sim 6$	121
5.3.4	Echantillon d'objets à $z \sim 7$	121
5.3.5	Echantillon d'objets à $z \sim 8$ et 9	128
5.4	Bilan de l'étude	131
6	Fonction de luminosité	135
6.1	Méthode de détermination	136
6.1.1	Calcul de la densité numérique de galaxies	136
6.1.2	Estimation de la variance cosmique	138
6.1.3	Ajustement paramétrique de la fonction de luminosité	139
6.1.4	Complétude de l'échantillon	140
6.1.5	Calcul des limites de non-détection	141
6.2	Fonction de luminosité à $z \sim 5$	142
6.3	Fonction de luminosité à $z \sim 6$	145
6.4	Fonction de luminosité à $z \sim 7$	147
6.5	Fonction de luminosité à $z \sim 8$	147
6.6	Fonction de luminosité à $z \sim 9$	151
6.7	Evolution de la fonction de luminosité	153
7	Conclusions et perspectives	159
7.1	Ré-ionisation cosmique	160
7.1.1	Influence de la poussière sur la densité de photons UV	160
7.1.2	Calcul de la densité de photons UV	161
7.1.3	Évolution de la densité de formation stellaire au cours du premier milliard d'années	162
7.1.4	Densité de photons UV requise pour ré-ioniser l'Univers	164
7.2	Importance de la couverture en longueurs d'onde d'un relevé	168
7.3	Perspectives	169

7.3.1	Etat de l'art à la fin de ce travail de thèse	169
7.3.2	Ce qu'il faut attendre des futurs télescopes	171
Conclusions		175
Bibliographie		176
Liste des figures		191
Liste des tableaux		198
ANNEXE 1 : Éléments de base de cosmologie		202
.1	L'équation de Friedman	203
.2	L'équation des fluides	204
.3	L'équation de l'accélération	205
ANNEXE 2 : Système photométrique		205
ANNEXE 3 : Optical dropouts lensed by the cluster A2667		207
ANNEXE 4 : Far infrared constraints on the contamination by dust obscured galaxies of high-z dropouts searches.		228
ANNEXE 5 : The bright end of the luminosity function at $z \sim 9$.		238
ANNEXE 6 : A peculiar galaxy appears at $z \sim 11$: properties of a moderate -redshift interloper		244

Résumé

L'évolution des galaxies est relativement bien contrainte jusqu'au premier milliard d'années de l'Univers, c'est-à-dire jusqu'aux portes de la ré-ionisation cosmique. Au delà de cette limite et compte-tenu du faible nombre de sources confirmées à $z > 6.0$, il est difficile de déterminer le rôle joué par les premières galaxies à cette époque. L'objectif de ce travail de thèse était de déterminer l'évolution de la fonction de luminosité des galaxies au cours du premier milliard d'années en se basant sur un échantillon représentatif d'objets à grand redshift ($z > 4.5$) suffisamment brillant pour être observé par les spectrographes actuels. Dans ce but, nous avons réalisé une sélection photométrique ciblée de galaxies à cassure de Lyman dans deux champs de vue différents : un premier autour de l'amas de galaxies d'Abell 2667, favorisant la détection de sources faibles à grand redshift, et un second dans un très grand champ vide (le relevé *WUDS*), permettant de sélectionner principalement les sources brillantes.

L'étude des données prises autour d'Abell 2667 a montré un taux de contamination d'environ 80% de notre échantillon d'objets à $z \sim 8$ par des sources à plus bas redshift. Afin de distinguer les bons candidats des sources contaminantes, nous avons associé deux méthodes indépendantes : l'ajout de contraintes photométriques supplémentaires sur la distribution spectrale d'énergie des candidats d'une part, et le suivi spectroscopique d'autre part. Nous avons donc combiné nos données obtenues avec les instruments *HAWK-I* et *FORS2* du *VLT*, avec des données à plus grandes longueurs d'ondes acquises avec les satellites *Spitzer* et *Herschel*. A l'aide de ces nouvelles données, nous avons mis en évidence l'existence d'une population atypique de galaxies fortement rougies par la poussière à $z \sim 2$, et qui ne peuvent être écartées des échantillons qu'en ajoutant des contraintes dans l'infra-rouge lointain. Les observations spectroscopiques ont également permis d'identifier un nouveau type de source contaminante à bas redshift combinant deux populations stellaires d'âges très différents, et demandant une profondeur photométrique extrême afin de les exclure des échantillons actuels.

A partir des échantillons dégagés au cours de cette étude à $z \sim 5, 6, 7, 8$ et 9 , nous avons pu apporter des contraintes fortes et indépendantes sur la partie brillante de la fonction de luminosité, et ainsi en déduire de façon homogène son évolution au cours du premier milliard d'années de l'Univers. Nous avons en particulier montré que pour un même volume comobile d'Univers, le nombre de galaxies brillantes était environ 50 fois moins important à $z \sim 8$ qu'à $z \sim 5$, en accord avec d'autres travaux qui montrent des tendances similaires. L'évolution de la fonction de luminosité nous a permis également d'estimer la densité de photons ultra-violet produits par les galaxies au cours de la ré-ionisation cosmique, et de montrer que les galaxies lumineuses actuellement détectées ne pouvaient pas être les seules responsables de ce phénomène. Par construction, notre étude apporte des précisions dans un domaine de luminosité intrinsèque qui est mal couvert par les études précédentes, souvent focalisées sur les sources les plus faibles, avec en plus une couverture photométrique homogène et complète dans le proche infra-rouge. Afin de confirmer les conclusions établies au cours de cette étude, les échantillons d'objets devront être observés par spectroscopie, ce qui est d'ores et déjà planifié avec le nouveau spectrographe multi-objet EMIR installé au foyer du *Gran Telescopio Canarias*.

Abstract

Galaxy evolution is well constrained up to the first billion years of the Universe, i.e. up to the end of the reionization epoch. Beyond this limit and considering the few number of sources with $z > 6.0$ confirmed, it appears difficult to constrain the role played by the first galaxies during this period. One of the main goal of this thesis was to study the evolution of the luminosity function for star forming galaxies during the first billion years by using a representative sample of high-redshift objects ($z > 4.5$) bright enough to be observed by spectroscopy. For this purpose, we have analyzed two different fields of view : one behind the lensing cluster A2667, to take benefit from the light amplification by the cluster mass to detect fainter sources, and another one behind a large blank field (the WUDS survey) to select brighter objects.

The analysis of the A2667 field showed a contamination rate of our high-redshift sample of about 80% by low- z interlopers. To distinguish between genuine candidates and contaminant sources, we combined two different methods : adding new photometric constraints on the spectral energy distribution in one hand, and a spectroscopic follow-up on the other hand . We combined our observations carried out with *FORS2* and *HAWK-I* at *VLT* with data from *Spitzer* and *Herschel*. Using these new data, we highlighted the existence of an extreme type of galaxies strongly affected by dust, which can only be removed from high- z samples by adding data in the far infra-red domain. Using spectroscopic follow up, we have detected another kind of contaminant at low- z combining two different stellar populations with different ages, and which cannot be removed from our sample excepted by using very deep images in the optical bands beyond the limits of current observations.

From our samples at $z \sim 5, 6, 7, 8$ and 9 we were able to add strong constraints on the bright-end of the luminosity function, and then we deduced its evolution during the first billion years of the Universe. More particularly, we have shown that within a given comoving volume, the number of bright galaxies was about 50 times smaller at $z \sim 8$ than at $z \sim 5$. Evolution of the LF allows us to deduce the UV density produced by the Lyman Break Galaxies during the cosmic reionization, and to show that the relatively bright galaxies currently detected can not be the sole contributors. In order to confirm all conclusions of this thesis, our samples have to be observed in spectroscopy. A spectroscopic follow up of our candidates at $z \sim 6, 7$ and 8 is already planned on the *Gran Telescopio Canarias* with the future multi-object near-IR spectrograph EMIR.

Avant-propos

Voilà presque un siècle qu'Edwin Hubble prouva, avec un des télescopes du Mont Wilson, l'existence d'autres galaxies en dehors de la Voie Lactée. Cette découverte bouleversa considérablement la vision de l'Univers que nous avions à l'époque. Nous savons aujourd'hui qu'il existe plusieurs types de galaxies avec des propriétés très différentes. La masse de ces objets, la forme et les principaux constituants semblent assez bien compris. Les galaxies les plus proches, comme la galaxie d'Andromède ou les deux nuages de Magellan, sont bien connues et restent aujourd'hui encore au coeur de plusieurs dizaines d'études par an. En à peine un siècle, la physique galactique a connu des avancées considérables. Nous sommes par exemple capables de prévoir le scénario de collision entre notre galaxie et Andromède qui devrait avoir lieu dans environ 3 milliards d'années. L'étude de la dynamique de ces objets, et en particulier de la rotation des étoiles au sein d'une galaxie, a mis en avant de nouvelles questions sur notre Univers : existe-t-il une autre forme de matière que celle que nous connaissons actuellement ou bien est-ce que les lois de la physique énoncées par Isaac Newton au XVII^{ème} siècle ne seraient plus universelles. Là encore, on remarque que ce sont les galaxies qui sont à l'origine d'une remise en cause profonde de la vision que nous avons de l'Univers.

Compte tenu des échelles de temps mises en jeu, nous ne pouvons pas observer directement la formation d'une galaxie. En revanche, l'évolution globale de ces objets au cours du temps est parfaitement accessible aux télescopes d'aujourd'hui. Sachant que la vitesse de la lumière prend une valeur finie dans le vide ($c=299\,792,458$ km/s), plus nous regardons des objets éloignés, plus nous observons l'Univers tel qu'il était dans le passé. En effet nous observons un objet non pas tel qu'il est au moment de l'observation mais bien tel qu'il était au moment où la lumière a été émise. Il apparait donc possible d'observer l'Univers à différentes époques et ainsi d'étudier l'évolution des galaxies au cours du temps. Depuis une vingtaine d'années, l'arrivée de nouveaux télescopes, qu'ils soient au sol (comme le *Keck* ou le *Very Large Telescope* européen) ou dans l'espace (comme le *Hubble Space Telescope* ou le *Herschel Space Observatory*), a permis de repousser sans cesse les limites de l'Univers observable.

La plupart des modèles de formation et d'évolution de l'Univers prévoient que les premières galaxies sont apparues quelques 300 millions d'années après sa formation. Bien que les télescopes actuels permettent de remonter très loin dans le passé, nous ne sommes, pour l'instant, pas capables d'observer l'Univers tel qu'il était au moment où les galaxies se sont formées. Les toutes premières galaxies ne sont donc pas, au jour d'aujourd'hui, accessibles à l'observation. Cependant au cours de la dernière décennie, des avancées considérables ont été faites sur l'étude des galaxies et en parti-

culier sur leur évolution jusqu'au premier milliard d'années de l'Univers, c'est-à-dire jusqu'aux portes de la ré-ionisation cosmique. Ce phénomène, qui est observé dans les spectres de quasars lointains, montre qu'un milliard d'années après sa formation, l'Univers était complètement ré-ionisé. Mais le rôle joué par les galaxies au cours de cette ré-ionisation n'est pour l'instant pas compris et requiert l'étude détaillée des sources lumineuses présentes à cette époque.

La méthode de détection des premières galaxies, la plus populaire, est, somme toute, assez simple. Elle est principalement basée sur le fait que plus un objet est éloigné, plus le spectre observé sera décalé vers les grandes longueurs d'ondes. Ainsi pour les objets très éloignés, comme les galaxies par exemple, la partie ultra-violette du spectre sera reçue, sur Terre, dans l'infra-rouge. Alors une galaxie très lointaine ne devra donc pas être détectée dans les domaines de l'ultra-violet et du visible, mais elle devra clairement apparaître dans le domaine de l'infra-rouge. On comprend alors aisément l'importance d'avoir une excellente couverture du spectre électromagnétique avec en particulier, des images très profondes aux longueurs d'ondes UV et visibles. Cette condition est en effet indispensable pour limiter la contamination par des objets proches qui seraient peu brillants dans les domaines UV et visibles et plus lumineux dans l'infra-rouge.

Finalement, on remarque que de nouvelles questions commencent à être explorées comme par exemple : *Comment les galaxies ont-elles évolué au cours du premier milliard d'années de l'Univers ?*, *quel rôle ont-elles joué au cours de la ré-ionisation cosmique ?* ou encore *existe-t-il des sources « contaminantes » capables de répondre à tous les critères de sélections sans pour autant être identifiées comme telles ?*. L'objectif « ambitieux » de ce travail de thèse est d'apporter des éléments de réponses à ces trois grandes questions de la physique extragalactique. Pour ce faire, nous tenterons de constituer un échantillon représentatif de sources lumineuses observées pendant le premier milliard d'années de l'Univers, en utilisant deux stratégies observationnelles complémentaires. Cet échantillon d'objets devra impérativement être observable par les spectrographes actuels, et donc les sources suffisamment brillantes pour confirmer indiscutablement la nature de ces candidats. A partir des meilleurs candidats, nous tenterons de contraindre l'évolution des galaxies, en particulier des galaxies brillantes, au cours du temps ainsi que le rôle joué par ces objets au cours de la ré-ionisation cosmique.

Ce manuscrit de thèse s'articulera autour de 3 grandes thématiques : la recherche de galaxies lointaines derrière un amas de galaxies (chapitre 2, 3 et 4) puis dans un grand relevé en champ vide (WUDS, chapitre 5) et enfin l'étude de l'évolution des galaxies et de leur rôle au cours de la ré-ionisation (chapitre 6 et 7). Les rappels théoriques et la présentation de notre stratégie observationnelle sont présentés dans le chapitre 1. Les publications scientifiques dans des revues à comités de lectures sont portées en annexes de ce manuscrit.

Chapitre 1

Eléments de théorie et stratégie observationnelle

Sommaire

1.1	LES GALAXIES	18
1.1.1	Historique de la découverte	18
1.1.2	Les différents types de galaxies	19
1.1.3	Le spectre des galaxies	19
1.1.4	Excitation de l'atome d'hydrogène	21
1.2	NOTIONS DE COSMOLOGIE	22
1.2.1	La loi de Hubble	22
1.2.2	La métrique de Robertson-Walker	23
1.2.3	L'équation d'Einstein	24
1.2.4	La forme de l'Univers	24
1.2.5	Le redshift	25
1.2.6	Les distances cosmologiques	26
1.2.7	La constante cosmologique	27
1.2.8	Les paramètres cosmologiques	27
1.2.9	Eléments du modèle cosmologique standard	28
1.2.10	Les lentilles gravitationnelles	29
1.2.11	Les amas et groupes de galaxies	30
1.3	LES PREMIÈRES GALAXIES	31
1.3.1	Qu'est-ce qu'une « galaxie primordiale »	32
1.3.2	Allure du spectre des premières galaxies	32
1.3.3	La formation hiérarchique des galaxies	33
1.3.4	Évolution des premières galaxies	36
1.3.5	La ré-ionisation cosmique	37
1.3.6	État de l'art en 2009	38
1.4	STRATÉGIE OBSERVATIONNELLE	39
1.4.1	Notre stratégie	39
1.4.2	État des lieux en 2009 des relevés multi-longueurs destinés à détecter les premières galaxies	41

1.1 Les galaxies

Le terme *galaxie* trouve son origine dans le mot grec *galaktikos* signifiant cercle laiteux, aspect sous lequel est vu notre galaxie depuis la Terre. C'est en effet dans la mythologie grecque que l'on trouve une première « explication » sur l'origine de la Voie Lactée. Le Dieu des Dieux, Zeus voulant rendre immortel son fils Héraclès, né de son union avec une mortelle, le plaça sur le sein de son épouse endormie, Héra, afin de lui faire boire son lait divin synonyme d'immortalité. Lorsque celle-ci se réveilla, elle se rendit compte qu'elle allaitait un enfant inconnu, et le repoussa si violemment qu'un jet de lait aspergea le ciel formant une pâle bande lumineuse : la Voie Lactée.



FIGURE 1.1 – L'origine de la Voie Lactée par Le Tintoret, 1570

1.1.1 Historique de la découverte

C'est à un astronome bien connu, Galileo Galilei, que l'on doit la première description de notre galaxie. En 1610, il pointa sa célèbre lunette astronomique sur la Voie Lactée et observa un nombre incalculable d'étoiles d'éclats différents, sans proposer pour autant une explication à ce phénomène. Il faut attendre 1755 et Emmanuel Kant (Kant, 1755) pour avoir une description plus rigoureuse de ce qu'est la Galaxie. Il suggéra que la Voie Lactée était composée de milliers d'étoiles en rotation liées entre elles par des forces gravitationnelles, comme les planètes gravitent autour du Soleil dans notre Système Solaire. Il alla même jusqu'à dire que ces étoiles étaient regroupées au sein d'un disque, et que notre étoile faisait partie intégrante de ce disque, ce qui expliquerait l'aspect sous lequel nous observons la Voie Lactée depuis la Terre.

Quelques années plus tard, en 1774, l'astronome français Charles Messier publia un catalogue de 110 objets diffus, appelés à l'époque « nébuleuses », qu'il élaborait dans

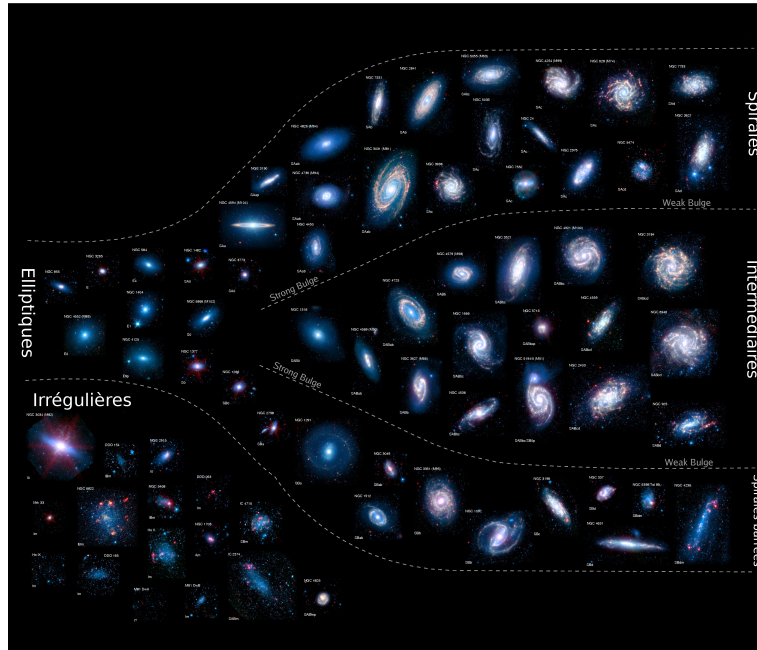


FIGURE 1.2 – Classification de Hubble montrant les 3 types de galaxies étudiées par E. Hubble. D'après les résultats de l'équipe SINGS, Kennicutt et al. (2007).

le cadre de son étude des comètes. En 1845, William Parsons, astronome irlandais, construit un télescope de 183 cm afin d'observer les objets dits de Messier. Il fut ainsi le premier à distinguer les *nébuleuses* spirales des *nébuleuses* elliptiques supposées appartenir à notre galaxie. En utilisant le télescope Hooker de 250 cm installé au Mont Wilson, Edwin Hubble montra, en observant des étoiles particulières, les céphéides, dans la *nébuleuse* d'Andromède, que celles-ci étaient trop éloignées pour appartenir à notre galaxie (Hubble, 1925). Il montra, en 1924, que plusieurs *nébuleuses* de l'époque étaient en dehors de notre galaxie et étaient en fait des galaxies semblables à la nôtre.

1.1.2 Les différents types de galaxies

Il est généralement admis qu'une galaxie est un ensemble de gaz, de poussières, d'étoiles et de matière noire. En 1926, Edwin Hubble remarqua que les galaxies pouvaient être classées en fonction de leur morphologie (Hubble, 1926). Il distingua trois grands types de galaxies : spirales, elliptiques et irrégulières (figure 1.2).

1.1.3 Le spectre des galaxies

Les principaux composants d'une galaxie sont les étoiles, le gaz (principalement composé d'atomes d'hydrogène) et la poussière du milieu interstellaire (MIS). Chacun d'entre eux laisse son empreinte dans le spectre des galaxies, avec plus ou moins d'intensité. Les étoiles sont la principale source de lumière à l'intérieur d'une galaxie. Les étoiles chaudes ont un pic d'émissivité dans le domaine ultra-violet alors que les étoiles dites froides émettent principalement dans le proche infra-rouge. Ainsi, en considérant que l'émission thermique d'une étoile peut être assimilée à celle d'un

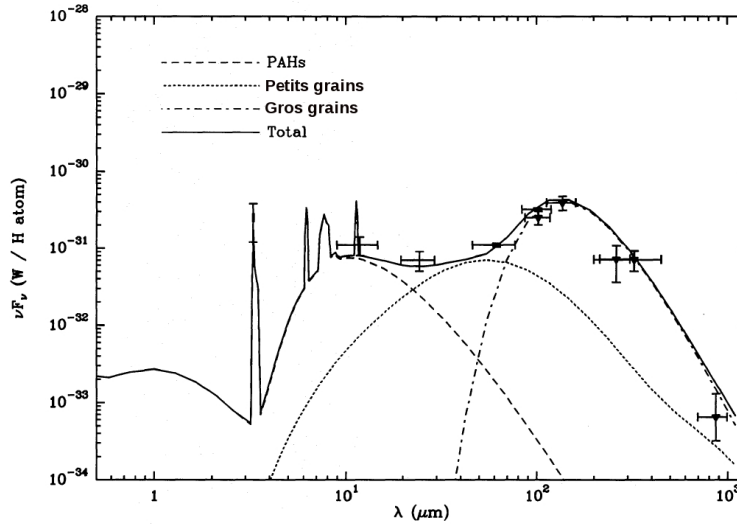


FIGURE 1.3 – Contribution de la poussière au spectre d'une galaxie.

corps noir, la luminosité d'une étoile en fonction de la longueur d'onde, exprimée en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{m}^{-1}$, est donnée par :

$$L(\lambda) = \frac{2hc}{\lambda^5} \frac{1}{\exp \frac{hc}{k_b \lambda T} - 1} \quad (1.1)$$

où T est la température de surface de l'étoile (en Kelvin), k_b la constante de Boltzmann ($k_b=1.38 \cdot 10^{-23} \text{J.K}^{-1}$) et h la constante de Planck ($h=6.63 \cdot 10^{-34} \text{J.s}$). Nous n'allons pas décrire ici la composante stellaire dans les spectres des galaxies. Celle-ci résulte de la combinaison des étoiles des différentes populations formées au cours du temps. La modélisation en termes de synthèse de population, voir de synthèse évolutive, est bien décrite dans de nombreux articles de références (on peut citer par exemple Bruzual & Charlot 2003). Nous avons utilisé ces modèles pour extraire de la photométrie des objets l'information physique pertinente pour notre étude des galaxies distantes. En rayonnant, les étoiles émettent des myriades de photons qui vont ioniser le gaz du MIS. En se désexcitant les atomes de gaz vont émettre à leur tour du rayonnement qui sera détecté sous forme de raies fines d'émission dans le spectre de la galaxie. La poussière qui est elle aussi présente dans le MIS va être « réchauffée » par les photons stellaires de courtes longueurs d'ondes et émettra ensuite à une plus grande longueur d'onde, typiquement dans l'infra-rouge. De plus, la poussière absorbe de manière sélective le rayonnement, l'absorption étant plus importante dans l'UV et le visible que dans l'IR. On parle alors de rougissement du spectre par la poussière (se reporter au chapitre 4 pour plus de détails). On distingue trois grands types de poussières : les petits grains, les gros grains et les PAHs (pour *Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*). L'émission de chaque type de poussière est représentée sur la figure 1.3.

Le rougissement du spectre d'une galaxie par la poussière dépend de la quantité de grains contenus dans le MIS de cette galaxie. Ainsi une galaxie peut ne pas être détectée dans le domaine visible, en raison de l'absorption du rayonnement stellaire par les poussières, et devenir très brillante en infra-rouge (figure 1.4).

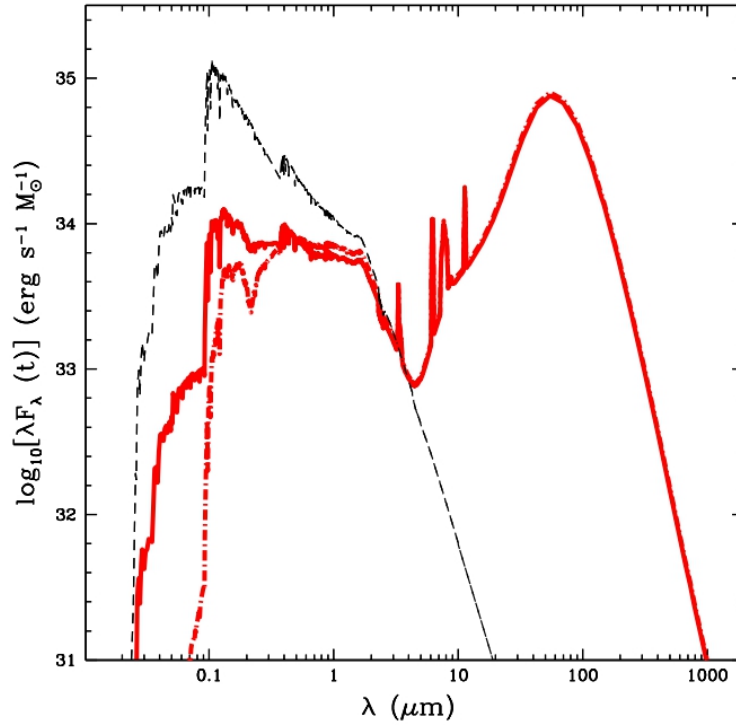


FIGURE 1.4 – Comparaison d’un spectre de galaxie sans absorption par la poussière (noir) avec celui d’une galaxie très poussiéreuse (rouge). D’après Devriendt et al. 1999

1.1.4 Excitation de l’atome d’hydrogène

Comme pour tous les atomes, l’absorption d’un photon par un atome d’hydrogène entraîne l’excitation de celui-ci. En se desexcitant, il va émettre un rayonnement dont l’énergie est proportionnelle à la différence d’énergie entre le niveau quitté par l’électron et le niveau d’arrivée d’énergie plus basse. La longueur d’onde du photon émis est donnée par :

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_j^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (1.2)$$

où i est l’état initial, j l’état final et R la constante de Rydberg ($R=10.973 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$).

L’état le plus facilement excitable pour l’atome d’hydrogène est la transition entre le niveau fondamental ($n=1$) et le premier état excité ($n=2$). En se desexcitant, et d’après la relation 1.2, l’atome émet un rayonnement à $\lambda=1216\text{\AA}$ appelé également émission Lyman α . Comme nous le verrons par la suite, cette raie d’émission joue un rôle capital dans l’identification des premières galaxies. La limite de cette série, c’est-à-dire la longueur d’onde de la radiation émise lors de la desexcitation d’un électron passant du dernier niveau de la série à l’état fondamental (autrement dit quand un électron est capté par un ion hydrogène) est de 912\AA (figure 1.6).

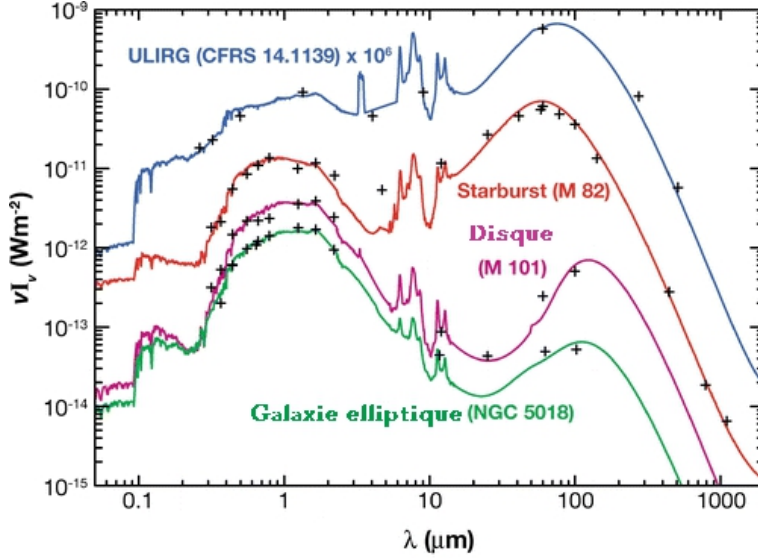


FIGURE 1.5 – Allure des spectres des différents types de galaxie d’après Lagache et al. (2005)

1.2 Notions de cosmologie

Dans cette section, nous présenterons brièvement les éléments de cosmologie utiles à la compréhension de ce travail de thèse. Le lecteur peut se référer à l’Annexe 2 pour avoir une brève description des éléments de base de la cosmologie moderne. Dans un premier temps, nous rappellerons quelques notions de cosmologie, puis nous aborderons un modèle cosmologique simplifié avant d’étudier les propriétés physiques de notre Univers.

1.2.1 La loi de Hubble

La loi de Hubble (Hubble, 1929) montre que la vitesse de récession d’une galaxie est proportionnelle à sa distance. La vitesse de récession s’exprime par :

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{|\dot{\vec{r}}|}{|\vec{r}|} \vec{r} = \frac{\dot{a}}{a} \vec{r} \quad (1.3)$$

où dans un univers en expansion, on rappelle que $\vec{r} = a\vec{x}$, où a est le facteur d’échelle, sans unité.

Alors la loi de Hubble peut s’écrire :

$$\vec{v} = H\vec{r} \quad (1.4)$$

avec $H = \frac{\dot{a}}{a}$, où H est le paramètre de Hubble.

L’équation de Friedmann (eq. 15 en Annexe 2) peut alors se réécrire tel que :

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{kc^2}{a^2} \quad (1.5)$$

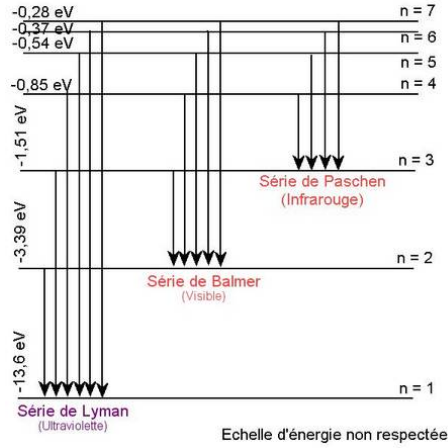


FIGURE 1.6 – Les différentes raies d’émission de l’hydrogène

où ρ est la densité de matière, k une constante définie telle que : $k = \frac{-2U}{mx^2c^2}$ et décrivant la courbure de l’espace (voir ci-après). Il est important de noter que la valeur du paramètre de Hubble H au temps présent est notée H_0 . On peut aussi définir la constante adimensionnée de Hubble réduite, notée h , telle que $h = \frac{H}{100} \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$.

1.2.2 La métrique de Robertson-Walker

La théorie de la relativité générale d’Albert Einstein permet une description plus rigoureuse de notre Univers. Elle fait appel à l’utilisation de métrique décrivant la géométrie de l’espace-temps, c’est-à-dire de la distance séparant deux points proches dans l’espace et le temps. Afin de mieux appréhender la notion de métrique, on peut par exemple considérer dans un premier temps un intervalle infinitésimal séparant deux points sur un plan XY. La distance séparant deux points de coordonnées (x_1, y_1) et (x_2, y_2) sera alors, d’après le théorème de Pythagore, :

$$\Delta s^2 = \Delta x^2 + \Delta y^2 \tag{1.6}$$

Si maintenant, nous considérons que ce plan est en expansion, alors la distance entre les points augmentera avec le temps. Dans le cas d’une expansion uniforme, on peut alors écrire :

$$\Delta s^2 = a(t)^2[\Delta x^2 + \Delta y^2] \tag{1.7}$$

où $a(t)$ mesure le taux d’expansion, et où x, y sont les coordonnées comobiles. Revenons maintenant au cas de la relativité générale, qui décrit un espace à 4 dimensions. L’élément de distance entre deux points doit donc tenir compte de ces 4 dimensions et peut s’écrire tel que :

$$ds^2 = \sum_{\mu, \nu} g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \tag{1.8}$$

où $g_{\mu\nu}$ est la métrique, μ et ν des indices prenant les valeurs 0, 1, 2 et 3 (avec x^0 la coordonnée de temps et $x^{1,2,3}$ les coordonnées d’espace).

La métrique la plus utilisée actuellement est la métrique de **Robertson-Walker**

(notée R.W. dans la suite) définit en coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) telle que :

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right] \quad (1.9)$$

1.2.3 L'équation d'Einstein

Au moment de l'élaboration de sa théorie de la relativité générale, A. Einstein établit une équation de champ décrivant comment la matière et l'énergie modifient l'espace-temps (Einstein, 1916). Elle est donnée par :

$$R_{\nu}^{\mu} - \frac{1}{2}g_{\nu}^{\mu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\nu}^{\mu} \quad (1.10)$$

où T_{ν}^{μ} est le tenseur énergie-impulsion (représentant la répartition de la masse et de l'énergie dans l'espace-temps), R_{ν}^{μ} est le tenseur de Ricci (représentant la courbure de l'espace-temps impliquée par le champ de gravitation), R la courbure scalaire et g_{ν}^{μ} est le tenseur métrique.

Si on considère que les constituants de l'Univers sont des fluides parfaits, alors le tenseur énergie-impulsion sera décrit par :

$$T_{\nu}^{\mu} = \text{diag}(-\rho c^2, p, p, p) \quad (1.11)$$

Dans le cas de la métrique R.W., l'équation de champ d'Einstein donnera deux équations indépendantes : une équation sur le temps et une seconde sur l'espace. La composante temporelle des équations d'Einstein, dérivée de la trace du tenseur énergie-impulsion, dans la métrique RW s'écrit :

$$\boxed{\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right)} \quad (1.12)$$

qui n'est rien d'autre que l'équation de Friedmann (eq. 18).

Les composantes spatiales des équations d'Einstein dans la métrique RW s'écrivent :

$$2\frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{kc^2}{a^2} = -8\pi G \frac{p}{c^2} \quad (1.13)$$

à partir de laquelle on retrouve la deuxième équation de Friedmann (eq. 26) en éliminant \ddot{a} d'après la première équation de Friedmann.

1.2.4 La forme de l'Univers

La forme de l'Univers est contrainte par le paramètre k de l'équation de Friedmann (eq. 15). Il peut prendre trois valeurs : positive, nulle ou négative. A chaque valeur est associée une forme de l'Univers :

- $k=0$: **Univers plat** \Rightarrow la somme des angles d'un triangle vaut 180° et le périmètre d'un cercle de rayon r vaut $2\pi r$.
- $k > 0$: **Univers sphérique** \Rightarrow la somme des angles d'un triangle vaut plus de 180° et le périmètre d'un cercle de rayon r vaut moins de $2\pi r$
- $k < 0$: **Univers hyperbolique** \Rightarrow la somme des angles d'un triangle vaut moins de 180° et le périmètre d'un cercle de rayon r vaut plus de $2\pi r$

Ces trois géométries d'Univers sont présentées sur la figure 1.7.

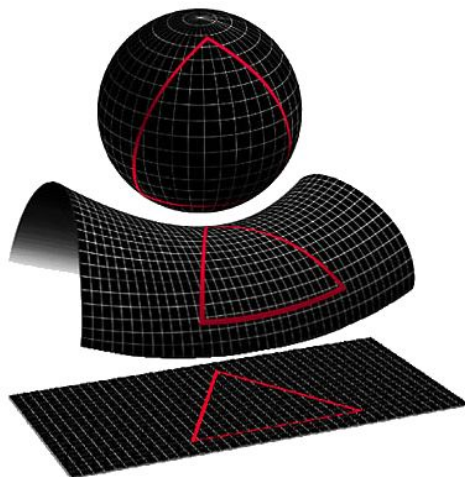


FIGURE 1.7 – Les 3 différentes formes possibles d’Univers contraintes par le paramètre k de l’équation de Friedmann. De haut en bas : géométrie sphérique, hyperbolique et plate.

1.2.5 Le redshift

Le redshift, ou *décalage vers le rouge*, est un phénomène astronomique entraînant le décalage de l’ensemble du spectre (et des raies d’émission/d’absorption) vers les grandes longueurs d’ondes. C’est une analogie astronomique de l’effet Doppler-Fizeau observé sur Terre, à la différence que ce n’est pas le déplacement propre des sources qui en est à l’origine mais l’expansion de l’Univers qui donne une vitesse apparente aux sources lumineuses. Il est noté z et est défini par :

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (1.14)$$

où λ_0 est la longueur d’onde émise au repos, et λ_{obs} la longueur d’onde à laquelle est observé λ_0 au redshift z .

On peut également relier le redshift z au facteur d’échelle $a(t)$ rencontré précédemment. En se plaçant dans la métrique de R.W. et sachant qu’un photon se déplace en suivant des géodésiques nulles (autrement dit $ds^2=0$), si on considère un photon émis au temps t_e à la distance comobile r_e , et reçu à $r=0$ au temps t_0 . On a donc, d’après l’équation 1.9 :

$$\int_0^{r_e} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = \int_{t_0}^{t_e} \frac{c \cdot dt}{a(t)} \quad (1.15)$$

Si à δt_e , un second photon identique est émis à la même distance, alors en prenant en compte la dilatation des intervalles de temps, ce photon sera reçu à $r=0$ au temps $t=t_0+\delta t_0=t_0+\delta t_e(1+z)$, d’où :

$$\int_0^{r_e} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = \int_{t_0+\delta t_0}^{t_e+\delta t_e} \frac{c \cdot dt}{a(t)} \quad (1.16)$$

Il découle des deux équations précédentes :

$$\frac{a(t_0)}{a(t_e)} = \frac{\delta t_0}{\delta t_e} \quad (1.17)$$

et donc :

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t_e)} \quad (1.18)$$

On en conclut alors que le redshift est bien une représentation de l'évolution du facteur d'échelle et est totalement indépendant de la métrique dans laquelle on se place.

1.2.6 Les distances cosmologiques

En cosmologie, trois distances sont principalement utilisées : la distance comobile, la distance angulaire et la distance luminosité.

La distance comobile

Par définition, la distance comobile est une distance qui ne prend pas en compte l'expansion de l'Univers, autrement dit une distance qui suit l'expansion de l'Univers. Ainsi, si on se place dans une métrique de R.W. l'élément de distance entre deux points d'un Univers en expansion est donné par :

$$d_{com}^2 = a(t)^2 \frac{dr^2}{1 - kr^2} \quad (1.19)$$

On peut alors facilement en déduire la distance propre entre ces deux points en intégrant l'équation précédente le long de la ligne de visée.

La distance angulaire

La distance angulaire est définie comme la distance apparente d'un objet de diamètre angulaire θ tel que :

$$d_A = \frac{D_e}{\theta} \quad (1.20)$$

où D_e est le diamètre linéaire de l'objet au moment de l'émission.

Dans la métrique de R.W. adaptée aux petits angles, le diamètre transversal D_e de l'objet est donnée par :

$$D_e^2 = a(t)^2 r^2 \theta^2 \quad (1.21)$$

alors la distance angulaire est donnée par :

$$d_A = a(t)r \quad (1.22)$$

que l'on peut simplifier, en utilisant la définition de la distance comobile, par :

$$d_A = \frac{d_{com}}{1 + z} \quad (1.23)$$

La distance luminosité

La distance luminosité est utilisée pour exprimer la distance d'un objet lointain à partir de la lumière reçue. Elle est définie par :

$$d_{lum}^2 = \frac{L}{S} \quad (1.24)$$

avec L la luminosité de l'objet observé, définie comme l'énergie émise par la source par unité d'angle solide et par seconde, et S la densité de flux reçue par l'observateur. Si on considère une source lumineuse placée au centre d'une sphère en expansion de rayon comobile r_0 , et un détecteur positionné à la surface de la sphère. Le rayon physique de la sphère est donc donnée par $R=a_0r_0$ et la surface totale de la sphère par $S=4\pi a_0^2r_0^2$. Si on se plaçait dans un Univers statique, alors le flux reçu au niveau du détecteur serait $S = L/a_0^2r_0^2$. Or dans le cas d'un Univers en expansion, les photons émis par la source perdent de l'énergie au cours de leur trajet et sont décalés en longueur d'onde. En combinant ces deux effets, le flux reçu au niveau du détecteur sera alors donné par :

$$S = \frac{L}{a_0^2r_0^2(1+z)^2} \quad (1.25)$$

On en déduit que la distance luminosité est définie par :

$$d_{lum} = a_0r_0(1+z) \quad (1.26)$$

1.2.7 La constante cosmologique

Au moment de l'élaboration de la théorie de la relativité générale, aucune observation montrant l'expansion de l'Univers n'avait été faite. Albert Einstein supposa donc que l'Univers était statique. Or toute sa théorie prouve que l'Univers est en expansion. Pour rendre ses équations en accord avec la non-évolution de l'Univers qu'il supposait, A. Einstein décida d'introduire une **constante cosmologique** notée Λ . Ainsi l'équation de Friedmann devient :

$$H^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (1.27)$$

ou Λ prend la dimension d'une [longueur]⁻².

On peut alors en déduire que l'équation d'accélération devient, dans le cas d'une constante cosmologique non-nulle :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + \frac{3p}{c^2}\right) + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (1.28)$$

Bien que cette constante ait été introduite pour rendre compatible la théorie de la relativité générale avec un univers statique, son existence fait encore débat aujourd'hui. En effet dans un univers en expansion tel que nous l'observons, si la valeur de cette constante cosmologique est suffisamment grande, elle peut dominer l'attraction gravitationnelle représentée par le premier terme de l'équation précédente et ainsi permettre une accélération de l'expansion de l'Univers (Riess et al., 1998).

1.2.8 Les paramètres cosmologiques

Une fois les équations de base de la cosmologie établies, on peut définir plusieurs grandeurs « observables ». On peut par exemple définir la **densité critique** de l'Univers, notée ρ_c , comme la densité qu'aurait l'Univers en absence de courbure (c'est-à-dire $k=0$) et avec une constante cosmologique nulle. D'après l'équation 1.27, on en déduit que :

$$\rho_c = \frac{32H^2}{8\pi G} \quad (1.29)$$

A partir de cette densité critique, on peut définir le paramètre de densité :

$$\Omega_m = \frac{\rho(t)}{\rho_c} \quad (1.30)$$

Le paramètre de densité de constante cosmologique s'exprime par :

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2(t)} \quad (1.31)$$

et la courbure réduite de l'Univers par :

$$\Omega_k = -\frac{k}{H^2(t)a(t)^2} \quad (1.32)$$

Dans la suite de ce manuscrit, on adoptera les valeurs suivantes des paramètres cosmologiques : $H_0=70\text{km/s/Mpc}$, $\Omega_\Lambda=0.7$, $\Omega_m=0.3$ et $\Omega_k=0.0$ qui sont les paramètres mesurés à $t=t_0$ soit aujourd'hui (table 1.1).

1.2.9 Eléments du modèle cosmologique standard

La description complète du modèle cosmologique standard dépasse largement le cadre de ce premier chapitre. Toutefois il apparaît important de décrire brièvement quelques points clés.

L'expansion

L'expansion de l'Univers est un fait clairement établi depuis 1929 (Hubble, 1929). Aujourd'hui la valeur de la constante de Hubble est estimée à $H_0=(70.5\pm 1.3)$ km/s/Mpc d'après les dernières mesures du satellite WMAP (Komatsu et al., 2009). En 1998, deux équipes ont montré à partir de l'observations des supernovas, une accélération de l'expansion de l'Univers (Riess et al. 1998, Perlmutter et al. 1999 prix Nobel de Physique 2011), qu'il faut désormais prendre en compte dans le modèle cosmologique.

La géométrie

Des observations récentes, en particulier la mesure de la taille angulaire de certains éléments dans le fond diffus cosmologique, ont montré que l'Univers devait être plat, ou à défaut être proche de cette forme. Cette observation implique que la valeur du paramètre $k \sim 0$ (Schmidt et al. 1998, Zhao et al. 2007)

L'âge

L'âge de l'Univers est estimé, d'après le modèle cosmologique standard, à 13.7 milliards d'années. Cet âge n'est cependant pas, aujourd'hui encore, confirmé par des observations, mais est fortement appuyé par des considérations théoriques (Chaboyer et al. 1996, Knox et al. 2001)

Paramètres cosmologiques	Valeurs d'après Komatsu et al. (2009)
H_0	70.5 ± 1.3 km/s/Mpc
Ω_b	0.0456 ± 0.0015
Ω_c	0.228 ± 0.013
Ω_Λ	0.726 ± 0.015
$\Omega_m h^2$	$0.1358^{+0.0037}_{-0.0036}$
z_{reio}	10.9 ± 1.4
t_0	13.72 ± 0.12 Gyr

TABLE 1.1 – Valeurs des paramètres cosmologiques d'après les données du satellite WMAP Komatsu et al. (2009).

Le contenu

Les différents composants de l'Univers couramment admis sont les suivants :

- **Le rayonnement** : La quantité de rayonnement est déduite de la température du fond diffus cosmologique. La densité de rayonnement dans l'Univers est estimée à $\Omega_{rad} h^2 = 9.93 \times 10^{-5}$ (Komatsu et al., 2009).
- **Les neutrinos** : En supposant que les neutrinos ont une masse non-négligeable, on peut estimer la densité de neutrinos autour de $\Omega_\nu = 0.01$ (Komatsu et al., 2009).
- **Les baryons** : La nucléosynthèse primordiale indique que les baryons représente environ 4% de la densité totale de l'Univers ($\Omega_b = 0.0456 \pm 0.0015$ d'après Komatsu et al. 2009).
- **La matière noire** : Bien que l'existence et la nature de la matière noire est encore sujet à discussion, on peut supposer que dans le cas où celle-ci serait effectivement présente dans l'Univers, alors sa densité devrait être de 23% (soit $\Omega_{dm} \approx 0.23$, Komatsu et al. 2009).
- **La constante cosmologique** : Des observations récentes montrent que la valeur de la constante cosmologique serait suffisamment importante pour dominer l'attraction gravitationnelle et entraîner ainsi une expansion accélérée ($\Omega_\Lambda = 0.726 \pm 0.015$ d'après Komatsu et al. 2009).

1.2.10 Les lentilles gravitationnelles

Le phénomène de lentille gravitationnelle est une des conséquences de la théorie de la Relativité Générale (RG) d'Albert Einstein. Il en résulte la déviation et l'amplification des rayons lumineux due à la présence d'une forte masse entre la source lumineuse et l'observateur (figure 1.8). Zwicky (1937) a montré que les galaxies et les amas de galaxies pouvaient être considérés comme des lentilles gravitationnelles, et pouvaient alors permettre de détecter des sources lointaines situées en arrière plan. Mais cette hypothèse n'a pu être confirmée que 42 ans plus tard à travers l'observation du système de « Twin Quasars » (Walsh et al., 1979), qui n'était en fait qu'un seul objet lentillé. L'angle de déflexion d'une lentille, c'est-à-dire l'angle représentant la déviation du rayon lumineux, est défini par :

$$\alpha = \frac{4GM}{rc^2} \quad (1.33)$$

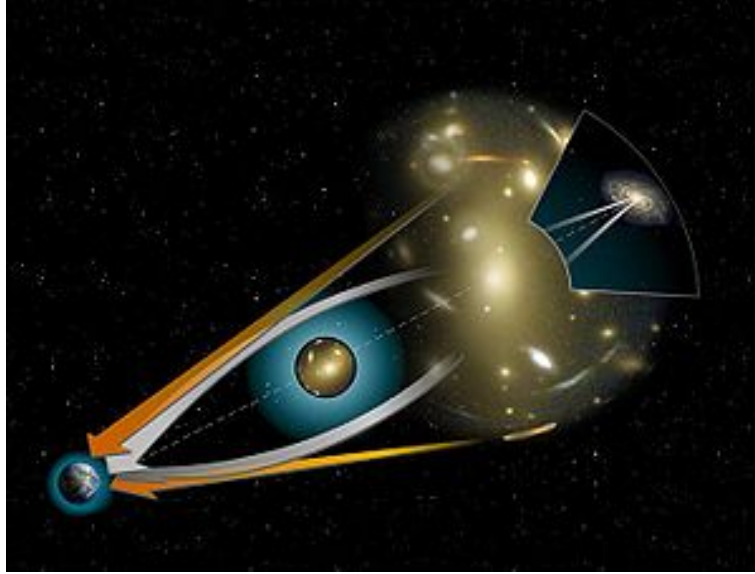


FIGURE 1.8 – Principe du phénomène de lentille gravitationnelle : les rayons lumineux en provenance d’une source d’arrière plan sont déviés par la masse présente entre la source et l’observateur.

ou r est le paramètre d’impact du rayon lumineux (voir figure 1.9), M la masse de la lentille et c la vitesse de la lumière dans le vide. Le phénomène de lentille gravitationnelle est utilisé dans plusieurs domaines de l’astrophysique moderne en fonction de son intensité. On distingue 3 types de lentille gravitationnelle :

- Les **lentilles fortes** sont à l’origine des arcs gravitationnels et des images multiples sont principalement observées au coeur des amas de galaxies.
- Les **lentilles faibles** interviennent plus particulièrement lorsque le paramètre d’impact entre la source lumineuse et la masse défectrice est grand.
- Les **micro-lentilles** sont engendrées par des masses compactes. Elles sont par exemple utilisées pour la détection d’exo-planètes .

Pour ce travail de thèse, nous nous focaliserons principalement sur l’utilisation des amas de galaxies comme télescope gravitationnel (Zwicky, 1937) typiquement dans le régime de lentilles fortes et faibles. Une description plus complète du phénomène peut-être trouvée dans la littérature (se reporter par exemple à Kneib & Natarajan 2011, Schneider et al. 1992).

1.2.11 Les amas et groupes de galaxies

La formation des galaxies dans le cadre du paradigme actuel est indissociable de celle des grandes structures (voir 1.3). Dans l’Univers local, on peut estimer que la moitié des galaxies appartiennent à des groupes et des amas, où le plus souvent la moitié des galaxies d’un groupe (ou d’un amas) sont regroupées dans moins de 1Mpc^3 . Les amas de galaxies sont les structures gravitationnelles virialisées les plus massives. Chaque amas de galaxies (ou groupe) suit l’expansion de l’Univers. Cependant à l’intérieur d’un amas, les interactions gravitationnelles entre les galaxies sont très fortes et les collisions fréquentes. Les amas de galaxies sont des objets très

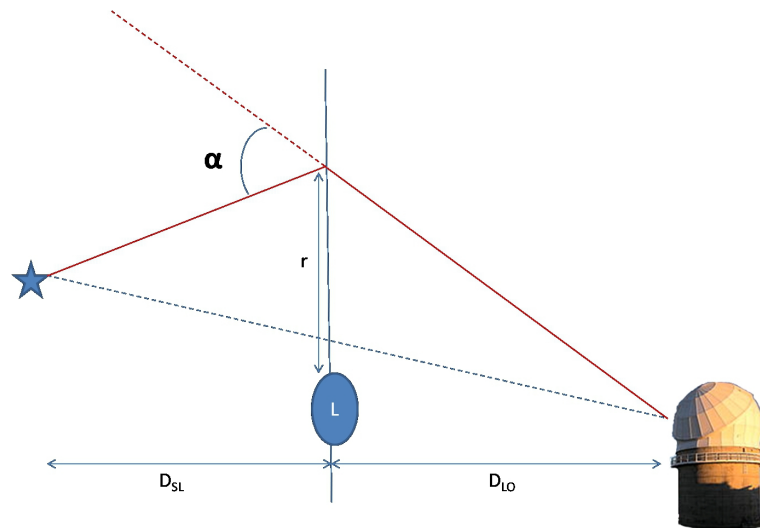


FIGURE 1.9 – Principe du phénomène de lentille gravitationnelle : schéma explicatif

massifs et contiennent au moins 50 galaxies lumineuses ($L \geq 2 \times 10^{10} L_{\odot}$ ¹) à moins de 1 Mpc du cœur de l'amas, contrairement aux groupes de galaxies qui ont des masses bien souvent inférieures à $10^{14} M_{\odot}$ ². On pense aujourd'hui que l'environnement local des galaxies joue un rôle essentiel dans leur assemblage et leurs propriétés, d'après le paradigme actuel de formation et d'évolution des galaxies et grandes structures (cf Sect.1.3.3) Un groupe de galaxies est généralement composé de galaxies spirales, les plus abondantes dans l'Univers local, alors que les amas de galaxies sont souvent dominés par des galaxies elliptiques. Il existe une relation entre la densité de galaxies et leur morphologie, un phénomène bien connu depuis les années 1980 (voir par exemple Dressler 1980). On considère aujourd'hui qu'entre 5 et 10% des galaxies brillantes sont regroupées en amas de galaxies. George Abell publia en 1958 un catalogue (qu'il compléta en 1989) de 4073 amas de galaxies ayant au minimum 30 galaxies très lumineuses dans un rayon de $1.5h^{-1}$ Mpc (Abell 1958 et Abell et al. 1989). C'est à partir d'un des amas référencé par G. Abell que nous commencerons notre étude (se reporter au chapitre 2).

1.3 Les premières galaxies au cours du premier milliard d'années de l'Univers

D'après le modèle du *Big-Bang* construit entre autres par George Gamow (Gamow, 1948), les premières étoiles se seraient formées quelques 150 millions d'années après le Big-Bang. Toujours d'après ce modèle d'évolution de l'Univers, les premières galaxies seraient apparues 300 millions d'années après la formation de l'Univers (ce qui équivaut à un redshift $z \sim 14$). L'observation de cette époque particulière est à la limite des capacités des télescopes actuels, mais certainement à la portée des futurs instruments.

1. où $L_{\odot} = 4.0 \times 10^{33} \text{ erg.s}^{-1}$

2. où $M_{\odot} = 2.0 \times 10^{33} \text{ g}$

1.3.1 Qu'est-ce qu'une « galaxie primordiale »

Avant d'aller plus loin dans les propriétés des galaxies lointaines et leur place dans l'Univers jeune, il apparaît intéressant de définir ce qu'est une « première galaxie ». Du point de vue de l'observateur la définition est assez simple, il s'agit des premiers objets visibles dans l'Univers, car formant les premières étoiles après les « Âges sombres ». Actuellement les objets les plus lointains confirmés par des observations spectroscopiques, parfois controversées, sont situés à $z \sim 8$ (Iye et al. 2006, Bouwens et al. 2010, Lehnert et al. 2010). Mais cette définition n'est pas fixe dans le temps, elle est sans cesse repoussée par les avancées technologiques des moyens d'observations. On peut aussi faire l'hypothèse qu'une première galaxie doit avoir une métallicité proche de 0 (car formée dans un Univers jeune) et sa population stellaire doit être dominée par des étoiles de population III (c'est-à-dire des étoiles très massives, $M > 100M_{\odot}$, de composition « primordiale »). Cependant et compte tenu de la forte masse des étoiles de population III (popIII), celles-ci ont dû, très rapidement, enrichir le milieu interstellaire en métaux, et ainsi entraîner la formation, non pas d'étoiles de popIII mais plutôt de population II, autrement dit d'étoiles de très faible métallicité (Greif et al. 2010, Wise et al. 2012).

On peut aussi tenter de définir ce qu'est une premières galaxies en ayant une approche théorique. Les « ingrédients » nécessaires pour former une première galaxie sont les suivants : un halo de matière noire abritant une population stellaire ayant une durée de vie suffisamment longue et ayant un puits de potentiel suffisamment important pour retenir le gaz et le chauffer à des températures supérieures à $T \sim 10^4 \text{K}$ (Mesinger & Dijkstra 2008, Mesinger et al. 2009), il faut également que le système considéré soit capable d'abriter un MIS à phase multiple, autrement dit un MIS qui pourrait supporter de la formation stellaire continue. Toute la question est alors de savoir quelle est la masse minimale du halo de matière noire capable de répondre aux critères précédents. Actuellement deux hypothèses sont envisagées : soit les premières galaxies se sont formées à partir de « mini-halos » de matière noire de masse $M < 10^8 M_{\odot}$ (Ricotti et al., 2008) ou alors dans des halos de masse $M > 10^8 M_{\odot}$ (Wise & Abel, 2007). Ce sujet est encore fortement débattu par la communauté. Pour plus de détails le lecteur est invité à consulter par exemple la revue de Bromm & Yoshida (2011) (figure 1.10).

1.3.2 Allure du spectre des premières galaxies

Le spectre d'une galaxie jeune comporte la signature de ces différents composants, et en particulier celle des étoiles et du gaz qui la composent. Les sursauts de formation stellaire jeunes sont principalement dominés par des étoiles de type O et B, c'est-à-dire des étoiles chaudes produisant énormément de photons UV. Ces photons ont une énergie suffisamment importante pour ioniser le gaz présent autour de l'étoile, essentiellement de l'hydrogène et de l'hélium dans l'Univers jeune (voir par exemple Schaerer 2002, Bromm et al. 2002, Schaerer 2003). Déjà Partridge & Peebles (1967) avaient montré que les étoiles présentes au sein des premières galaxies produisaient des photons UV suffisamment énergétiques pour ioniser l'hydrogène présent dans l'atmosphère des étoiles, jusqu'à 912\AA . Cette absorption entraîne donc une forte discontinuité dans le spectre des galaxies pour des longueurs d'ondes inférieures à 912\AA : c'est le décrétement de Lyman. Cette étude a montré également que si tous les

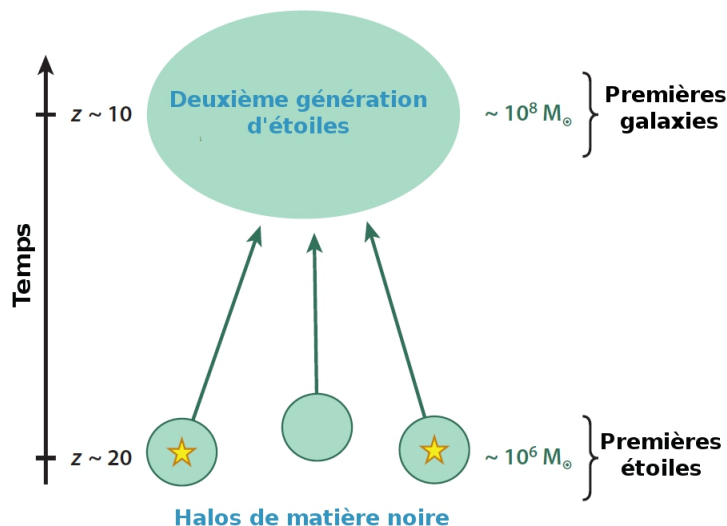


FIGURE 1.10 – Formation des premières galaxies d’après Bromm & Yoshida (2011). Dans ce schéma est représentée la formation d’une galaxie à partir d’un halo de matière noire de $\sim 10^8 M_{\odot}$ s’effondrant à $z \sim 10$ comme suggéré, entre autre par Wise & Abel (2007)

photons absorbés étaient convertis en rayonnement de Lyman, alors le flux associé à l’émission Lyman α serait de 7% du flux total de la galaxie (figure 1.11). Les deux considérations précédentes (décrément de Lyman et importance de la raie $Ly\alpha$) sont à l’origine des deux techniques principales de détection des premières galaxies : *Lyman Break Galaxies* (LBG) (Steidel et al., 1995) et la technique *Narrow band* (Taniguchi et al., 2003). Les échantillons d’objets à grand redshift issus de cette étude seront constitués à partir de la méthode des LBGs.

1.3.3 La formation hiérarchique des galaxies

D’après le modèle de formation des galaxies couramment admis aujourd’hui, l’Univers se composait principalement, quelques secondes après le Big-Bang, de matière baryonique, de rayonnement et de matière noire. A cette époque, la matière et le rayonnement étaient en équilibre thermique, c’est-à-dire qu’une paire d’électron/positron (antiparticule de l’électron) s’annihilait pour donner naissance à un photon et inversement. En même temps que s’opérait ces annihilations, l’Univers continuait son expansion et entraînait ainsi une chute de sa température moyenne. Lorsque la température devint suffisamment basse, quelques 300 000 ans après la formation de l’Univers (soit $z \sim 1000$), les photons n’avaient plus suffisamment d’énergie pour se dissocier en paire e^-/e^+ : l’Univers fut alors transparent, c’est-à-dire que les photons ont pu se propager librement. Ce rayonnement, qui se propage encore aujourd’hui, est observé principalement dans le domaine des micro-ondes et est appelé *Fonds diffus cosmologique* (ou CMB, Penzias & Wilson 1965). En 1992 et en s’appuyant sur les résultats obtenus avec le satellite COBE (pour *COsmic microwave Background Explorer*), des fluctuations de température (de l’ordre de $10^{-5}K$) ont été mesurées dans le spectre du CMB (Smoot et al., 1992). Ces fluctuations de

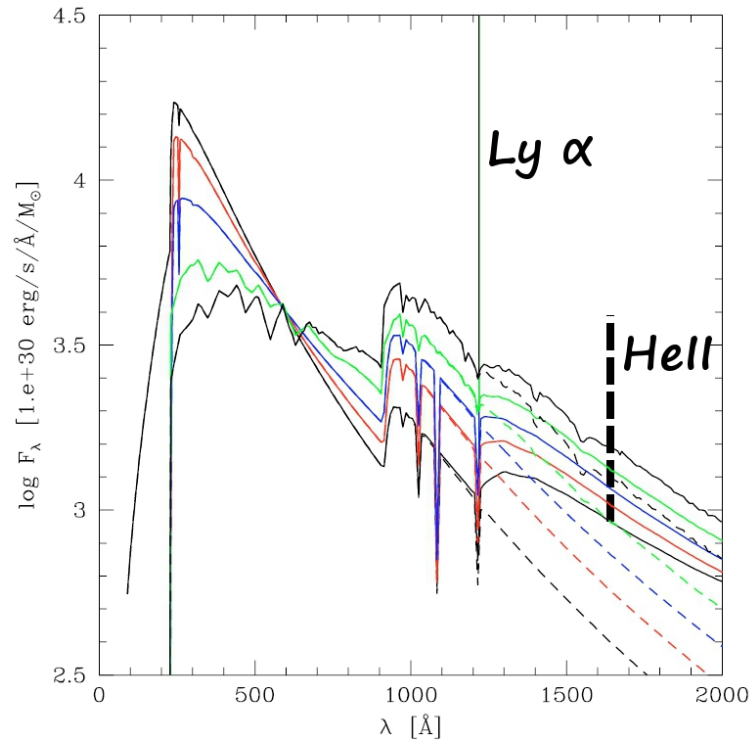


FIGURE 1.11 – Spectre théorique d’une galaxie en fonction de la métallicité, notée Z , de l’objet : $Z=0$ (étoiles de popIII, courbe noire supérieure à $\lambda \leq 912\text{\AA}$), $Z=10^{-7}$ (rouge), $Z=10^{-5}$ (bleu), $Z=4 \times 10^{-4}$ (vert) et de métallicité solaire (courbe noire inférieure à $\lambda \leq 912\text{\AA}$). La position des raies d’émission Lyman α et d’hélium sont indiquées. Les courbes en traits plein indiquent la contribution des étoiles et des raies d’émissions, alors que les courbes en pointillés montrent seulement la contribution de la population stellaire. D’après Schaerer (2003).

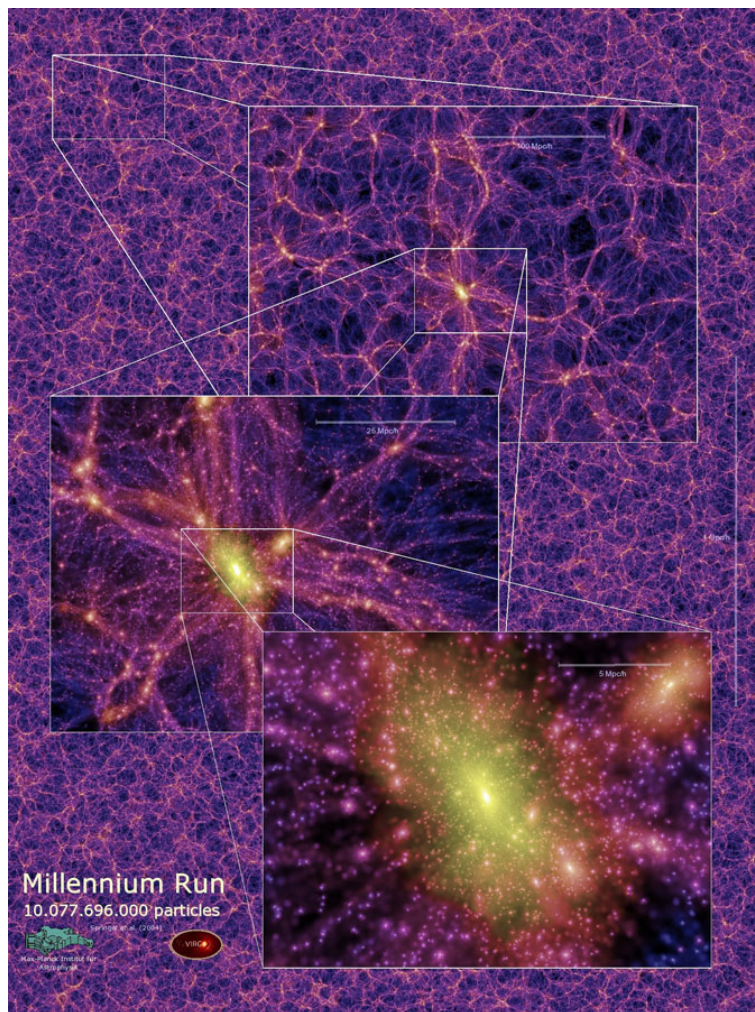


FIGURE 1.12 – Résultats de la simulation *Millennium* (Springel et al., 2005) montrant la structure filamenteuse de l’Univers.

température seraient liées à des fluctuations dans le champ de la densité de matière, c’est-à-dire à une distribution non uniforme de la matière au sein de l’Univers primitif. Ces variations de densité de matière ont alors commencé à agglomérer de la matière sous l’action de la gravité. C’est ainsi que vont se former les premières structures de matière, suivi par un processus continu d’accrétion hiérarchique le long de filaments (Jauzac et al., 2012), qui fera croître la masse des halos à toutes les échelles.(figure 1.12). A l’intérieur de ces filaments, le gaz va refroidir pour former les premiers noyaux « sub-galactiques » qui donneront naissances aux premières galaxies par fusion : c’est le modèle hiérarchique.

L’époque à laquelle se sont formées les premières galaxies reste, quant à elle, sujet à débat et est directement liée à la définition que nous adoptons (cf. paragraphe 1.3.1). Dans l’hypothèse où les mini-halos de matière noire sont effectivement les premiers capables de former des étoiles, alors les toutes premières galaxies ont dû se former à des redshift $z > 40$ (Miralda-Escudé 2003, Naoz et al. 2006) en adoptant le modèle cosmologique Λ CDM standard. Mais il apparait cependant plus plausible que

seuls des halos de matière noire de masse supérieure aient été capables d'entretenir une formation stellaire continue. Ainsi des simulations récentes (Gao et al., 2007) ont montré que seules des objets formés à $z < 15$ pouvaient remplir cette condition, et on admettra dans la suite de ce manuscrit que les premières galaxies ont probablement dû se former à $z \sim 10-15$. Ce résultat est également en accord avec les résultats les plus récents du satellite WMAP, qui placent l'époque de la formation des premières galaxies à $z = 10.60 \pm 1.2$ (Larson et al., 2011)

1.3.4 Évolution des premières galaxies

L'évolution des galaxies à très grand redshift ($z > 10$) n'est accessible aujourd'hui qu'à l'aide de simulations numériques. Un des modèles de formation des galaxies le plus utilisé est le modèle **GALFORM** (Cole et al., 2000). Les principales étapes de ce modèle peuvent être résumées comme suit :

1. effondrement gravitationnel et fusion des halos de matière noire,
2. réchauffement par choc et refroidissement radiatif du gaz présent dans les halos de matière noire, entraînant la formation des disques galactiques,
3. amorçage de la formation stellaire dans les disques galactiques,
4. enrichissement des étoiles et du gaz,
5. fusion des galaxies

A partir de ce modèle, il est possible de comparer l'évolution de la fonction de luminosité (chap. 6) observée avec celle prédite par ce modèle d'évolution (cf. fig 1.13). Les estimations théoriques sont en très bon accord avec les observations pour des redshifts inférieurs à $z \sim 3-6$. Partant de cette constatation, on peut utiliser le même modèle de formation pour prédire l'évolution des galaxies à partir de $z \sim 20$ (fig 1.14).

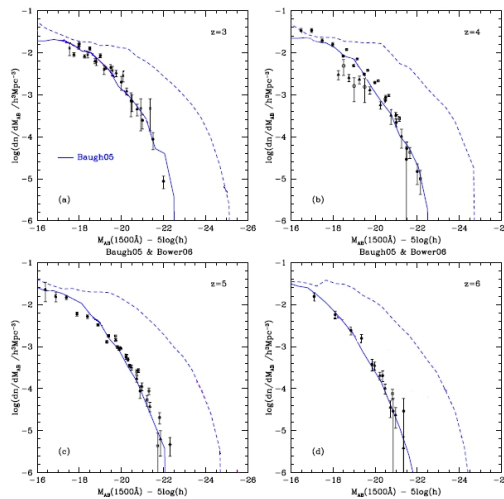


FIGURE 1.13 – Comparaison entre la fonction de luminosité déduite du modèle **GALFORM** (Cole et al., 2000) et celles observées à $z \sim 3-6$. Les courbes en pointillées représentent la FL corrigée de l'atténuation par la poussière. D'après Lacey et al. (2011)

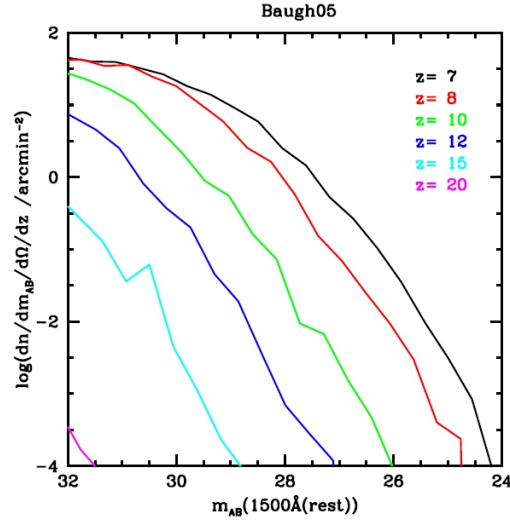


FIGURE 1.14 – Évolution de la fonction de luminosité prédite avec modèle **GALFORM** au delà de $z \sim 7$. D'après Lacey et al. (2011)

On remarque alors, que pour des galaxies de même luminosité intrinsèque, la densité surfacique d'objet diminue avec le redshift. Cette évolution est un argument supplémentaire en faveur du modèle de formation hiérarchique des galaxies.

1.3.5 La ré-ionisation cosmique

La ré-ionisation cosmique représente la période pendant laquelle les photons ultra-violet des premières étoiles et premières galaxies ont ré-ionisé l'hydrogène présent dans l'Univers. Il s'agit tout d'abord d'un phénomène local. Chaque source lumineuse produisant des photons UV va ioniser dans un premier temps son environnement proche, entraînant ainsi la formation d'une bulle d'hydrogène ionisé, c'est-à-dire d'une région HII, entourant la source. Ces bulles HII vont croître autour de chaque galaxie jusqu'à rencontrer une région HII provenant d'une autre galaxie, et ainsi former une plus grande région d'hydrogène ionisé : c'est le phénomène de « percolation ». La vitesse de ce phénomène croît avec le temps compte tenu que le libre parcours moyen d'un photon UV dans le milieu intergalactique augmente au cours du temps, la région devenant de plus en plus perméable au rayonnement. Mais une bulle de HII croît jusqu'à ce que la recombinaison des atomes s'oppose à la ré-ionisation, ainsi la largeur de ces régions HII est donc limitée à $\Delta z \geq 0.15$ (Wyithe & Loeb 2004, Furlanetto & Oh 2005).

Ce phénomène doit être détecté dans le spectre des objets lointains émettant un rayonnement antérieur à la fin de cette époque (autrement dit avant que l'Univers ne soit complètement ré-ionisé). L'absorption du rayonnement d'une source lointaine par de l'hydrogène neutre environnant montre que la source a émis son rayonnement alors que l'Univers n'était pas encore complètement ré-ionisé. Cette signature spectrale est appelée **effet Gunn-Peterson** (Gunn & Peterson, 1965). En effet, les nuages d'hydrogène neutre présent entre la source et l'observateur vont entraîner une forte absorption du rayonnement émis par la diffusion résonnante des photons Lyman- α en dehors de la ligne de visée. Ce phénomène se retrouve alors dans le spectre de l'objet

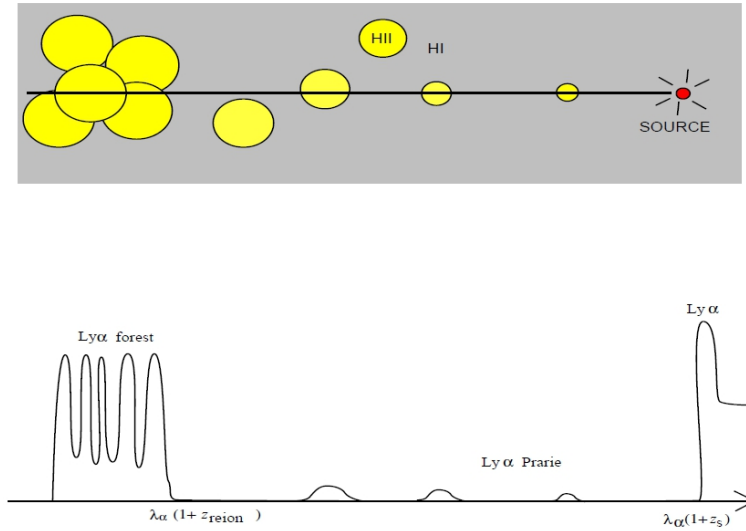


FIGURE 1.15 – Allure du spectre attendu pour une source située à $z_s > z_{reion}$. L'émission Lyman- α et la forêt de Lyman ont été exagérés sur ce schéma. D'après Barkana & Loeb (2001)

sous forme de zones d'absorptions. Par contre, le rayonnement peut se transmettre dans les régions totalement ionisées, où il n'y a pas d'hydrogène neutre. A ces effets s'ajoute l'absorption des raies de la série de Lyman par des absorbants contenant de l'hydrogène neutre présent le long de la ligne de visée (forêt Lyman α) un effet qui est d'autant plus important que le redshift est élevé (voir par exemple Madau 1995). L'ensemble de ces effets est montré schématiquement sur la figure 1.15.

L'effet Gunn-Peterson, décrit ci-dessus, est observée dans les spectres de quasars à $z \geq 6$, montrant que la ré-ionisation de l'Univers est achevée à $z \sim 6$ (Becker et al. 2001, Fan et al. 2002). Cependant le rôle des premières galaxies au cours de cette période est encore sujet à débat (se reporter au chapitre 7 pour une discussion détaillée).

1.3.6 État de l'art en 2009

L'étude des galaxies à très grand redshift (au delà de $z \sim 6.5$), comme nous le verrons dans le dernier paragraphe de ce chapitre, et en particulier des premières galaxies est un domaine de très forte compétition internationale. Au début de ce travail de thèse, seule une dizaine de sources à $z > 6.5$ avaient été confirmées par des observations spectroscopiques. L'évolution des galaxies, décrite par la fonction de luminosité (se reporter au chapitre 6 pour plus de détails), était alors grossièrement bien contrainte jusqu'à $z \sim 5$. Au delà, et compte-tenu du faible nombre d'objets observés d'une part et confirmés spectroscopiquement d'autre part, les conclusions restaient à confirmer (figure 1.16). L'objet le plus lointain confirmé par spectroscopie et admis par l'ensemble de la communauté scientifique en 2009 est un sursaut γ à $z \sim 8.2$ (Tanvir et al., 2009), détrônant ainsi l'objet de Iye et al. (2006) à $z \sim 6.96$.

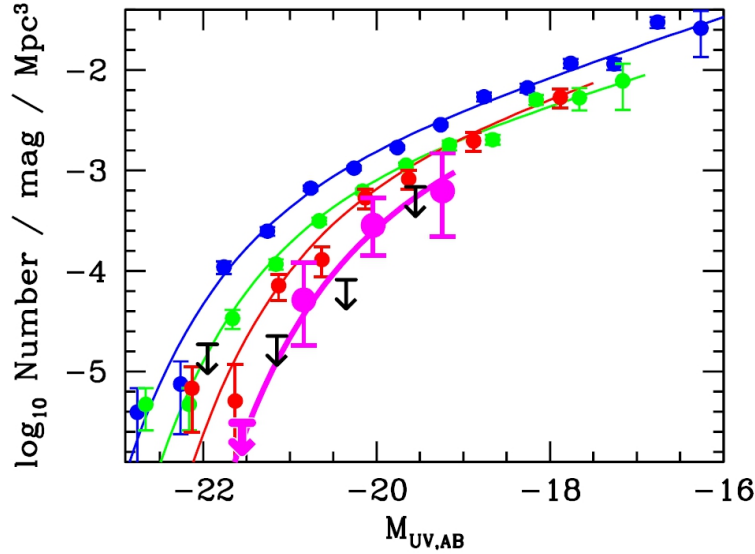


FIGURE 1.16 – Evolution de la fonction de luminosité établie en UV au début de cette étude entre $z \sim 4$ et 7. Les densités numériques sont déduites des données du Hubble Ultra Deep Field, les courbes représentent le meilleur ajustement, avec une fonction de Schechter (Schechter, 1976), des fonctions de luminosités à $z \sim 4$ (bleu), 5 (vert), 6 (rouge) et 7 (violet). Les limites supérieures représentent l’absence d’objet à $z \sim 8$. D’après Bouwens et al. (2008)

1.4 Stratégie observationnelle

L’objectif principal de ce travail de thèse est de contraindre l’évolution des galaxies pendant le premier milliard d’années de l’histoire de l’Univers. Pour cela, nous avons mis en place un programme d’observations mixtes (champ vide et champ d’amas) permettant de quantifier l’abondance des galaxies au delà de $z \sim 5$. En pratique, nous pourrions détecter des galaxies jusqu’à $z \sim 9$. Pour quantifier cette évolution, nous calculerons des fonctions de luminosité (cf. chapitre 6) et des densités de formation stellaire (cf. chapitre 7) dans les volumes d’Univers concernés. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous allons exposer la stratégie observationnelle que nous avons mis en place tout au long de ce travail de thèse, puis nous comparerons ce que nous pouvons attendre de ce travail avec les autres grands relevés internationaux.

1.4.1 Notre stratégie

Les deux techniques d’investigation mises en oeuvre par notre équipe, mais aussi par d’autres groupes, sont l’utilisation d’amas de galaxies comme télescopes gravitationnels et l’observation d’un grand champ vide. Une étude récente (Maizy et al., 2010) a montré que compte-tenu de la faible surface effective explorée lors d’un relevé en champ lentillé, la contrainte de la partie brillante de la fonction de luminosité était plus efficace dans le cas d’un grand champ vide. En revanche, compte-tenu de l’amplification de la lumière entraînée par la présence d’une forte masse entre la source et l’observateur (se reporter au paragraphe suivant pour plus de détails), les

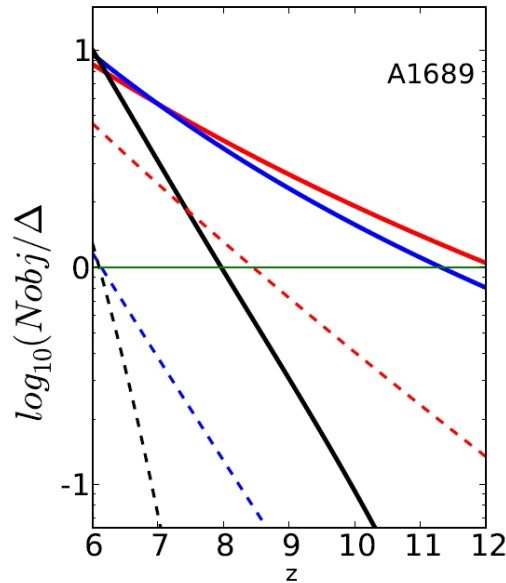


FIGURE 1.17 – Comparaison entre le nombre de sources attendu dans un champ lentillé (trait plein) et dans un champ vide (trait pointillé) pour 3 hypothèses différentes sur la fonction de luminosité (rouge et bleu : non-évolution de la FdL au-delà de $z \sim 6$, noir : évolution publiée dans Bouwens et al. (2008)) . La profondeur ($m_H(1\sigma)=25.5$), la taille ($6' \times 6'$) et l'intervalle en redshift considéré ($\Delta z=1$) sont identiques pour les deux champs de vue. D'après Maizy et al. (2010)

champs lentillés sont plus efficaces pour contraindre la partie faible de la fonction de luminosité. La figure 1.17 tirée de l'article précédent, présente une comparaison entre le nombre d'objets attendu en champ vide et en champ lentillé pour un champ de vue de même dimension pour 3 hypothèses différentes sur la fonction de luminosité. On remarque comme attendu que le nombre d'objets pour un même champ de vue et un même redshift est supérieur dans le champ lentillé. Pour contraindre au mieux la fonction de luminosité des premières galaxies, nous combinerons donc deux champs de vue différents : un champ lentillé (autour de l'amas de galaxies d'Abell 2667) et un grand champ vide (le *Wircam Ultra Deep Survey*, WUDS).

La plupart des études récentes visant à sonder l'Univers à très grand redshift s'imposaient une coupure aux fortes luminosités pour limiter la contamination de leur échantillon par des sources brillantes à plus bas-redshift. Mais cette condition implique de faire abstraction de la partie brillante de la fonction de luminosité. Afin de contraindre la densité numérique de galaxies dans toutes les gammes de luminosités d'une part et pour réaliser un suivi spectroscopique de nos meilleurs candidats d'autre part, nos critères de sélection d'objets à grand redshift ne devront comporter aucune coupure en luminosité a priori.

Le suivi spectroscopique des candidats à très grand redshift permet d'apporter deux types d'informations supplémentaires sur la source : la confirmation de son redshift et des informations plus précises sur ses propriétés physiques. Ainsi seul un suivi spectroscopique sur un grand échantillon d'objets peut nous permettre de déterminer les principales propriétés physiques des premières galaxies, comme par

exemple leur métallicité (à partir des raies d'émissions observées) et en déduire le type de population stellaire qu'elles abritent, la quantité de poussière (avec la détermination de la pente de la partie UV du spectre), le taux de formation d'étoiles, etc... Bien que cette partie spectroscopique de l'étude ait été envisagée, nous n'avons malheureusement pas obtenu suffisamment de temps de télescope, avant la fin de ce travail de thèse, pour explorer plus en détails les propriétés physiques des premières galaxies. Des observations spectroscopiques détaillées des candidats dégagés du relevé WUDS sont d'ores et déjà programmées sur le spectrographe multi-objet EMIR sensible en proche infra-rouge (Balcells et al., 2000), afin de dresser un premier bilan des propriétés physiques des galaxies à très grand redshift.

1.4.2 État des lieux en 2009 des relevés multi-longueurs destinés à détecter les premières galaxies

En 2009, c'est-à-dire au début de cette étude, le principal relevé photométrique multi-longueurs d'ondes était le *Hubble Ultra Deep Field* (HUDF) acquis avec les caméras ACS (pour *Advanced Camera for Surveys*) et WFC3 (pour *Wide Field Camera*) du télescope spatial Hubble (Beckwith et al., 2006). Il est composé de 6 filtres : B_{435} , V_{606} , i_{775} , z_{850} , J_{110} et H_{160} . La surface explorée pour la recherche des sources à très grand redshift est de 5.8 arcmin^2 (correspondant à la surface du champ de vue des images J et H). La profondeur à 5σ atteinte dans chaque filtre varie de 30.2 mag en B à 27.1 mag en H (système AB, se reporter à l'Annexe 2), ce qui en fait à ce jour le relevé le plus profond dédié à la recherche des premières galaxies. La grande profondeur de ce relevé photométrique fait de lui le relevé le plus efficace pour détecter des sources faibles, et ainsi contraindre la partie faible de la fonction de luminosité. En revanche son petit champ de vue ($\sim 6 \text{ arcmin}^2$) ne lui permet pas d'explorer la partie brillante de la fonction de luminosité. De plus, il est important de noter, que les sources détectées sont en général trop faibles pour un suivi spectroscopique efficace.

Un autre champ vide, moins profond que le HUDF, le *Great Observatories Origins Deep Survey* (GOODS, Grogin et al. 2011) combine des données de plusieurs instruments : *Spitzer*, *Hubble Space Telescope*, *Chandra*, *Herschel* et *XMM-Newton*. Le champ de vue des données B , v , I et z est de 324 arcmin^2 , celui des images J et K de 131 arcmin^2 . La profondeur à 5σ des images visibles et proche infra-rouge varie de 28.6 mag en bande V à 24.5 mag en bande K . La grande surface couverte par les données GOODS le rend particulièrement efficace dans la recherche des sources brillantes à grand redshift. En revanche compte-tenu des profondeurs des images, il sera moins efficace pour la recherche des sources faibles. De plus l'absence de données en bande Y et H rend difficile l'estimation de redshifts photométriques de qualité dans les domaines explorés ce qui augmente le risque d'avoir des contaminants.

Les deux projets que nous développerons tout au long de ce travail de thèse sont d'une part l'étude de l'amas de galaxies Abell 2667 et l'étude du champ vide WUDS. L'étude d'Abell 2667 constitue la première partie d'analyse de notre relevé en champ lentillé composé de 10 amas et conçu pour contraindre la totalité de la fonction de luminosité. En effet, chaque image de notre relevé combinera un régime de champ lentillé ($\sim 9 \text{ arcmin}^2$ visant à détecter les sources faibles à très grand redshift) et un régime de champ vide ($\sim 40 \text{ arcmin}^2$ visant à détecter les sources brillantes à très grand redshift). Cet avantage nous est offert par le grand champ de vue ($7' \times 7'$) des

instruments au sol que nous avons utilisé (HAWK-I et FORS2/VLT-ESO), et fait de ce projet, un relevé unique dans l'étude complète de la fonction de luminosité à très grand redshift. Le relevé WUDS est, quant à lui, le plus grand relevé photométrique déjà complété, dédié à l'étude des premières galaxies, et devrait sans aucun doute contraindre la partie brillante de la fonction de luminosité. La figure 1.18 compare nos deux relevés avec les 3 principaux relevés disponibles en 2009. On remarque que ces deux études combinées étaient censées apporter une contribution importante sur la connaissance de la partie brillante de la fonction de luminosité et que l'étude d'A2667 devrait également contribuer à contraindre la partie faible. Le paysage a

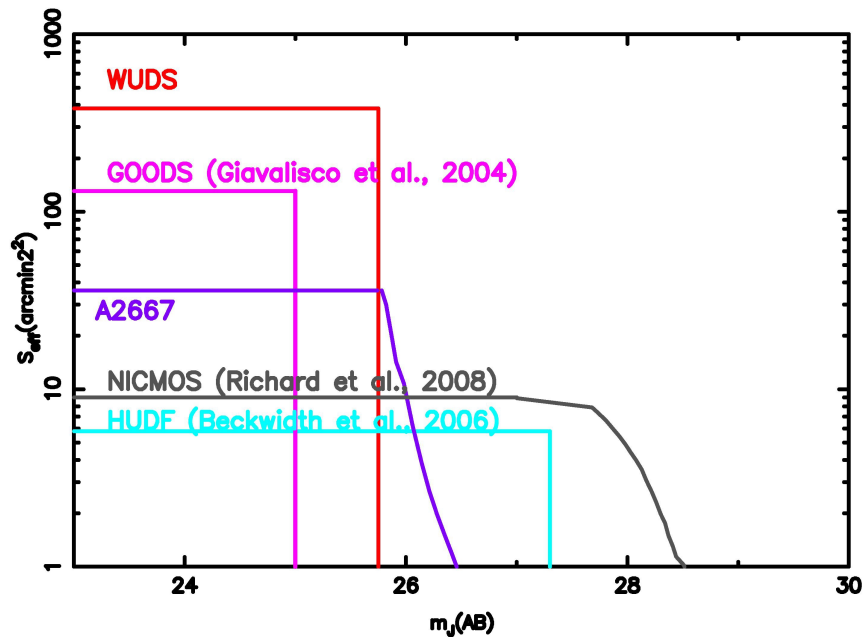


FIGURE 1.18 – Comparaison des domaines explorés par les différents relevés multi-longueurs d'ondes disponibles en 2009 avec les deux champs de vue que nous étudierons tout au long de ce travail de thèse.

quelque peu évolué au cours de cette thèse. Nous reviendrons plus en détails sur la discussion et la comparaison avec la littérature dans le chapitre 7.

Chapitre 2

Recherche derrière un amas de galaxies

Sommaire

2.1	LES DONNÉES PHOTOMÉTRIQUES	44
2.1.1	L'amas d'Abell 2667	44
2.1.2	Les instruments	45
2.1.3	Approche multi-longueur d'onde	45
2.1.4	Données complémentaires	47
2.1.5	Propriétés des images	48
2.1.6	Carte d'amplification de l'amas	50
2.1.7	Propriétés des catalogues	51
2.2	NOMBRE DE SOURCES ATTENDUES	54
2.3	MÉTHODE DE SÉLECTION PHOTOMÉTRIQUE	56
2.3.1	La technique des drop-outs	57
2.3.2	Les diagrammes couleur-couleur	57
2.4	RECHERCHE DES GALAXIES LOINTAINES DERRIÈRE L'AMAS A2667	58
2.4.1	Mesures des couleurs	58
2.4.2	Sélection de sources à grand- z	58
2.5	QUALITÉ DES CANDIDATS SÉLECTIONNÉS	60
2.5.1	Détection dans les images <i>Hubble</i> et <i>Spitzer</i>	60
2.5.2	Critères quantifiés de la vraisemblance des candidats	62
2.5.3	Méthode du χ^2 optique	62
2.6	PROPRIÉTÉS PHYSIQUES	66
2.6.1	SED-fitting avec <i>Hyperz</i>	66
2.6.2	Redshifts photométriques	66
2.6.3	Influence des raies d'émission	68
2.6.4	Autres propriétés	69
2.7	BILAN	70

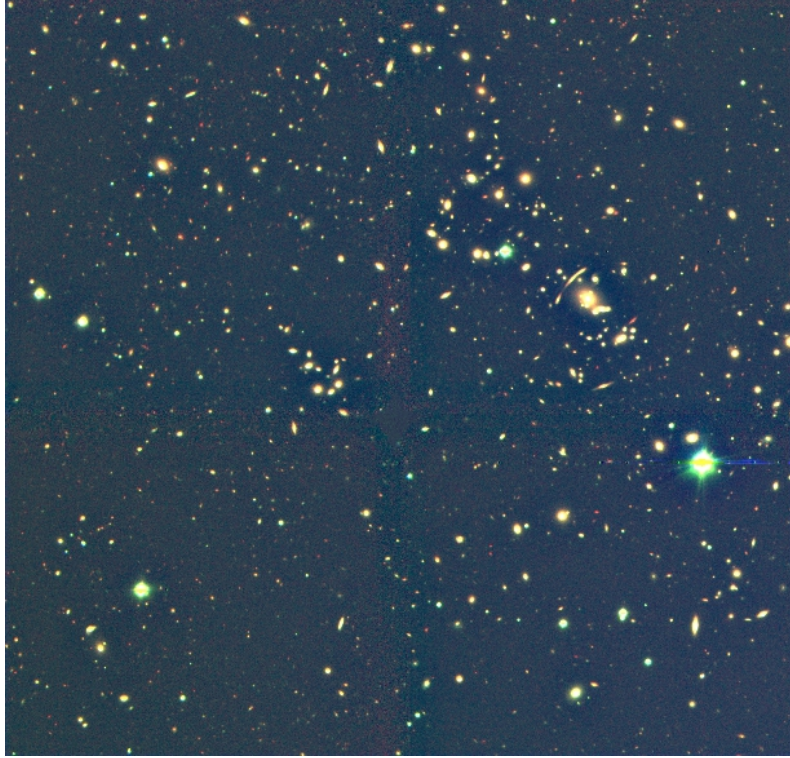


FIGURE 2.1 – Image composite de l’amas d’A2667 réalisée à partir des images I , Y et Ks utilisées au cours de cette étude. Le champ de vue est d’environ $\sim 7' \times 7'$.

La première partie de ce travail de thèse a consisté à rechercher des sources à très grand décalage spectral sur des images obtenues à l’aide du *Very Large Telescope* de l’ESO en tirant profit de l’amplification de la lumière des sources d’arrière-plan due à la masse de l’amas (cf. 1.8). Dans une première partie, nous présenterons les données acquises sur les instruments du Mont Paranal puis la méthode de sélection et les outils utilisés. Nous détaillerons ensuite l’échantillon d’objets retenus à l’issue de cette sélection photométrique.

2.1 Les données photométriques

2.1.1 L’amas d’Abell 2667

L’amas de galaxies d’Abell 2667 est observable depuis l’hémisphère sud et est situé au niveau de la constellation du Sculpteur ($\alpha=23^{\text{h}}51^{\text{m}}47.1^{\text{s}}$ et $\delta=-26^{\circ}00'18''$). C’est un des amas les plus massifs connus à ce jour, et est donc de ce fait un excellent amplificateur de la lumière émise par des sources situées en arrière plan. Son décalage spectral est mesuré à $z=0.233$ (soit une distance comobile de 927 Mpc). C’est un des amas les plus lumineux dans le domaine des rayons X. Toutes ces propriétés lui ont permis d’être au centre de plusieurs études, parmi lesquelles on peut citer Covone et al. (2006a), Cortese et al. (2007) ou encore BravoAlfaro et al. (2007)

2.1.2 Les instruments

FORS 2

*FORS2*¹ (pour *FOcal Reducer and low dispersion Spectrograph*) est un spectro-imageur observant principalement entre le proche Ultra-violet et le visible (de 330 à 1100 nm, Appenzeller et al. 1998). Il est installé au foyer Cassegrain du télescope UT1 de l'ESO au Mont Paranal depuis le 29 octobre 1999. Il propose 10 modes de fonctionnement allant de l'imageur classique jusqu'au mode spectropolarimètre multi-objet. Le champ de vue de l'instrument est de $6.8' \times 6.8'$ avec la résolution standard ($4.25' \times 4.25'$ en haute résolution) et l'échelle spatiale est de $0.25''/\text{pixel}$ (allant jusqu'à $0.125''/\text{pixel}$ en haute résolution).

HAWK-I

*HAWK-I*² est un imageur à grand champ observant principalement aux longueurs d'onde proche infra-rouge (entre 0.85 et $2.5 \mu\text{m}$, Pirard et al. 2004, Casali et al. 2006). Il a été installé en août 2007 au foyer du télescope UT4. L'instrument est composé de 4 détecteurs séparés par une croix de $15''$, le champ de vue résultant est de $7.5' \times 7.5'$ et l'échelle spatiale de l'instrument est de $0.106''/\text{pixel}$. Afin de tirer



FIGURE 2.2 – Les 4 coupôles du Mont Paranal au Chili avec de gauche à droite UT1(FORS2) à UT4(HAWK-I)

profit au maximum du grand champ de vue de l'instrument et ainsi combiner les deux régimes d'étude (champ lentillé et champ vide), nous avons placé l'amas de galaxie au centre d'un des quatre quadrants (en haut à droite, figure 2.1). Ainsi dans l'environnement proche de l'amas, l'amplification sera forte et notre étude se comparera à l'étude d'un champ lentillé, alors que les zones les plus éloignées de l'amas se comporteront comme un champ vide.

2.1.3 Approche multi-longueur d'onde

Les objets que nous voulons détecter ont un spectre très décalé vers les grandes longueurs d'ondes ; ils ne doivent donc pas être détectés dans le domaine visible. Cette contrainte nous impose d'avoir des observations très profondes ($m \sim 27, 5\sigma$) dans cet intervalle de longueur d'onde, ce qui se traduit par un long temps de pose.

1. <http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/fors/overview.html#fors2>

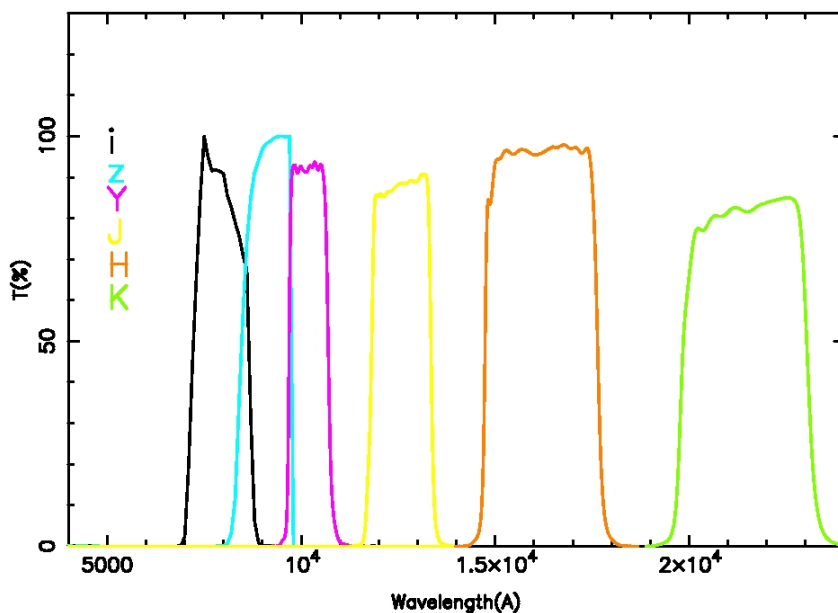
2. <http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/hawki/>

Filtres	λ_{centre} [nm]	FWHM [nm]	t_{exp} [ks]	seeing "	ZP [mag]	Dates
I_{BESS}	768	138.0	13.0	0.47	34.11	3/10/2008
z_{Gunn}	910	130.5	13.2	0.91	32.88	6/10/2008
Y	1021	101	8.6	0.61	31.01	6/10/2008
J	1258	154	9.2	0.64	30.11	5/10/2008
H	1620	289	25.3	0.46	30.76	6/10/2008
Ks	2146	324	11.0	0.47	30.56	6/10/2008

TABLE 2.1 – Caractéristiques des images utilisées

Chaque instrument du VLT dispose d'un *Calculateur de temps d'exposition* en ligne sur le site de l'ESO³. Nos observations ont été programmées de manière à atteindre la profondeur requise dans chaque filtre (voir section suivante).

Notre groupe a obtenu 7h30 sur l'instrument FORS2 et 16h sur l'imageur HAWK-I au cours de la période 82 (082.A-0163, PI : R. Pelló). Les 6 filtres utilisés au cours de cette étude sont présentés dans le tableau 2.1. Les filtres visibles I et z proviennent de l'instrument FORS2 alors que les images Y, J, H et Ks ont été acquises avec HAWK-I. La couverture du spectre électromagnétique des filtres I, z, Y, J, H et Ks est présentée sur la figure 2.3

FIGURE 2.3 – Couverture en longueur d'onde et transmission des filtres I, z (FORS2) et Y, J, H, Ks (HAWK-I).

3. <http://www.eso.org/observing/etc>

2.1.4 Données complémentaires

Le Télescope Spatial Hubble

Lancé le 24 Avril 1990, *Hubble* est un télescope de type Cassegrain dont le miroir mesure 2.4m de diamètre avec 57.6m de focale. Son domaine d'étude couvre les longueurs d'onde de l'ultraviolet au proche infra-rouge. En complément de nos propres données, nous avons utilisé une image acquise avec la caméra ACS dans le filtre F850LP, notée z_{850} , en octobre 2001 autour de l'amas d'Abell 2667. Toutefois, il faut noter que compte tenu du champ de vue des images *Hubble* cette image ne couvre que la partie centrale de l'amas.

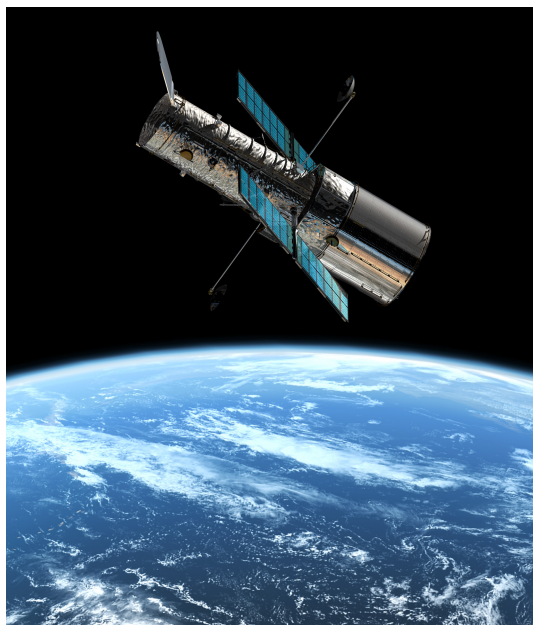


FIGURE 2.4 – Le télescope spatial Hubble, projet conjoint de l'ESA et de la NASA lancé en 1990

Le Télescope Spatial Spitzer

Le télescope spatial Spitzer est un satellite américain lancé en août 2003 dont le but est d'observer le rayonnement infra-rouge émis entre 3 et 160 μm . Le miroir est en béryllium et mesure 85cm de diamètre. Il est doté de 3 instruments, 2 imageurs (IRAC et MIPS) observant entre 3.6 et 160 μm et un spectrographe (IRS) couvrant les longueurs d'ondes allant de 5 à 38 μm . L'amas d'Abell 2667 a été observé à plusieurs reprises par ce télescope avec IRAC à 3.6, 4.5, 5.8 et 8.0 μm et MIPS à 24 μm dans le cadre d'un relevé d'amas avec le temps garanti (PI : G. Rieke) puis d'un projet en temps ouvert (PI : E. Egami). Les images ont été réduites dans un premier temps comme décrit dans Egami et al. (2006) et nous avons procédé à une nouvelle réduction en 2012 avec un nouveau logiciel (voir chapitre 4). La mesure des magnitudes à partir d'images IRAC doit prendre en compte la perte de flux induite par l'utilisation d'une ouverture de diamètre donné. Pour cela, on appliquera une correction en fonction du diamètre de l'ouverture dans laquelle le flux est mesuré, tel que décrit dans Reach et al. (2005).

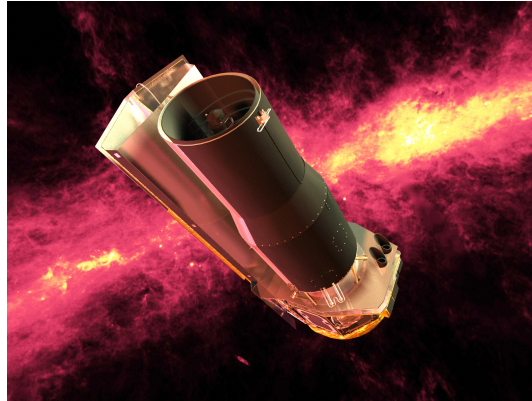


FIGURE 2.5 – Le télescope spatial américain Spitzer lancé en 2003 pour observer le rayonnement infra-rouge.

2.1.5 Propriétés des images

L'ESO fournit à l'observateur les données brutes des observations ainsi qu'un jeu de données pré-réduites. En fonction du domaine de recherche considéré et afin d'exploiter au maximum les capacités des instruments du Mont Paranal, il est nécessaire d'établir sa propre chaîne de réduction de données. C'est à partir des données réduites que nous rechercherons ensuite les galaxies lointaines. On comprend alors toute l'importance de ce processus.

Réduction des données photométriques

Pour toute réduction de données astronomiques, la chaîne de réduction doit comporter au minimum les étapes suivantes :

- Une **soustraction du bias** qui correspond à l'élimination du bruit dû à l'électronique du capteur CCD.
- Une **correction du flat** qui correspond à la différence de sensibilité pixel à pixel. Cette correction est multiplicative.
- Une **soustraction du ciel** où l'émission de l'atmosphère est éliminée.
- Une **soustraction du dark** qui permet d'éliminer les charges thermiques accumulées pendant la pose et qui ne sont pas la signature d'un objet astronomique.
- Une **calibration photométrique** permettant de transformer les charges détectées en unités physiques (magnitudes, densités de flux).
- Une **correction photométrique** destinée à ramener toutes les images individuelles au même référentiel de telle sorte que le flux mesuré sur des objets de référence soit le même sur chaque pose individuelle.

Dans le cas des images que nous avons utilisé pour cette étude, nous avons soustrait le ciel en deux étapes (Richard et al., 2006). Au cours de la première étape, chaque image est corrigée du fond de ciel en utilisant un modèle de ciel déduit d'un groupe de poses adjacentes. Le décalage de position entre les différentes images est ensuite corrigé à partir d'étoiles de référence dont la position est parfaitement connue. Les sources brillantes sont repérées pour créer un masque afin d'éliminer les pixels appartenant aux sources dans l'estimation du fond de ciel. La seconde étape consiste à soustraire une seconde fois le fond de ciel en utilisant le masque d'objets précé-

dant. Le principal avantage de cette soustraction du fond de ciel en deux étapes est l'augmentation de la qualité de l'image à proximité du halo des galaxies brillantes.

Le seeing

Par définition, *le seeing* d'une image correspond à la largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement d'un point, autrement dit il exprime la largeur sous laquelle est vue, sur l'image, une source ponctuelle. Il reflète l'importance de la turbulence de l'air au moment de l'observation et la qualité de l'atmosphère. La différence de température entre l'intérieur et l'extérieur de la coupole est à l'origine de la dégradation de qualité au niveau de l'observatoire.

En pratique, on peut mesurer le seeing à partir du logiciel de traitement d'image *IRAF* et de sa procédure **psfmeasure**. Cette dernière va, pour une série d'étoiles donnée, ajuster l'image de l'étoile avec une gaussienne et calculer la largeur à mi-hauteur. La moyenne des largeurs à mi-hauteur mesurées donnera le seeing de l'image. Cependant, ce paramètre n'est pas constant sur tout le champ et varie légèrement en fonction de la position sur l'image. Ainsi il est indispensable de mesurer le seeing sur un grand nombre d'étoiles réparties sur tout le champ de vue. Dans notre programme de réduction de données, nous n'avons pas cherché à corriger cet effet. Les images finales dans les différents filtres seront dégradées au même seeing avant de procéder à des mesures de couleur, ceci afin de garantir que la distribution spectrale d'énergie (SED par la suite) est calculée sur la même région physique dans tous les filtres. Pour dégrader au même seeing les images étudiées, nous allons utiliser un produit de convolution entre la PSF de l'image de départ, σ_d , et une gaussienne de largeur σ_g . Le produit de convolution est donnée par :

$$N \exp(\alpha\sigma_d^2) \times N \exp(\alpha\sigma_g^2) = N \exp(\alpha\sigma_f^2) \quad (2.1)$$

alors la largeur de la gaussienne à appliquer est donnée par :

$$\sigma_g = \sqrt{\sigma_f^2 - \sigma_d^2} \quad (2.2)$$

Cette opération peut se faire à l'aide du logiciel de traitement d'image astronomique *IRAF* et de sa fonction **gauss**.

Le Zero Point

Une information importante, dont nous aurons besoin, est le *Zero Point* des magnitudes (noté ZP), qui peut-être considéré comme la référence des magnitudes pour une image donnée. Il est déterminé à partir des étoiles de référence. On l'ajustera finement ensuite filtre à filtre en utilisant les galaxies elliptiques comme des objets standard secondaires. On mesure la magnitude des galaxies elliptiques de l'amas dans deux filtres : un pour lequel le Zero Point des magnitudes est supposé connu (filtre i) et l'autre pour lequel il reste à déterminer (filtre j). Pour effectuer les mesures dans le filtre j , on fixe son ZP à la valeur canonique initiale. A l'aide de l'équation 25, on en déduit le flux émis par la galaxie dans les deux filtres i et j , et connaissant, d'après les modèles de SED de ces objets, la valeur que doit prendre $m_i - m_j$, on en déduit la valeur du point zero des magnitudes dans le filtre j à l'aide de :

$$m_i - m_j = -2.5 \log(f_i) + ZP_i + 2.5 \log(f_j) - ZP_j \quad (2.3)$$

Une bonne détermination du ZP de chaque image est indispensable pour connaître avec précision les couleurs des objets étudiés, ce qui, comme nous le verrons par la suite, est une des caractéristiques que nous utiliserons pour repérer les premières galaxies.

La profondeur des images

La profondeur d'une image représente la magnitude maximale que l'on peut atteindre dans un filtre (on parle aussi de magnitude limite). Elle dépend de la qualité du ciel au moment de l'observation (autrement dit du seeing et de la transmission atmosphérique) mais aussi et surtout du temps de pose. Nous avons adopté la même définition que Labbé et al. (2003) selon laquelle la profondeur à 1σ d'une image mesurée dans une ouverture fixée, c'est à dire la magnitude qu'ont les sources avec un rapport signal (S) sur bruit (N pour *noise* en anglais) de 1, est donnée par :

$$m_{lim} = ZP - 2.5 \log(\sigma_\emptyset) \quad (2.4)$$

avec

$$\sigma_\emptyset = N_{pixels} \sigma_{pp} = \sigma_{pp} \sqrt{\pi} \frac{\emptyset}{2 ps} \quad (2.5)$$

où σ_{pp} est le bruit pixel à pixel de l'image, \emptyset le diamètre de l'ouverture dans laquelle les magnitudes sont mesurées et ps l'échelle spatiale de l'image. On parle aussi de profondeur à 5σ (c.-à-d. $S/N \sim 5$) quand l'argument du logarithme est $5\sigma_\emptyset$

Comme le montrent les relations précédentes, la profondeur d'une image se détermine à partir de la mesure du bruit pixel-à-pixel de l'image. En première approximation, le bruit pixel-à-pixel peut être considéré comme la valeur moyenne du bruit mesuré dans une zone « propre » de cette image (c'est-à-dire où le temps de pose est de 100% et où il n'y a pas d'objets parasites). Le logiciel *IRAF* et sa fonction **imstatistics** permet d'évaluer ce bruit. Une autre méthode, plus pertinente, consiste à utiliser des simulations Monté-Carlo. Pour cela, on mesure le bruit pixel à pixel dans 50 000 ouvertures de même diamètre ne se chevauchant pas. La moyenne des bruits pixel-à-pixel mesurés dans ces 50 000 ouvertures, est une estimation plus précise, et donc la profondeur déduite de cette valeur sera plus réaliste. Il est toutefois intéressant de noter que les écarts entre la méthode rapide et la méthode MC ne sont pas très différents si la zone dans laquelle est faite la statistique est très propre (cf Tab 2.2).

L'essentiel des objets qui nous intéressent étant compacts, nous avons choisi de maximiser le rapport S/N pour ces objets. L'extraction et la mesure des magnitudes se fera dans une ouverture d'environ 1,5 fois le seeing de référence (dans notre cas $0.9'' \times 1.5 = 1.4''$). C'est cette ouverture qui sera utilisée pour évaluer la non-détection des sources, par exemple, sur les images visibles. De même, cette ouverture sera utilisée lors des simulations de complétude de nos échantillons.

2.1.6 Carte d'amplification de l'amas

Le modèle de lentille de l'amas d'Abell 2667 a été réalisé pour la première fois par Covone et al. (2006b) (figure 2.6). A partir de ce modèle, on peut alors construire la carte d'amplification pour différents redshifts des sources lentillées en utilisant la

Filtres	σ_{pp}	$\sigma_{1.3''}$	m(1σ)	σ_{pp}	m(1σ)
Y	1.18	12.74	28.08	1.33	28.10
J	0.89	9.62	27.52	0.95	27.57
H	1.20	13.01	27.97	1.50	27.73
Ks	1.70	18.37	27.17	1.53	27.41

TABLE 2.2 – Comparaison des profondeurs obtenues avec la méthode "rapide" (gauche) et avec la méthode Monte Carlo (droite) dans des régions représentatives des images.

nouvelle version du logiciel *Lenstool*⁴ incluant une optimisation MCMC (Jullo et al., 2007). Nous établirons une carte d'amplification pour des bins de redshift de $\Delta z=1$, compte-tenu que l'amplification évolue peu pour une position donnée entre deux intervalles de redshift. Le volume comobile exploré à grand redshift devra également prendre en compte ces cartes d'amplification (voir section 2.2).

2.1.7 Propriétés des catalogues

Avant de sélectionner les sources à grand redshift, il nous faut construire les catalogues photométriques contenant tous les objets présents sur l'image et caractériser chacun d'entre eux, à l'aide de la SED. Pour cela, nous avons mesuré la magnitude de chaque objet dans chacun des filtres utilisés tel que :

$$m = ZP - 2.5 \log f_\nu (\text{erg.s}^{-1} \text{cm}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}) \quad (2.6)$$

où f_ν est le flux mesuré sur l'image.

Alors l'erreur sur cette magnitude est donnée par :

$$dm = d(2.5 \log f_\nu) = \frac{2.5}{\ln(10)} \frac{df_\nu}{f_\nu} \quad (2.7)$$

où df_ν est remplacée par σ_\emptyset donné par l'équation 2.5.

Extraction des sources sur une image photométrique

Pour extraire les sources des images astronomiques, nous avons utilisé **SExtractor** (pour *Source Extractor*) présenté dans Bertin & Arnouts (1996). Ce logiciel permet de détecter toutes les sources présentes sur une image (mode *simple*) ou en commun sur deux images de même taille (mode *double image*). Dans ce dernier cas, les objets sont détectés dans une image de référence et les magnitudes mesurées dans l'image considérée. La taille minimale des objets détectés est contrainte par les paramètres DETECT_THRESH (flux minimal pour la détection) et DETECT_MINAREA (surface minimale en pixels dont le flux est supérieur au flux minimum déclenchant la détection). La photométrie de chaque objet est mesurée en prenant en compte le point zéro des magnitudes et le seeing de l'image (MAG_ZEROPOINT et SEEING_FWHM). Cependant l'erreur donnée sur chaque

4. <http://projets.oamp.fr/projects/lenstool>

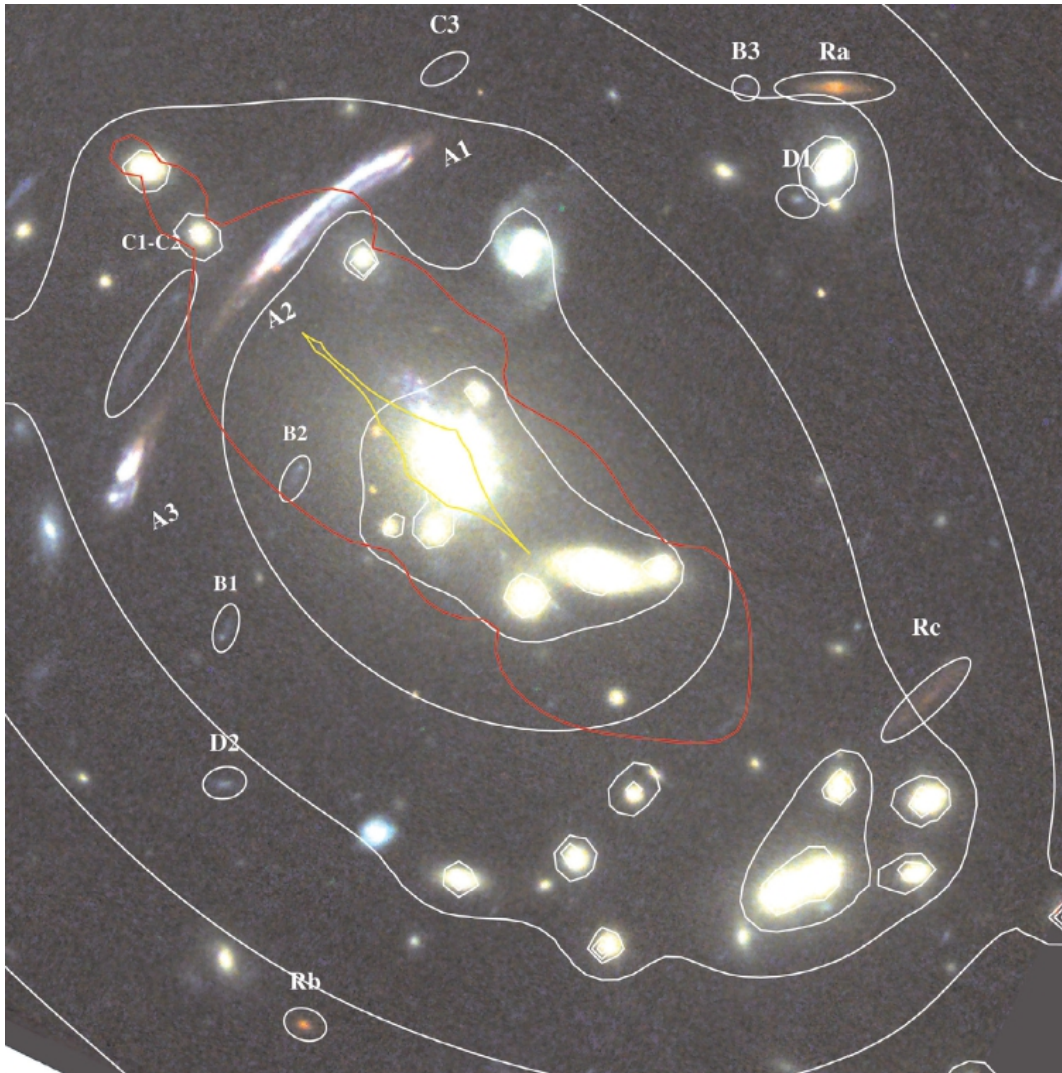


FIGURE 2.6 – Carte de masse de l'amas d'Abell 2667. Les lignes blanches représentent les contours de même densité de masse projetée, la ligne rouge représente la ligne critique au redshift du grand arc gravitationnel à $z=1.0334$. D'après Covone et al. (2006b).

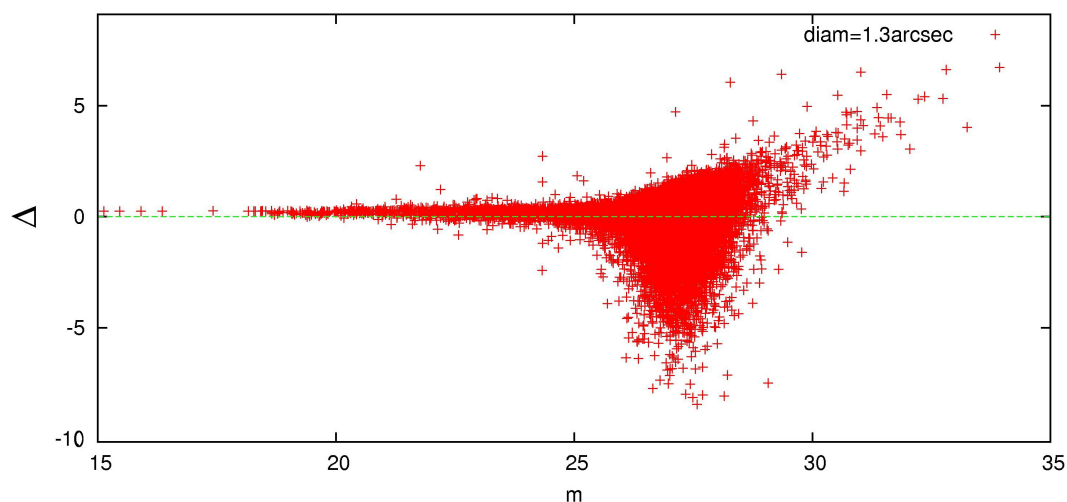


FIGURE 2.7 – Différence de photométrie entre *SExtractor* et *IRAF* en fonction de la magnitude mesurée par *SExtractor*

objet est sous-estimée par *SExtractor* car le fond de ciel est lissé lors du processus, ce qui diminue artificiellement la barre d'erreur. En effet la première étape de fonctionnement de *SExtractor* consiste à évaluer le bruit moyen de l'image et de le soustraire à chaque pixel. Pour estimer le biais photométrique induit par le logiciel, nous avons mesuré avec *SExtractor* d'une part et avec le logiciel **IRAF** d'autre part la photométrie de 50 000 sources détectées sur l'image H dans une ouverture de 1.3'' dans les deux cas (figure 2.7). On remarque que pour des objets brillants ($m \leq 25$) les deux logiciels sont en très bon accord. Au delà de $m \approx 25$ en revanche, *SExtractor* a tendance à sous-estimer la magnitude des objets, donnant ainsi des valeurs supérieures à celles d'*IRAF*. Plusieurs raisons justifient cet effet, notamment l'inclusion de pixels de bruit dans le signal extrait, c'est-à-dire quelques pixels répondant aux critères de détection utilisés par le logiciel. Ainsi pour chaque mesure photométrique, on vérifiera la cohérence des valeurs données par *SExtractor* avec celles données par *IRAF*.

Propriétés des catalogues photométriques

Chaque catalogue construit à partir de l'image $Y + J$ contient 43612 sources. La répartition en magnitude des sources détectées est présentée sur la figure 2.8. Cependant, à l'approche de la limite de détection de nos images, nous ne détectons pas toutes les sources effectivement présentes : c'est le phénomène d'incomplétude. La méthode de détermination de l'incomplétude d'une image est présentée brièvement dans ce qui suit. Après avoir simulé des objets factices dans une zone propre des images pour une large gamme de magnitude, on extrait ces objets avec *SExtractor* et les mêmes critères d'extraction que dans le cas des catalogues dédiés à la recherche de sources lointaines. Le rapport entre le nombre d'objets factices détecté et le nombre réellement ajouté sur l'image nous donne la complétude de l'échantillon par intervalle de magnitude. La figure 2.9 montre les complétudes de chacune des images utilisées dans cette étude. On remarque que la complétude commence à diminuer à partir

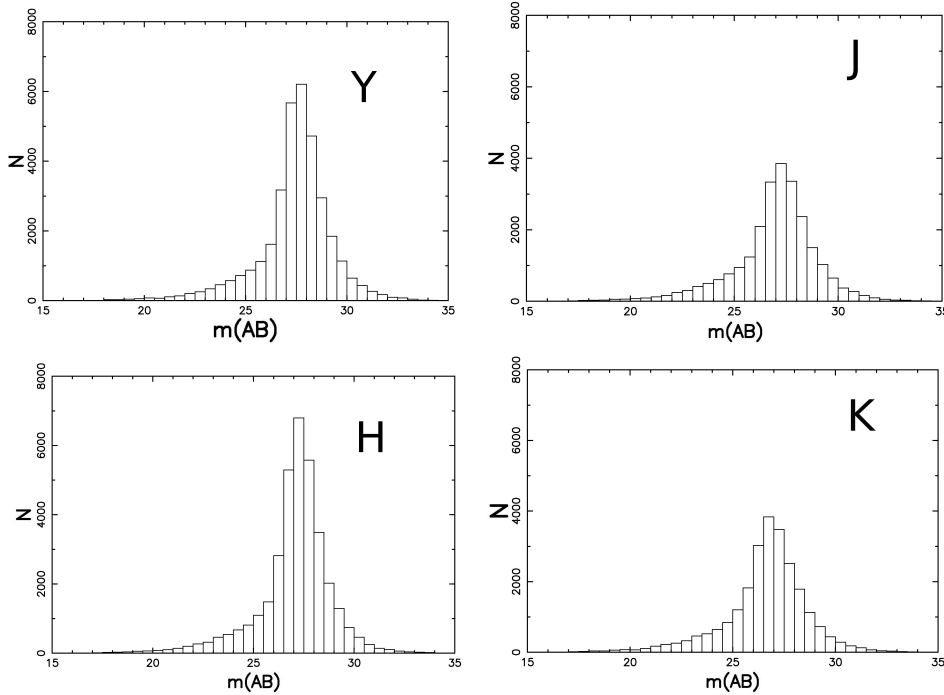


FIGURE 2.8 – Répartition en magnitude des sources présentes dans les catalogues Y(haut-gauche), J(haut-droite), H(bas-gauche) et K(bas-droite).

de la profondeur à 5σ de l'image. Le tableau 2.3 présente l'ensemble des données photométriques utilisées autour de l'amas d'Abell 2667.

2.2 Nombre de sources attendues

A partir des propriétés des images que nous allons utiliser, on peut estimer le nombre de candidats à grand redshift que l'on s'attend à détecter sur nos images autour de l'amas d'Abell 2667. Pour cela, on utilise la fonction de luminosité (cf chapitre 6), notée $\Phi(M_{1500})$, et la surface effectivement sondée par cette étude. Compte-tenu que notre champ de vue inclut un amas de galaxie, nous devons prendre en compte l'effet d'amplification entraînée par la masse de l'amas, c'est-à-dire que la surface explorée est plus petite dans un champ lentillé que dans un champ vide. Ainsi on a :

$$S_{eff} = \frac{S_{obs}}{\mu} \quad (2.8)$$

où S_{eff} est la surface réellement explorée, S_{obs} la surface observée et μ le facteur d'amplification. En pratique, on répartit chaque pixel dans des intervalles d'amplification et la surface réelle est donnée par :

$$S_{eff} = \sum_{i=1}^N \frac{N_{pixel}^i}{\langle \mu \rangle_i} \quad (2.9)$$

ou $\langle \mu \rangle_i$ est l'amplification moyenne dans l'intervalle considéré, N_{pixel}^i le nombre de pixels dont le facteur d'amplification est inclus dans l'intervalle et N le nombre d'intervalles considérés.

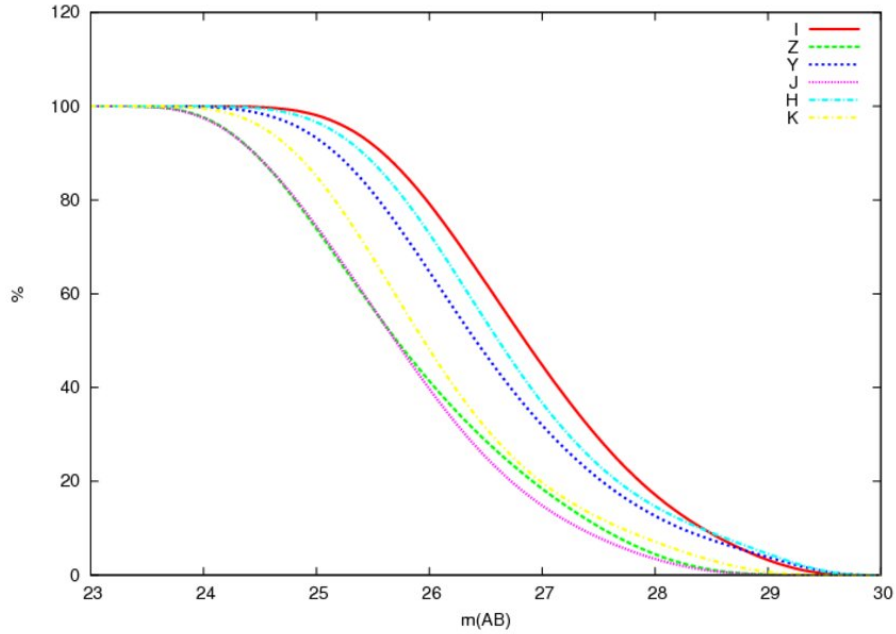


FIGURE 2.9 – Complétude des images I, z, Y, J, H et Ks utilisées autour de l'amas d'Abell 2667.

Filtre	λ_{eff} [nm]	C_{AB} [mag]	t_{exp} [ksec]	pix ["]	$m(3\sigma)$ [mag]	$m(50\%)$ [mag]	seeing ["]
I	793	0.45	13.0	0.126	27.5	26.8	0.47
z_1	920	0.54	12.7	0.126	26.1	25.7	0.91
z_2	920	0.54	13.2	0.126	26.0	25.7	0.54
Y	1021	0.62	8.6	0.106	26.9	26.3	0.61
J	1260	0.95	9.2	0.106	26.3	25.7	0.64
H	1625	1.38	25.3	0.106	26.8	26.5	0.46
Ks	2152	1.86	11.0	0.106	25.9	25.8	0.47
z_{850}	9106	0.54	8.8	0.05	27.3		
$3.6\mu\text{m}$	3575	2.79	16.8	1.2	25.1		
$4.5\mu\text{m}$	4528	3.25	17.4	1.2	25.2		
$5.8\mu\text{m}$	5693	3.70	2.4	1.2	22.7		
$8.0\mu\text{m}$	7958	4.37	2.4	1.2	22.8		
$24\mu\text{m}$	23843	6.69	2.7	2.55	18.7		

TABLE 2.3 – Propriétés photométriques des images utilisées au cours de cette étude. Les magnitudes sont données dans le système (AB). Les données satellites sont portées dans la deuxième moitié de tableau.

Interval de Redshift	S_{eff} arcmin ²	$N_{attendu}$ Bouwens (2011)	$N_{attendu}$ Beckwith et al. (2006)
6.5 - 7.5	36.05	0-3	5-10
7.5 - 8.5	36.01	~1	2-6
8.5 - 9.5	35.99	≤1	5-10

TABLE 2.4 – Nombre de sources attendues par domaine de redshift sondé ayant $m \leq m(5\sigma)$ en considérant d’une part une fonction de luminosité évolutive (Bouwens et al., 2011c) et une non-évolution au delà de $z \sim 4$ (Steidel et al., 2003) (dans ce cas, les paramètres de la fonction de luminosité n’incluaient pas de barres d’erreurs, seule la contribution due à la statistique de Poisson est alors prise en compte)

On peut ensuite en déduire le volume exploré par cette étude, V_{exp} , et ainsi le nombre de sources attendues :

$$N_{source} = \int_{M_1}^{M_2} \Phi(M) V_{exp} dM \quad (2.10)$$

où $M_1 \approx -\infty$ et M_2 est la magnitude minimale imposée par nos critères de détection. A partir de la carte d’amplification du champ de vue de HAWK-I et de la commande **imstat** du logiciel *IRAF*, on calcule la surface effective sondée pour les trois domaines de redshift étudiés. On utilise ensuite l’expression de la fonction de luminosité évolutive donnée dans Bouwens et al. (2011c) et les incertitudes correspondantes pour déterminer le nombre de sources attendues.

$$\begin{aligned} M_{UV}^* &= (-21.02 \pm 0.09) + (0.33 \pm 0.06)(z - 3.8) \\ \Phi^* &= (1.14 \pm 0.20)10^{(0.003 \pm 0.055)(z - 3.8)} \\ \alpha &= (-1.73 \pm 0.05) + (-0.01 \pm 0.04)(z - 3.8) \end{aligned}$$

On intègre l’équation 2.10 à partir de la profondeur à 5σ de nos images, imposée comme critère de détection. Les résultats sont portés dans le tableau 2.4. Pour comparaison, nous avons également estimé le nombre de sources attendues si la fonction de luminosité ne varie pas au delà de $z \sim 4$, en utilisant la paramétrisation proposée par Beckwith et al. (2006). On remarque que dans ce cas, le nombre d’objets attendu à $z \sim 9$ est supérieur à celui attendu à $z \sim 8$. Cela s’explique par la différence de profondeur à 5σ entre la bande *J* et la bande *H*. Les intervalles d’incertitudes incluent les contributions dues à la variance cosmique et la statistique de Poisson.

2.3 Méthode de sélection photométrique

Nous avons montré au cours du chapitre précédent que les premières galaxies présentaient une forte discontinuité dans leur spectre. Cette discontinuité est d’autant plus décalée vers les grandes longueurs d’ondes que la galaxie est lointaine. La méthode de sélection que nous utiliserons dépendra du type de galaxie que nous voulons sélectionner, (dans cette étude des galaxies qui forment des étoiles) mais également du domaine de redshift auquel se trouvent ces galaxies.

2.3.1 La technique des drop-outs

La cassure de Lyman est située dans un spectre au repos à $\lambda_0=91.2\text{nm}$, en raison de l'expansion de l'Univers, cette longueur d'onde est décalée vers le rouge. Notre objectif, au cours de ce travail de thèse, a été de sélectionner des objets dont le décalage vers le rouge est $z \geq 6.5$, et donc d'après la relation 1.14 des objets pour lesquels la cassure de Lyman apparaît à $\lambda_{obs} \geq 700 \text{ nm}$. En plus de cette cassure dans la SED des premières galaxies, il faut aussi prendre en compte l'effet de la forêt de Lyman, dues aux « absorbants » situés le long de la ligne de visée. L'opacité de la forêt augmente avec le redshift des sources (Madau et al., 1996). Ainsi on peut estimer pour chaque gamme de redshift sondé le filtre dans lequel « tombe » l'émission Lyman α . Les objets à $z \sim 6.5$ doivent donc apparaître dans le filtre au delà de z (Tab.2.1) et seront nommés par la suite les *z-dropouts*, et de la même manière ceux apparaissant dans le filtre au delà de Y seront dits *Y-dropouts*, etc.

2.3.2 Les diagrammes couleur-couleur

Modèles d'évolution des galaxies

À partir de spectres de référence pour chaque type de galaxie, de la transmission des filtres utilisés et des procédures adaptées du logiciel *Hyperz* (Bolzonella et al., 2000), nous avons pu calculer les couleurs attendues pour les galaxies du relevé en fonction du redshift. Nous avons utilisé comme référence, les spectres issus des modèles de Bruzual & Charlot (2003) pour des galaxies elliptiques, irrégulières et spirales, auxquels nous avons ajoutés des spectres de galaxie typiques de l'Univers local (Coleman et al. 1980 - CWW -, Kinney et al. 1996). Nous avons aussi évalué l'impact du rougissement, et pris en considération les atténuations dans la forêt de Lyman, le tout en fonction du redshift.

Critères de couleur pour les galaxies à très grand redshift

Pour les galaxies à très grand décalage spectral, les *z-dropouts* ($z \geq 6.5$), la raie Lyman α sera observée à partir du filtre z . Le diagramme couleur-couleur à considérer, car porteur du maximum d'information, sera alors $z - Y$ en fonction de $Y - J$ (appelé diagramme *zYJ*). La figure 2.10 montre l'évolution en couleur de chaque type de galaxies pour différents redshifts. On remarque alors que les galaxies à $z \geq 6.5$ ont des couleurs respectant les critères suivants, correspondant à une discontinuité forte entre z et Y (objet dit « rouge » en $z-Y$) alors que le continuum est très « bleu » en $Y-J$, typique d'une galaxie à formation stellaire, soit :

$$\begin{aligned} m_z - m_Y &> 0.7 \\ m_Y - m_J &< 1.2 \\ m_z - m_Y &> 1.3(m_Y - m_J) + 0.3 \end{aligned}$$

Ces critères de sélections impliquent une mesure des couleurs sur des images de même qualité. Ce diagramme est donné à titre d'exemple. Une procédure similaire est utilisée pour définir chaque intervalle de redshift.

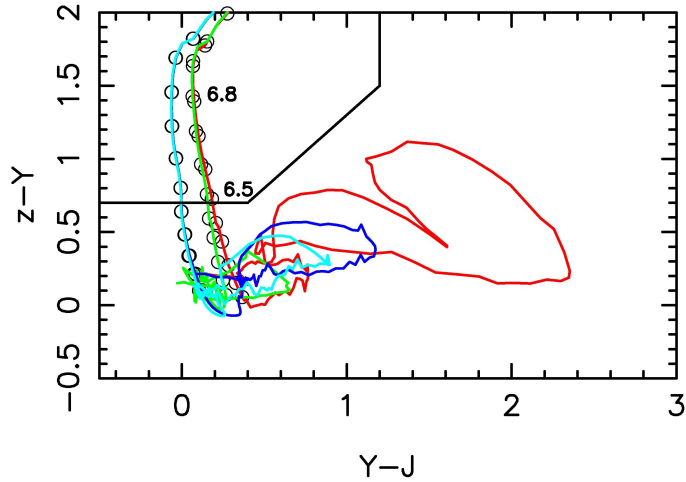


FIGURE 2.10 – Diagramme couleur-couleur utilisé pour sélectionner des objets à $z \geq 6.5$. L'évolution des galaxies elliptiques (rouge), irrégulières (vert), spirales bar-rées (Sbc bleu foncé et Sbd bleu clair) est également portée sur ce graphique. L'intervalle en redshift entre chaque point est de 0.1

2.4 Recherche des galaxies lointaines derrière l'amas A2667

2.4.1 Mesures des couleurs

Comme nous l'avons expliqué dans la section 2.3.2, les couleurs sont mesurées à partir des images dégradées au seeing de l'image de plus mauvaise qualité. En revanche, l'erreur associée à cette couleur doit être calculée à partir du bruit pixel à pixel mesuré sur l'image originale (c'est-à-dire avant dégradation) ceci afin d'éviter de diminuer artificiellement le bruit du fond de ciel lors du lissage. L'erreur sur la mesure de la couleur $m_i - m_j$ sera donc définie par :

$$\Delta(m_i - m_j) = \sqrt{dm_i^2 + dm_j^2} \quad (2.11)$$

où les erreurs sur les magnitudes sont obtenues d'après l'équation 2.7.

2.4.2 Sélection de sources à grand- z

Dans la section suivante, nous présenterons les échantillons d'objets retenus par les différentes fenêtres de sélection autour de l'amas d'Abell 2667.

Sources J -dropout

Pour la sélection de sources à $z \geq 8.5$, nous avons imposé une non-détection à moins de 2σ dans les filtres I , z et Y , c'est-à-dire que la magnitude de nos objets doit être supérieure à la profondeur à 2σ dans ces filtres. On impose également une détection à au moins 5σ sur les images H et Ks , c'est-à-dire que l'erreur sur la magnitude mesurée doit être inférieure à :

$$dm_{5\sigma} = \frac{-2.5}{\ln(10)} \frac{\sigma_\theta}{5\sigma_\theta} = 0.2 \quad (2.12)$$

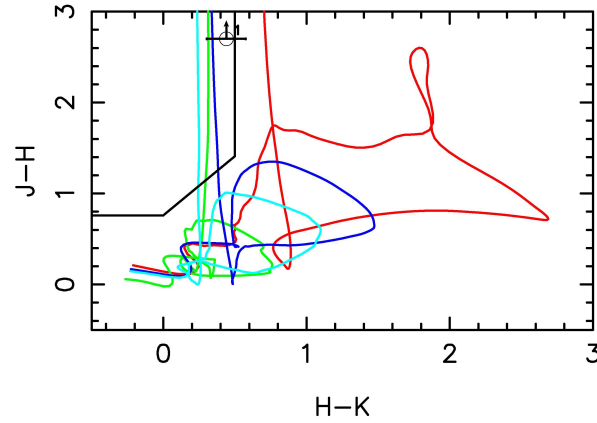


FIGURE 2.11 – Diagramme couleur-couleur utilisé pour la recherche des sources J-dropouts ($z > 8.5$). L'évolution des différents modèles d'évolution des galaxies sont portés sur le graphique avec la même échelle en couleur que sur la figure 2.10.

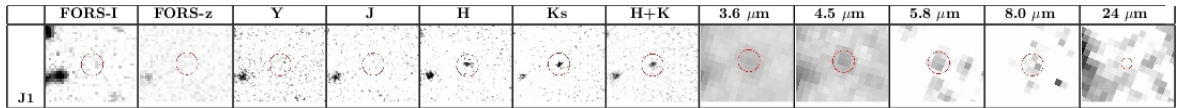


FIGURE 2.12 – Trombinoscope du candidat J-dropouts. Chaque image mesure $9'' \times 7.3''$. La position de la source est repérée par un cercle de $2''$ de diamètre.

Il est important de noter que nous imposons une détection dans deux filtres consécutifs afin de limiter la sélection de fausses détections. L'image de détection que nous avons utilisé pour la recherche de ce type de source est la somme des images H et Ks ce qui accroît la possibilité de détecter des sources faibles. Chaque catalogue ainsi obtenu contient près de 5×10^4 objets parmi lesquels 175 sources répondent aux critères de non-détection. Nous avons ensuite appliqué à ce sous-échantillon, les critères de couleurs suivants :

$$\begin{aligned} m_J - m_H &\geq 0.76 \\ m_H - m_{Ks} &\leq 0.5 \\ m_J - m_H &\geq 1.3 \times (m_H - m_{Ks}) + 0.76 \end{aligned}$$

Une seule source répond à la fois aux critères de détections et de couleurs, cet objet sera par la suite appelé $J1$. La figure 2.13 présente le candidat dans les différents filtres utilisés au cours de ce relevé.

Echantillon d'objets type Y -dropouts

Les sources Y -dropouts ($z \sim 8.0$) doivent être détectées à partir du filtre J , ainsi nous avons imposé pour leur sélection une non-détection à moins de 2σ en I et z et une détection à mieux que 5σ en J , H et Ks . La fenêtre de sélection en couleur est définie par :

$$\begin{aligned} m_Y - m_J &\geq 0.8 \\ m_J - m_H &\leq 1.2 \\ m_Y - m_J &\geq 1.25 \times (m_J - m_H) + 0.8 \end{aligned}$$

Après inspection manuelle, on retient 8 candidats, nommés de $Y1$ à $Y8$, dont la magnitude en bande H varie de 23.35 à 25.40 et l'amplification de 1.03 à 1.37. La figure 2.13 présente les candidats dans les différents filtres utilisés au cours de ce relevé. La photométrie de tous nos candidats est présentée dans le tableau 2.7.

Echantillon d'objets z -dropouts

Les sources ayant un redshift compris entre $z \sim 6.5$ et $z \sim 7.5$ émettent $\text{Ly}\alpha$ au niveau des filtres Y et J , par conséquent l'image de détection utilisée sera la somme de ces deux images. Les critères de détection/non-détection à imposer dans ce cas sont les suivants :

$$\begin{aligned} m_J &\geq 2\sigma \\ m_{Y,J} &\leq 5\sigma \end{aligned}$$

On peut alors discuter de la fiabilité du critère de non-détection pour sélectionner des sources réellement « dropouts ». En effet, la non-détection ne s'applique que dans une seule image, la contamination par des objets à très bas redshift sera alors très importante dans notre échantillon d'objet z -dropouts. Nous avons appliqué les critères de couleurs définis par Capak et al. (2011) sur le millier de sources répondant aux critères de détection/non-détection, afin de sélectionner les objets brillants à grand redshift :

$$\begin{aligned} m_J &\leq 23.7 \\ m_z - m_J &\geq 1.5 \\ m_J - m_{K_s} &\geq 0 \\ m_{K_s} - m_{4.5\mu m} &\geq 0 \end{aligned}$$

Une fois l'inspection manuelle terminée, une seule source subsiste dans notre échantillon z -dropouts : $Z1$ par la suite. La figure 2.14 présente l'allure de cet objet dans tous les filtres utilisés au cours de cette étude, et sa photométrie est donnée dans la table 2.7.

2.5 Qualité des candidats sélectionnés

En première conclusion on remarque que nous avons sélectionné plus de candidats que ce que nous attendions (voir paragraphe 2.2), ce qui signifie que notre échantillon a probablement été contaminé par des sources à plus bas redshift. Dans ce qui suit, nous allons tenter de quantifier la vraisemblance des candidats.

2.5.1 Détection dans les images *Hubble* et *Spitzer*

Un seul de nos candidats, $J1$, est détecté sur l'image Hubble en bande z alors qu'il ne l'était pas sur l'image FORS2 prise aux mêmes longueurs d'ondes. Toutefois, la magnitude mesurée ($m_z^{HST} = 27.39 \pm 0.18$) est en accord avec la limite de non-détection de l'image FORS2 ($m_z^{FORS2} > 27.2$) et confirme le saut en magnitude observé dans la SED.

Les images *Spitzer* ne couvrant pas totalement le champ de vue des instruments HAWK-I et FORS2, toutes nos sources ne sont donc pas couvertes complètement par ces données. De plus, la résolution des images Spitzer n'est pas suffisante pour

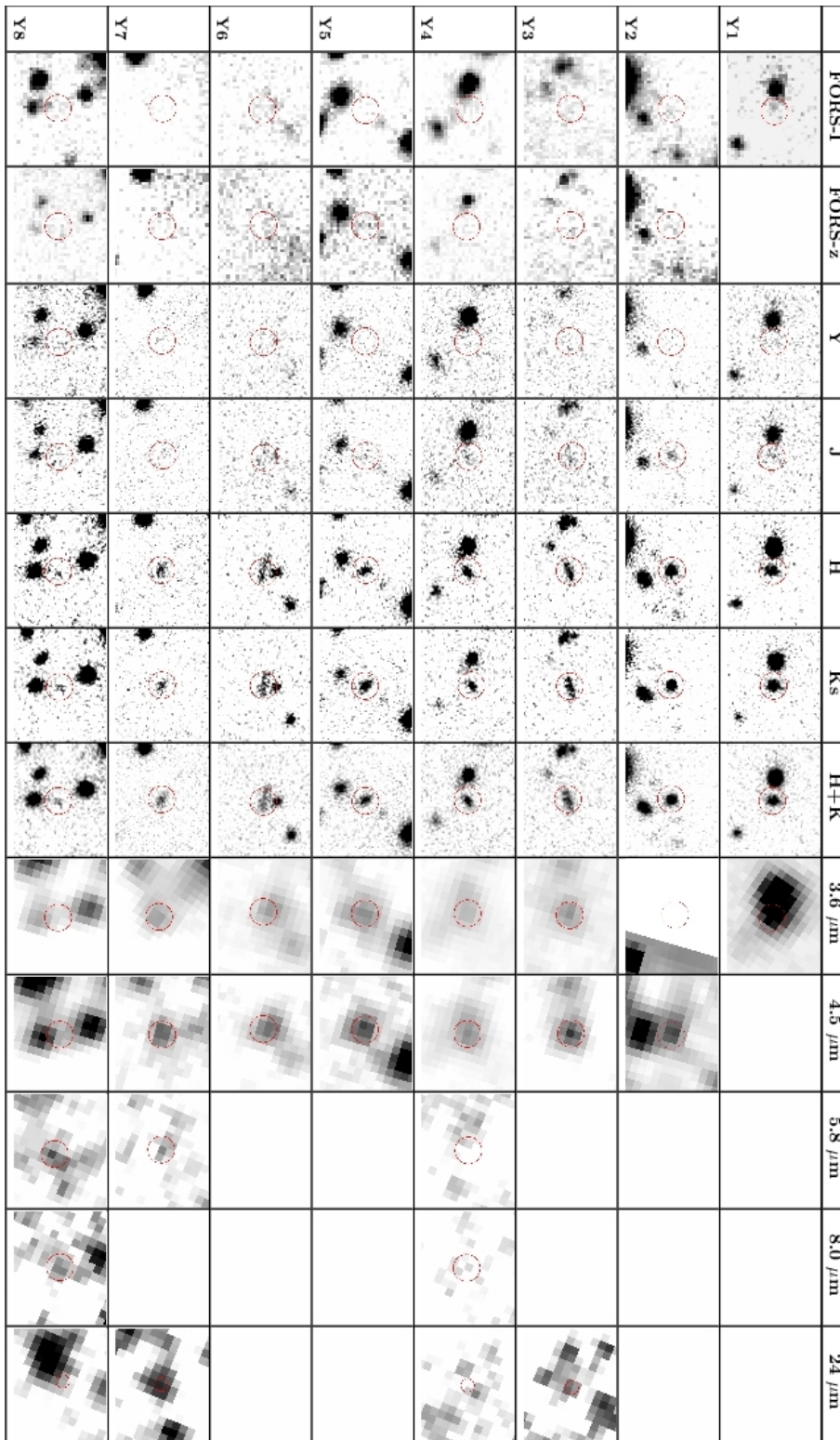


FIGURE 2.13 – Trombinoscope des candidats Y-dropouts. Chaque image mesure $9'' \times 7.3''$. La position de chaque source est repérée par un cercle de $2''$ de diamètre, sauf pour les données à $24\mu\text{m}$ où l'échelle est augmentée d'un facteur 2.

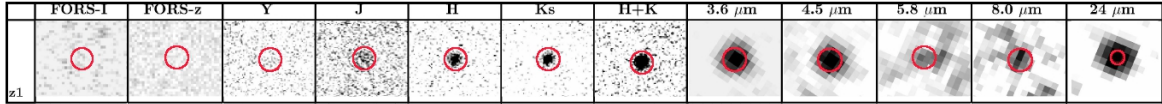


FIGURE 2.14 – Trombinoscope du candidat z-dropout. Chaque image mesure $9'' \times 7.3''$. La position de la source est repérée par un cercle de $2''$ de diamètre.

extraire une photométrie de qualité dans un champ aussi dense (voir les différents trombinoscopes). Seules 8 sources ont au moins une mesure supplémentaire, de qualité suffisante, au delà de la bande Ks obtenue dans l'une des bandes de Spitzer.

2.5.2 Critères quantifiés de la vraisemblance des candidats

La qualité d'un candidat peut être définie selon trois critères : (1) le nombre de contraintes photométriques sur la SED de l'objet, (2) l'environnement de la source et (3) la luminosité des candidats. Nous avons défini un critère de qualité prenant en compte les 3 points précédents ($Q_{tot}=Q_{SED}+Q_{env}+Q_{lum}$), plus le critère de qualité sera élevé, plus la source sera considérée comme étant un bon candidat.

Les sources dont la SED est la moins bien contrainte ont une probabilité plus élevée que les autres d'être des objets contaminants. Ainsi les sources ayant une détection dans tous les filtres au delà du filtre Ks auront une valeur $Q_{SED}=+3$, alors que celles pour lesquelles il n'y a pas de contrainte à $\lambda \geq 4.5\mu\text{m}$ auront une valeur de $Q_{SED}=+1$.

La photométrie de nos objets peut également avoir été contaminée par des sources proches, l'environnement de chaque source devra donc être pris en compte dans le facteur de qualité. Ainsi un candidat ayant une source voisine à moins de $2''$ prendra la valeur $Q_{env}=+1$ alors que celle n'ayant aucune source contaminante à moins de $3''$ aura pour valeur $Q_{env}=+3$.

Et enfin, compte-tenu du nombre de sources brillantes attendues dans notre champ de vue, les sources ayant une très forte luminosité UV auront une probabilité plus élevée d'être des objets contaminants. Ainsi les objets ayant une luminosité émise à 1500\AA , supérieure à $10L^*$ (où L^* est la valeur publiée dans Reddy & Steidel 2009 pour des sources à $z \sim 4$) prendront pour valeur $Q_{lum}=+1$, alors que les objets dont la luminosité sera inférieure à $3L^*$ prendront la valeur $Q_{lum}=+3$.

Les différentes valeurs associées à chaque candidat sont portées dans le Tableau 2.5. On remarque d'une part qu'aucun objet ne répond parfaitement aux trois critères définis ci-dessus. De plus un groupe de trois candidats se détache du reste de l'échantillon : Y3, Y7 et J1.

2.5.3 Méthode du χ^2 optique

Le test du χ^2 optique permet de distinguer les sources de notre échantillon qui sont le plus en accord avec une non-détection en optique de celles dont la non-détection est moins robuste. Ces derniers objets pourraient être par exemple des sources à très faibles rapport S/N dans l'optique et par conséquent des contaminants.

Candidats	Q_{DSE}	Q_{env}	Q_{lum}	Q_{tot}
z1	3	3	1	7
Y1	1	1	2	4
Y2	2	2	1	5
Y3	3	3	2	8
Y4	1	3	2	6
Y5	2	2	2	6
Y6	1	1	3	5
Y7	3	3	2	8
Y8	1	2	3	6
J1	3	3	2	8

TABLE 2.5 – Critères de qualités les sources sélectionnées dans le champ de vue de l’amas d’A2667

Le χ^2 optique, introduit par Bouwens et al. (2010), est défini par :

$$\chi_{opt}^2 = \sum_{i=1}^n SGN(f_i) \left(\frac{f_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (2.13)$$

où f_i est le flux mesuré dans le filtre i et σ_i l’erreur sur le flux, n est le nombre de filtres utilisés par les critères de non-détection et $SGN(f_i)=-1$ si $f_i < 0$ ou $SGN(f_i)=+1$ si $f_i > 0$.

Afin de déterminer les seuils à utiliser entre « bons » et « mauvais » candidats (non-détection ou détection faible) nous avons simulé un échantillon de quelques centaines de sources contaminantes, c’est-à-dire ayant comme magnitude la magnitude à 2σ dans le filtre optique considéré. Pour cela, nous avons utilisé le logiciel *IRAF* et sa commande **mkobjects** pour ajouter, à une zone propre de nos images, la liste d’objets générée en prenant en compte via le paramètre *radius* le seeing des images. La commande **qphot** d’*IRAF* nous permet de mesurer le flux dans une ouverture dont le diamètre est de $1.5 \times \text{seeing}$. Parallèlement nous avons mesuré le flux dans ces mêmes ouvertures avant l’ajout d’objets factices. En comparant la distribution de χ_{opt}^2 pour notre échantillon d’objets factices et notre échantillon de « vraies » non-détection, on peut déterminer un χ_{opt}^2 limite, c’est-à-dire au-delà duquel nous pouvons considérer que la source étudiée a une probabilité plus grande d’être une source contaminante (Figure 2.15).

Dans les conditions d’observations d’Abell 2667, on montre que la valeur limite permettant de garder toutes les non-détection et d’exclure au moins 80% des sources contaminantes est de $(\chi_{opt}^2)_{lim} \sim 2.3$. Le tableau 2.6 présente la valeur du χ_{opt}^2 pour chacun des candidats *Y*-dropout et de la source *J*-dropout. On remarque que trois objets (Y6, Y7 et J1) ont un χ_{opt}^2 très faible par rapport aux sources contaminantes.

En prenant en compte les résultats obtenus avec le critère de qualité défini précédemment, on montre que J1, z1 et Y7 apparaissent comme les trois meilleurs candidats à grand redshift de notre échantillon, auxquels nous pouvons ajouter deux sources Y6 et Y3.

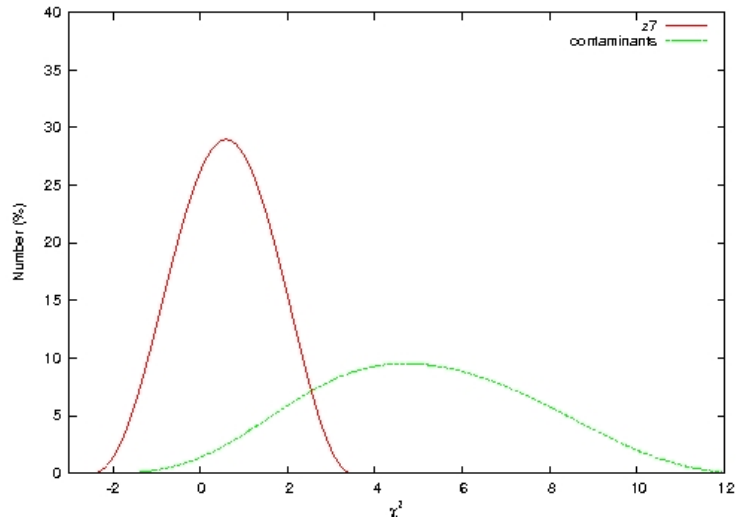


FIGURE 2.15 – Répartition du χ_{opt}^2 des sources Y-dropouts (rouge) comparée à celle des sources factices (vert)

Candidats	Filtres optiques	χ_{opt}^2
z1	<i>I</i> et <i>z</i>	-0.03
Y1	<i>I</i> et <i>z</i>	1.00
Y2	<i>I</i> et <i>z</i>	1.19
Y3	<i>I</i> et <i>z</i>	0.54
Y4	<i>I</i> et <i>z</i>	0.64
Y5	<i>I</i> et <i>z</i>	0.68
Y6	<i>I</i> et <i>z</i>	0.07
Y7	<i>I</i> et <i>z</i>	0.00
Y8	<i>I</i> et <i>z</i>	0.58
J1	<i>I</i> , <i>z</i> et <i>Y</i>	-0.03

TABLE 2.6 – χ_{opt}^2 pour les sources sélectionnées

TABLE 2.7 – Photométrie des candidats J_- , Y_- et z_- dropouts sélectionnés autour de l'amas d'Abell 2667

Source	I	z	Y	J	H	K_s	$3.6\mu\text{m}$	$4.5\mu\text{m}$	$5.8\mu\text{m}$	$8.0\mu\text{m}$	$24\mu\text{m}$
z1(*)	>28.7	>27.2	25.63 ± 0.15	23.29 ± 0.03	23.59 ± 0.03	23.00 ± 0.03	21.79 ± 0.01	21.38 ± 0.01	-	21.41 ± 0.10	17.57 ± 0.12
Y1	>28.7	-	27.04 ± 0.35	24.08 ± 0.07	23.35 ± 0.03	22.73 ± 0.03	-	-	-	-	-
Y2	>28.7	>27.2	>28.1	24.17 ± 0.15	23.45 ± 0.03	22.81 ± 0.03	-	21.80 ± 0.01	-	-	-
Y3(*)	>28.7	>27.2	25.51 ± 0.18	23.85 ± 0.07	23.68 ± 0.04	23.07 ± 0.04	22.84 ± 0.04	22.52 ± 0.03	-	-	>19.93
Y4(*)	>28.7	26.42 ± 0.50	>28.1	24.59 ± 0.11	23.80 ± 0.04	23.55 ± 0.05	23.19 ± 0.06	22.91 ± 0.04	>23.93	>23.98	>19.93
Y5(*)	>28.7	>27.2	>28.1	24.31 ± 0.08	23.98 ± 0.04	23.28 ± 0.04	22.74 ± 0.04	22.47 ± 0.03	-	-	-
Y6(*)	>28.7	>27.2	26.91 ± 0.33	24.84 ± 0.13	24.37 ± 0.08	23.75 ± 0.06	-	-	-	-	-
Y7	>28.7	>27.2	>28.1	25.22 ± 0.12	24.27 ± 0.05	23.75 ± 0.08	22.53 ± 0.03	22.68 ± 0.03	-	-	18.78 ± 0.36
Y8(*)	>28.7	>27.2	26.86 ± 0.24	25.58 ± 0.30	25.40 ± 0.08	25.08 ± 0.12	-	-	21.24 ± 0.10	22.12 ± 0.19	>19.93
J1(*)	27.39 ± 0.49	>27.2	>28.1	>27.5 ± 0.08	25.21 ± 0.08	24.77 ± 0.11	24.82 ± 0.25	24.80 ± 0.22	21.96 ± 0.18	22.23 ± 0.21	>19.93

Informations données dans ce tableau : (1) Nom de l'objet, MAG_AUTO dans les filtres I à K_s (colonne 2 à 7), magnitude IRAC corrigée à 3.6, 4.5, 5.8 et 8.0 μm (8, 9, 10, 11), et MIPS 24 μm (12). (*) Ces objets ne sont pas détectés sur l'image centrée sur le coeur de l'amas en bande z ayant un temps d'exposition de 13.2ksec avec FORS2. Les non-détection sont considérées comme des détections à moins de 1σ

2.6 Propriétés physiques des sources sélectionnées

A ce stade de notre étude nous ne disposons que d'informations photométriques sur les sources sélectionnées. Pour estimer le redshift et quelques paramètres physiques de nos candidats, nous allons comparer leur SED avec des spectres synthétiques de galaxies.

2.6.1 SED-fitting avec *Hyperz*

Le logiciel *Hyperz*⁵ est présenté dans Bolzonella et al. (2000). Il s'appuie sur la méthode de « SED-fitting » pour estimer le redshift photométrique des sources ainsi que la distribution de probabilité en redshift. Ce logiciel évalue les similitudes entre la SED des sources sélectionnées et les spectres de référence en utilisant une méthode du χ^2 défini par :

$$\chi^2(z) = \sum_{i=1}^N \left[\frac{F_{obs,i} - b \times F_{synt,i}(z)}{\sigma_i} \right] \quad (2.14)$$

où N est le nombre de filtres utilisés dans le relevé, $F_{obs,i}$ est le flux mesuré dans le filtre i , $F_{synt,i}(z)$ est le flux du spectre synthétique dans le même filtre i ramené au redshift z , b est un facteur de normalisation et σ_i est l'erreur sur le flux observé dans le filtre i .

Les paramètres physiques des candidats seront déduits du spectre synthétique pour lequel le χ^2 est minimal. Nous avons utilisé pour cette étude une version du logiciel adaptée pour y inclure l'influence des raies d'émission. La bibliothèque de spectres synthétiques que nous avons utilisé est constituée des spectres de starburst décrit dans Kinney et al. (1996), ceux de galaxies de Coleman et al. (1980), des spectres incluant l'évolution des étoiles et l'influence de la poussière générée par le logiciel GRASIL (Silva et al., 1998), des spectres couvrant les longueurs d'ondes de l'ultra-violet au domaine radio de Polletta et al. (2007) ainsi que les modèles d'évolution synthétique de Bruzual & Charlot (2003) dans lesquels les raies d'émission ont été ajoutées.

2.6.2 Redshifts photométriques

La synthèse du travail de SED-fitting est présentée dans le tableau 2.8. Comme attendu, *J1* est la source dont le redshift photométrique est le plus élevé ($z_{phot}=11.9$). Cependant compte tenu de l'incertitude sur le flux mesuré dans chaque filtre, le redshift photométrique ne peut-être défini précisément pour chaque source. Ainsi il convient d'utiliser la distribution de probabilité en redshift, notée $P(z)$, afin d'estimer la fiabilité du z_{phot} donné par le logiciel. Pour le candidat *J-dropout*, l'intervalle de confiance à 1σ couvre le domaine de redshift allant de 9.6 à 12.0 (*limite supérieure de notre espace des paramètres*). Toutes les autres sources sélectionnées autour d'A2667 présentent un redshift photométrique et un intervalle de confiance à 1σ en parfait accord avec ce qui était attendu. La figure 2.16 montre la distribution des probabilités de redshift pour les sources les plus brillantes de cette étude.

5. Le logiciel est en libre accès : <http://webast.ast.obs-mip.fr/hyperz/>

Source	z_{phot} haut- z	χ^2	$z_{min} - z_{max}$	A_V [mag]	M_{1500} [AB]	L_{1500} $\times 10^{41}$ erg/s/cm ²	SFR M_{\odot}/an	z_{phot} bas- z	χ^2	A_V [mag]	M_B [AB]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
J1 (a)	11.9	4.93	9.6-12.0	0.0	-22.66	6.7	71	2.80	12.48	0.0	-20.19
(b)	11.8							2.50			
Y1 (a)	7.7	0.02	7.2-7.8	2.4	-23.12	10.2	108	1.72	39.62	0.3	-19.82
(b)	7.4							1.65			
Y2 (a)	8.7	0.89	7.7-9.3	2.4	-23.53	14.9	157	2.72	38.01	0.0	-21.78
(b)	9.1							2.11			
Y3 (a)	7.5	28.68	7.3-7.6	1.2	-22.97	8.9	94	1.88	72.94	0.6	-20.32
(b)	7.5							1.95			
Y4 (a)	9.1	6.98	8.7-9.4	1.2	-23.14	10.4	110	2.58	73.71	0.0	-21.13
(b)	9.2							2.11			
Y5 (a)	8.6	10.82	7.7-8.8	2.1	-22.97	8.9	94	1.70	40.95	0.0	-19.32
(b)	8.3							1.94			
Y6 (a)	7.5	0.14	6.6-7.7	1.2	-22.15	4.2	44	1.94	3.64	1.50	-19.74
(b)	7.5							1.87			
Y7 (a)	9.1	0.05	8.0-9.4	1.8	-22.90	8.3	87	1.72	10.5	0.3	-18.87
(b)	9.2							2.11			
Y8 (a)	7.4	0.02	5.9-7.7	0.3	-21.29	1.9	20	1.66	0.77	0.6	-18.33
(b)	7.4							1.70			
Z1 (a)	7.6	75.8	7.5-7.7	0.3	-23.44	13.7	144	1.78	228.27	2.4	-20.06
(b)	7.6							1.94			

Données présentées dans ce tableau : (1) Objet, (2) z_{phot} , (3) χ^2 , (4) intervalle de confiance à 1σ , (5) rougissement, (6) M_{1500} , (7) L_{1500} (8) taux de formation stellaire. Les colonnes (9) à (12) présentent les résultats quand la solution à bas-redshift est imposée. Les solutions (b) sont obtenues en prenant en compte les raies d'émission dans les spectres. Les valeurs de SFR et de M_{1500} sont corrigées de l'amplification mesurée au redshift z_{phot} de la source, et de l'atténuation par la poussière.

TABLE 2.8 – Propriétés physiques des candidats retenus autour de l'amas A2667.

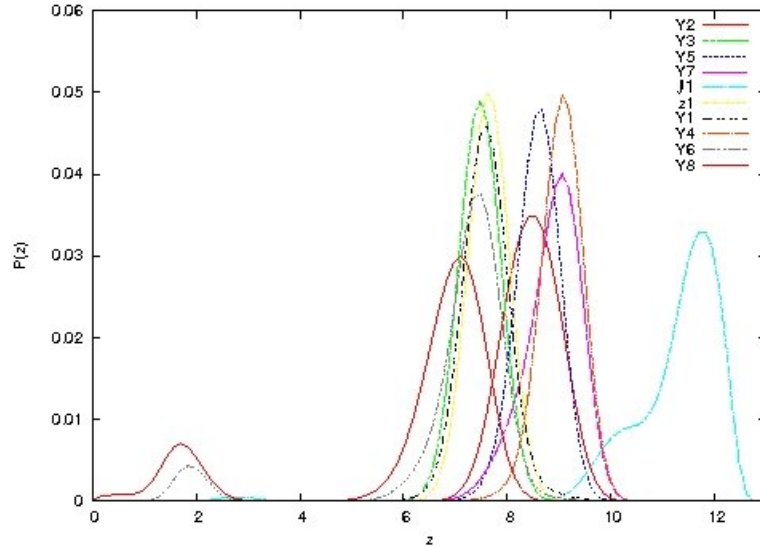


FIGURE 2.16 – Distribution des probabilités de redshift pour les sources les plus brillantes sélectionnées autour de A2667

On remarque que parmi les candidats sélectionnés certains ont une probabilité non nulle d’être des contaminants à bas redshift, mais pour tous la solution à grand redshift est la plus probable. On remarque également que 3 sources, $z1$, $Y3$ et $Y5$, sont très mal ajustées par les spectres de référence inclus dans la bibliothèque ($\chi^2 \geq 10$). Nous avons également imposé à *Hyperz* de trouver une solution à bas redshift, $z \leq 4$, pour chacun de nos objets (Tab 2.8). Cependant le meilleur ajustement est systématiquement obtenu pour la solution à grand redshift avec un χ^2 inférieur à celui de la solution à bas redshift.

Afin de repérer les candidats les plus extrêmes, nous avons utilisé un « prior » en luminosité au moment du calcul des redshifts photométriques. Ce *prior* en luminosité est fonction du redshift et de la magnitude des sources (Benítez, 2000). Dans notre cas, ce *prior* peut être assimilé à la distribution de probabilité de redshift d’une source de magnitude m en s’appuyant sur la fonction de luminosité des galaxies en bande B (Ilbert et al., 2005). Les nouvelles distributions de probabilité en redshift obtenues en incluant cette coupure en luminosité sont données sur la figure 2.17. On remarque que dans ce cas, 5 sources sont toujours en accord avec une solution à grand redshift ($Y3$, $Y4$, $Y5$, $z1$ et $J1$), alors que les autres objets semblent désormais préférer la solution à bas redshift.

2.6.3 Influence des raies d’émission

La magnitude d’une source mesurée à travers des filtres étroits peut-être influencée par la présence de raies d’émission aux longueurs d’ondes couvertes par le filtre. Ainsi la SED déduite de mesures photométriques est d’autant plus modifiée que les raies en émission sont importantes. Les propriétés physiques des objets déduites par SED-fitting seront alors mal ajustées. Ce phénomène n’a été pris en compte que très récemment en construisant un ensemble de spectres de référence incluant les raies d’émission (Schaerer & de Barros (2010), Ono et al. (2010), Lidman et al. (2012)).

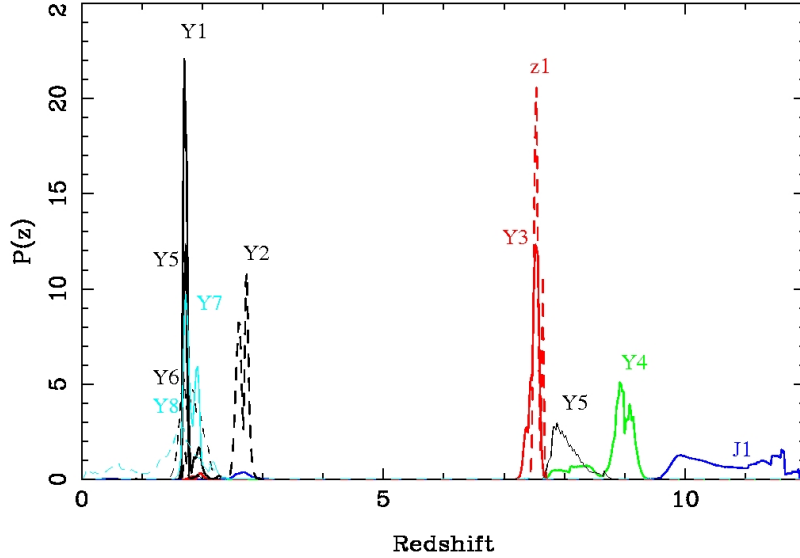


FIGURE 2.17 – Distribution des probabilités de redshift pour les sources de l'échantillon en utilisant un *prior* en luminosité

Schaerer & de Barros (2010) montrent qu'entre 60 et 70% des objets sont mieux ajustés par des SED prenant en compte ces raies nébulaires, les objets restants semblent être dépourvu de raies en émission. Ils ont montré, à partir de l'étude de plus de 1300 objets dont le redshift est compris entre $z \sim 3.3$ et 6.0 , que certains paramètres comme l'âge, la masse, le taux de formation d'étoiles et l'atténuation par exemple, peuvent varier significativement. Nous avons donc également utilisé des spectres incluant les raies d'émission pour déterminer les paramètres de nos objets. Dans notre cas, les variations restent mineures (se reporter à la table 2.8).

2.6.4 Autres propriétés

Les autres propriétés physiques que nous pouvons déduire de ce travail sont : le taux de formation stellaire, l'atténuation par la poussière et la luminosité émise à 1500 \AA . Il est important de noter que dans le cas de l'étude d'un amas de galaxies, le taux de formation stellaire et la luminosité émise à 1500 \AA sont corrigées de l'amplification.

Le rougissement par la poussière

La poussière présente au sein d'une galaxie va entraîner un rougissement de son spectre (cf. 1.1.3), c'est-à-dire une augmentation de sa luminosité aux grandes longueurs d'ondes. *Hyperz* déduit la quantité de poussière à partir du flux observé et du flux déduit du spectre de référence tel que :

$$f_{obs} = f_{int}(\lambda)10^{-0.4A_\lambda} \quad (2.15)$$

où le rougissement A_λ est obtenu d'après :

$$A_\lambda = \frac{k(\lambda)A_V}{R_V} \quad (2.16)$$

avec $k(\lambda)$ est la courbe d'extinction et R_V une constante dépendant du modèle d'extinction utilisé (Calzetti et al., 2000).

Le tableau 2.8 montre que 3 objets (Z1, Y8 et J1) ont une SED compatible avec celle d'un objet à grand redshift très peu modifiée par la poussière. En revanche 3 autres candidats (Y1, Y2 et Y5) requièrent une forte atténuation par la poussière pour décrire correctement un objet à grand redshift. Des études récentes (Bouwens et al. (2011b) et Cucciati et al. (2012) par exemple) ont montré que l'atténuation du flux UV par la poussière diminue avec le redshift à partir de ~ 2 , et qu'au delà de $z \sim 7$, le rougissement pouvait être considéré comme nul. En tenant compte de ce critère, certains objets sélectionnées derrière l'amas d'Abell 2667 semblent être de ce point de vue des contaminants à plus bas redshift.

La luminosité à 1500Å

D'après le redshift photométrique déduit du meilleur ajustement, il est possible de déterminer le flux observé correspondant au flux émis à 1500Å, tel que :

$$f_{1500} = (1 + z_{phot}) \times f_{obs} \quad (2.17)$$

Et ainsi en déduire la luminosité émise à 1500Å tel que :

$$L_{1500} = (1 + z) \times 4\pi \times D_L^2 \times f_{1500} \quad (2.18)$$

Le taux de formation stellaire

Le taux de formation stellaire (SFR, pour *Star Formation Rate* en anglais) est fortement corrélé à la luminosité émise à 1500Å (Kennicutt (1998a), Madau et al. (1998)) si on considère une Fonction Initiale de Masse de Salpeter (Salpeter, 1955) et des étoiles de métallicité solaires, alors la relation devient :

$$SFR(M_\odot \cdot \text{an}^{-1}) = 1.4 \times 10^{-28} \times L_{1500} \quad (2.19)$$

Le tableau 2.8 présente le taux de formation stellaire des candidats $J-$ et $Y-$ dropouts. Tous nos candidats présentent un fort taux de formation d'étoiles, certains (Y1 à Y5) ont des taux très élevés ($SFR > 100 M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$) ce qui n'a encore jamais été observé pour des objets de ce type. Y6 et Y8 ont des valeurs de SFR assez proches de ce qui est observé à ce domaine de redshift.

2.7 Bilan

A l'issu de cette étude, nous pouvons mettre en avant un groupe de 5 sources parmi les 10 sélectionnées au départ qui semblent plus vraisemblables à grand redshift : J1, Y3, Y6, Y7 et z1. A celles-ci peuvent être ajouté Y4 et Y5 qui apparaissent comme de bons candidats en utilisant un *prior* en luminosité. Tous semblent préférer la solution à grand redshift au regard de la valeur du χ^2 associé à l'ajustement à grand et bas redshift. La masse stellaire de ces objets est de 10^{10} - $10^{11} M_\odot$, faisant d'eux des objets très massifs s'ils sont vraiment à grand redshift, mais aussi au regard des résultats de Schaerer & de Barros (2010) pour d'autres candidats trouvés dans la littérature. De même, l'atténuation par la poussière dans ces objets semble relativement élevée pour des objets à grand redshift ($A_{FUV} \sim 0.0$ - 1.8 mag, Cucciati et al.

2012). Toutefois, il est important de garder à l'esprit que ces objets appartiennent aux sources z -, Y - et J - dropouts les plus brillantes observées à ce jour, et que par conséquent leurs propriétés physiques peuvent être différentes de celles des sources faibles (c'est-à-dire de la majorité des sources étudiées à grand redshift). Cette étude a été publiée dans Laporte et al. (2011) portée en Annexe 3. On trouvera dans cet article une discussion complète sur les propriétés physiques de ces sources comparées aux autres échantillons dans la littérature.

La confirmation spectroscopique du redshift de ces sources apparaît alors indispensable pour confirmer les propriétés de ces objets brillants à grands redshift. On peut noter également que d'autres travaux visant à étudier les objets brillants à très grand redshift ont montré par la suite une sur-densité d'objets brillants à $z \sim 8$ (on peut citer par exemple Hall et al. 2012, Yan et al. 2011b et Yan et al. 2011a).

Chapitre 3

Observations sub-millimétriques

Sommaire

3.1	LES OBSERVATOIRES	74
3.1.1	Le télescope spatial Herschel	74
3.1.2	LABOCA sur l'antenne APEX	75
3.1.3	Les données utilisées	77
3.2	PHOTOMÉTRIE DE NOS CANDIDATS	77
3.2.1	Détection de nos candidats	77
3.2.2	Mesure du flux associé à chaque source	77
3.3	AJUSTEMENT DE LA SED DES OBJETS	78
3.3.1	A partir des données dans l'IR lointain	78
3.3.2	A partir de l'ensemble des données	79
3.4	COMPARAISON AVEC DES ÉTUDES RÉCENTES	82
3.5	BILAN DE L'ÉTUDE	84

Dans le chapitre 2, nous avons sélectionné 10 sources répondant parfaitement aux critères de sélection d'objets à très grand redshift. Cependant, d'après l'évolution de la fonction de luminosité déduite d'études récentes (Bouwens et al., 2011c), nous avons pu montrer que nous avons trouvé entre 2 et 4 fois plus de sources que ce qui est observé, suggérant un taux de contamination de notre échantillon d'au moins 50%. Afin de distinguer les bons candidats des contaminants deux solutions s'offrent à nous : des observations spectroscopiques et l'ajout de contraintes à d'autres longueurs d'ondes. Dans ce chapitre nous nous intéresserons à l'ajout de contraintes dans l'infrarouge lointain et le domaine sub-millimétrique.

3.1 Les observatoires IR lointain/sub-millimétrique

3.1.1 Le télescope spatial Herschel

Herschel (fig.3.1) est une mission de l'Agence Spatiale Européenne lancée le 14 Mai 2009 et placée au point de Lagrange L2 du système Terre-Soleil (soit à 1.5 millions de kilomètres de la Terre). Son miroir de 3.5m (le plus grand diamètre de miroir dans l'espace) fait de lui le plus grand télescope spatial dédié à l'observation dans l'infrarouge. Ses principaux domaines d'investigations sont entre autre la formation et l'évolution des galaxies, la formation des étoiles et leur relation avec le milieu interstellaire et l'étude de la Voie Lactée. Il est doté de 3 instruments :

1. **HIFI** (pour *Heterodyne Instrument for the Far Infrared*) un spectromètre hétérodine haute résolution
2. **PACS** (pour *Photodetector Array Camera and Spectrometer*) un imageur et spectromètre échelle de moyenne résolution
3. **SPIRE** (pour *Spectral and Photometric Imaging REceiver*) un imageur et un spectromètre à transformé de Fourier

Sa mission scientifique devrait s'achever d'ici fin 2012 (ou début 2013), c'est-à-dire au moment où la quantité d'hélium liquide aura été complètement consommée pour refroidir les instruments (quantité au lancement : 2000L d'hélium).

L'instrument PACS

PACS combine deux modes d'observations : le mode *imageur* qui permet d'acquérir des données dans deux bandes différentes et le mode *spectroscopique* utilisant un champ de vue de $50'' \times 50''$. Le mode spectroscopique n'ayant pas été utilisé au cours de cette étude, nous limiterons la description de l'instrument PACS à son mode imageur.

L'imageur permet d'observer simultanément avec deux filtres différents un même champ de vue. A chaque acquisition, les longueurs d'ondes allant de 125 à 210 μm (filtre nommé 160 μm par la suite) sont observées, et constituent le premier filtre. Le second filtre est, quant à lui, à choisir entre celui couvrant les longueurs d'ondes allant de 60 à 85 μm (notée 70 μm par la suite) et celui observant les longueurs d'ondes de 85 à 125 μm (noté 100 μm dans la suite, figure 3.2). Le champ de vue de chaque observation est de $1.75' \times 3.5'$. Les tests au sol ont montré qu'une source ponctuelle de 5 mJy était vue avec un rapport signal sur bruit de 5 après 1 heure d'observation

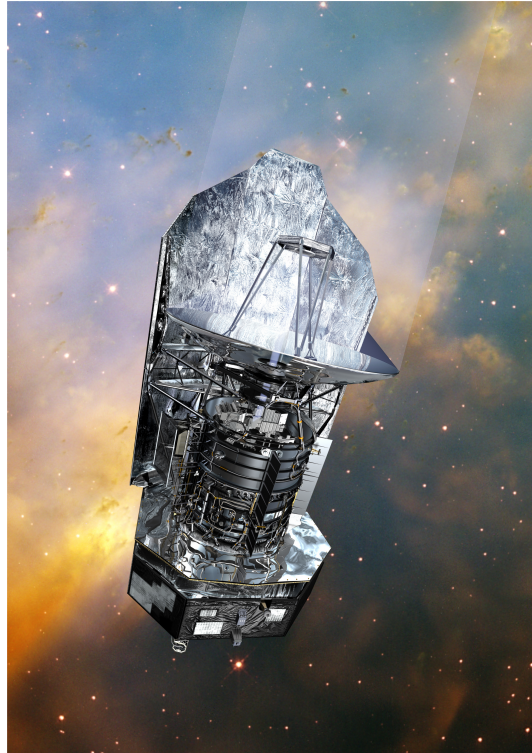


FIGURE 3.1 – Vue d’artiste du télescope spatial Herschel lancé le 14 Mai 2009 par l’ESA.

avec les filtres à $70\mu\text{m}$ et $100\mu\text{m}$, et qu’avec le même temps de pose et la même exigence sur le rapport S/N, une source ponctuelle de 10 mJy pouvait être détectée dans le filtre à $160\mu\text{m}$.

L’imageur SPIRE

SPIRE associe également, comme PACS, deux modes d’observations : une caméra sub-millimétrique et un spectromètre à transformée de Fourier (STF). Le STF opère dans un champ de vue circulaire de $2.6'$ de diamètre avec une résolution ($\lambda/\Delta\lambda$) comprise entre 20 et 1000 à $250\mu\text{m}$. Le champ de vue de la caméra de SPIRE est de $4' \times 8'$ et dispose de 3 filtres à 250, 350 et $500\mu\text{m}$. Pour chaque observation, une image est acquise simultanément aux 3 longueurs d’ondes grâce à la présence de deux diviseurs dichroïques de faisceaux à l’intérieur de l’instrument.

3.1.2 LABOCA sur l’antenne APEX

APEX, pour *Atacama Pathfinder Experiment*, est une antenne de 12m de diamètre (figure 3.3) installée à Llano de Chajnantor (5105m d’altitude) dans le désert chilien. Elle constitue un prototype des antennes du projet ALMA¹, et est composée de 264 panneaux d’aluminium. Elle peut couvrir les longueurs d’ondes allant de $200\mu\text{m}$ à 1.5mm. Elle a reçu sa première lumière le 25 septembre 2005. Depuis mai

1. <http://www.almaobservatory.org>

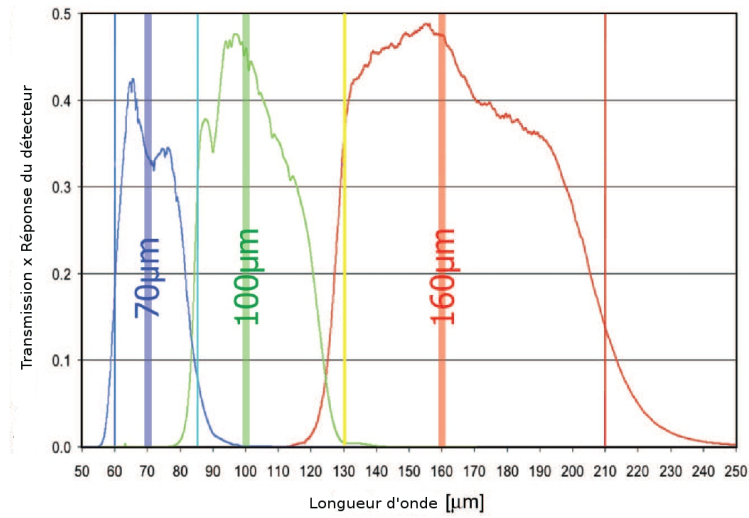


FIGURE 3.2 – Transmission de chaque filtre utilisé dans le mode imageur de l'instrument PACS. D'après Poglitsch et al. (2008).



FIGURE 3.3 – L'antenne APEX de 12m de diamètre, prototype des antennes du projet ALMA.

2007, il est possible d’observer, avec l’antenne APEX, via le bolomètre LABOCA (Siringo et al., 2009), pour *Large Apex Bolometer CAmera*. Ce bolomètre est destiné aux observations à $870\mu\text{m}$, avec une résolution angulaire de $18.6''$ et un champ de vue de $11.4'$. La caméra propose plusieurs modes d’observation dont le mode « switch », idéale pour observer une source isolée, ou encore le mode spirale, qui permet de cartographier une partie du ciel en suivant une trajectoire spirale.

3.1.3 Les données utilisées

Afin de repérer les sources contaminantes parmi celles retenues autour de l’amas d’Abell 2667, nous allons ajouter de nouvelles contraintes aux très grandes longueurs d’ondes sur la SED de nos objets. Pour cela, nous utiliserons les données acquises avec PACS à 100 et $160\mu\text{m}$ et SPIRE à 250, 350 et $500\mu\text{m}$ dans le cadre du programme HLS, pour *Herschel Lensing Survey* (Egami et al., 2010). Ces données ont été réduites via le logiciel HIPE (*Herschel Interactive Processing Environment*) en suivant la procédure décrite par Rex et al. (2010) et Rawle et al. (2010).

Les observations avec l’antenne APEX et le bolomètre LABOCA ont été réalisées au cours de l’été 2010 en mode spirale et ont nécessité 30 heures d’observations. L’image finale couvre un champ de vue de $6'$ de rayon et a été réduite par le logiciel BoA (*BOLometer Array Analysis Software*²). Le bruit sur toute l’image varie entre 1.1 et 3.0 mJy , et prend des valeurs extrêmes sur les bords de l’image.

3.2 Photométrie de nos candidats

3.2.1 Détection de nos candidats

Sur les 10 sources sélectionnées (table 2.8) autour de l’amas de galaxies Abell 2667, seules 4 sont dans le champ de vue de Herschel et APEX et non-superposées à d’autres sources, de manière à pouvoir extraire proprement leur flux. Y3 et Y4 ne sont jamais détectées sur ces images, alors que z1 et Y5 ont plusieurs détections entre $100\mu\text{m}$ et $870\mu\text{m}$.

La détection de z1 est facilitée par la continuité des données entre le visible et la première observation Herschel (c’est-à-dire que toutes les longueurs d’ondes sont couvertes entre 0.8 et $100\mu\text{m}$). A l’inverse, l’absence de données dans la dernière bande IRAC et la bande MIPS de Spitzer rend l’identification de Y5 difficile. De plus, cette source est située sur les bords de l’image à 100 et $160\mu\text{m}$, c’est-à-dire là où le bruit est maximum, et semble ne pas être détectée. En revanche une forte émission est observée au niveau de cette source dans la bande à $250\mu\text{m}$. Aucune source n’étant repérée à moins de $3''$ autour de Y5 sur les images visible et proche infra-rouge, et de plus compte tenu que la probabilité de détecter à $250\mu\text{m}$ une source invisible en optique/proche IR est négligeable, on peut supposer que cette émission à $250\mu\text{m}$ est bien due à notre source.

3.2.2 Mesure du flux associé à chaque source

Le flux des deux objets détectés a été mesuré sur chaque image en utilisant une ouverture de rayon égal à $1/3$ du seeing de l’image. Une correction du flux mesuré

2. <http://www.apex-telescope.org/bolometer/laboca/boa/>

Instrument/Bande	λ_{eff}	$z1$	Y5
	[μm]	[AB mag]	[AB mag]
FORS2/ <i>I</i>	0.79	>28.7	>28.7
FORS2/ <i>z</i>	0.92	>27.2	>27.2
HAWKI/ <i>Y</i>	1.02	25.63±0.15	>28.1
HAWKI/ <i>J</i>	1.26	23.29±0.03	24.31±0.08
HAWKI/ <i>H</i>	1.63	23.59±0.03	23.98±0.04
HAWKI/ <i>K_s</i>	2.15	23.00±0.03	23.28±0.04
IRAC/ <i>Ch1</i>	3.60	21.79±0.01	22.74±0.04
IRAC/ <i>Ch2</i>	4.50	21.38±0.01	22.47±0.03
IRAC/ <i>Ch3</i>	8.00	21.41±0.10	-
MIPS/24	24.0	17.57±0.12	-
		Flux	Flux
		[mJy]	[mJy]
PACS/100	100.0	<3.3	<18
PACS/160	160.0	6.3±2.0	<30
SPIRE/250	250.0	19.40±1.6	45.50±1.60
SPIRE/350	350.0	15.70±1.40	30.30±1.20
SPIRE/500	500.0	7.50±1.70	19.40±2.10
LABOCA/870	870.0	<2.5	1.80±1.00

TABLE 3.1 – Photométrie des deux objets détectés sur les images Herschel et APEX. Les magnitudes mesurées sur les images du VLT et de Spitzer sont rappelées dans la première partie du tableau, la seconde partie présente les flux (ou les limites de détection à 1σ) mesurés sur les images Herschel et APEX.

dans l’ouverture est ensuite appliquée en fonction de l’instrument utilisé en suivant Berta et al. (2010) pour PACS, Oliver et al. (2010) pour Spire et Coppin et al. (2006) pour les mesures LABOCA. Les mesures de flux dans chaque bande sont reportées dans la Table 3.1.

3.3 Ajustement de la SED des objets

3.3.1 A partir des données dans l’IR lointain

Dans un premier temps, nous allons uniquement nous intéresser aux contraintes aux grandes longueurs d’ondes sur la SED de nos objets afin de montrer si elles confirment ou rejettent la solution à grand redshift préférée par les données optiques/proche IR.

La méthode du maximum de vraisemblance a été utilisée pour déterminer le meilleur ajustement parmi les modèles suivants : les modèles de galaxies de Chary & Elbaz (2001), les modèles de ULIRG (pour *Ultra Luminous Infrared galaxy*) construits par Vega et al. (2008), ceux de Michałowski et al. (2010) conçus pour ajuster des galaxies à grand-redshift dotées d’émission sub-millimétrique, le modèle déduit de l’observation de SMM J2135-0102 (Swinbank et al., 2010) et un modèle de corps noir modifié (Blain et al., 2003) dont la température de la poussière sera ajustée comme paramètre libre. Pour chaque ajustement, les deux redshifts extrêmes

sont envisagés ($z \sim 7.5$ et $z \sim 2$), et on tiendra compte des facteurs d'amplification respectifs pour les solutions à haut et bas redshift (cf. chapitre 2).

La solution à bas redshift semble préférée pour chacune des sources et pour l'ensemble des modèles utilisés (figure 3.4). La température de la poussière déduite de l'ajustement du modèle de corps noir modifié est de 34 et 40 K respectivement pour $z1$ et $Y5$. Ces valeurs sont en parfait accord avec ce qui est attendu pour des sources de type LIRGs (pour *Luminous Infrared Galaxies*) qui sont des galaxies brillantes dont la luminosité dans l'infra-rouge lointain est comprise entre 10^{11} et $10^{12}L_{\odot}$. La luminosité infra-rouge que nous pouvons déduire de ce travail d'ajustement de SED est comprise entre 1.2 et $1.7 \times 10^{12}L_{\odot}$ pour $z1$ et entre 3.1 et $4.7 \times 10^{12}L_{\odot}$ pour $Y5$ ce qui les classerait plus spécifiquement dans la catégorie supérieure des LIRGs, les *Ultra Luminous Infrared Galaxies* (ou encore ULIRG).

Si on regarde le résultat de l'ajustement lorsque le redshift est fixé à la valeur de la solution à grand redshift (c'est-à-dire celle déterminée à partir des données optique/proche infra-rouge), on remarque que les flux mesurés aux très grandes longueurs d'ondes ne sont pas en accord avec ce qui peut-être attendu (figure 3.5). La température de la poussière impliquée par cette solution serait comprise entre 105 et 129 K respectivement pour $z1$ et $Y5$, ce qui n'a jamais été observé à ce jour. Cette incompatibilité à grand redshift est un argument supplémentaire pour dire que ces deux objets sont vraisemblablement des ULIRG typiques à $z \sim 2$, là où la population de galaxies semble la plus atténuée par la poussière (Cucciati et al., 2012).

3.3.2 A partir de l'ensemble des données

On cherche désormais à montrer si la SED complète de nos objets (entre 0.8 et $870\mu\text{m}$) est en accord avec la tendance dégagée en ne considérant que les points de mesure dans l'infra-rouge lointain. Pour cela, nous utiliserons une version modifiée du logiciel *Hyperz* (Bolzonella et al., 2000) telle que décrite dans Schaerer & de Barros (2009) et une librairie de spectres de référence composée des modèles de Bruzual & Charlot (2003), Silva et al. (1998), Polletta et al. (2007) ainsi que les références décrites dans la section 3.3.1 à l'exception du modèle de corps noir modifié.

Pour le candidat z -dropout, le meilleur ajustement, en ne considérant que les spectres reproduisant le flux mesuré à $24\mu\text{m}$ (Polletta et al. 2007 et Michałowski et al. 2010), est obtenu pour un redshift photométrique compris entre 2.4 et 2.6 et une luminosité infra-rouge comprise entre 2.6 et $3.2 \times 10^{12}L_{\odot}$. D'après la relation de Kennicutt (1998a), on déduit de la luminosité infra-rouge, que le taux de formation stellaire de cet objet doit être compris entre 450 et $550 M_{\odot}.\text{an}^{-1}$, ce qui n'est pas en désaccord avec ce qui est observé à $z \sim 1-2$ pour des sources similaires (Banerji et al., 2011). Des solutions à plus bas redshift sont obtenues à partir du modèle de SMMJ2135-0102 ($z \sim 2$) et les spectres de Bruzual & Charlot (2003) ($z \sim 1.7$). L'atténuation par la poussière est alors estimée à 2.6 mag en bande V et la masse stellaire de cet objet à $6 \times 10^{10}M_{\odot}$. Cette dernière valeur est à comparer à celle déduite de la luminosité mesurée dans le filtre H ($M_{\star} = 3 \times 10^{10}M_{\odot}$), en considérant une IMF de Salpeter (Wardlow et al., 2011) :

$$\frac{L_H}{M_{\star}} = 3.8L_{\odot}M_{\odot}^{-1} \quad (3.1)$$

Toutefois ces valeurs sont à considérer avec précaution compte-tenu de la qualité

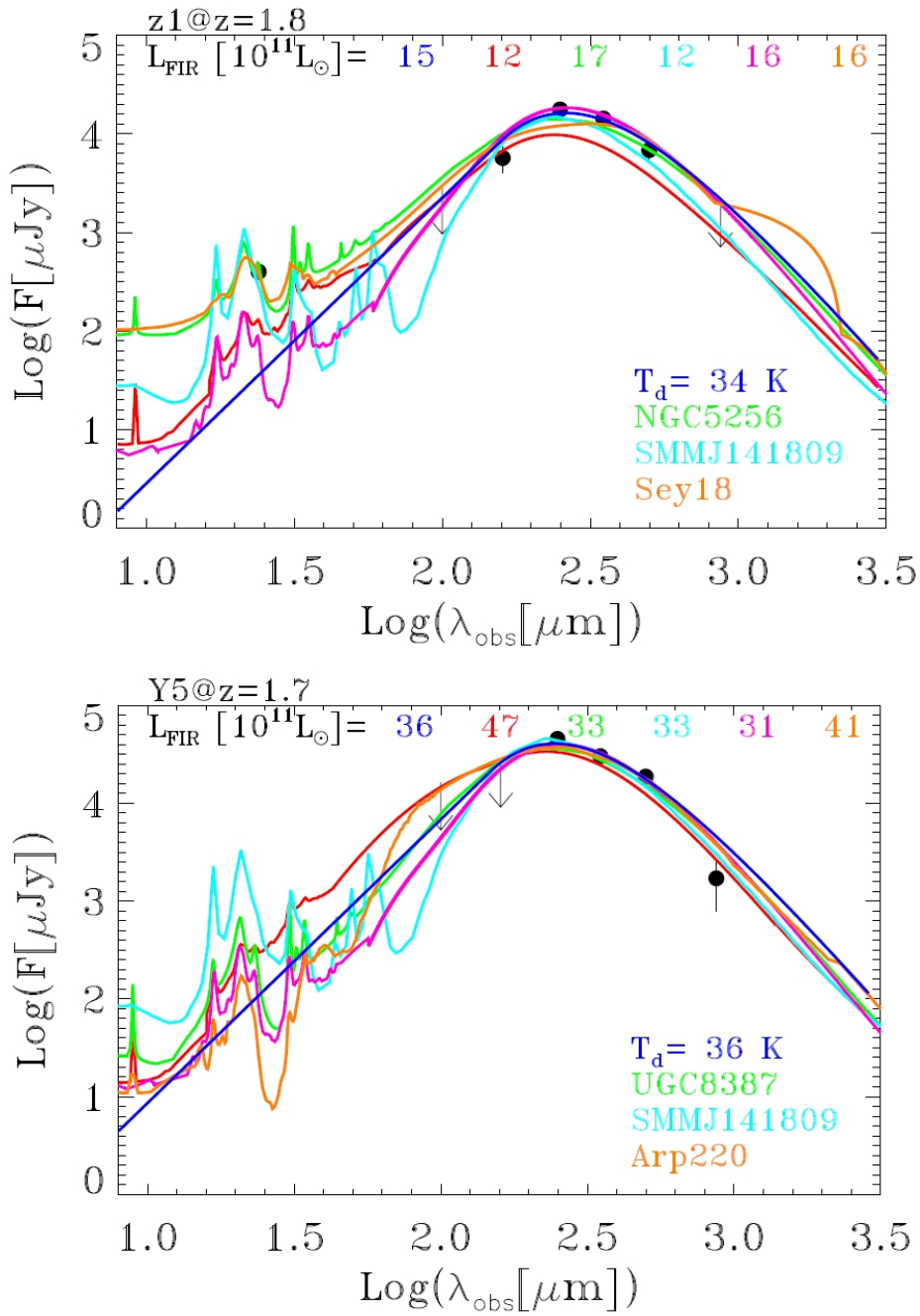


FIGURE 3.4 – Ajustement des données sub-millimétrique pour les sources z1(haut) et Y5 (bas) en admettant la solution à bas redshift.

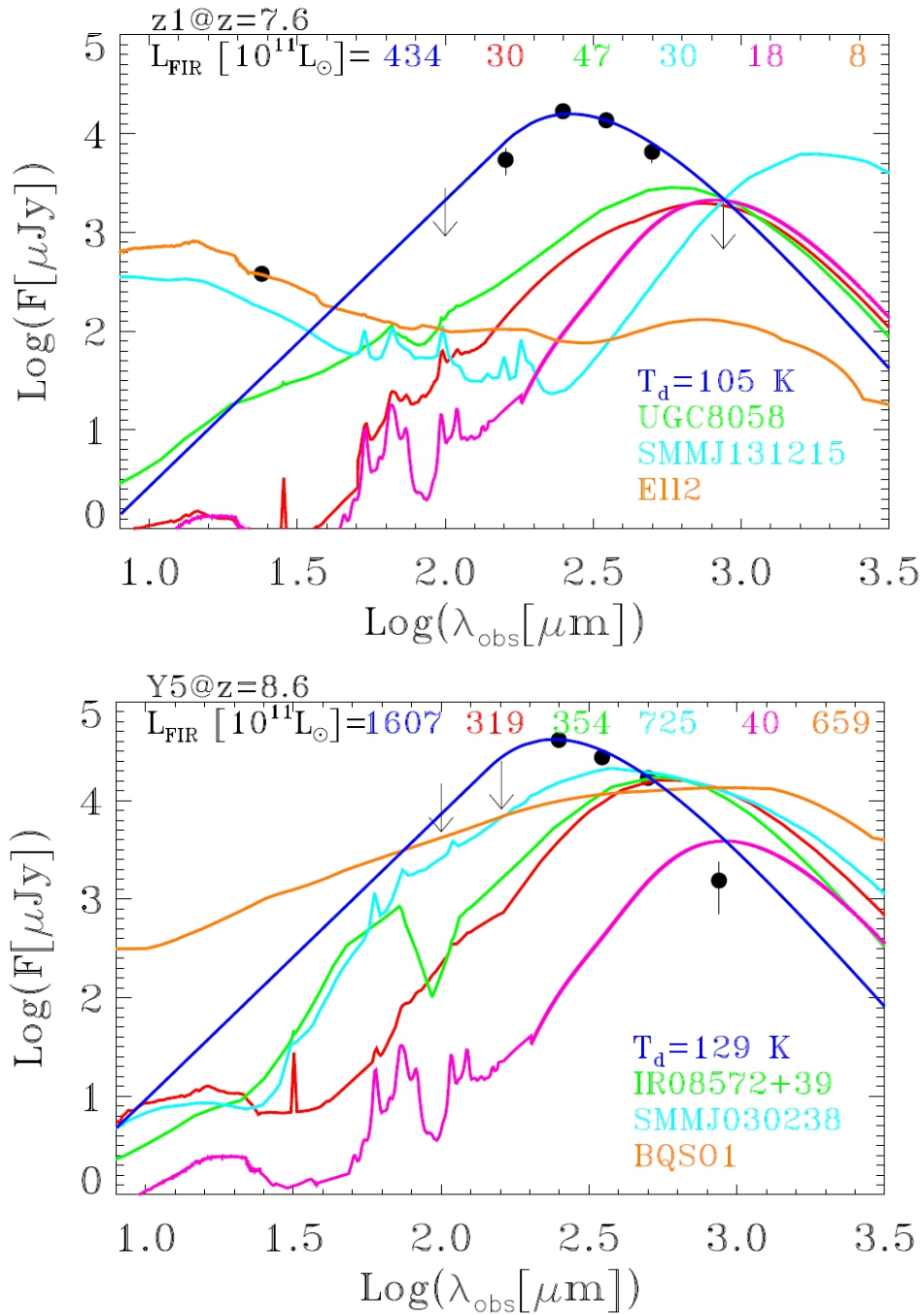


FIGURE 3.5 – Ajustement des données sub-millimétrique pour les sources $z1$ (haut) et $Y5$ (bas) en admettant la solution à grand redshift.

	I	z	J	H	K	$m_{3.6}$	$m_{4.5}$	$m_{5.8}$	$m_{8.0}$
1	> 27.6	> 25.5	23.21±0.05	23.09±0.12	22.14±0.02	21.89±0.02	21.65±0.03		
2	26.3±0.5	25.22±0.5	22.81±0.10	23.00±0.11	22.11±0.05	20.96±0.01	20.67±0.01	21.12±0.07	20.74±0.14
3	>27.6	>25.9	23.11±0.10	>23.5	22.80±0.14	22.34±0.03	22.16±0.05	21.90±0.1	22.20±0.7

TABLE 3.2 – Photométrie AB des candidats sélectionnés par Capak et al. (2011)

associée à ces deux ajustements. La figure 3.6 présente l’ajustement à bas-redshift des deux sources $Z1$ et $Y5$ en considérant l’ensemble des contraintes disponibles sur leur SED.

On peut dresser une conclusion similaire à propos de l’ajustement de $Y5$. La plupart des spectres de référence utilisés n’arrivent pas à reproduire correctement la discontinuité observée entre le proche infra-rouge et l’infra-rouge lointain. On peut noter par exemple que le modèle d’Arp 220 (Polletta et al., 2007) sous-estime le flux infra-rouge d’un facteur 5. Le seul modèle parvenant à s’approcher au mieux du flux observé en infra-rouge est SMMJ221725.97+001238 (Michałowski et al., 2010) avec un redshift photométrique de $z_{phot} \sim 2.15$, une luminosité $L_{IR} = 2.2 \times 10^{12} L_{\odot}$ et par conséquent un taux de formation stellaire de $380 M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$. Le meilleur ajustement est obtenu pour un des templates de Bruzual & Charlot (2003) avec un redshift photométrique $z_{phot} \sim 1.95$, une atténuation par la poussière de 1.6 mag et une masse stellaire de $3 \times 10^{10} M_{\odot}$ ($2 \times 10^{10} M_{\odot}$ en considérant la relation 3.1). Cependant ces valeurs sont également à prendre avec précaution compte-tenu de la qualité de l’ajustement. De plus, la partie visible et proche infra-rouge des SED de chaque objet est mal ajustée suggérant, dans chaque cas, qu’on aurait du avoir une détection dans les filtres visibles (I , z et Y).

3.4 Comparaison avec des études récentes

La nature extrême de ces sources nous invite à regarder dans la littérature si d’autres objets, similaires à $Y5$ et $z1$, ont déjà été mis en évidence dans les échantillons d’objets à grand-redshift.

Capak et al. (2011) ont sélectionné trois sources (Table 3.2) à partir des critères de sélection en couleurs suivant, définis pour des objets à $z \geq 7.0$:

$$\begin{aligned} z-J &\geq 1.5 \\ J-K_s &\geq 0.0 \\ K_s-4.5\mu\text{m} &\geq 0.0 \end{aligned}$$

On remarque que nos deux objets répondent parfaitement à ces critères de sélection et qu’ils ont, de plus, des magnitudes comparables à l’objet le plus faible de leur échantillon. Des observations spectroscopiques de ces trois sources n’ont, pour l’instant, pas permis de conclure sur la nature de ces sources, et en particulier sur leur redshift.

D’autres études ont révélé la présence de sources en partie similaire aux deux objets étudiés ici. On peut par exemple citer le cas de l’objet HUDF- $J2$ repéré par Mobasher et al. (2005), dont le redshift était estimé dans un premier temps à $z_{phot} \approx 6.5$, mais dont les études suivantes (Schaerer et al. 2007, Dunlop et al. 2007 et Chary et al. 2007) ont montré que cet objet était vraisemblablement une source

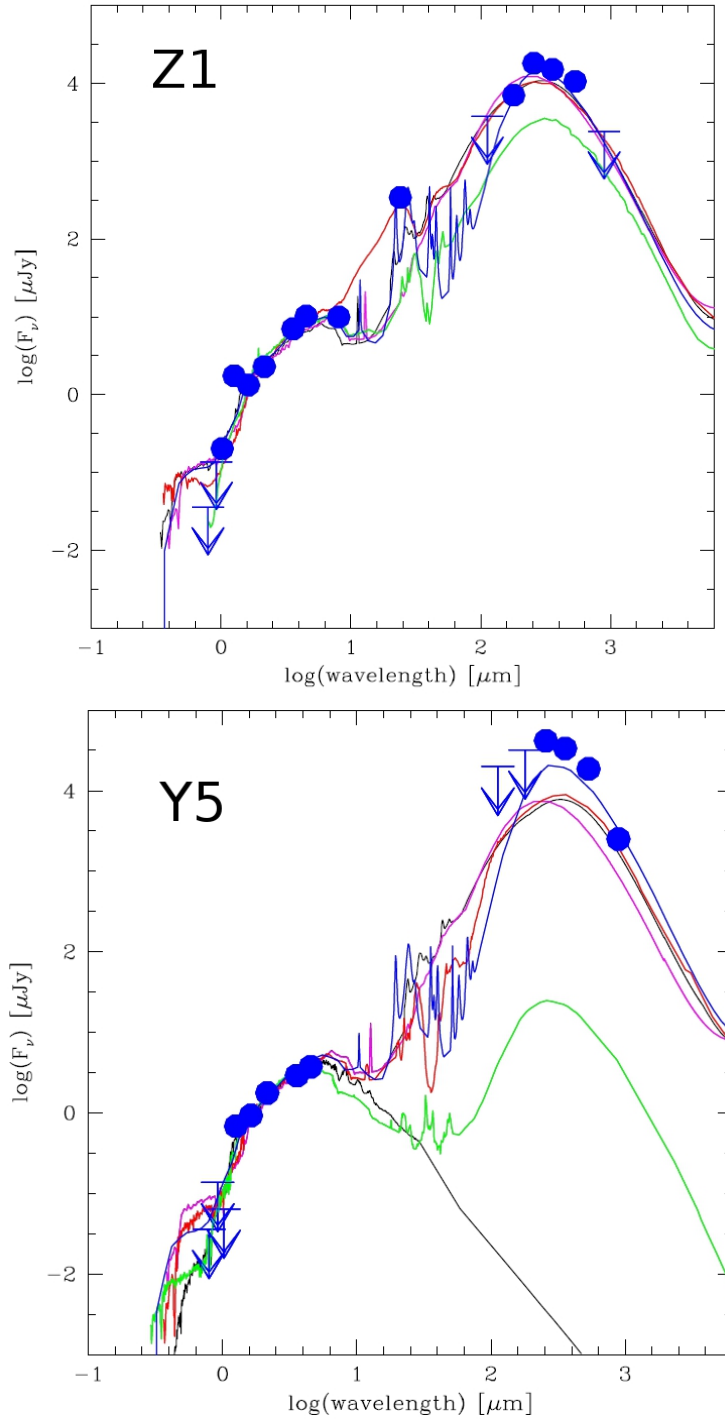


FIGURE 3.6 – Meilleur ajustement de l’ensemble des données disponibles entre l’optique et le sub-millimétrique pour les sources $z1$ (haut) et $Y5$ (bas). Dans chaque cas, la solution à bas redshift est préférée. Les spectres de référence de Chary & Elbaz (2001) (noir pour le meilleur ajustement, violet pour le spectre de référence avec la luminosité infra-rouge maximale), Polletta et al. (2007) (rouge pour le meilleur ajustement, vert pour le meilleur ajustement de la partie visible/proche infra-rouge) et Michałowski et al. (2010) (bleu).

contaminante à $z \sim 2$. Bien qu'elle présente une forte discontinuité dans sa SED, celle-ci est plus monotone entre les filtres z , J et H que dans le cas de $z1$ et $Y5$.

On peut faire la même remarque à propos de l'objet A1835#2 de Schaerer et al. (2007). Les couleurs $Ks-3.6\mu\text{m}$ et $z-3.6\mu\text{m}$ de nos deux objets sont similaires à celles des sources sélectionnées par Rodighiero et al. (2007) à partir des données IRAC. En revanche, les couleurs $H-Ks$ de nos deux sources ne sont pas en accord avec celles publiées dans cette étude, et apparaissent plutôt similaires aux sources très rouges à $z \sim 2-3$ mentionnées dans cet article.

3.5 Bilan de l'étude

Comme nous venons de le voir, l'apport de contraintes aux grandes longueurs d'onde permet de montrer que deux sources brillantes parmi les 10 sources sélectionnées autour d'Abell 2667 semblent préférer une solution à plus bas redshift que celles suggérées par l'étude des données visible/proche IR. L'ajout de données dans l'infra-rouge lointain et le sub-millimétrique laisse supposer que $Y5$ et $z1$ sont des LIRGs, et que compte-tenu de leur forte luminosité IR, elles peuvent être classées dans la catégorie des LIRG très brillantes, appelées aussi ULIRGs à $z \approx 2$. Ce type d'objet forme en moyenne une centaine de masses solaires par an, ce sont pour la plupart des *Starburst* et quelques uns abritent un noyau actif de galaxie (AGN). L'atténuation par la poussière dans ce type d'objet est assez forte, puisqu'elle oscille entre $A_v \sim 2$ et 4 mag (Buat et al., 2007).

L'étude de la SED totale de ces deux objets penche désormais plutôt en faveur d'une solution à bas redshift bien que l'ajustement de la photométrie de ces sources reste toujours de mauvaise qualité. Nous avons toutefois pu déduire de ce travail de SED-fitting que l'atténuation par la poussière dans ces deux objets était comprise entre 1.6 et 2.6 mag. Ces valeurs de rougissement sont en parfait accord avec les propriétés des ULIRGs, et semblent être un argument supplémentaire en faveur de ce type de contaminant.

On montre avec cette étude l'importance de couvrir la SED des objets le plus largement possible, en allant jusqu'au domaine sub-millimétrique. Toutefois ces conclusions ne sont que purement photométriques, et demanderaient des confirmations spectroscopiques pour déterminer avec certitude la nature de ces sources. La mise en marche du projet **ALMA**³ pour *Atacama Large Millimeter/submillimeter Array*, en 2013, va permettre d'ajouter des contraintes dans un domaine de longueurs d'onde encore plus grand, allant de $300\mu\text{m}$ jusqu'à 3mm (Figure 3.5). Ces nouvelles données permettront peut-être d'améliorer la qualité de l'ajustement de ce type d'objet et permettront ainsi de repérer plus facilement les contaminants extrêmes dans les échantillons de candidats à grand-redshift.

3. <http://almascience.eso.org/>



FIGURE 3.7 – Le projet ALMA (pour *Atacama Large Millimeter/submillimeter Array*) devrait être opérationnel en 2013 et apportera des contraintes supplémentaires sur les SED des candidats à grand redshift.

Chapitre 4

Observations spectroscopiques

Sommaire

4.1	X-SHOOTER	88
4.1.1	Caractéristiques physiques de l'instrument	88
4.1.2	Fonctionnement de l'instrument	90
4.2	LES OBSERVATIONS	91
4.2.1	Estimation des temps d'observation	91
4.2.2	Préparation des observations	94
4.3	RÉDUCTION DES DONNÉES	96
4.3.1	Calibration de l'instrument	96
4.3.2	Traitements des données d'observations	100
4.4	ANALYSE DES DONNÉES	101
4.4.1	Propriétés des données	102
4.4.2	Détermination du redshift	102
4.4.3	Propriétés physiques de J1	103
4.4.4	Influence des raies d'émission sur les couleurs de J1	104
4.4.5	Populations stellaires de la source	105
4.4.6	Mise à jour de la photométrie et ajustement de la SED	107
4.4.7	Conclusions	108

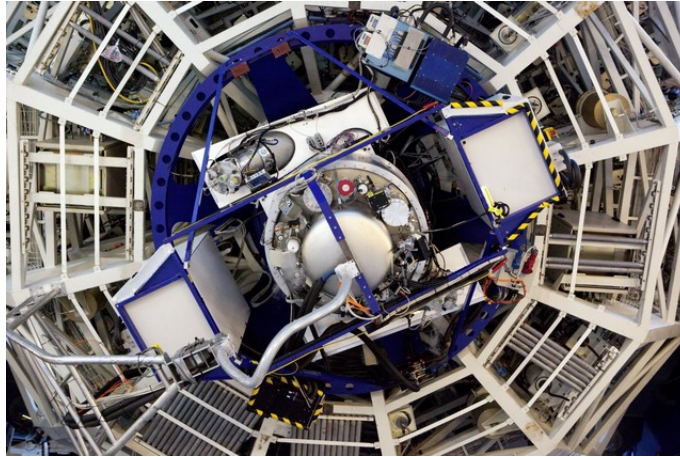


FIGURE 4.1 – X-Shooter installé au foyer du télescope UT2 de l’ESO au Mont Paranal

L’observation spectroscopique des sources candidates à grand redshift reste la seule méthode pour conclure définitivement sur la nature d’une source, et ainsi confirmer (ou réfuter) le redshift photométrique déduit de l’ajustement de la SED. Ces observations permettent également de déterminer quelques une des principales propriétés des galaxies étudiées comme le taux de formation stellaire, l’atténuation par la poussière, ou encore la nature de la (ou des) population(s) stellaire(s) abritées. Ce chapitre présente les résultats du suivi spectroscopique des meilleurs candidats repérés derrière l’amas d’Abell 2667.

4.1 Le spectrographe X-Shooter

X-Shooter¹ est un spectrographe de résolution intermédiaire (jusqu’à $R=14000$) pointant un objet à chaque observation. Il est actuellement positionné au foyer du télescope UT2 du VLT au mont Paranal (cf. Fig 2.2). La principale caractéristique de cet instrument est de pouvoir couvrir en une seule pose une très large gamme de longueur d’onde : de 300 à 2500 nm. Il est le fruit d’une coopération internationale à laquelle ont participé l’Observatoire de l’Université de Copenhague, l’Observatoire de Paris Meudon, l’Université Paris VII, l’Institut National d’Astrophysique italien et l’Université d’Amsterdam. Il a reçu sa première lumière en novembre 2008 et a été ouvert à la communauté scientifique en octobre 2009 (Fig. 4.1, Vernet et al. (2011)).

4.1.1 Caractéristiques physiques de l’instrument

X-Shooter est composé de 3 parties indépendantes couvrant différent domaines de longueur d’onde :

- Le bras « UV » couvre les longueurs d’ondes allant de 300 à 550 nm avec un pouvoir de résolution de 5100 pour une fente de 1”.
- Le bras « visible » permet d’observer entre 550 et 1000 nm avec une résolution de 7500 pour une fente de 0.9”.

1. <http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/xshooter/>

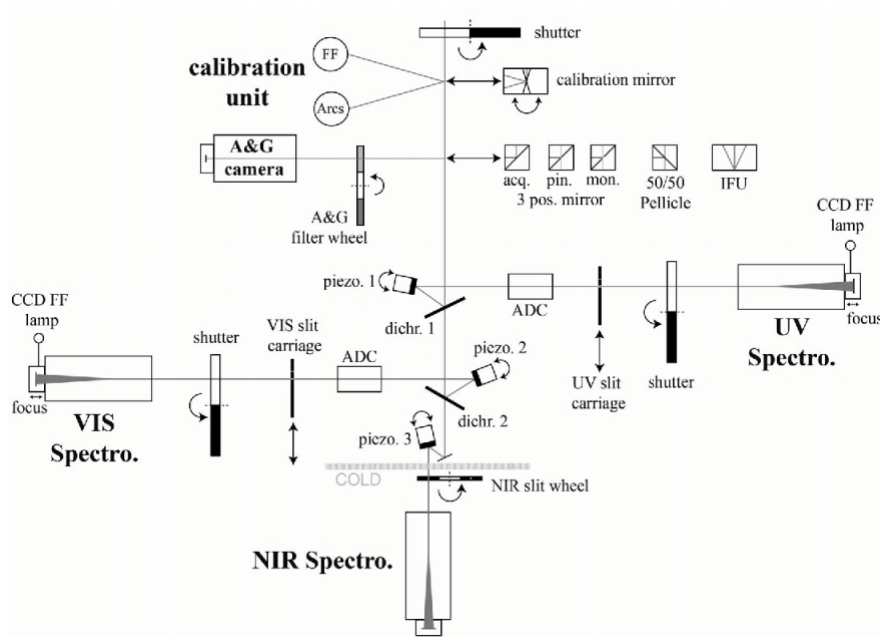


FIGURE 4.2 – Vue schématique de l’instrument comprenant les 3 bras d’observations, l’unité de calibration et la caméra d’acquisition et de guidage. D’après Vernet et al. (2011)

- Le bras « proche-IR » se concentre sur les longueurs d’ondes de 1000 à 2500nm avec une résolution de 5100 pour une fente de 0.9”.

La figure 4.2 présente une vue schématique des différentes composantes de l’instrument. **X-Shooter** propose deux modes principaux d’observations : par fente ou par IFU (pour *Integral Field Unit*²). La résolution de l’instrument dépend du bras considéré et de la largeur de la fente utilisée (tableau 4.1).

². appareil d’optique placé dans le plan focal du télescope permettant de ré-échantillonner un champ de 4”×1.8” en une fente de 12”×0.6”

Bras	Largeur de la fente (")	Résolution $\lambda/\Delta\lambda$	Bras	Largeur de la fente (")	Résolution $\lambda/\Delta\lambda$	Bras	Largeur de la fente (")	Résolution $\lambda/\Delta\lambda$
UVB	0.5	9100	VIS	0.4	17400	NIR	0.4	11300
	0.8	6200		0.7	11000		0.6	8100
	1.0	5100		0.9	8800		0.9	5600
	1.3	4000		1.2	6700		1.2	4300
	1.6	3000		1.5	5400		1.5	3500
	IFU	7900		IFU	12600		IFU	8100

TABLE 4.1 – Résolution de **X-Shooter** en fonction du mode d’observation utilisé

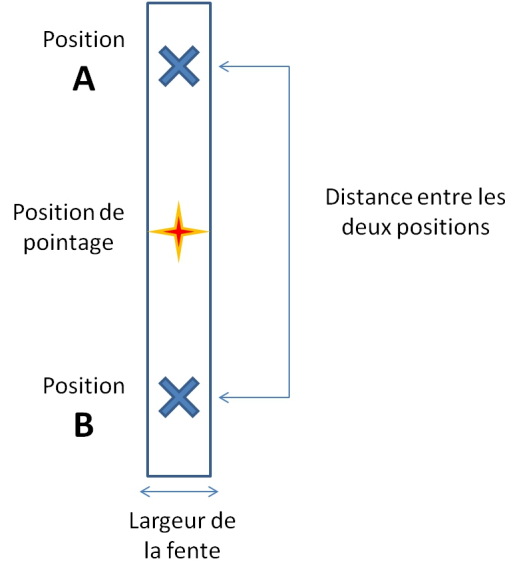


FIGURE 4.3 – Principe du mode d’observation *nodding*. L’objet est positionné alternativement en A et B.

4.1.2 Fonctionnement de l’instrument

La première étape de fonctionnement de l’instrument consiste au pointage de la cible via la caméra de guidage. Le champ de vue de cette caméra est de $1.5' \times 1.5'$ avec une résolution spatiale de $0.173''$, et peut être utilisée avec des filtres allant de la bande U à z . Elle permet un centrage de l’objet pointé à $0.1''$ près quelles que soient les conditions d’observations. Pour les objets faibles ($m(AB) > 21$) et en particulier pour nos sources non-détectées dans le visible, le centrage direct n’est plus possible en raison des capacités de la caméra de guidage, il faut donc centrer la cible à « l’aveugle ». Pour cela, le télescope va pointer une étoile proche, dont la magnitude est inférieure à la magnitude limite de la caméra et dont les coordonnées sont connues, puis se décalera jusqu’à la position supposée de la cible. Le déplacement à appliquer est donné par :

$$\Delta\delta = \delta_{source} - \delta_{ref} \quad (4.1)$$

$$\Delta\alpha = (\alpha_{source} - \alpha_{ref}) \cos\left(\frac{\delta_{source} + \delta_{ref}}{2}\right) \quad (4.2)$$

Dans le domaine proche-infrarouge, le mode d’observation privilégié est le mode « *nodding* », qui permet une meilleure soustraction du bruit dû au fond de ciel local. Ce mode d’observation consiste à décaler l’objet le long de la fente d’observation. Ainsi une séquence d’observations sera toujours divisée en deux parties : une première où l’objet sera en position A et une seconde où l’objet sera en position B (figure 4.3). Ce mode nous permet d’effectuer une double soustraction du ciel. En effet, une séquence d’observations donnera une acquisition où l’objet est en A puis en B (séquence dite ABBA). Le spectre total de l’objet sera alors obtenu par $A - B + B - A$ (autrement dit $\text{Objet}(A) - \text{ciel}(B) + \text{Objet}(B) - \text{Ciel}(A)$), ce qui correspond bien à une double soustraction du fond de ciel local. Deux séquences en mode *nodding* donneront alors ABBAABBA.

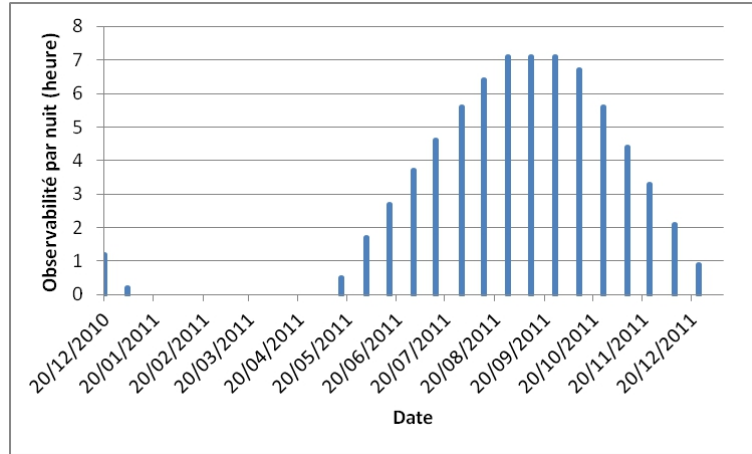


FIGURE 4.4 – Observabilité de nos objets au cours de l’année 2011 (en heure par nuit).

4.2 Les observations

Tous les 6 mois, l’ESO lance un appel d’offre pour utiliser les instruments mis à la disposition de la communauté scientifique. Plusieurs étapes sont alors nécessaires avant de pouvoir analyser les données acquises avec ces instruments : évaluation du temps d’observation nécessaire, préparations des différentes observations (OB) et enfin réduction des données.

Compte-tenu des résultats que nous avons obtenus autour de l’amas d’Abell 2667 et de la pression sur **X-Shooter** (1 demande sur 6 est retenue en moyenne), nous avons décidé de présenter une demande de temps ciblée sur les candidats les plus « intéressants » : J1, Y7, Y3 et Z1 (d’après le critère de qualité, Tab 2.5, et le χ_{opt}^2 présenté sur Tab 2.6). A partir de l’outil de calcul d’éphémérides en ligne de l’ESO³, nous avons montré que nos objets étaient visibles au moins 4h par nuit entre le 15 juillet et le 15 novembre 2011 pour les instruments du Mont Paranal (Figure 4.4).

4.2.1 Estimation des temps d’observation

Dans le cas où nos objets seraient des sources à très grand redshift, il est difficile d’estimer la luminosité des raies qui seront présentes dans le spectre, en particulier celle de $Ly\alpha$. Il est en revanche plus facile d’estimer la luminosité des raies d’émission qui seraient présentes dans un spectre à bas redshift ($z \sim 2$). Dans le cas de l’échantillon d’objets proposé ici, les solutions à bas redshift (c’est-à-dire quand nous avons imposé au logiciel d’ajustement de SED une solution comprise entre $0.0 \leq z \leq 3.0$) sont toutes autour de $z \sim 2$. Il a été montré dans Kennicutt (1998b) que la luminosité de certaines raies d’émission sont reliées au taux de formation d’étoiles de la galaxie. Dans notre cas, et pour une solution à bas redshift, le taux de formation stellaire de nos objets est compris entre 33.7 et $37.3 M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$, on prendra donc une valeur moyenne de $\sim 35 M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$. Ainsi la luminosité de la raie $H\alpha$ (6563\AA) est reliée au

3. www.eso.org/sci/observing/tools/calendar/observability.html

taux de formation stellaire (noté SFR) par :

$$SFR(M_{\odot}an^{-1}) = 7.9 \times 10^{-42} L(H\alpha)(ergs^{-1}) \quad (4.3)$$

De plus, sachant que $\frac{L_{H\alpha}}{L_{H\beta}} \sim 2.9$ (Osterbrock & Ferland, 2006), on pourra également en déduire la luminosité de la raie H β (4861Å).

La luminosité de la raie [OII] est également reliée au taux de formation stellaire par :

$$SFR(M_{\odot}an^{-1}) = 1.4 \times 10^{-41} L(OII)(ergs^{-1}) \quad (4.4)$$

A partir des luminosités précédentes, on peut en déduire le flux attendu, en prenant en compte l'expansion de l'Univers, tel que :

$$f_{cal} = \frac{L_{émise}}{4\pi D_L^2} \quad (4.5)$$

ou z est le redshift de la source, D_L la distance luminosité de la source et $L_{émise}$ la luminosité émise par la source.

Cependant le flux précédent correspond à une émission par un objet sans aucune poussière, or on sait que celle-ci absorbe une partie du rayonnement émis. Il est toutefois difficile d'estimer avec précision l'atténuation du flux entraînée par la poussière, on devra donc étudier plusieurs cas de rougissement : sans atténuation ($A_V=0$), avec une atténuation modérée ($A_V=0.75$) et avec une forte atténuation ($A_V=1.5$). Ces valeurs sont assez proches de ce qui a été observé pour des redshifts ~ 2 ou supérieur (Cucciati et al., 2012). A partir de l'atténuation en bande V , on peut estimer l'atténuation entraînée par la poussière à la longueur d'onde de la raie observée d'après Calzetti et al. (2000) tel que :

$$A_{\lambda} = \frac{k(\lambda)A_V}{R_V} \quad (4.6)$$

où $R_V=4.05$ et $k(\lambda)$ est donné par :

$$\begin{cases} k(\lambda) = 2.659(-2.156 + \frac{1.509}{\lambda} - \frac{0.198}{\lambda^2} + \frac{0.011}{\lambda^3}) + R_V & \text{pour } 0.12 \leq \lambda \leq 0.63\mu m \\ k(\lambda) = 2.659(-1.857 + \frac{1.040}{\lambda}) + R_V & \text{pour } 0.63 \leq \lambda \leq 2.20\mu m \end{cases}$$

Ainsi, le flux réellement observé sera donné par :

$$f_{obs} = f_{cal} \times 10^{(-0.4 \times A_{\lambda})} \quad (4.7)$$

Le tableau 4.2 présente les flux attendus pour chacune des raies et pour les trois cas de rougissement. Il nous reste ensuite à estimer la largeur de la raie d'émission, on détermine cette valeur à partir de la dispersion des vitesses que l'on fixera à $\Delta v=100\text{km.s}^{-1}$, c'est-à-dire en accord avec ce qui est observé à bas redshift. On rappelle que la largeur de raie est donnée par :

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta v}{c} \lambda \quad (4.8)$$

Afin de pouvoir identifier la nature de l'objet observé, il nous faut détecter et identifier avec certitude au minimum 2 raies. Afin de faciliter la détection des raies, on s'impose une détection avec un rapport signal sur bruit de 5 sur quelques pixels en bords de raies (c'est-à-dire à la longueur d'onde où le flux correspond à la moitié du

Raies	λ_{emis} [nm]	L_{emise} [$\times 10^{42}$ erg/s]	Av=0.0	Av=0.75		Av=1.5	
			f_{obs} [erg/s/cm ²]	A_λ [mag]	f_{obs} [erg/s/cm ²]	A_λ [mag]	f_{obs} [erg/s/cm ²]
H α	656.3	4.43	1.50×10^{-16}	0.61	8.55×10^{-17}	1.23	4.83×10^{-17}
H β	486.1	1.53	5.19×10^{-17}	0.85	2.37×10^{-17}	1.70	1.08×10^{-17}
[OII]	372.7	2.54	8.61×10^{-17}	1.08	3.12×10^{-17}	2.17	1.15×10^{-17}

TABLE 4.2 – Estimation du flux attendu pour différentes raies en émission et différents cas de rougissement en considérant un taux de formation stellaire moyen de $35 M_\odot \text{ an}^{-1}$ et un redshift moyen de $z \sim 2$.

Raies	λ_{obs} [nm]	$\Delta\lambda$ [nm]	T($A_V=0.0$) [s]	T($A_V=0.75$) [s]	T($A_V=1.5$) [s]
H α	1968.9	0.656	900	3600	9900
H β	1443.3	0.481	2700	9000	45000
[OII]	1118.1	0.373	1800	9000	63000

TABLE 4.3 – Temps d'exposition nécessaires pour obtenir un rapport signal sur bruit de 5 sur les bords des raies selon les différents scénarios de rougissement envisagés.

flux central, soit FWHM/2). A partir de cette contrainte et du calculateur de temps d'exposition en ligne de l'ESO⁴, on détermine le temps d'observation pour chacune des raies et pour les différents scénarios de rougissement (Tab 4.3). Cependant, si nous détectons une raie avec un excellent rapport signal sur bruit, nous pouvons relâcher légèrement les contraintes sur les autres raies, et n'imposer qu'une détection avec $S/N \sim 3$ sur les bords de la raie. Les temps d'exposition nécessaires pour répondre à cette nouvelle contrainte sont présentés dans le tableau 4.4. On remarque qu'un temps de pose de près de 3h (10800s) semble être un bon compromis pour détecter un maximum de raies dans le spectre des candidats, compte-tenu des incertitudes sur le taux de formation d'étoiles et du rougissement attendu de chacune des sources - pour la solution à bas redshift, $A_V \leq 0.6$ pour J1, Y7 et Y3, le rougissement obtenu pour Z1 est incertain au regard du χ^2 associé au meilleur ajustement ($\chi^2 \sim 75$).

Au temps d'exposition réel sur la source s'ajoute un temps de pointage et de lecture des données qu'il faut impérativement prendre en compte dans le calcul du temps de télescope. Compte-tenu de la configuration instrumentale choisie, le temps de préparation et de pointage du télescope est évalué à 623 s par objet. Ainsi chaque source requière 11423 s de temps de télescope, soit 3h15 par source. Alors pour

4. www.eso.org/observing/etc/

Raies	λ_{obs} [nm]	$\Delta\lambda$ [nm]	T($A_V=0.0$) [s]	T($A_V=0.75$) [s]	T($A_V=1.5$) [s]
H α	1968.9	0.656	900	900	1800
H β	1443.3	0.481	900	3600	15300
[OII]	1118.1	0.373	900	3600	19800

TABLE 4.4 – Temps d'exposition nécessaires pour obtenir un rapport signal sur bruit de 3 sur les bords des raies selon les différents scénarios de rougissement envisagés.

Candidats	Catalogue d'étoiles	Magnitude [AB]	Coordonnées de la référence		Offset à appliquer	
			α	δ	$\Delta\alpha$ ["]	$\Delta\delta$ ["]
Z1	2MASS	$m_B=18.7$	23 :51 :45.42	-26 :07 :46.70	5.62	39.50
Y3	2MASS	$m_B=18.7$	23 :51 :45.42	-26 :07 :46.70	-14.19	-28.12
Y7	2MASS	$m_B=18.7$	23 :51 :57.23	-26 :07 :38.67	-12.78	-8.92
J1	NOMAD-1	$m_B=20.5$	23 :51 :35.80	-26 :03 :28.89	-3.04	-12.75

TABLE 4.5 – Etoiles de références utilisées et décalage en coordonnées à appliquer au télescope pour pointer les cibles

observer la totalité de notre échantillon en respectant les critères sur le signal sur bruit que nous nous sommes imposés, le temps de télescope nécessaire est de 13h.

De plus et en considérant la magnitude de nos objets en bande H ($m_H > 23.6$), une bonne qualité du ciel ($\text{seeing} \leq 0.8''$) et un ciel noir (sans Lune ou à ± 3 jours de la nouvelle Lune) sont impératifs pour atteindre le signal sur bruit visé. Cette demande de temps a été présentée en Période 87, c'est-à-dire pour des observations faites entre le 1^{er} avril et le 31 septembre 2011.

4.2.2 Préparation des observations

Une fois la demande de temps acceptée par le comité d'évaluation de l'ESO, nous avons dû préparer toutes les observations en tenant compte des contraintes imposées par l'ESO. Compte-tenu du fait que chaque observation commencée n'est pas reprise si elle est interrompue pour cause de mauvais temps, l'ESO limite chaque bloc d'observation à 1h de temps d'exposition.

Pointage via une étoile de référence

Nos objets étant plus faibles que la limite de détection de la caméra de pointage, nous devons donc pointer une étoile de référence avant de nous décaler sur notre cible. Pour cela, nous avons utilisé le logiciel *Aladin* (Bonnarel et al., 2000) et la base de données Simbad développée dans le cadre de l'observatoire virtuel⁵ pour identifier les objets brillants à proximité de nos candidats. Pour chaque étoile de référence utilisée, nous utilisons l'équation 4.1 pour déterminer l'offset à appliquer pour pointer nos candidats. Le tableau 4.5 présente les étoiles de référence utilisées ainsi que le décalage en Ascension Droite et Déclinaison appliqué au télescope.

Choix des paramètres d'observation

En observation spectroscopique il est préférable d'adapter la largeur de la fente à la taille de l'objet pointé. Les objets que nous souhaitons observer ont tous une taille comprise entre 0.6" et 1.2", ainsi une largeur de fente de 0.9" ou 1.2" (selon les cas) pourra être utilisée en visible et proche infra-rouge, et de 1.0" ou 1.3" dans le bras ultra-violet.

Compte-tenu de la contrainte temporelle imposée par l'ESO, nous devons limiter chaque observation à une heure d'exposition. La partie du spectre où le temps de pose doit être maximum (pour avoir le meilleur rapport signal sur bruit possible) est

5. www.euro-vo.org

ID	Observing Block	Bras I.R.		Bras VIS		Bras UVB		Diamètre du nodding ["]	Inclinaison de la fente [°]
		largeur ["]	T_{exp} [s]	largeur ["]	T_{exp} [s]	largeur ["]	T_{exp} [s]		
Z1	OB_1	0.9	4×900	0.9	4×850	1.0	4×750	5	0
	OB_2	0.9	4×900	0.9	4×850	1.0	4×750	5	0
	OB_3	0.9	2×900	0.9	2×850	1.0	2×750	5	0
Y3	OB_1	1.2	4×900	1.2	4×850	1.3	4×750	8	-60
	OB_2	1.2	4×900	1.2	4×850	1.3	4×750	8	-60
	OB_3	1.2	2×900	1.2	2×850	1.3	2×750	8	-60
Y7	OB_1	0.9	4×900	0.9	4×850	1.0	4×750	5	0
	OB_2	0.9	4×900	0.9	4×850	1.0	4×750	5	0
	OB_3	0.9	2×900	0.9	2×850	1.0	2×750	5	0
J1	OB_1	0.9	4×900	0.9	4×850	1.0	4×750	5	0
	OB_2	0.9	4×900	0.9	4×850	1.0	4×750	5	0
	OB_3	0.9	2×900	0.9	2×850	1.0	2×750	5	0

TABLE 4.6 – Caractéristiques des observations proposées avec X-Shooter. Chaque candidat est divisé en 3 Observing Blocks.

la partie couverte par le bras infra-rouge. Ainsi le temps de pose dans ce bras guidera le temps de pose dans les deux autres. En mode nodding, un temps de pose de 900 s dans le bras NIR semble être un bon compromis pour respecter l’heure maximum d’exposition sur une source, en enchainant deux séquences de nodding (soit une chaîne ABBAABBA). Ainsi des temps de pose de 850 s en VIS et 750 s en UVB permettront de respecter le temps d’exécution maximum autorisé par observation (1h15 en P87).

Pour le mode nodding que nous allons utiliser, il faut vérifier qu’aucun objet n’est présent le long de la fente spectroscopique. Si tel est le cas et compte tenu de la longueur de la fente ($L=11''$), nous choisirons un écart entre deux positions de $5''$. Un seul des objets présent sur la liste d’observation est allongé (Y3), il faudra donc orienter la fente de -60° . En inclinant la fente, un objet extérieur intègre le champ d’acquisition, il faudra donc augmenter la distance entre deux positions de nodding à $8''$. Les caractéristiques complètes des observations sont présentées dans le tableau 4.6.

Contraintes observationnelles

Les derniers paramètres à ajuster pour que des observations en mode service soient effectuées sont les paramètres du ciel au moment de l’observation. Compte-tenu du faible éclat de nos objets un ciel clair avec un seeing de $0.8''$ est indispensable. De même, la Lune devra être située à au moins 30° de nos sources et être éclairée au plus à 40%. Au moment de l’observation de nos candidats, ceux-ci devront être à une masse d’air⁶ de moins de 1.2 .

⁶ la masse d’air étant définie comme l’inverse du cosinus de l’angle entre le zénith et le point d’observation

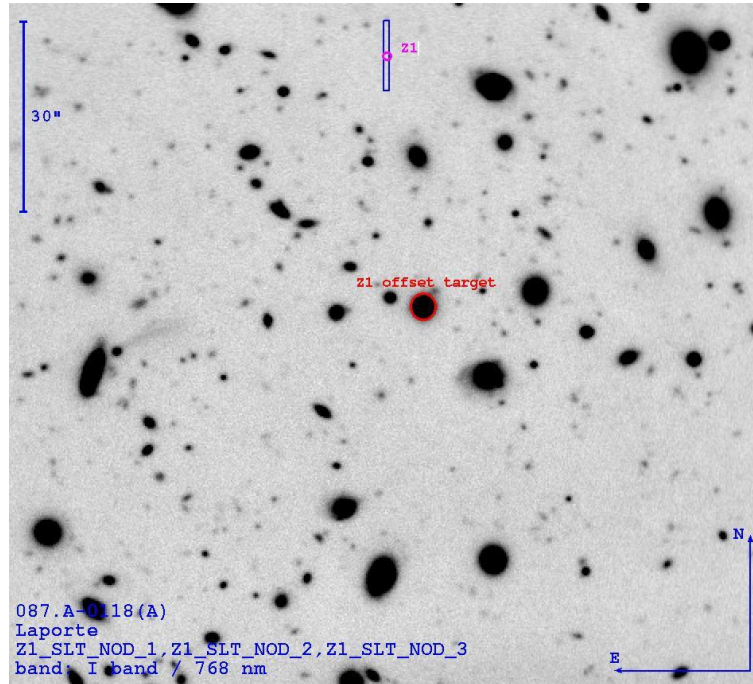


FIGURE 4.5 – Carte de champ utilisée pour l’observation de Z1 avec X-Shooter. La position de la fente, de l’objet de référence et l’orientation du ciel sont indiquées.

Carte de champ

Pour que l’observateur en poste sur X-Shooter au moment où nos candidats seront observés soit certain de pointer le bon objet, l’ESO nous demande de fournir des *Finding Charts*, c’est à dire des cartes de champ adaptées aux caractéristiques de la caméra d’acquisition (à savoir $1.47' \times 1.47'$). Sur chaque image doit figurer la position de la cible, de l’objet de référence (servant au pointage du télescope), de la fente et les identifiants des observations. Ces cartes de champs se font à l’aide du logiciel *Skycat* de l’ESO⁷ (Fig 4.5, 4.6, 4.7, 4.8)

4.3 Réduction des données

Comme tout instrument, le spectrographe **X-Shooter** doit être calibré pour identifier les pixels défectueux, déterminer l’échelle en longueur d’onde et la calibration en flux pour ne citer que les principaux facteurs. Toutes ces données de calibration seront ensuite utilisées pour déterminer le flux calibré des éventuelles raies identifiées dans le spectre des sources observées.

4.3.1 Calibration de l’instrument

La séquence de calibration de l’instrument doit permettre d’initialiser chacun des trois bras : ultra-violet (UVB), visible (VIS) et proche infra-rouge (NIR). Au cours de cette séquence, des **dark**, des **bias** et des **flat** sont créés.

7. <http://archive.eso.org/cms/tools-documentation/skycat>

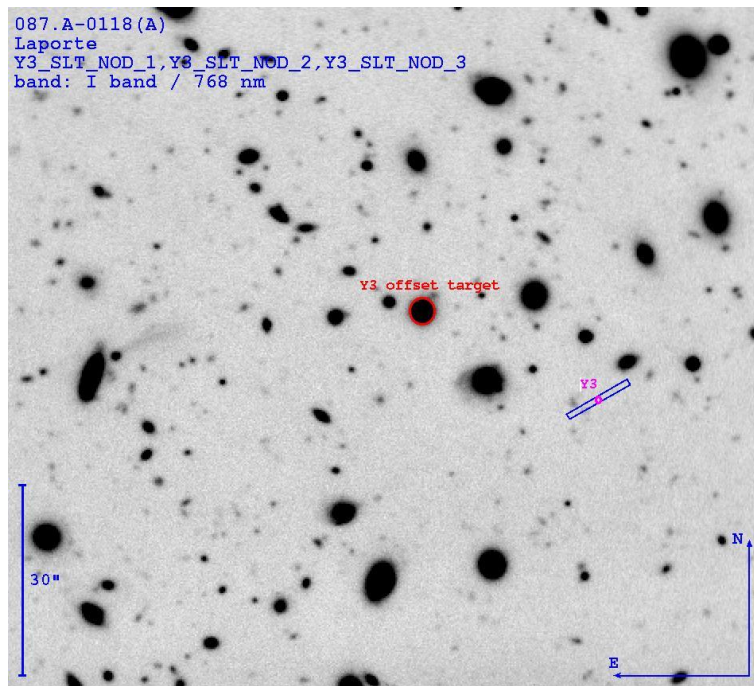


FIGURE 4.6 – Carte de champ utilisée pour Y3

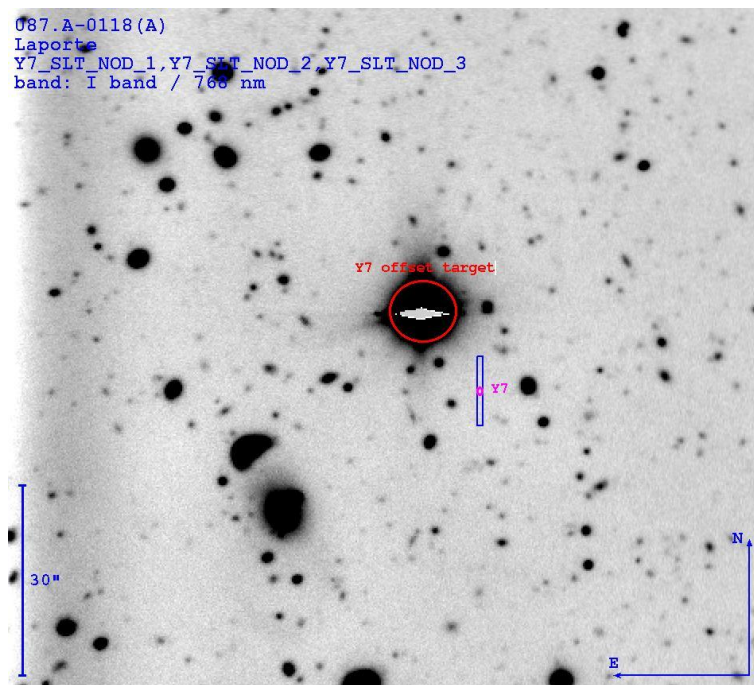


FIGURE 4.7 – Carte de champ utilisée pour Y7

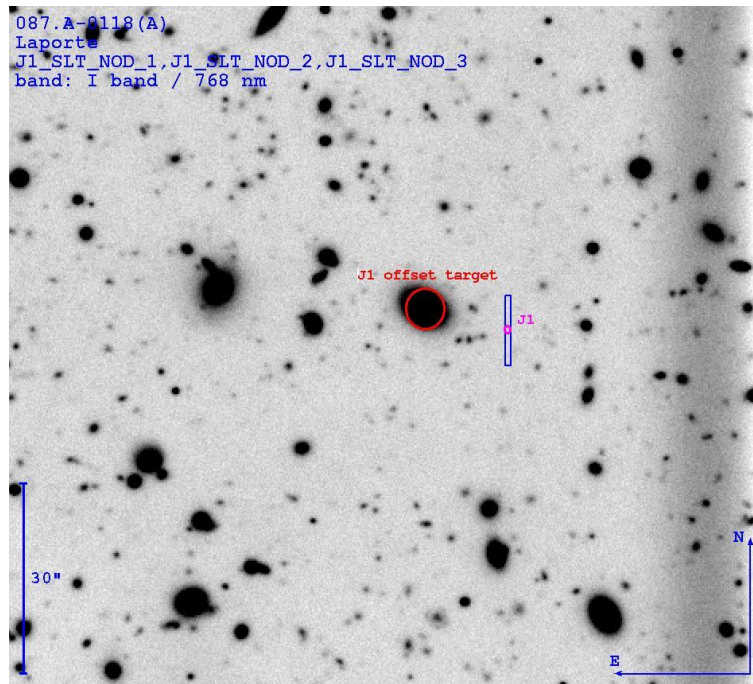


FIGURE 4.8 – Carte de champ utilisée pour J1

Les **bias** sont générés par série de 5. Le **bias maître**, c'est-à-dire le fichier que nous utiliserons ensuite au moment du traitement des données scientifiques, est obtenu en sommant les 5 poses. Ces acquisitions sont principalement utiles pour les bras UVB et VIS. La figure 4.9 présente un exemple de bias utilisé dans le traitement de nos données.

Les **flat** dont l'objectif est de corriger les différences de sensibilités pixel à pixel, sont obtenus en éclairant uniformément le détecteur avec une lampe dont le spectre est continu. La nature de cette lampe dépend du bras considéré, pour le bras UVB, on utilise une lampe au deutérium qui a la particularité d'émettre de façon homogène dans l'ensemble des longueurs d'ondes couvertes par le détecteur UVB. Pour les bras VIS et NIR, une lampe Quartz Tungsten Halogen (nommé QTH) est utilisée pour les mêmes raisons. Les **flat** sont acquis par série de 5 pour chaque bras. Le **flat maître** (qui est le flat utilisé pour la réduction des données scientifiques) est obtenu en sommant ces 5 acquisitions et en soustrayant le **bias maître**, précédemment obtenu. La Fig 4.10 présente les flats D² et QTH utilisés pour la réduction des données acquises au cours de cette étude.

Les **dark** sont des expositions obtenues sans éclairage et avec la coupole fermée, dont la durée d'observation est similaire aux observations à traiter. Ces acquisitions permettent de supprimer le signal thermique de l'électronique. Cette donnée est nécessaire pour le traitement des données acquises sur le bras NIR, mais peut-être négligé pour les bras UVB et VIS compte-tenu que la contribution de l'émission des **dark** est négligeable à ces longueurs d'ondes. La figure 4.11 montre un exemple de dark utilisé ici.

La calibration en longueur d'onde est l'étape la plus importante dans la réduction des données, car c'est en effet à partir de la longueur d'onde mesurée pour une raie

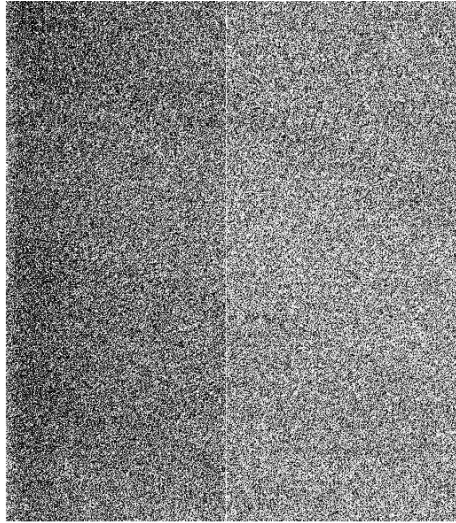


FIGURE 4.9 – Exemple de bias utilisé pour le traitement des observations faites avec X-Shooter

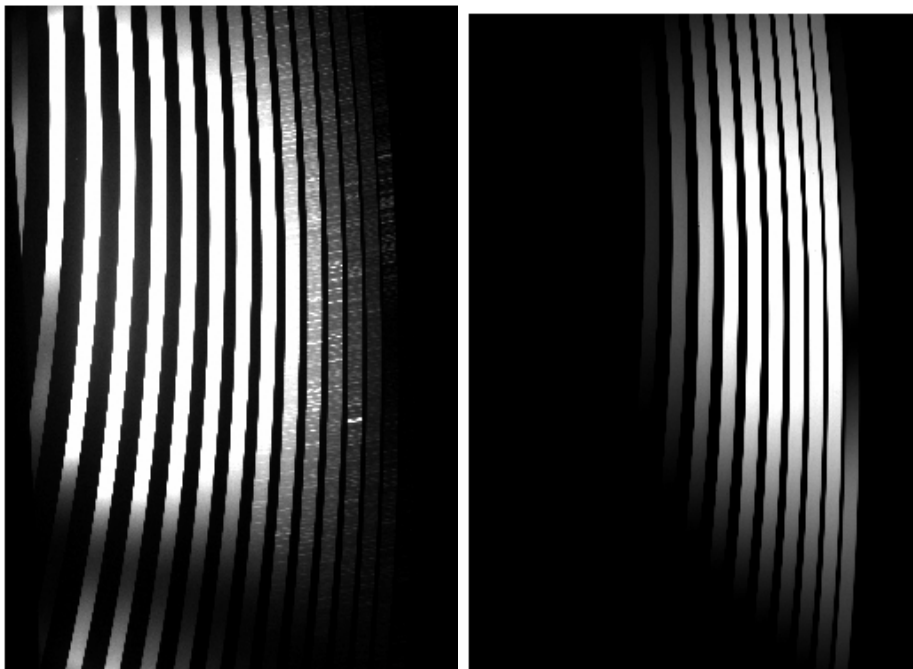


FIGURE 4.10 – Exemple de flat obtenu avec X-Shooter et une lampe au deuterium (gauche) ou une lampe Quartz Tungsten Halogen (droite)

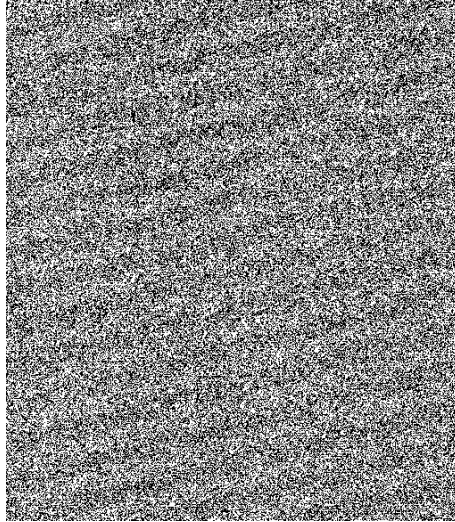


FIGURE 4.11 – Exemple de dark obtenu pour une heure d'exposition avec X-Shooter

en émission que nous pourrions déterminer avec certitude le redshift de nos objets. Dans le cas de X-Shooter, la calibration en longueur d'onde est une étape complexe car les ordres sont très inclinés (voir figure 4.10) et d'échelle variable (c'est-à-dire que chaque ordre ne couvre pas un intervalle en longueur d'onde constant). On peut s'affranchir de cette difficulté en éclairant un ensemble de 9 trous à l'aide d'une lampe de Thorium-Argon (notée ThAr) dont la position de chaque raie est connue avec précision. Ainsi, la calibration en longueur d'onde atteint une précision de 2km s^{-1} .

La calibration en flux est également une étape cruciale dans la réduction de données spectroscopiques car c'est à partir du flux mesuré dans chacune des raies que nous pourrions déduire par exemple la quantité de poussière contenue dans chaque source, ou encore vérifier la pertinence de l'identification des raies d'émission. Cette étape se fait en observant une étoile dite standard. Une liste de 12 étoiles de référence a été observée avec SINFONI@VLT (Vernet et al., 2008) pour préparer les observations faites avec X-Shooter. Pour la réduction de nos données d'observations nous avons utilisé les spectres disponibles pour la naine blanche GJ2147.

Les observations faites depuis le sol sont affectées par les raies d'absorption de l'atmosphère terrestre, qu'il faut repérer précisément sur chaque spectre. La position de ces raies, dites telluriques, est déterminée via l'observation d'une étoile standard connue pour avoir un spectre sans raies au niveau des raies telluriques dans le domaine de longueur d'onde considéré. L'étoile standard est choisie par l'observateur de service aux commandes au moment de l'observation de nos candidats, en fonction de la masse d'air à laquelle se situe la cible.

4.3.2 Traitements des données d'observations

Les données astronomiques issus de **X-Shooter** sont traitées via le logiciel *Gasgano* de l'ESO et d'un ensemble de routines informatiques spécialement conçues pour l'instrument. Les différentes étapes de réduction des données sont les suivantes :

- Création d’une carte des pixels défectueux
- Création d’un bias et d’un dark maitre
- Création de la table des ordres
- Création d’un flat maitre
- Détermination de la réponse de l’instrument en mode nodding
- Production du spectre 2D de l’objet observé, calibré en longueur d’onde et en flux

Dans la suite du paragraphe, nous présenterons brièvement chacune des étapes suivies et le détails des fichiers extérieurs que nous avons utilisés. Pour plus d’information, le lecteur pourra se reporter au manuel de X-Shooter (Vernet et al., 2010) Chaque bras de l’instrument opérant indépendamment, il faudra donc suivre les étapes précédentes pour chaque bras (UVB, VIS et NIR).

La carte des pixels défectueux est construite à partir de la routine `xsh_lingain` et des spectres obtenus en éclairant uniformément le détecteur. Ces spectres ne font pas partie des données de calibration envoyées avec les observations, il faut donc utiliser la base de données de l’ESO⁸ et sélectionner des spectres obtenus autour de la date d’observation de nos objets (pour la réduction de nos observations, nous choisirons les spectres acquis la nuit du 9 août 2011). La carte des pixels défectueux sera ensuite utilisée tout au long du traitement des données.

Le bias maitre est obtenu en sommant les 5 bias de la nuit et en soustrayant la réponse des pixels défectueux via la routine `xsh_mbias`. De même pour le dark maitre qui est obtenu en sommant les 3 dark de la nuit et en soustrayant la carte des mauvais pixels à l’aide de la routine `xsh_mdark`. Le bias et le dark maitre de la nuit d’observations sont ensuite utilisés pour définir la liste des ordres avec leur position exacte sur chaque spectre via les routines `sxh_predict` et `xsh_orderpos`.

Le master flat est obtenu en tenant compte des pixels défectueux ainsi que de la carte de définition des ordres et du bias maitre via la routine `xsh_mflat`. Pour les bras UVB et VIS, les flats sont au nombres de 5 pour chaque lampe de calibration utilisée (Deutérium et Halogène). Pour le bras NIR en revanche, les deux types de flat correspondent à une acquisition avec la lampe QTH allumée puis éteinte.

Et enfin pour calibrer en flux les spectres obtenus en mode nodding, on utilise un spectre d’une étoile de référence comme expliqué ci-dessus et les fichiers précédemment créés, via la routine `xsh_respon_slit_nod`.

4.4 Analyse des données

Une fois la réduction des données terminée, il ne reste plus qu’à étudier le spectre des objets observés. Notre programme d’observation au VLT ayant été classé en priorité B, tous nos objets n’ont pas été observés. Sur les 13h que nous avons demandées, seules 1h15 ont réellement été effectuées et un seul candidat (J1) dispose de données significatives. Dans la suite de cette section nous nous focaliserons donc sur l’analyse des données d’observations de la source J1.

8. <http://archive.eso.org/wdb/wdb/eso/xshooter/form>

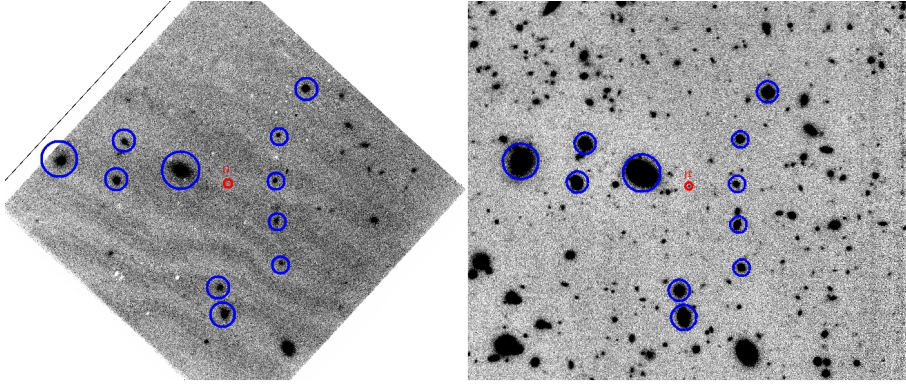


FIGURE 4.12 – (gauche) Image fournie par la caméra d’acquisition de l’instrument X-Shooter. (droite) Image HAWK-I des filtres H+K utilisées pour la détection des sources. La position des sources de références sont repérées par des cercles bleus, celle du candidat J-dropout est repéré avec un cercle rouge.

4.4.1 Propriétés des données

Notre unique candidat J-dropout a été observé avec X-Shooter pendant la nuit du 24 août 2011. Au cours de cette nuit, le seeing était de 0.76" (donnée fournie par l’ESO), ce qui est conforme à ce que nous avons demandé. La caméra d’acquisition nous permet de vérifier que le télescope ciblait bien notre source (figure 4.12). Le jeu de données dont nous disposons sur cet objet correspond à 1 *Observing Block* : 4×(900s en NIR, 850s en VIS et 750s en UVB). La conséquence sur le rapport signal sur bruit des raies attendues est déduite de la relation suivante :

$$S/N = \frac{f_{obj} \times t_{exp}}{\sqrt{(f_{ciel} + f_{obj})t_{exp} + R^2}} \quad (4.9)$$

ou f_{obj} est le flux de l’objet, f_{sky} est le fond de ciel local, R le bruit thermique et t_{exp} le temps d’exposition sur l’objet. On néglige ici le bruit de lecture face au bruit thermique (bras NIR)

Alors une diminution du temps d’exposition par 3, entraîne une diminution du rapport signal sur bruit par $\sim \sqrt{3}$, ce qui ne devrait pas gêner l’identification des raies d’émission, mais seulement jouer sur la qualité de l’exploitation (voir ci-dessous).

4.4.2 Détermination du redshift

La détermination précise du redshift se fait à travers l’identification d’au moins deux raies d’émission présentes sur le spectre. Sur le spectre de J1, une seule raie est très facilement identifiable au premier abord à $\lambda=15436.6\text{\AA}$. Afin de déterminer la transition à l’origine de cette émission, nous allons envisager plusieurs hypothèses. Pour chaque hypothèse, nous allons donc attribuer un redshift hypothétique à la source, et regarder si d’autres raies sont présentes aux longueurs d’ondes estimées à partir de ce redshift. Les différentes hypothèses que nous allons tester sont portées dans le tableau 4.7. Compte-tenu de la (grande) valeur de la largeur équivalente de cette raie brillante ($EW \approx 900\text{\AA}$), il ne peut s’agir que de $\text{Ly}\alpha$, $\text{H}\alpha$, $[\text{OII}]3727$ ou $[\text{OIII}]5007$. La raie semble asymétrique, suggérant ainsi l’identification de la raie

Raies	λ Å
Ly α	1215.67
HeII	1640.22
[OII]	3727.09
[OII]	3728.79
H β	4862.72
[OIII]	4960.30
[OIII]	5008.24
H α	6564.61
[NII]	6583.46

TABLE 4.7 – Liste des principales raies en émission observables sur un spectre de galaxie

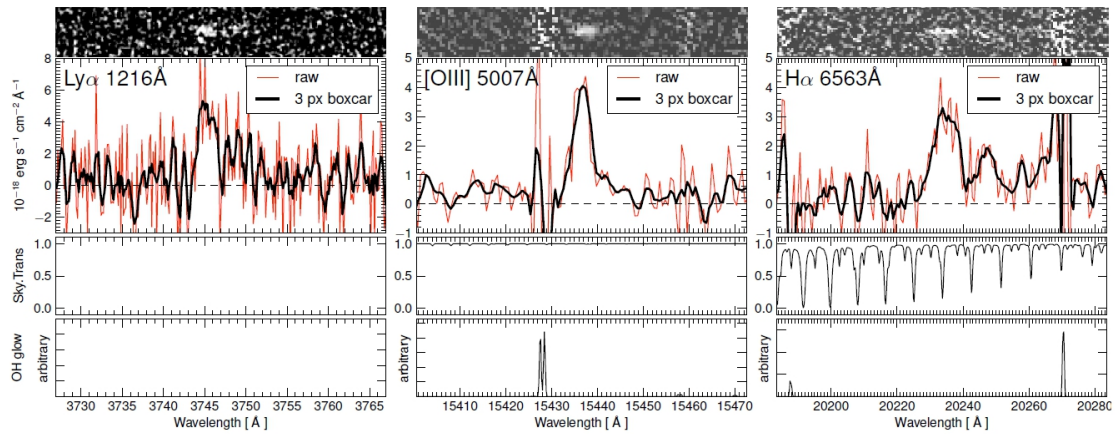


FIGURE 4.13 – Profils des raies Ly α , [OIII] et H α . (Haut) image 2D du spectre réduit. (Milieu-haut) Spectre 1D. (Milieu-Bas) Transmission de l’atmosphère (Bas) et signature des éléments OH de l’atmosphère.

comme étant Ly α mais aucune autre raie n’est trouvée si on fixe le redshift à 11.7. En supposant que la raie brillante observée sur le spectre de J1 est liée à l’oxygène ([OIII] λ 5008.24Å), on a pu identifier 4 autres raies supplémentaires suite à une inspection plus poussée : Ly α , H β , [OIII] λ 4960.30 et H α . On en déduit donc que le redshift de cette source est de $z=2.08$, rejetant définitivement l’hypothèse à très grand redshift privilégiée par les données photométriques. Afin de déterminer la nature de cet objet et ses principales caractéristiques, nous devons mesurer le flux dans chaque raie. C’est ici que le rapport signal-sur-bruit est important.

4.4.3 Propriétés physiques de J1

On utilise le logiciel *IRAF* et sa routine **splot** pour mesurer le flux intégré de chaque raie. L’erreur à 1σ est déduite à partir de la mesure du flux dans des ouvertures de même diamètre autour de la raie. Le tableau 4.8 présente le flux mesuré dans chacune des raies identifiées dans le spectre de J1.

Raies	λ_{obs} Å	Flux $10^{-18} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$
Ly α	3743.00	9.41 ± 2.25
H β	14998.20	7.77 ± 4.22
[OIII]	15288.20	7.06 ± 2.72
[OIII]	15436.60	18.8 ± 0.96
H α	20234.60	22.7 ± 4.08
HeII	5052.49	<4.87
[OII]	11479.44	<2.72
[OII]	11484.67	<2.72
[NII]	6583.46	<3.62

TABLE 4.8 – Flux intégré mesuré dans les raies identifiées dans le spectre de J1. Les barres d’erreurs sont données à 1σ . Les limites de détection correspondent à la mesure du bruit dans une ouverture de même diamètre à l’emplacement supposée de la raie.

L’atténuation du flux émis par la source due à la poussière présente dans cette source est déduite du rapport de flux entre H α et H β tel que :

$$\frac{f(H\alpha)}{f(H\beta)} = \frac{f_0(H\alpha)}{f_0(H\beta)} 10^{-0.4 \frac{[A_v(k(H\alpha)-k(H\beta))]}{R}} \quad (4.10)$$

où les valeurs $\frac{f_0(H\alpha)}{f_0(H\beta)}$, $k(H\alpha) - k(H\beta)$ et R sont tabulées et dépendantes de la loi de rougissement utilisée. Dans le cas de la loi de rougissement de Calzetti et al. (2000), on a : $\frac{f_0(H\alpha)}{f_0(H\beta)} = 2.86$, $k(H\alpha) - k(H\beta) = -0.58$ et $R = 2.7$. Le rapport de flux mesuré dans la source J1 est : $\frac{f(H\alpha)}{f(H\beta)} = 2.92 \pm 1.67$ preuve d’une absence (ou très faible) atténuation par la poussière, soit $A_v \sim 0 \pm 0.5$ mag.

Le taux de formation d’étoiles dans la galaxie est déduit de la luminosité de la raie H α d’après la relation 4.3 et doit prendre en compte l’amplification, notée μ , du flux entraînée par la masse de l’amas et l’atténuation par la poussière de la source (ici $A_v = 0$), tel que :

$$L(H\alpha) = \frac{f(H\alpha)}{\mu} \times 4\pi \times D_L^2(z = 2.08) \quad (4.11)$$

Ainsi le taux de formation d’étoiles dans la source J1 est estimée à $4.1 \pm 0.7 M_\odot \text{an}^{-1}$.

Compte-tenu de la luminosité de certaines raies, on peut supposer que cet objet soit un noyau actif de galaxie (ou AGN). D’après Kauffmann et al. (2003), un AGN se distingue d’un objet à formation d’étoiles s’il répond au critère suivant :

$$\log \frac{[OIII]}{H\beta} > \left(\frac{0.61}{\log \frac{[NII]}{H\alpha} - 0.05} \right) + 1.3 \quad (4.12)$$

A partir de la mesure des flux (ou des limites obtenues) dans les différentes raies repérées dans le spectre, on montre que J1 ne peut pas être considéré comme un noyau actif de galaxie.

4.4.4 Influence des raies d’émission sur les couleurs de J1

Schaerer & de Barros (2009) ont montré que les raies d’émission de l’oxygène

([OII]3727 et [OIII]4959,5007) et de l'hydrogène ($H\alpha$) peuvent avoir des largeurs équivalentes suffisantes pour dominer totalement le flux photométrique mesuré, et ainsi biaiser la mesure des couleurs des sources, faisant d'elles de bons candidats à grand redshift. La mesure des largeurs de raies de l'[OIII] et de $H\alpha$ ($EW([OIII]+H\alpha)\approx 900\text{\AA}$) contribue pour environ 30% au flux mesuré dans la bande H ($FWHM=2890\text{\AA}$). Ainsi la magnitude corrigée en bande H est portée à $m_H=25.53\pm 0.11$, et par conséquent la couleur $J-H$ pour cet objet est d'au moins 1.97, ce qui est toujours en accord avec les critères de couleur J-dropout ($J-H > 0.76$) utilisés pour la sélection d'objets à $z > 8.5$. Le flux mesuré en bande Ks est affecté par l'émission $H\alpha$, observée à 2023.4nm, dont la largeur équivalente est estimée à $\approx 840\text{\AA}$. La contribution de cette raie au flux mesuré en bande Ks est de $\approx 25\%$. Ainsi la couleur $H-Ks$ de la source est augmentée à 0.50, soit à la limite du critère de sélection. On montre donc, que dans le cas de cette source contaminante, la prise en compte des raies d'émission dans l'estimation des couleurs ne permet pas de l'exclure de l'échantillon.

4.4.5 Populations stellaires de la source

Maintenant que nous connaissons avec certitude le redshift de l'objet ($z=2.08$), nous pouvons refaire le travail de SED-fitting en fixant le redshift de l'objet, et en laissant libres les paramètres de rougissement, de taux de formation stellaire (bien que connu a priori), et l'âge de la population stellaire. De plus, pour déterminer la métallicité Z de notre source, nous effectuerons ce travail pour trois valeurs différentes de métallicité : $Z=0.0001$, 0.004 et $0.02 Z_\odot$. Les simulations Monte-Carlo que nous utiliserons peuvent être décrites en 3 étapes :

1. On va laisser fluctuer la valeur de la magnitude dans chaque filtre, et échantillonner la distribution de magnitudes ainsi obtenues. Pour chaque tirage une probabilité est choisie aléatoirement en supposant une distribution gaussienne
2. À partir de ces valeurs bruitées, on détermine la nouvelle distribution spectrale en énergie de chaque objet.
3. Pour chaque tirage, on fait tourner *Hyperz* et on regarde les valeurs de rougissement, de taux de formation d'étoiles et d'âge de la population stellaire qu'il associe aux données photométriques.

A l'issue de 10^4 simulations, on peut représenter les résultats sous forme d'histogramme (figure 4.14).

On observe qu'il y a deux possibilités pour justifier la discontinuité dans le spectre : une très forte atténuation par la poussière ou une très vieille population d'étoiles avec une discontinuité à 4000\AA très importante. D'après les mesures de flux de quelques raies, nous avons montré que le rougissement par la poussière dans cet objet devait être très faible (voir nul). Ainsi seule la deuxième hypothèse semble envisageable. Celle-ci implique nécessairement deux populations différentes d'étoiles : une vieille pour justifier la discontinuité, et une autre suffisamment jeune pour produire les raies d'émission. A partir de la distribution des résultats du travail de SED-fitting incluant la métallicité, on montre que la solution à très faible métallicité ($Z=0.0001 Z_\odot$) suggère une très jeune population d'étoiles dans plus de 80% des cas. A l'inverse, les résultats obtenus pour une métallicité plus élevée ($Z=0.02 Z_\odot$) préfèrent une population d'étoiles plus vieille, autour de 1 milliard d'années, avec un très

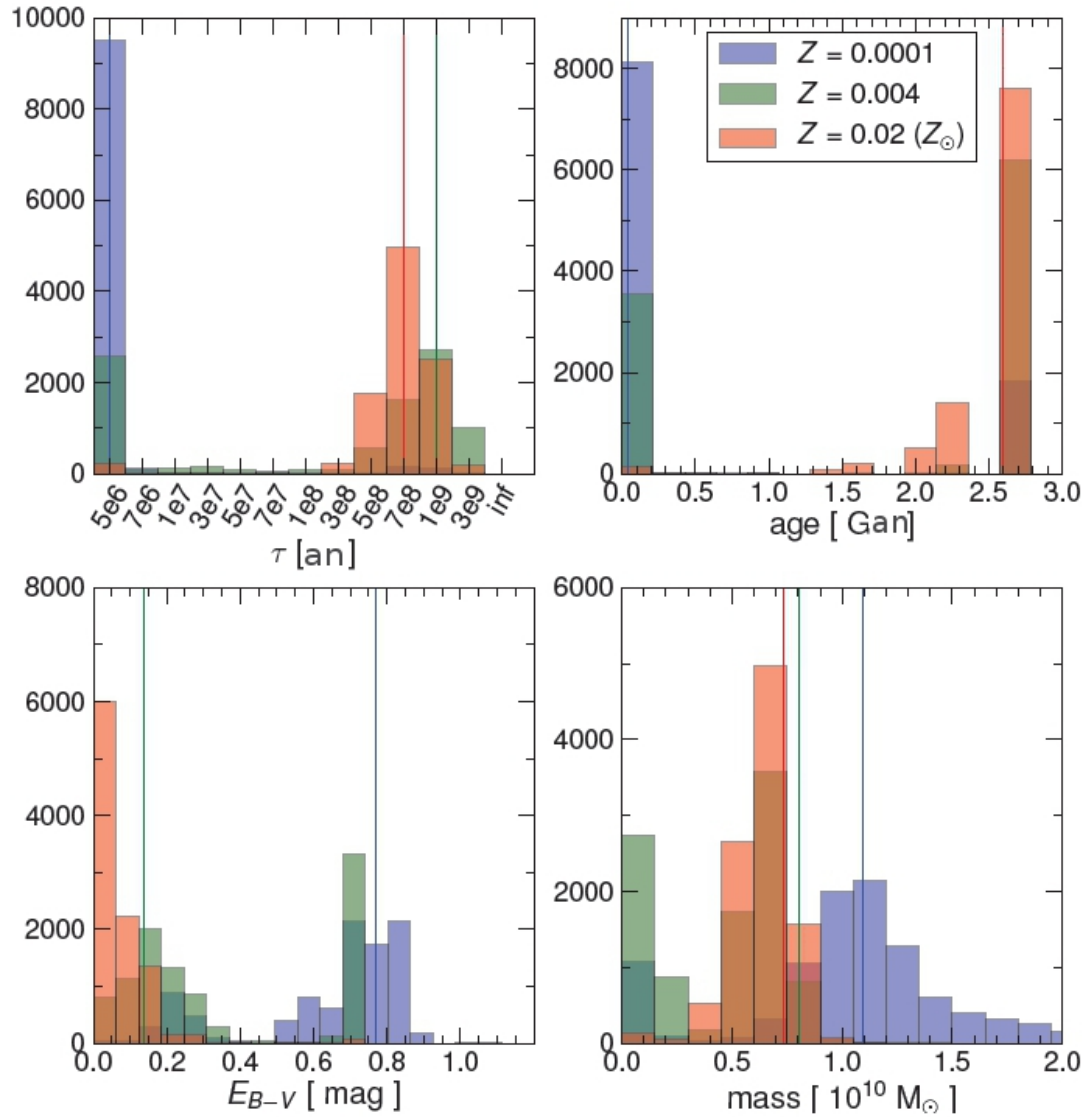


FIGURE 4.14 – Résultats de 10^4 simulations MC autour de la photométrie de *J1*. Les différentes données portées sur ces histogrammes sont : l'âge de la population stellaire (en haut à gauche), l'âge de l'objet (en haut à droite), le rougissement (en bas à gauche) et la masse de l'objet (en bas à droite).

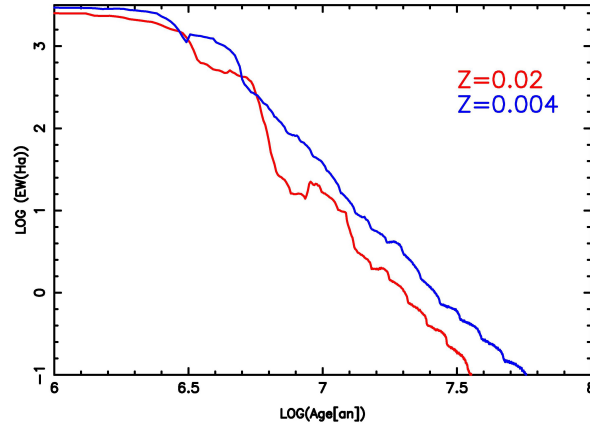


FIGURE 4.15 – Evolution de la largeur équivalente de la raie $H\alpha$ en fonction de l'âge de la population et de la métallicité considérée : $Z=0.02Z_{\odot}$ (rouge) et $Z=0.004Z_{\odot}$ (bleu).

faible rougissement. La solution de métallicité intermédiaire ($Z=0.004Z_{\odot}$) semble suggérer deux types de populations stellaires : jeune et très rougie par la poussière combinée avec une population vieille d'étoiles.

La solution de très faible métallicité peut être écartée en considérant les trois points suivants :

1. le rougissement suggéré est bien supérieur à celui déduit des mesures de flux,
2. le rapport $[OIII]/H\beta$ aurait dû être bien supérieur,
3. une galaxie contenant une très grande quantité de poussière n'est pas compatible avec une source de très faible métallicité.

En revanche, rien ne nous permet de choisir clairement entre les deux modèles restants.

Dans l'hypothèse d'une double population stellaire, les étoiles les plus jeunes doivent contribuer au flux mesuré en bande J . Cependant cette contribution doit être faible pour ne pas diminuer l'importance de la discontinuité entre la bande J et H . A partir de la largeur équivalente de la raie $H\alpha$, on peut estimer l'âge de la population à l'origine de cette émission. Pour cela, on utilise les simulations *Starburst99* (Leitherer et al., 1999) qui donnent l'évolution de la largeur équivalente de la raie $H\alpha$ en fonction de l'âge de la population stellaire (figure 4.15). Pour les deux modèles de métallicité restant et en utilisant la largeur équivalente de la raie $H\alpha$ au moment de l'émission ($EW=280\text{\AA}$), on montre que des étoiles âgées de moins de 5 millions d'années peuvent être responsables de cette émission.

4.4.6 Mise à jour de la photométrie et ajustement de la SED

En raison de la mise à jour de la chaîne de réduction des données provenant du satellite Spitzer, nous avons actualisé la photométrie de cet objet en mesurant les magnitudes dans des ouvertures de $1''$ sur les nouvelles données. Le bruit a été mesuré à partir des ouvertures vides de même diamètres positionnées autour de la source (Table 4.9). En admettant que le rougissement au sein de cet objet est nul,

Filtres	λ_{obs} Å	m AB
FORS2/I	791	27.39±0.49
HST/F850LP	911	27.39±0.18
FORS2/z	914	>27.72
HAWKI/Y	1030	>28.1
HAWKI/J	1260	>27.5
HAWKI/H	1620	25.53±0.11
HAWKI/ K_s	2150	25.02±0.16
IRAC/3.6	3580	24.48±0.14
IRAC/4.5	4530	24.70±0.24
IRAC/5.8	5780	23.65±0.41
IRAC/8.0	8050	>24.62

TABLE 4.9 – Mise à jour de la photométrie de l’objet $J1$

et en laissant libre tous les autres paramètres ajustés par *Hyperz*, on montre que la solution à bas redshift est privilégiée par rapport à la solution à grand redshift (Figure 4.16). Cependant, il est intéressant de remarquer que seul 0.2% des réalisations (simulations MC supposant une distribution gaussienne des magnitudes comme expliqué ci-dessus) admettent un redshift photométrique en accord avec la mesure spectroscopique à 1σ . De ce fait, il n’est pas possible d’obtenir un excellent ajustement de la SED de notre source en ne considérant qu’un seul type de population stellaire, ce qui est aujourd’hui le cas pour une grande majorité des modèles utilisés dans les ajustements de SED.

4.4.7 Conclusions

La nature de cette source semble désormais établie : il s’agit d’une galaxie à moyen redshift, $z = 2.08$, combinant deux populations d’étoiles, une âgée au plus de 5 millions d’années, et une autre d’au moins 1 milliard d’années. La très faible quantité de poussière déduite du spectre de cet objet et la double population stellaire permettent d’expliquer la discontinuité observée dans la SED.

Il reste désormais à déterminer si ce type de source peut se retrouver dans d’autres échantillons de candidats à grand redshift. A partir du meilleur ajustement de la SED de notre objet, on peut estimer la profondeur minimale des images visibles qui nous permettrait de détecter ce type de contaminant. Ainsi, une magnitude de 30.2 (AB) serait nécessaire pour détecter ce type d’objet avec le filtre F435W du Hubble Space Telescope (29.5 (AB) dans le filtre F606W). On peut également extrapoler ce résultat à une galaxie de magnitude 28(AB) en bande H (c’est-à-dire la magnitude typique des candidats « ultra deep field »), dans ce cas, la profondeur en bande V devrait être au minimum de 32(AB) ce qui n’est pas réalisable actuellement.

Nous pouvons donc alors raisonnablement envisager que les échantillons d’objets faibles à grand redshift, en dehors des limites des spectrographes actuels, contiennent également ce type de contaminant. Pour ce qui est des échantillons visant à étudier les sources brillantes à grand redshift, il apparaît nécessaire de confirmer chaque source par des observations spectroscopiques. Actuellement ce type de confirmation reste coûteux en temps de télescope, compte-tenu qu’une seule source peut-être observée à

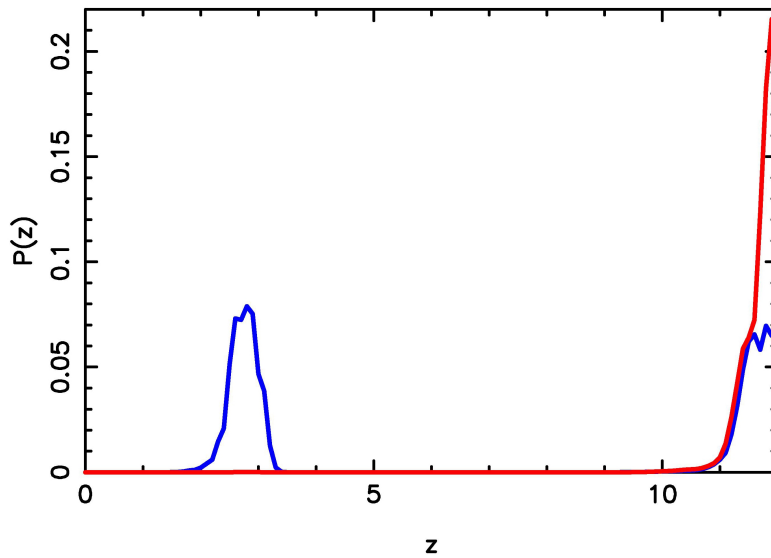


FIGURE 4.16 – Distribution de la probabilité de redshift calculée par *Hyperz* en utilisant d’une part la photométrie initiale de J1 (rouge) et d’autre part en tenant compte des raies d’émission (bleu).

chaque acquisition. Dans les prochaines années, des spectrographes dits multi-objets vont être installés au foyer des grands télescopes (on peut citer par exemple MUSE au VLT, Bacon et al. (2006), EMIR qui sera installé au *Gran Telescopio Canarias*, Balcells et al. (2000) et Garzon et al. (2003), ou KMOS au VLT⁹) et devraient sans aucun doute permettre d’étudier de manière plus robuste les propriétés globales des premières galaxies, en repérant les contaminants extrêmes.

9. <http://www.eso.org/sci/facilities/develop/instruments/kmos.html>

Chapitre 5

Recherche de galaxies lointaines dans le relevé en champ vide WUDS

Sommaire

5.1	PROPRIÉTÉS PHOTOMÉTRIQUES DU RELEVÉ	112
5.1.1	L'instrument WIRcam	112
5.1.2	Le relevé WUDS	112
5.1.3	Réduction des données	114
5.1.4	Extraction des sources	115
5.1.5	Complétude de détection des images utilisées	115
5.2	NOMBRE DE SOURCES ATTENDUES	116
5.3	SÉLECTION DES SOURCES	116
5.3.1	Fenêtres de sélection en couleurs	117
5.3.2	Echantillons d'objets à $z \sim 5$	117
5.3.3	Echantillon d'objets à $z \sim 6$	121
5.3.4	Echantillon d'objets à $z \sim 7$	121
5.3.5	Echantillon d'objets à $z \sim 8$ et 9	128
5.4	BILAN DE L'ÉTUDE	131



FIGURE 5.1 – Le Canada France Hawaï Telescope (CFHT) qui culmine au sommet du Mauna Kea à 4200m d’altitude, où est installé depuis 2006 l’instrument WIRCam avec lequel le relevé WUDS a été acquis en 2008.

Dans ce chapitre, nous allons nous focaliser sur la recherche de sources à grand-redshift dans un champ vide spécialement conçu pour la recherche et l’étude des premières galaxies : le Wircam Ultra Deep Survey (appelé WUDS dans la suite). Le lecteur est invité à se référer au chapitre 2 pour la définition des termes techniques.

5.1 Propriétés photométriques du relevé

5.1.1 L’instrument WIRcam

L’instrument WIRCam (pour Wide-field InfraRed Camera) est un imageur infrarouge installé au foyer du Canada France Hawaï Telescope (CFHT, 3.6m de diamètre, figure 5.1) depuis novembre 2006 (Puget et al., 2004). Le champ de vue de la caméra est de $21.5' \times 21.5'$ réparti sur 4 détecteurs de 2048×2048 pixels chacun, soit un échantillonnage de $0.3''/\text{pixel}$. Nous avons cependant utilisé la capacité micro-échantillonnage de la caméra, qui permet d’acquérir des images avec une résolution spatiale de $0,15''/\text{pixel}$. Les caractéristiques de cet instrument sont accessibles sur : <http://www.cfht.hawaii.edu/instruments/Imaging/WIRCam>. WIRCam est équipé de 4 filtres infrarouges : *Y*, *J*, *H* et *Ks* couvrant les longueurs d’ondes allant de 0.9 à $2.4 \mu\text{m}$. Comme pour les instruments de l’ESO, WIRCam dispose d’un calculateur du temps d’exposition en ligne qui donne en fonction du type d’objet, de la magnitude de cet objet et des conditions d’observations, le temps de pose nécessaire pour atteindre un rapport signal sur bruit donné¹.

5.1.2 Le relevé WUDS

Le relevé WUDS est centré sur une des zones couvertes par le CFHTLS-D3 (champ Groth Strip, $\alpha=14 :18 :15.3$ $\delta=+52 :38 :45$) et déjà étudiée par d’autres relevés moins profonds comme le WIRcam Deep Survey (WIRDS, Bielby et al. 2011). L’objectif de ce champ vide est de tirer profit des observations déjà réalisées dans les filtres infra-rouges pour augmenter le temps de pose cumulé (notamment le relevé WIRDS) et surtout profiter des images ultra-profondes du relevé CFHTLS-Deep pour la contrepartie dans le visible. Ainsi nous avons combiné les données obtenues

1. <http://rpm.cfht.hawaii.edu/wircam/diet/DIET.rpm>

dans les filtres J , H et Ks avec celle du relevé WIRDS, afin d'augmenter considérablement le temps de pose dans chaque filtre et ainsi obtenir une meilleure profondeur d'image. La zone ciblée n'ayant en revanche jamais été observée en bande Y , nous devons donc nous contenter de l'acquisition faite dans le cadre du projet WUDS. La figure 5.2 présente la position du champ de vue de WUDS par rapport aux autres données profondes que nous utiliserons au cours de cette étude. Les acquisitions

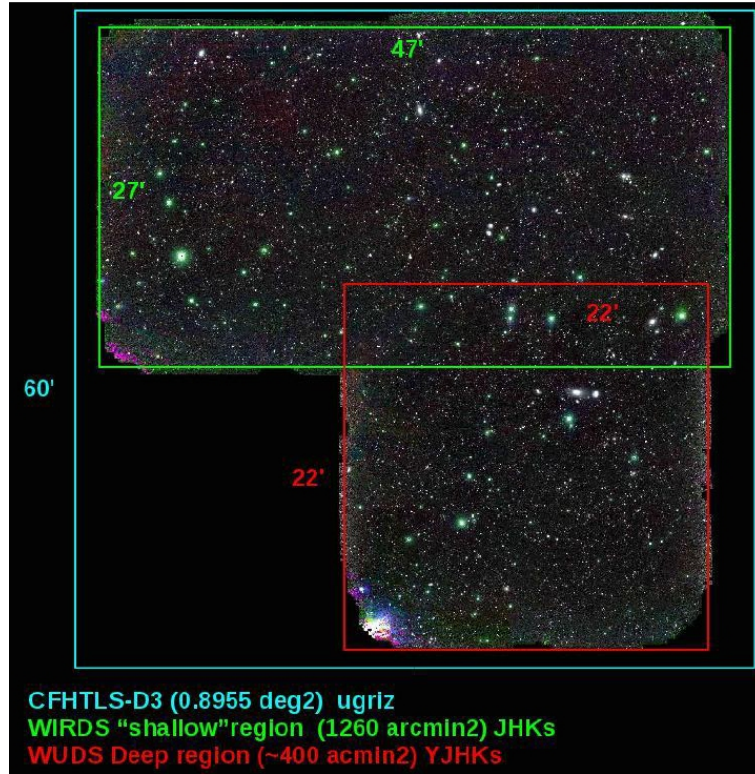


FIGURE 5.2 – Position du relevé WUDS (rouge) par rapport aux données du CFHTLS-D3 (bleu) et de WIRDS (vert).

WUDS ont été réalisées entre mai et juillet 2008, celles provenant du relevé WIRDS entre 2006 et 2007.

Comme nous l'avons montré dans l'étude de l'amas de galaxies Abell 2667, la couverture optique du spectre électromagnétique est primordiale pour éliminer un maximum de sources à bas redshift qui pourraient contaminer nos échantillons d'objets candidats à grands redshift. Ainsi nous avons utilisé les images très profondes acquises dans les filtres u, g, r, i et z du CFHTLS-D3 avec l'instrument MegaCam pour mieux contraindre la SED des sources candidates. La figure 5.3 présente la couverture du spectre électromagnétique de notre étude et le tableau 5.1 les propriétés photométriques des différentes images utilisées. On remarque que la couverture électromagnétique dans le domaine optique (filtres u, g, r, i et z) est excellente. Cette bonne couverture associée à la grande profondeur des images du CFHTLS-D3 devrait limiter la contamination des différents échantillons par des sources à plus bas-redshift. Il est important de noter que par la suite, les images dites « WUDS » seront les images combinées entre les données WIRDS et WUDS.

Origine	Filtre	$\lambda_{central}$ [nm]	$\Delta\lambda$ [nm]	C_{AB} [mag]	t_{exp} [ksec]	seeing ["]	$m(1\sigma)$ [AB mag]
CFHTLS-D3	u	382	54.4	0.312	76.6	0.89	29.71
CFHTLS-D3	g	490	130.9	-0.058	79.6	0.84	30.13
CFHTLS-D3	r	625	108.6	0.176	142.8	0.78	29.76
CFHTLS-D3	i	766	133.0	0.404	249.4	0.76	29.43
CFHTLS-D3	z	884	103.3	0.525	175.4	0.69	28.28
WUDS	Y	1027	107.7	0.632	44.9	0.63	27.97
WUDS	J	1256	153.1	0.949	50.4	0.60	27.88
WIRDS	J	1256	153.1	0.949	26.3	0.60	26.99
WUDS	H	1636	273.4	1.390	39.6	0.55	27.25
WIRDS	H	1636	273.4	1.390	15.5	0.55	26.92
WUDS	Ks	2154	307.1	1.862	25.9	0.56	27.12
WIRDS	Ks	2154	307.1	1.862	17.5	0.56	26.48

TABLE 5.1 – Propriétés photométriques des images utilisées pour la recherche d’objets lointains dans le projet WUDS, où C_{AB} est le coefficient de conversion entre magnitude AB et Vega ($m_{AB}=m_{Vega}+C_{AB}$), t_{exp} le temps d’exposition sur le champ et $m(1\sigma)$ la profondeur de l’image à 1σ .

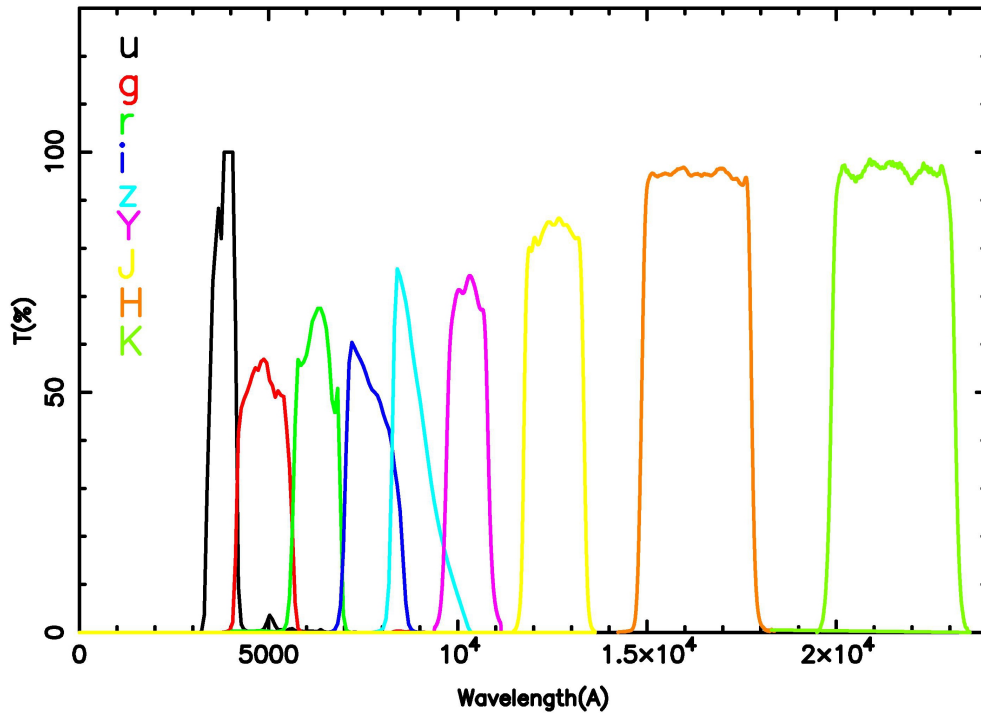


FIGURE 5.3 – Couverture du spectre électromagnétique des images utilisées pour le projet WUDS

5.1.3 Réduction des données

Comme pour la réduction des données d’Abell 2667, nous avons effectué une soustraction du ciel en deux étapes comme décrit dans Richard et al. (2006) et

seuil de détection	DETECT_THRESH 0.8 σ
taille minimale	DETECT_MINAREA 4 pixels
cycle d'extraction	DEBLEND_NTHRESH 32
contrast minimum pour extraction	DEBLEND_MINCONT 0.00002

TABLE 5.2 – Critères d'extraction utilisés dans *SExtractor* pour la recherche d'objets lointains dans le relevé WUDS

Labbé et al. (2003). La réduction des données peut-être résumée comme suit :

1. **Nettoyage des images brutes** : création d'une carte des pixels saturés, correction de la non-linéarité des pixels, soustraction du dark, correction du flat et masque des pixels défectueux.
2. **Première soustraction du fond de ciel** : compte-tenu de la rapide variation du fond de ciel, la carte du fond de ciel est obtenue en moyennant le bruit des images prises 10 min avant et après l'image considérée.
3. **Calibration astrométrique et photométrique**
4. **Assemblage des images** dont le fond de ciel a été éliminé en utilisant la carte déduite de l'étape 2
5. **Création d'un masque des objets** avec SExtractor
6. **Seconde soustraction du fond de ciel** : à partir du masque précédent, on estime le fond de ciel moyen et on le soustrait à nouveau aux images
7. **Assemblage final des images** en appliquant une carte de poids favorisant la détection d'objets faibles telle que : $poids \propto (ZP \times var \times s^2)^{-1}$ ou ZP est le point zéro des magnitude, s le seeing et var le bruit pixel à pixel dans une zone propre de l'image (i.e. la variance).

5.1.4 Extraction des sources

Les catalogues ont été construits, comme dans le cas des données autour d'Abell 2667, à l'aide du logiciel SExtractor (Bertin & Arnouts, 1996) en mode double image. L'image de détection utilisée sera choisie en fonction du type de sources recherchées. Les critères d'extraction sont donnés dans la table 5.2. La magnitude et le flux total de chaque source seront déduits des magnitudes MAG_AUTO de SExtractor. Les erreurs photométriques ont été déduites du bruit mesuré sur l'image d'origine, c'est-à-dire sans dégradation au plus mauvais seeing.

5.1.5 Complétude de détection des images utilisées

La complétude d'un échantillon représente le nombre de sources réellement présente dans celui-ci sur le nombre de source qui devrait s'y trouver. La figure 5.4 présente l'évolution de la complétude de détection en fonction de la magnitude dans le filtre considéré. On remarque que la grande profondeur de la bande Y nous permet d'être complets à plus grande magnitude que dans le cas de la bande z du CFHTLS-D3. Ce fait aura des conséquences sur les résultats par la suite.

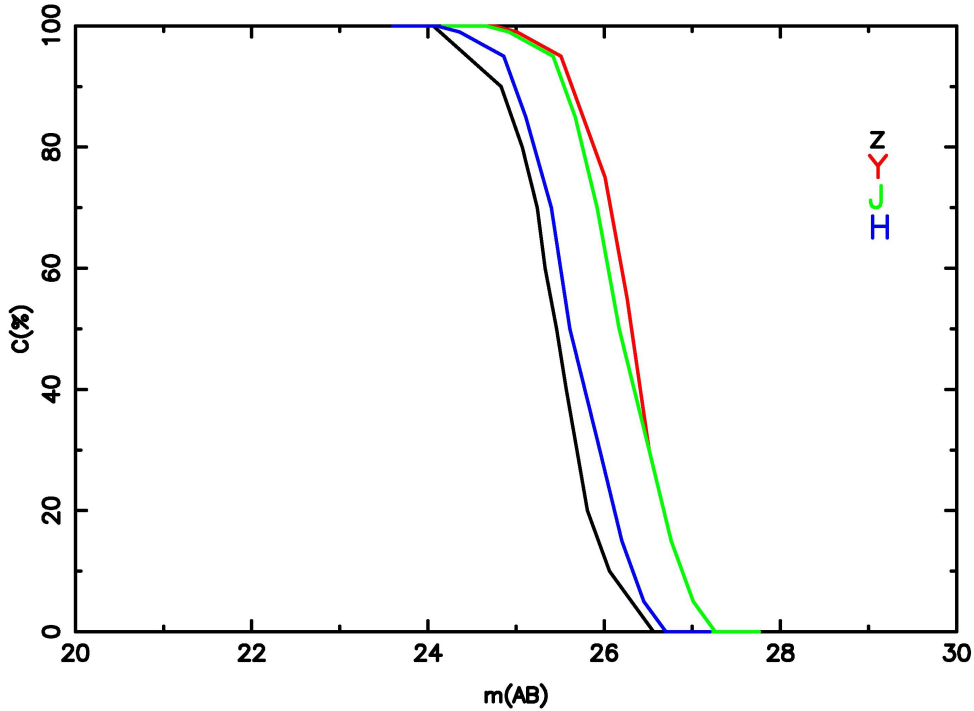


FIGURE 5.4 – Complétude des images z , Y , J et H utilisées dans la recherche de sources à grand redshift dans le projet WUDS.

5.2 Nombre de sources attendues

Comme dans le cas de l'étude de l'amas de galaxies, nous pouvons estimer, en suivant la même méthode, le nombre d'objets à grand redshift que nous devrions trouver dans le champ de vue de WIRCam. D'après l'équation 2.10, les équations d'évolution de Bouwens et al. (2011c) et les profondeurs à 5σ (seuil de détection imposé) des images z , Y , J et H , nous avons pu calculer l'ordre de grandeur du nombre de sources attendues. Le tableau 5.3 présente le nombre de sources que l'on devrait repérer dans le champ de vue de WIRCAM en prenant en compte les barres d'erreurs sur les paramètres de la fonction de luminosité données dans la référence précédente.

5.3 Sélection de sources à grand redshift

Pour pouvoir comparer nos résultats à ceux obtenus dans le cas d'Abell 2667, nous sélectionnerons les sources à grand redshift en combinant des critères de détection/non-détection et de couleurs. Dans la suite de ce paragraphe nous présenterons les différents critères utilisés ainsi que les échantillons d'objets dégagés à $z \sim 5, 6, 7, 8$ et 9 .

Interval de Redshift	$N_{attendu}$
4.5 - 5.5	476^{+408}_{-227}
5.5 - 6.5	212^{+306}_{-129}
6.5 - 7.5	20^{+59}_{-15}
7.5 - 8.5	3^{+15}_{-3}
8.5 - 9.0	± 1

TABLE 5.3 – Nombre de sources attendues dans le relevé WUDS par domaine de redshift sondé ayant $m \leq m(5\sigma)$ dans le filtre qui couvre l'émission UV au repos. Pour les fenêtres en redshift étudiées d'après une image de détection combinant le filtre Y, seul le champ profond de WUDS est exploré.

Intervalle de Redshift	Critères de couleurs
4.5 - 5.5	$m_r - m_i > 1.2$ $m_r - m_i > (m_i - m_z) + 1.00$ $m_i - m_z < 0.7$
5.5 - 6.5	$m_i - m_z > 1.7(m_z - m_Y) + 0.35$ $m_i - m_z > 0.7$
6.5 - 7.5	$m_z - m_Y > 1.0$ $m_z - m_Y > 4(m_Y - m_J) - 1.0$ $m_Y - m_J < 1.2$
7.5 - 8.5	$m_Y - m_J > 0.8$ $m_Y - m_J > 1.25(m_J - m_H) + 0.8$ $m_J - m_H < 1.2$
8.5 - 9.0	$m_J - m_H > 0.76$ $m_J - m_H > 1.3(m_H - m_K)$ $m_H - m_K < 0.5$

TABLE 5.4 – Critères de couleur utilisés pour rechercher des sources entre $z \sim 5$ et 9 dans le relevé WUDS.

5.3.1 Fenêtres de sélection en couleurs

Le jeu de filtres n'étant pas le même que celui utilisé pour l'étude de l'amas d'Abell 2667, nous devons définir de nouveaux critères de couleurs en suivant la même procédure que celle décrite au paragraphe 2.3.2. Un exemple de détermination des critères de couleurs pour des sources à $z \sim 7$ est présenté sur la figure 5.5.

Les critères de couleurs que nous pouvons déduire de ces simulations entre $z \sim 5$ et 9 sont présentés dans le tableau 5.4. Comme dans le cas de l'amas, la mesure des couleurs devra se faire à partir d'images dégradées au même seeing selon la procédure décrite au paragraphe 2.4.1.

5.3.2 Echantillons d'objets à $z \sim 5$

Les sources situées à $z \sim 5$ voient leur émission au delà de Lyman α apparaitre dans les filtres i ou z . Ainsi les critères de détection/non-détection pour repérer ce type de source, dites r -dropouts, seront les suivants : $m(u \text{ et } g) < 2\sigma$ et $m(i \text{ et } z) > 5\sigma$.

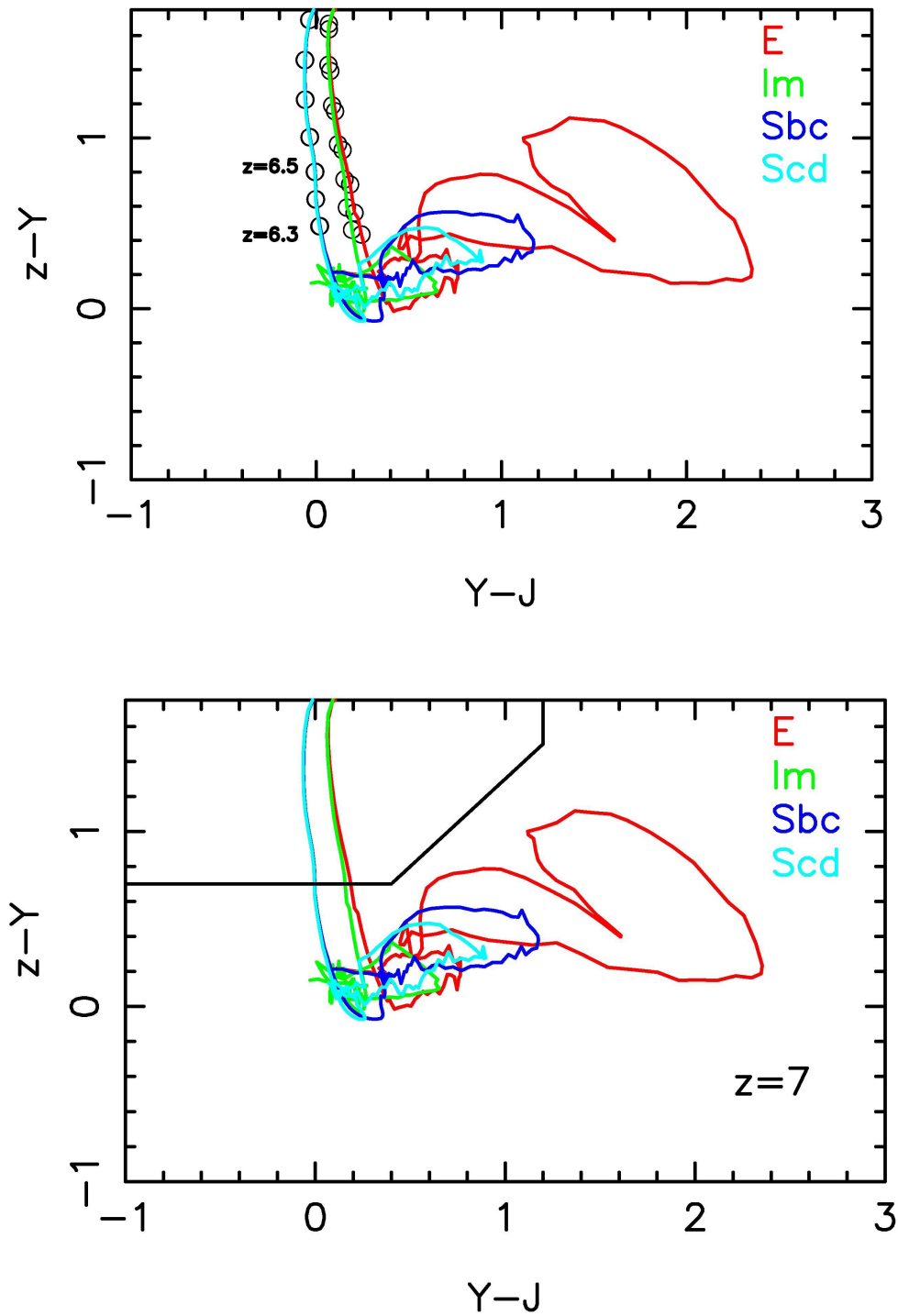


FIGURE 5.5 – Exemples de diagramme couleur-couleur utilisée dans la recherche de sources à $z \sim 7$ dans le projet WUDS. L'image du haut montre l'évolution des couleurs en fonction du redshift (on note une différence en redshift de 0.1 entre deux ronds noirs consécutifs), alors que celle du bas, montre les critères de couleurs déduits de l'évolution des couleurs.

Il n'y a pas de condition sur le filtre r .

Image de détection $i+z$

Nous avons dans un premier temps utilisé comme image de détection une image combinée des filtres CFHT-LS i et z , et les critères d'extractions SExtractor présentés dans le tableau 5.2. Le choix de l'image de détection $i+z$ est imposé par les critères de détection/non-détection que nous avons choisis. En effet, en utilisant comme image de détection un (ou plusieurs) des filtres dans lequel les candidats sont supposés apparaître, nous sommes à peu près certains de détecter un maximum d'objets dans cette configuration. Après inspection manuelle, 425 sources répondent à la fois aux critères de détection/non-détection et aux critères de couleurs définis dans la table 5.4. A partir de la photométrie de chaque source et des spectres de référence standard, on détermine le redshift photométrique pour toutes les sources. La répartition en magnitude et redshift des sources du catalogue à $z \sim 5$ est montré sur la figure 5.6.

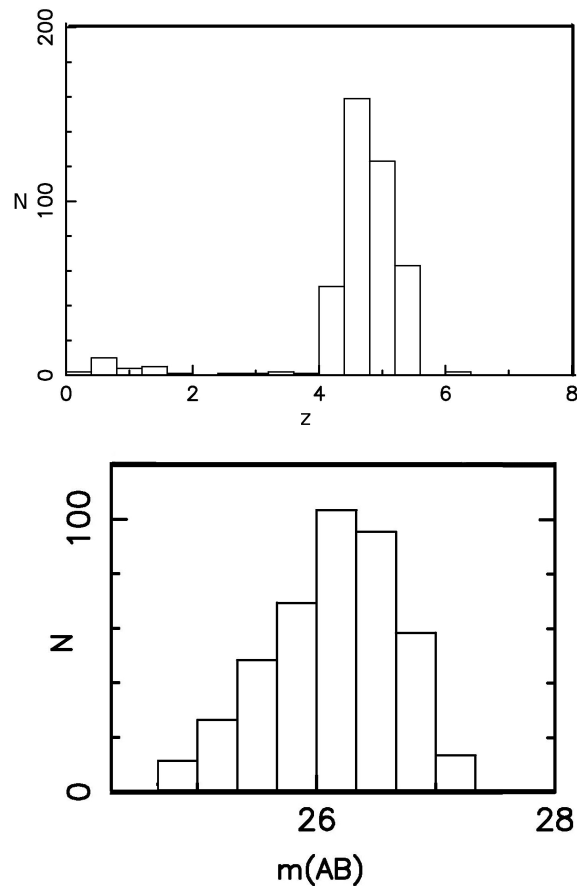


FIGURE 5.6 – Répartition des sources de l'échantillon en fonction du redshift (haut) et en fonction de la magnitude en bande z (bas) pour toutes les sources

Image de détection $Y + J$

Nous avons ensuite voulu tester l'influence de l'image de détection sur la nature des candidats sélectionnés. Nous avons pour cela étudié les résultats obtenus avec comme image de détection une image combinée des filtres WUDS Y et J , et les critères d'extractions SExtractor présentés dans le tableau 5.2. Chaque catalogue d'objets contient 3.6×10^5 détections, parmi ces sources seules 2591 répondent aux critères de détection/non-détection. On applique ensuite à cet échantillon, les critères de couleurs énoncés dans le tableau 5.4. 1123 détections répondent à la fois aux critères de détection/non-détection et aux critères de couleurs.

Bien que le traitement des images WUDS et CFHTLS ait été optimisé pour éliminer au maximum les fausses détections (rémanence, ghost, ...), il est possible que ce type d'objet « factices » soit présent dans notre échantillon. Cependant il apparaît, à priori, qu'une inspection visuelle de tous ces candidats serait bien trop longue. Certaines études, comme Bowler et al. (2012) (relevé UltraVISTA avec un champ de vue de 1 degré²), préconisent une sélection à partir de la valeur du χ^2 obtenu pour le meilleur ajustement au cours du travail de SED-fitting. Afin de tester ce nouveau critère de sélection, nous avons inspecté individuellement les sources les plus brillantes de notre échantillon (c'est-à-dire avec $m_I \leq 25.5$). Seules 113 sources répondant à la fois aux critères de détection/non-détection et de couleurs ont une magnitude en bande I inférieure à 25.5 mag. Parmi ces détections brillantes, 57 objets ont un χ^2 important (autrement dit supérieur à 10). Cependant, l'inspection visuelle de toutes les détections brillantes montre que seulement 38 sources sont de fausses détections. Ainsi si nous imposons le critère de χ^2 sur notre échantillon de candidats r -dropouts nous éliminerions, 26 bons candidats, ce qui n'est pas acceptable. L'inspection manuelle reste alors la seule méthode permettant de discriminer correctement les bons candidats des fausses détections.

Après l'inspection visuelle des 1123 sources répondant parfaitement aux critères de détection/non-détection et de couleurs, seuls 391 objets apparaissent comme de vraies détections. L'inspection manuelle supprime donc $\sim 65\%$ de l'échantillon initial. Cette grande contamination par de faux objets s'explique facilement en regardant les critères d'extraction que nous avons utilisés (cf. Tab. 5.2). En effet ceux-ci sont optimisés pour trouver des sources ponctuelles faibles, avec en contre partie la sélection d'un grand nombre de fausses détections qu'il faut supprimer manuellement.

Recouvrement des catalogues issus de deux images de détection différentes

Pour vérifier la cohérence des résultats trouvés à la fois en utilisant l'image de détection $I+z$ et $Y+J$, nous avons regardé le taux de recouvrement entre les deux catalogues en autorisant un décalage sur la position des objets de ± 3 pixels en X et Y . Ce décalage est principalement dû au changement d'instrument entre les images I , z et Y, J . Seuls 171 objets sont présents à la fois dans le catalogue $I+z$ et dans le catalogue $Y+J$ soit environ 40% de l'échantillon $I+z$ initial. La détection d'objets à partir d'une image proche infra-rouge dans laquelle les objets ne sont pas nécessairement détectés (à l'exception des objets très brillants) entraîne une nouvelle incomplétude. En effet, il est vraisemblable que la sélection en $Y+J$ entraîne la perte des sources les plus « bleues » de l'échantillon par rapport à la sélection en $i+z$. Ce type d'effet est

attendu, c'est la raison pour laquelle nous avons privilégié une sélection homogène, c'est-à-dire une détection dans les filtres courant le même domaine UV au repos pour tous les intervalles de redshift. Pour limiter la multiplication des incomplétudes à prendre en compte au moment de la détermination de la fonction de luminosité, nous n'irons pas plus loin sur le traitement de l'échantillon sélectionné à partir de l'image Y+J.

5.3.3 Echantillon d'objets à $z \sim 6$

Les sources ayant un redshift $z \sim 6$ commencent à être détectées à partir du filtre i ; il s'agit donc de sources dites i -dropouts. Afin de tester la pertinence de la méthode utilisée sur des catalogues de tailles raisonnables (par rapport à ceux dégagés à $z \sim 5$), nous avons sélectionné deux échantillons distincts de candidats : un premier « classique », où les sources ont été retenues à partir des critères de détection/non-détection et de couleurs, et un second « aveugle » n'incluant que les objets répondant aux critères de détection/non-détection.

Les critères de détection/non-détection appliqués pour la sélection de sources i -dropouts sont similaires à ceux utilisés pour les sources r -dropouts mais décalés en longueur d'onde :

$$\begin{aligned} m_{ugr} &< m(2\sigma) \\ m_{zY} &> m(5\sigma) \end{aligned}$$

91 objets répondent à ces critères, et constituent l'échantillon « aveugle ». Parmi ces sources, 48 répondent aussi aux critères de couleur définis dans le tableau 5.4. Après inspection manuelle de chaque source, 37 apparaissent comme des candidats robustes et constituent alors l'échantillon « classique ». Les 11 détections éliminées sont toutes des fausses détections : *ghost*, pixels dans les halos d'une galaxie brillante, etc.. La répartition en magnitude Y et en redshift de ces deux échantillons sont présentées sur la figure 5.7. Les 6 sources les plus brillantes sont présentées sur la figure 5.8, la photométrie de tous les candidats est portée dans la table 5.5. Les sources ont été nommées par ordre croissant de magnitude dans la bande Y . Le logiciel de SED-fitting *Hyperz* nous donne pour chaque objet le redshift photométrique associé au meilleur ajustement, et l'intervalle de confiance à 1σ . Cette incertitude sur le redshift de l'objet est représentée par la distribution de la probabilité de redshift, notée $P(z)$. Les différentes distributions de probabilité de redshift associées aux sources i -dropouts sont portées sur la figure 5.9. Comme attendu on remarque que les probabilités de redshift sont toutes autour de $z \sim 6$ sans pic secondaire à plus bas redshift, à l'exception de l'objet 9 qui présente un maximum à $z \sim 4.55$. Le résultat du travail de SED-fitting sur cet échantillon d'objets i -dropouts est présenté dans le tableau 5.7. On remarque que la source la plus brillante est très mal ajustée avec un χ^2 de 37.83. Par la suite cette source sera considérée comme suspecte au regard de la qualité de l'ajustement de sa distribution spectrale en énergie. La répartition des taux de formation stellaire est présentée sur la figure 5.10

5.3.4 Echantillon d'objets à $z \sim 7$

Contrairement à l'intervalle de redshift précédent, nous ne pouvons pas faire de sélection « aveugle » à $z \sim 7$. En effet, dans ce cas les critères de détection/non-détection sont :

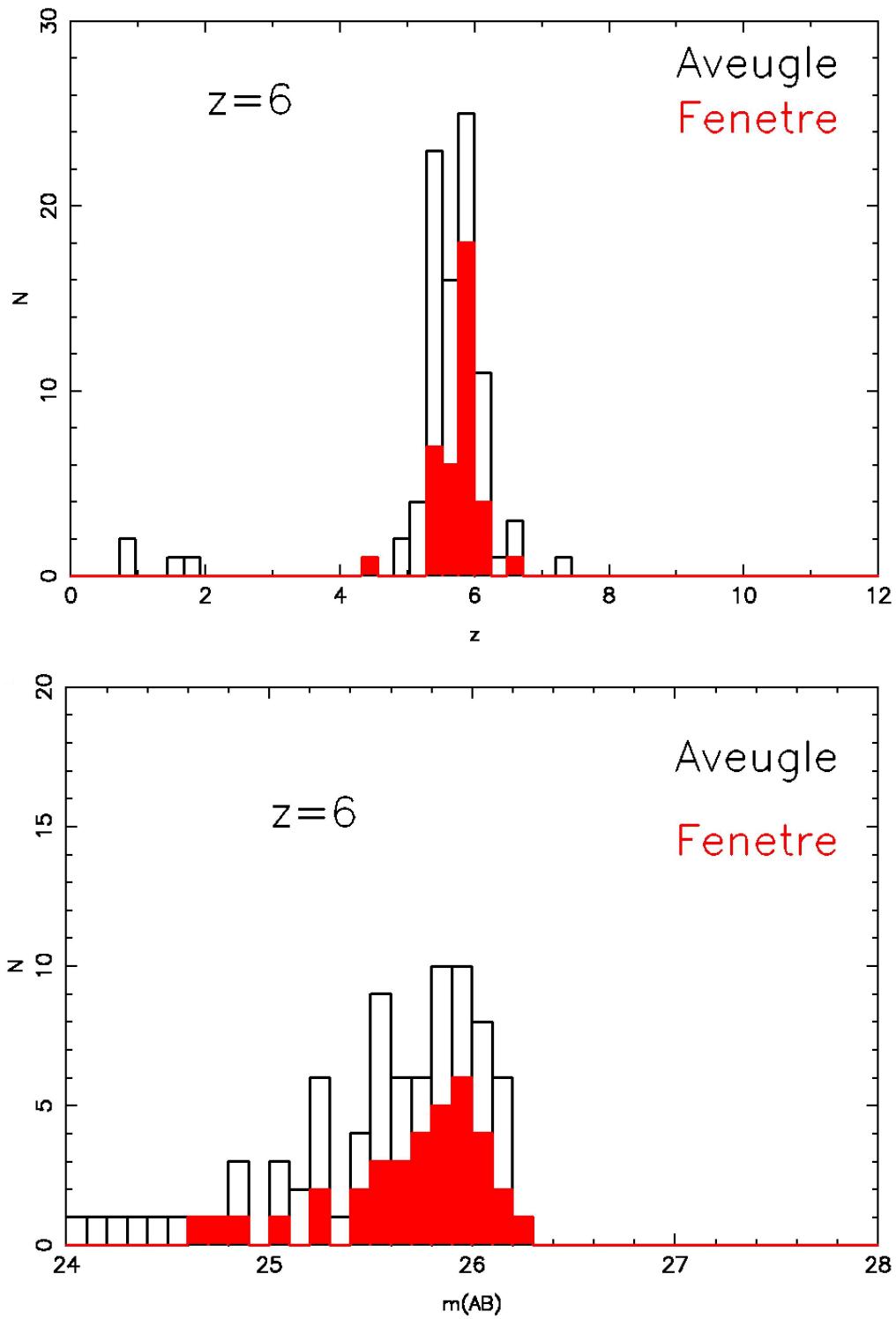


FIGURE 5.7 – Répartition en redshift (gauche) et magnitude en bande Y des sources de l'échantillon « classique » (en rouge) et « aveugle » (en noir).

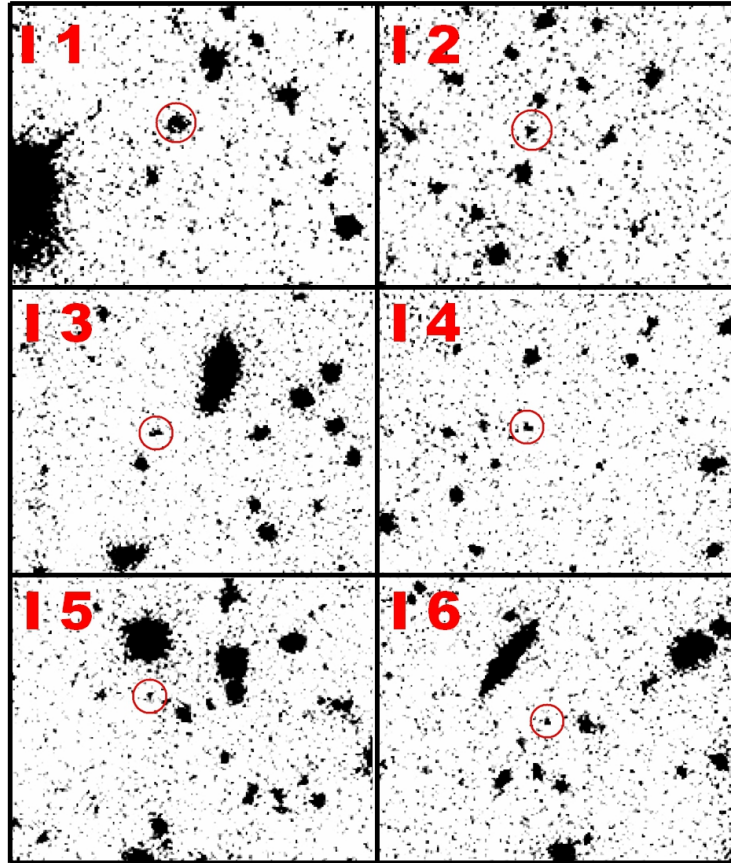


FIGURE 5.8 – Images des 6 candidats i -dropouts les plus brillants sélectionnés dans le relevé WUDS. Chaque candidat est repéré par un cercle de $1.7''$ de rayon sur l'image $I+z$.

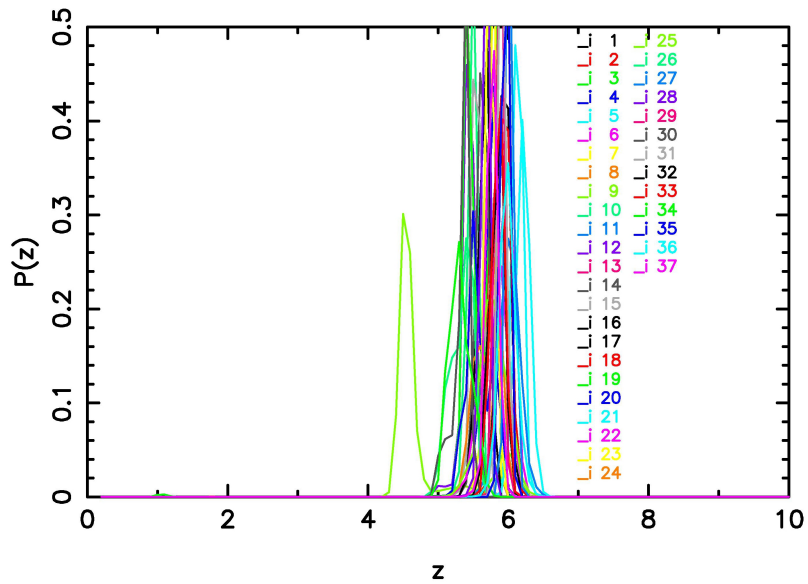


FIGURE 5.9 – Distribution de la probabilité de redshift pour les 37 candidats i -dropouts.

ID	m_u [AB]	m_g [AB]	m_r [AB]	m_i [AB]	m_z [AB]	m_Y [AB]	m_J [AB]	m_H [AB]	m_K [AB]
1	>29.7	>30.1	>29.8	>29.4	25.04 ± 0.10	23.52 ± 0.03	24.33 ± 0.08	>27.2	>27.1
2	>29.7	>30.1	>29.8	26.52 ± 0.09	24.71 ± 0.05	24.68 ± 0.06	24.35 ± 0.05	24.66 ± 0.17	24.82 ± 0.16
3	>29.7	>30.1	>29.8	26.27 ± 0.07	24.75 ± 0.05	24.74 ± 0.06	25.12 ± 0.10	25.29 ± 0.27	>27.1
4	>29.7	>30.1	>29.8	>29.4	25.22 ± 0.07	24.89 ± 0.07	25.54 ± 0.13	25.73 ± 0.38	24.61 ± 0.11
5	>29.7	>30.1	>29.8	27.91 ± 0.37	25.45 ± 0.11	25.05 ± 0.10	24.96 ± 0.10	25.77 ± 0.52	>27.1
6	>29.7	>30.1	>29.8	28.54 ± 0.48	25.74 ± 0.10	25.21 ± 0.08	25.36 ± 0.11	24.72 ± 0.14	25.12 ± 0.17
7	>29.7	>30.1	>29.8	28.45 ± 0.39	25.89 ± 0.10	25.36 ± 0.09	26.52 ± 0.27	25.30 ± 0.21	25.10 ± 0.15
8	>29.7	>30.1	>29.8	27.49 ± 0.14	25.74 ± 0.08	25.41 ± 0.08	>27.9	26.40 ± 0.52	26.13 ± 0.34
9	>29.7	>30.1	>29.8	>29.4	26.49 ± 0.17	25.46 ± 0.09	27.67 ± 0.73	25.17 ± 0.17	25.22 ± 0.15
10	>29.7	>30.1	>29.8	26.46 ± 0.07	25.46 ± 0.08	25.50 ± 0.11	25.72 ± 0.15	25.80 ± 0.38	26.23 ± 0.47
11	>29.7	>30.1	>29.8	28.97 ± 0.63	26.44 ± 0.18	25.56 ± 0.10	26.46 ± 0.26	25.03 ± 0.17	25.34 ± 0.19
12	>29.7	>30.1	>29.8	26.52 ± 0.08	25.33 ± 0.07	25.56 ± 0.12	26.38 ± 0.29	24.92 ± 0.18	24.90 ± 0.15
13	>29.7	>30.1	>29.8	27.39 ± 0.19	25.52 ± 0.10	25.63 ± 0.15	25.12 ± 0.10	>27.2	25.64 ± 0.32
14	>29.7	>30.1	>29.8	26.76 ± 0.13	25.60 ± 0.13	25.67 ± 0.19	25.23 ± 0.13	>27.2	>27.1
15	>29.7	>30.1	>29.8	27.07 ± 0.10	25.73 ± 0.09	25.69 ± 0.11	26.36 ± 0.22	>27.2	25.38 ± 0.18
16	>29.7	>30.1	>29.8	27.55 ± 0.10	25.97 ± 0.07	25.71 ± 0.07	>27.9	25.64 ± 0.18	25.62 ± 0.15
17	>29.7	>30.1	>29.8	>29.4	25.86 ± 0.10	25.71 ± 0.12	>27.9	25.84 ± 0.34	25.82 ± 0.28
18	>29.7	>30.1	>29.8	28.26 ± 0.30	26.21 ± 0.13	25.73 ± 0.11	27.70 ± 0.74	>27.2	25.77 ± 0.25
19	>29.7	>30.1	>29.8	26.79 ± 0.07	25.70 ± 0.07	25.80 ± 0.11	26.74 ± 0.28	>27.2	25.25 ± 0.14

TABLE 5.5 – Photométrie des candidats i -dropouts sélectionnés à partir de la méthode « classique ». Les magnitudes présentées ici sont les MAG_AUTO mesurées par *SExtractor*.

ID	m_u [AB]	m_g [AB]	m_r [AB]	m_i [AB]	m_z [AB]	m_Y [AB]	m_J [AB]	m_H [AB]	m_K [AB]
20	>29.7	>30.1	>29.8	28.39 ± 0.39	25.93 ± 0.12	25.83 ± 0.14	25.47 ± 0.11	>27.2	24.89 ± 0.13
21	>29.7	>30.1	>29.8	>29.4	26.47 ± 0.15	25.85 ± 0.11	26.03 ± 0.15	>27.2	>27.1
22	>29.7	>30.1	>29.8	>29.4	26.53 ± 0.16	25.86 ± 0.12	27.02 ± 0.37	>27.2	25.27 ± 0.15
23	>29.7	>30.1	>29.8	28.05 ± 0.27	25.52 ± 0.08	25.89 ± 0.14	25.91 ± 0.16	>27.2	25.07 ± 0.15
24	>29.7	>30.1	>29.8	28.59 ± 0.34	26.38 ± 0.13	25.90 ± 0.11	>27.9	>27.2	25.29 ± 0.13
25	>29.7	>30.1	>29.8	27.71 ± 0.24	26.16 ± 0.17	25.93 ± 0.18	25.64 ± 0.15	25.46 ± 0.31	>27.1
26	>29.7	>30.1	>29.8	27.18 ± 0.13	25.97 ± 0.12	25.94 ± 0.16	25.58 ± 0.12	25.11 ± 0.19	24.98 ± 0.14
27	>29.7	>30.1	>29.8	29.31 ± 0.50	26.39 ± 0.10	25.98 ± 0.09	27.01 ± 0.25	>27.2	>27.1
28	>29.7	>30.1	>29.8	27.15 ± 0.12	25.47 ± 0.07	25.98 ± 0.16	25.67 ± 0.13	25.86 ± 0.37	25.40 ± 0.20
29	>29.7	>30.1	>29.8	28.18 ± 0.32	25.51 ± 0.08	25.98 ± 0.16	25.57 ± 0.12	>27.2	>27.1
30	>29.7	>30.1	>29.8	26.60 ± 0.07	25.56 ± 0.08	25.99 ± 0.16	25.45 ± 0.10	25.41 ± 0.24	25.17 ± 0.16
31	>29.7	>30.1	>29.8	28.46 ± 0.32	25.90 ± 0.09	26.02 ± 0.13	26.23 ± 0.17	>27.2	>27.1
32	>29.7	>30.1	>29.8	27.96 ± 0.15	26.38 ± 0.10	26.04 ± 0.10	26.64 ± 0.19	25.94 ± 0.24	>27.1
33	>29.7	>30.1	>29.8	28.60 ± 0.42	26.13 ± 0.12	26.09 ± 0.16	25.13 ± 0.07	24.31 ± 0.08	24.67 ± 0.09
34	>29.7	>30.1	>29.8	27.38 ± 0.16	26.19 ± 0.15	26.10 ± 0.19	25.51 ± 0.12	>27.2	25.56 ± 0.25
35	>29.7	>30.1	>29.8	28.71 ± 0.24	26.34 ± 0.08	26.12 ± 0.08	>27.9	>27.2	26.65 ± 0.30
36	>29.7	>30.1	>29.8	>29.4	26.44 ± 0.19	26.15 ± 0.19	27.56 ± 0.75	>27.2	>27.1
37	>29.7	>30.1	>29.8	28.66 ± 0.27	26.37 ± 0.09	26.20 ± 0.11	27.33 ± 0.33	25.46 ± 0.14	25.91 ± 0.18

TABLE 5.6 – Photométrie des candidats i -dropouts sélectionnés à partir de la méthode « classique ». Les magnitudes présentées ici sont les MAG_AUTO mesurées par *SExtractor*.

ID	z_{phot}	χ^2	A_v [mag]	$(z_{min} - z_{max})_{1\sigma}$	SFR $M_{\odot}.an^{-1}$
01	6.51	37.84	0.00	6.38 - 6.66	53.48
02	5.80	1.74	0.60	5.64 - 5.89	18.9
03	5.77	2.61	0.00	5.68 - 5.82	30.8
04	5.81	5.18	0.00	5.38 - 5.95	27.0
05	6.14	2.20	0.00	5.95 - 6.30	25.4
06	5.99	1.28	0.20	5.69 - 6.23	17.6
07	5.77	5.85	0.00	5.55 - 5.90	19.8
08	5.90	3.69	0.00	5.74 - 6.04	17.1
09	4.55	8.83	0.00	4.33 - 4.84	11.1
10	5.51	0.57	0.20	5.29 - 5.64	11.9
11	6.03	3.70	0.40	5.62 - 6.40	10.7
12	5.41	5.90	0.20	5.21 - 5.62	11.0
13	5.91	4.85	0.00	5.55 - 6.07	14.1
14	5.64	3.10	0.00	5.41 - 5.82	12.7
15	5.52	2.69	0.00	5.35 - 5.76	12.0
16	5.68	3.46	0.20	5.40 - 5.83	10.3
17	5.94	6.49	0.20	5.72 - 6.12	11.0
18	5.94	4.31	0.00	5.70 - 6.16	12.9
19	5.39	6.42	0.00	5.25 - 5.61	10.5
20	5.51	1.98	0.00	5.22 - 5.99	10.6
21	6.22	1.45	0.00	5.94 - 6.46	11.4
22	5.88	5.02	0.40	5.30 - 6.21	5.4
23	5.74	4.11	0.00	5.62 - 5.91	7.7
24	5.82	4.66	0.40	5.29 - 6.07	7.5
25	5.72	0.83	0.80	5.26 - 6.22	4.9
26	5.42	0.16	1.20	4.94 - 5.62	3.1
27	6.01	5.07	0.00	5.88 - 6.17	10.5
28	5.68	1.02	0.20	5.52 - 5.80	8.0
29	5.89	3.58	0.00	5.74 - 6.01	10.2
30	5.40	1.53	0.00	4.98 - 5.52	8.8
31	5.92	1.79	0.00	5.78 - 6.04	9.8
32	5.88	2.69	0.00	5.58 - 6.06	9.2
33	5.89	5.07	1.60	5.63 - 6.06	2.1
34	5.28	1.31	0.00	4.98 - 5.71	7.8
35	5.96	5.74	0.00	5.81 - 6.09	9.1
36	5.97	1.59	0.00	5.70 - 6.31	8.9
37	5.78	6.08	0.20	5.56 - 5.97	6.7

TABLE 5.7 – Propriétés photométriques des 37 candidats i -dropouts. Dans ce tableau sont portées : (1) l’identifiant de la source, (2) le redshift photométrique associé au meilleur ajustement, (3) le χ^2 du meilleur ajustement, (4) le rougissement, (5) l’intervalle de confiance à 1σ sur le redshift photométrique et (6) le taux de formation stellaire estimé d’après le meilleur ajustement.

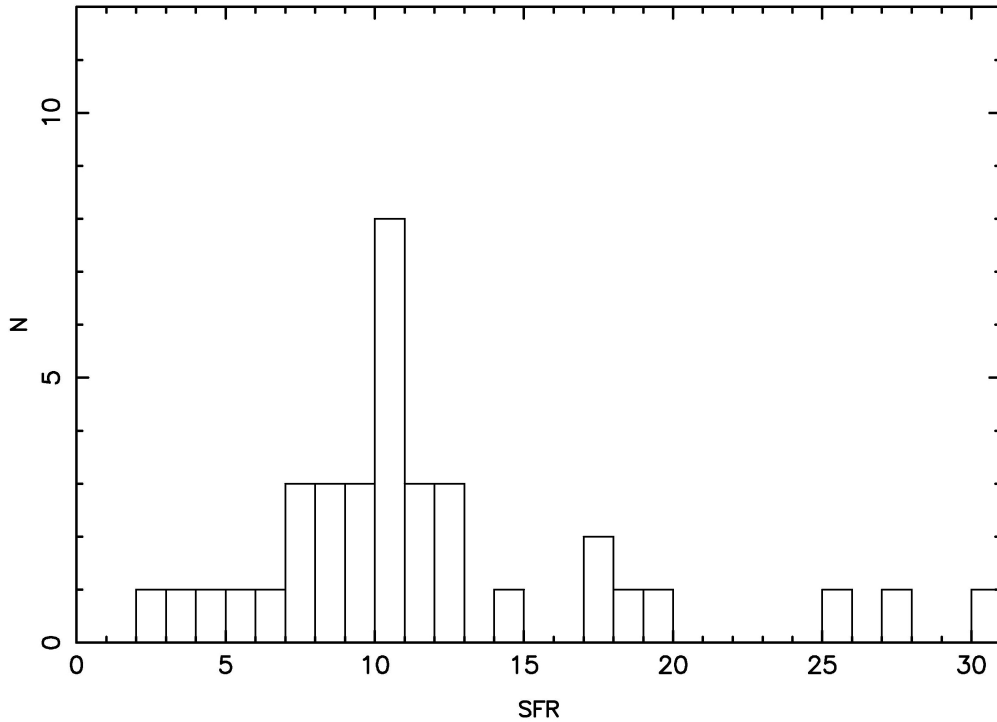


FIGURE 5.10 – Répartition des taux de formation stellaire de l'échantillon *i*-dropouts.

$$\begin{aligned} m_{ugri} &> m(2\sigma) \\ m_{YJ} &< m(5\sigma) \end{aligned}$$

Autrement dit nous imposons une non-détection sur les images du relevé CFHT-LS et une forte détection sur les images du relevé WUDS. Dans ce cas de figure, beaucoup de détections seront en fait des fausses détections comme par exemple des pixels juxtaposés dans le halo d'une source brillante par exemple, ou des détections factices qui auraient échappé au nettoyage de masse. De plus, nous montrerons dans le chapitre suivant que les résultats sur la fonction de luminosité obtenus à partir de l'échantillon « aveugle » sont similaires à ceux obtenus à partir de l'échantillon « classique ». Pour éviter une inspection manuelle fastidieuse de plusieurs centaines de fausses détections, nous nous limiterons à l'étude de l'échantillon « classique ». Nous combinerons donc aux critères énoncés ci-dessus, les critères de couleurs définis dans le tableau 5.4. 6 sources répondent parfaitement aux deux critères précédents.

Afin de vérifier la qualité de nos candidats, nous allons tirer profit de l'existence de deux images acquises avec le même filtre et le même temps d'exposition : l'image *J* issue du relevé WUDS ($T_{exp}=24.1ks$) et celle acquise dans le cadre du relevé WIRDS ($T_{exp}=26.3ks$). Toutes les sources retenues ici apparaissent à la fois dans l'image WIRDS et dans l'image WUDS. Ces images ayant été obtenues à des époques différentes, avec des schémas d'acquisition différents, il est peu probable que des sources transitoires ou des « ghosts » restent dans cet échantillon commun.

L'échantillon final de candidats à $z \sim 7$ est présenté sur la figure 5.11, la photométrie des candidats et le résultat du travail de SED-fitting effectué avec *Hyperz*

ID	m_u	m_g	m_r	m_i	m_z	m_Y	m_J	m_H	m_K
z1	> 29.7	> 30.1	> 29.8	> 29.4	25.62	22.79	22.91	22.87	23.39
					± 0.26	± 0.03	± 0.04	± 0.08	± 0.10
z2	> 29.7	> 30.1	> 29.8	> 29.4	26.74	23.92	23.60	23.87	25.86
					± 0.47	± 0.05	± 0.04	± 0.11	± 0.60
z3	> 29.7	> 30.1	> 29.8	> 29.4	27.44	24.65	25.20	24.08	25.86
					± 0.67	± 0.07	± 0.12	± 0.10	± 0.45
z4	> 29.7	> 30.1	> 29.8	> 29.4	27.42	25.22	26.02	25.55	> 27.1
					± 0.45	± 0.09	± 0.18	± 0.28	
z5	> 29.7	> 30.1	> 29.8	> 29.4	27.12	25.39	25.67	> 27.2	25.44
					± 0.32	± 0.09	± 0.12		± 0.19
z6	> 29.7	> 30.1	> 29.8	> 29.4	> 28.3	25.39	25.87	25.48	> 27.1
						± 0.09	± 0.15	± 0.26	

TABLE 5.8 – Photométries des 6 candidats z -dropouts sélectionnées dans le champ de WUDS. Il s’agit des magnitudes AUTO, dans le système AB.

ID	z_{phot}	χ^2	A_v [mag]	$(z_{min} - z_{max})_{1\sigma}$	SFR $M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$
z1	7.08	1.92	0.00	6.94-7.15	224.3
z2	7.23	5.15	0.00	7.13-7.31	91.2
z3	6.87	5.39	0.00	6.65-7.06	43.2
z4	6.77	2.27	0.00	6.49-7.00	25.1
z5	6.68	3.09	0.00	6.32-7.02	21.0
z6	6.91	1.42	0.00	6.63-7.12	22.1

TABLE 5.9 – Propriétés photométriques des 6 candidats z -dropouts. Dans ce tableau sont portées : (1) l’identifiant de la source, (2) le redshift photométrique associé au meilleur ajustement, (3) le χ^2 du meilleur ajustement, (4) le rougissement, (5) l’intervalle de confiance à 1σ sur le redshift photométrique et (6) le taux de formation stellaire estimé d’après le meilleur ajustement.

et la librairie usuelle de spectres de référence sont présentés dans les table 5.8 et 5.9. Là aussi, comme attendu, le meilleur ajustement donne pour chaque objet un redshift compris entre $z \sim 6.5$ et 7.5 . La distribution de probabilité de redshift des candidats z -dropouts est montré sur la figure 5.12.

5.3.5 Echantillon d’objets à $z \sim 8$ et 9

Nous pouvons faire la même remarque que pour l’intervalle de redshift précédent concernant la sélection « aveugle » de source à $z \sim 8$. Dans ce cas, les critères de détection/non-détection sont les suivants :

$$m_{ugriz} > m(2\sigma)$$

$$m_{JH} < m(5\sigma)$$

Là encore, les critères de non-détection sont imposés aux images profondes du CFHT-LS alors que les critères de détection le sont sur les images WUDS, entraînant ainsi la sélection de dizaines de fausses détections. Nous combinerons donc les critères de

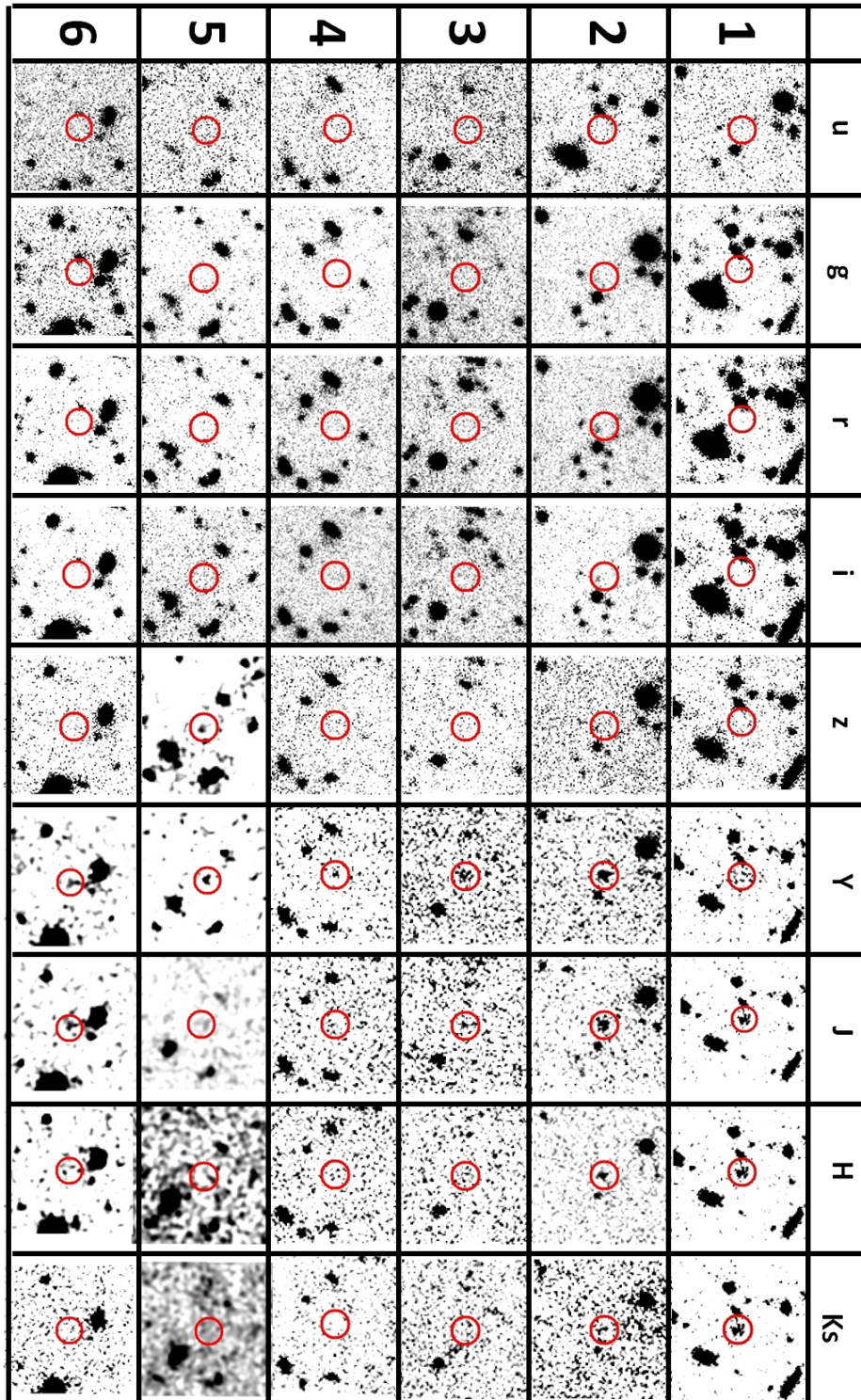


FIGURE 5.11 – Trombinoscope des candidats z -dropouts sélectionnés dans le champ de vue de WUDS. Chaque source est repérée par un cercle de $1.7''$ de rayon.

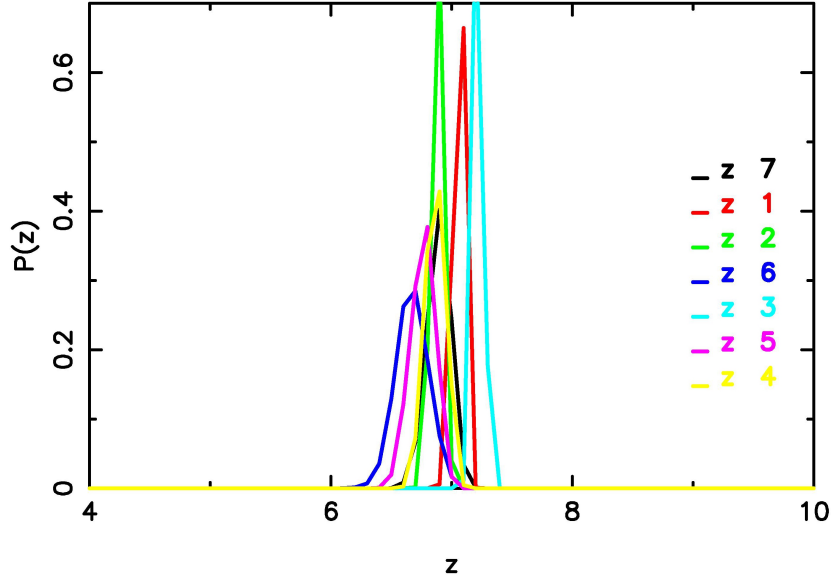


FIGURE 5.12 – Distribution des probabilités de redshift de chaque source sélectionnée dans le champ de vue de WIRcam obtenue avec le logiciel *Hyperz* et la librairie standard de spectres de référence.

ID	m_u	m_g	m_r	m_i	m_z	m_Y	m_J	m_H	m_K
1	> 29.7	> 30.1	> 29.8	> 29.4	> 28.3	25.71	24.86	25.39	25.93
						± 0.21	± 0.10	± 0.26	0.50
2	> 29.7	> 30.1	> 29.8	> 29.4	> 28.3	24.97	23.84	23.67	24.16
						± 0.15	± 0.06	± 0.08	0.13
3	> 29.7	> 30.1	> 29.8	> 29.4	> 28.3	25.93	23.85	24.68	24.46
						± 0.35	± 0.06	± 0.23	0.22
4	> 29.7	> 30.1	> 29.8	> 29.4	> 28.3	> 28.0	25.58	24.74	> 27.1
							± 0.17	± 0.16	

TABLE 5.10 – Photométrie des 4 candidats Y -dropouts sélectionnés dans le champ de WUDS. Il s’agit des magnitudes AUTO, dans le système AB.

détection/non-détection précédents aux critères de couleurs énoncées table 5.4. Après inspection manuelle, seules 4 sources sont sélectionnées comme de bons candidats à $z \sim 8$. Ces 4 sources apparaissent également distinctement sur les deux images en bande J issues du relevé WIRDS et de WUDS. Elles sont présentées sur la figure 5.13, leur photométrie est portée dans la Table 5.10 et le résultat du travail de SED-fitting avec le logiciel *Hyperz* et la librairie standard de spectres de référence est présenté dans la table 5.11. Comme attendu, nos candidats Y -dropouts ont un redshift photométrique (d’après le meilleur ajustement) compris entre $z \sim 7.5$ et 9.0 . Comme le montre la distribution de probabilité de redshift (voir figure 5.14) aucune de ces sources ne présente un pic secondaire à plus bas redshift.

Pour la sélection d’objets à $z \sim 9$, les critères de détection/non-détection sont :

$$m_{ugrizY} > m(2\sigma)$$

$$m_{HK} < m(5\sigma)$$

ID	z_{phot}	χ^2	A_v [mag]	$(z_{min} - z_{max})_{1\sigma}$	SFR $M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$
1	7.48	0.21	0.00	7.22-7.67	40.3
2	7.57	0.79	0.00	7.37-7.66	104.8
3	7.75	1.03	0.00	7.64-7.93	107.3
4	8.99	2.81	0.00	7.67-9.41	27.8

TABLE 5.11 – Propriétés photométriques des 4 candidats Y -dropouts. Dans ce tableau sont portées : (1) l’identifiant de la source, (2) le redshift photométrique associé au meilleur ajustement, (3) le χ^2 du meilleur ajustement, (4) le rougissement, (5) l’intervalle de confiance à 1σ sur le redshift photométrique et (6) le taux de formation stellaire estimé d’après le meilleur ajustement.

$\langle z \rangle$	N_{calc}	N_{eff}
5.0	476^{+408}_{-227}	425
6.0	212^{+306}_{-129}	37
7.0	20^{+59}_{-15}	6
8.0	3^{+15}_{-3}	4
9.0	± 1	0

TABLE 5.12 – Nombre de sources attendues dans le champ de vue du relevé WUDS (gauche) comparé au nombre de sources effectivement sélectionnées (droite)

que nous devons combiner avec les critères de couleurs définis Table 5.4. Aucun objet ne répond correctement à ces critères de sélection, ce qui est en accord avec le nombre de J -dropout attendu dans le champ de vue de WUDS.

5.4 Bilan de l’étude

Le tableau 5.12 présente le nombre de sources effectivement sélectionnées dans le champ de vue de WUDS comparé au nombre de sources attendues. On remarque que la taille des catalogues est cohérente avec le nombre de sources attendues à $z \sim 5$, 7, 8 et 9, mais qu’en revanche l’échantillon d’objets à $z \sim 6$ est plus petit que ceux sélectionnés par les études précédentes. Cette différence peut être expliquée de plusieurs façons. En effet, nous avons estimé le nombre de sources attendues jusqu’à une magnitude équivalente à 5σ dans le filtre qui correspond approximativement au domaine UV ($\sim 1500\text{\AA}$) au repos des sources. Aucune correction d’incomplétude n’a été apportée et de ce fait le nombre de sources effectivement détectées sera toujours inférieure aux prédictions. A cela s’ajoute l’effet d’incomplétude liée à une détection dans une image de référence donnée ($Y + J$ ou $H + K$). Même si nous avons tenté de minimiser ces effets de couleurs, ils existent et se traduisent par des incomplétudes fortes qu’il faudra prendre en compte proprement dans le calcul des densités volumiques d’objets et grandeurs associés (fonctions de luminosité, etc...) notamment à l’aide de simulations. Tous ces aspects seront développés dans le chapitre suivant.

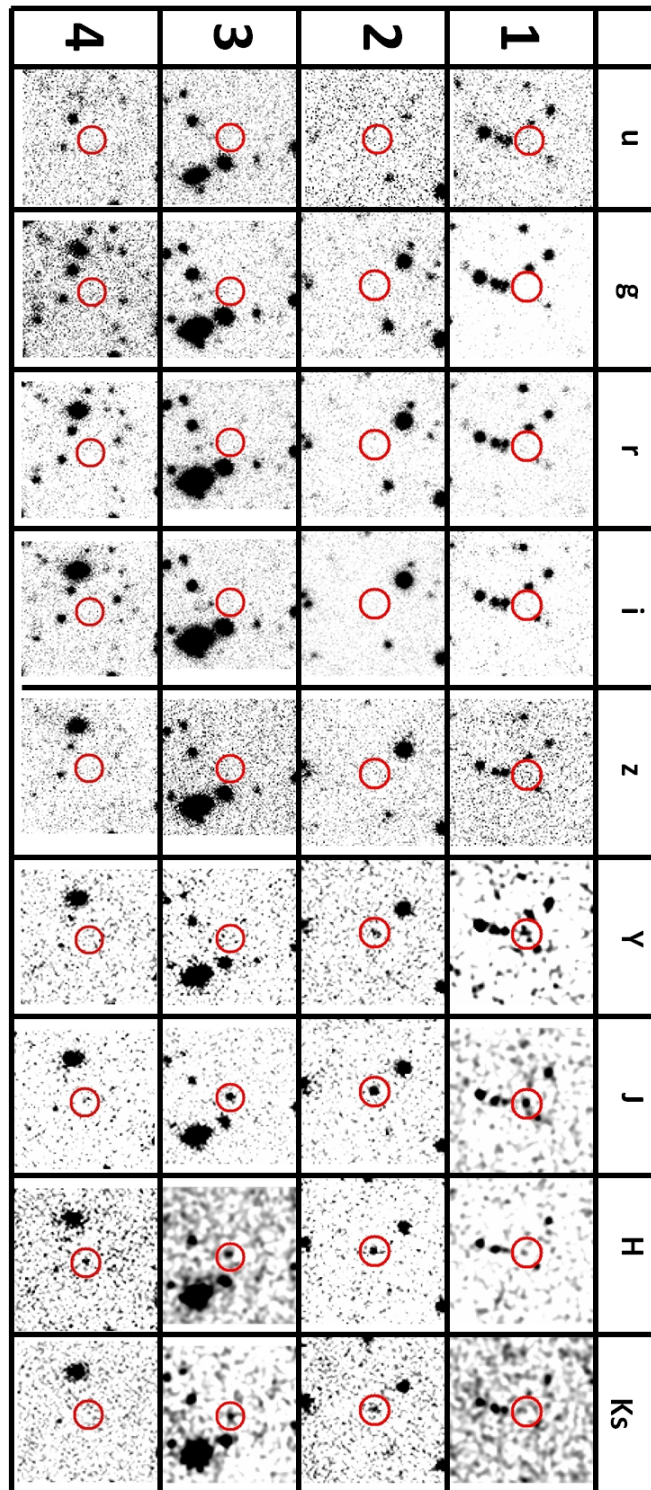


FIGURE 5.13 – Trombinoscope des candidats Y – dropouts sélectionnés dans le champ de vue de WUDS. Chaque source est repérée par un cercle de 1.7'' de rayon. L'image a été lissée pour faciliter le repérage des sources lorsque celles-ci étaient trop faibles.

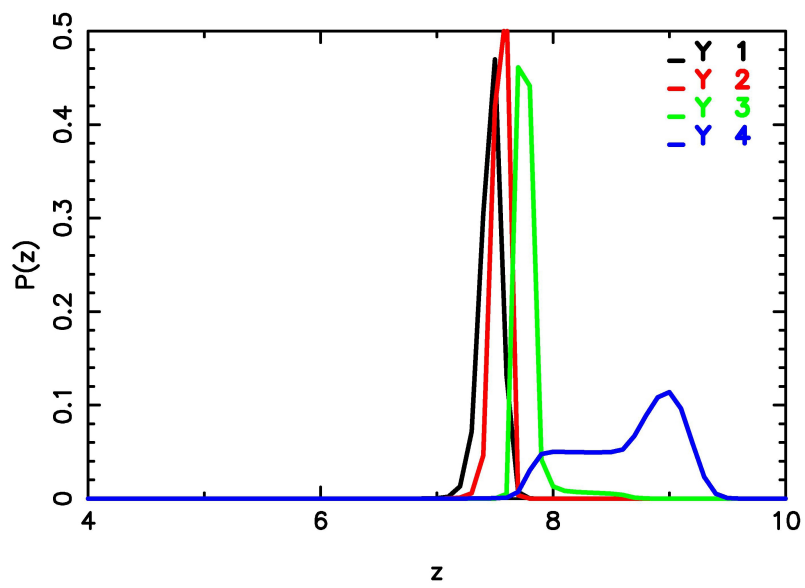


FIGURE 5.14 – Distribution des probabilités de redshift de chaque source sélectionnée dans le champ de vue de WIRcam obtenue avec le logiciel *Hyperz* et la librairie standard de spectres de référence.

Chapitre 6

Fonctions de luminosité des premières galaxies

Sommaire

6.1	MÉTHODE DE DÉTERMINATION	136
6.1.1	Calcul de la densité numérique de galaxies	136
6.1.2	Estimation de la variance cosmique	138
6.1.3	Ajustement paramétrique de la fonction de luminosité	139
6.1.4	Complétude de l'échantillon	140
6.1.5	Calcul des limites de non-détection	141
6.2	FONCTION DE LUMINOSITÉ À $z \sim 5$	142
6.3	FONCTION DE LUMINOSITÉ À $z \sim 6$	145
6.4	FONCTION DE LUMINOSITÉ À $z \sim 7$	147
6.5	FONCTION DE LUMINOSITÉ À $z \sim 8$	147
6.6	FONCTION DE LUMINOSITÉ À $z \sim 9$	151
6.7	EVOLUTION DE LA FONCTION DE LUMINOSITÉ	153

La fonction de luminosité (FdL dans la suite) des premières galaxies représente, pour un intervalle de redshift donné, la répartition de la densité numérique de galaxies en fonction de la luminosité émise. Nous présenterons dans ce chapitre la méthode de détermination que nous avons utilisée, ainsi que les résultats obtenus pour des redshifts allant de $z \sim 5$ jusqu'à $z \sim 9$ en combinant les données en champ vide (relevé WUDS) et en champ d'amas (données autour d'Abell 2667).

6.1 Méthode de détermination

6.1.1 Calcul de la densité numérique de galaxies

Tout au long de cette étude, nous avons constitué des échantillons de candidats à grand redshift en nous basant uniquement sur des considérations photométriques. Ainsi nous ne pouvons donner qu'une estimation du redshift de chaque candidat à partir de la distribution des probabilités de redshift déduite du travail de SED-fitting. Cette incertitude sur le redshift doit impérativement être prise en compte dans le calcul de la fonction de luminosité des premières galaxies. La méthode MC que nous avons utilisée est une version adaptée de celle proposée par Bolzonella et al. (2002) et constitue un échantillonnage de la distribution de probabilités de chaque objet. Elle se résume en 7 points que nous détaillerons par la suite :

1. Pour chaque itération et pour chaque objet, une valeur de la probabilité cumulée est choisie aléatoirement, notée a .
2. A partir de la distribution cumulée des probabilités de redshift, un redshift, noté z_a , est associé à chaque source tel que $P_{cum}(z_a)=a$.
3. A partir de ce redshift et de la SED de chaque objet, on calculera la luminosité émise à 1500\AA notée L_{1500} .
4. Pour chaque tirage d'un objet, on corrige de l'incomplétude associée selon 6.1.4
5. On refait les 4 étapes précédentes N fois, afin de constituer N versions du catalogue initial.
6. A partir de l'échantillon final (c'est-à-dire N fois plus grand que l'échantillon de départ mais avec la même distribution en redshift), on relève la distribution en L_{1500} .
7. Enfin pour obtenir la densité de galaxies, on divise chaque valeur par le volume comobile exploré.

La luminosité émise à 1500\AA peut-être calculée de deux façons différentes. La première méthode consiste à utiliser la magnitude mesurée dans le filtre couvrant la longueur d'onde à laquelle est observée l'émission à 1500\AA ($\lambda=(1+z)1500\text{\AA}$). A partir de cette magnitude, on en déduit le flux émis à 1500\AA tel que :

$$f_{1500}^{\nu} = 10^{-0.4(m_{obs}+48.6)} \times (1+z)[\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{Hz}^{-1}] \quad (6.1)$$

Toutefois, dans le cas d'un champ d'amas, il faut impérativement prendre en compte l'amplification de la lumière due à la présence de l'amas de galaxie entre la source et le télescope. Ainsi la magnitude à considérer dans l'équation 6.1 sera :

$$m_{obs} = m_{filtre} + 2.5 \log(\mu) \quad (6.2)$$

où m_{filtre} est la magnitude mesurée dans le filtre considéré et μ le facteur d'amplification. Dans le cas d'un champ d'amas il y aura également une correction de la dilution, de la même intensité que la magnification qu'il conviendra d'introduire au moment de calculer la surface et le volume effectif correspondant à un bin en redshift.

La luminosité à 1500Å sera déduite de l'équation suivante :

$$L_{1500} = (1+z) \times f_{1500}^{\lambda} \times 4\pi D_L^2 [\text{erg.s}^{-1}] \quad (6.3)$$

où :

$$f_{1500}^{\lambda} = f_{1500}^{\nu} \times \frac{c}{(1+z)^2 \lambda_{1500}^2} \quad (6.4)$$

et la distance de luminosité, notée D_L exprimée en Mpc, :

$$D_L = (1+z) \int_0^z \frac{c}{H(z)} dz \quad (6.5)$$

avec $H(z)$ la constante de Hubble au redshift z tel que :

$$H(z) = H_0 [\Omega_m (1+z)^3 + \Omega_{r,0} (1+z)^4 + \Omega_{\Lambda,0} + \Omega_{k,0} (1+z)^2]^{\frac{1}{2}} \quad (6.6)$$

où les paramètres cosmologiques sont ajustés d'après les derniers résultats de WMAP (Finelli et al., 2012).

La seconde méthode se base sur le spectre déduit du SED-fitting par *Hyperz* où l'on peut mesurer directement le flux observé à $\lambda=(1+z)1500\text{Å}$. Ce flux doit ensuite être corrigé de l'expansion de l'Univers.

La dernière étape consiste à calculer le volume comobile d'Univers sondé au cours de notre étude. Il est défini comme un volume augmentant uniquement du fait de l'expansion de l'Univers et est simplement défini par :

$$\frac{4}{3}\pi D_c^3(z) \quad (6.7)$$

ou D_c est la distance comobile radiale définie comme :

$$D_c = \int_t^{t_0} \frac{c}{R(t)} dt = c \int_{z=0}^z \frac{dz}{H(z)} \quad (6.8)$$

La fonction de luminosité étant calculée sur un intervalle de redshift de $\Delta z=1$, le volume comobile exploré sera donc la différence de volume comobile entre $z+0.5$ et $z-0.5$.

Avant d'aller plus loin, nous devons vérifier que le nombre de simulations Monte-Carlo n'influence pas les résultats sur la densité numérique de galaxies. Pour cela, on calculera la densité de galaxies à différentes luminosités à partir du même échantillon d'objets mais en variant le nombre N d'itérations. On montre (table 6.1) que la valeur de la densité numérique de galaxies n'est pas influencée par le nombre d'itérations si et seulement si, celui-ci est supérieur à 1000.

N_{iter}	10 $\times 10^{-5} [\text{Mpc}^{-3}]$	100 $\times 10^{-5} [\text{Mpc}^{-3}]$	1000 $\times 10^{-5} [\text{Mpc}^{-3}]$	2000 $\times 10^{-5} [\text{Mpc}^{-3}]$
$\Phi(M=-22.00)$	(0.14 ± 0.14)	(0.13 ± 0.14)	(0.13 ± 0.14)	(1.30 ± 1.31)
$\Phi(M=-21.75)$	(1.77 ± 0.60)	(1.18 ± 0.47)	(1.15 ± 0.46)	(1.17 ± 0.47)
$\Phi(M=-21.50)$	(1.50 ± 0.54)	(1.64 ± 0.57)	(1.59 ± 0.56)	(1.58 ± 0.56)
$\Phi(M=-21.25)$	(3.62 ± 0.95)	(3.64 ± 0.95)	(3.70 ± 0.97)	(3.70 ± 0.97)

TABLE 6.1 – Influence du nombre d’itérations N sur la valeur de la densité numérique de galaxies. L’échantillon d’objets utilisé ici est celui sélectionné à $z \sim 5$ en utilisant les critères combinés de détection/non-détection et de couleur, soit 730 objets.

6.1.2 Estimation de la variance cosmique

Les barres d’erreurs sur les densités numériques d’objets doivent prendre en compte d’une part l’incertitude liée à la statistique, et d’autre part le fait que nous n’avons observé qu’une petite portion du ciel. La distribution des galaxies dans l’Univers n’étant pas issue d’un processus totalement aléatoire, il faut impérativement prendre en compte la variance de cette distribution, appelée *Variance Cosmique*. Au cours de ce travail de thèse, nous avons utilisé la méthode de calcul proposée par Trenti & Stiavelli (2008) qui se base sur la fonction de corrélation, notée ξ de l’échantillon étudié. Cette méthode se résume en 6 points :

1. A partir de la densité de galaxies trouvée au cours de l’étude, on peut estimer la masse minimum du halo nécessaire pour obtenir cette densité (voir Sheth & Tormen (1999) pour plus de détails).
2. A partir du formalisme de Press-Schechter (Press & Schechter, 1974) et de la masse minimum du halo, on calculera le biais moyen de notre échantillon, noté b .
3. Connaissant l’intervalle en redshift considéré, on calculera le volume comobile exploré.
4. On intègre ensuite la fonction de corrélation de la matière noire (voir Newman & Davis 2002) sur le volume comobile exploré pour obtenir la variance cosmique de la matière noire, notée σ_{DM}^2 .
5. En utilisant la variance cosmique de la matière noire et le biais de l’échantillon, on calcule ensuite la variance cosmique de l’échantillon tel que : $\sigma_V^2 = b^2 \sigma_{DM}^2$.
6. Et enfin l’erreur totale, qui prendra en compte la variance cosmique et l’erreur statistique (erreur de Poisson), sera donnée par :

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_V^2 + \frac{1}{N_{obs}}} = \frac{\Delta N}{N} \quad (6.9)$$

Pour montrer l’importance de la prise en compte de la variance cosmique sur les barres d’erreur des densités de galaxies, nous les avons comparées avec celles calculées à 1σ à partir des simulations Monte-Carlo décrites au paragraphe 6.1.1 (table 6.2). On remarque que, dans le cas de notre relevé, les barres d’erreur combinant la variance cosmique et l’erreur poissonienne sont systématiquement supérieures à celles obtenues à partir des simulations Monte-Carlo décrites précédemment.

M_{1500} (AB)	$\Phi(M_{1500})$ $\text{mag}^{-1}\text{Mpc}^{-3}$	1σ $\text{mag}^{-1}\text{Mpc}^{-3}$	Variance cosmique $\text{mag}^{-1}\text{Mpc}^{-3}$
-21.75 ± 0.125	1.15×10^{-5}	${}^{+0.19}_{-0.21} \times 10^{-5}$	$\pm 0.46 \times 10^{-5}$
-21.50 ± 0.125	1.59×10^{-5}	${}^{+0.21}_{-0.19} \times 10^{-5}$	$\pm 0.56 \times 10^{-5}$
-21.25 ± 0.125	3.70×10^{-5}	${}^{+0.23}_{-0.24} \times 10^{-5}$	$\pm 0.97 \times 10^{-5}$
-21.00 ± 0.125	1.43×10^{-4}	${}^{+0.18}_{-0.19} \times 10^{-4}$	$\pm 0.25 \times 10^{-4}$
-20.75 ± 0.125	1.82×10^{-4}	${}^{+0.21}_{-0.22} \times 10^{-4}$	$\pm 0.31 \times 10^{-4}$
-20.50 ± 0.125	2.82×10^{-4}	${}^{+0.29}_{-0.30} \times 10^{-4}$	$\pm 0.43 \times 10^{-4}$

TABLE 6.2 – Comparaison des barres d’erreur à 1σ dérivées des simulations MC, avec celles intégrant la variance cosmique selon la méthode de Trenti & Stiavelli (2008) sur un échantillon d’objets à $z \sim 5$ repérés dans le relevé WUDS en utilisant la méthode « classique ».

6.1.3 Ajustement paramétrique de la fonction de luminosité

La fonction de luminosité a été ajustée empiriquement par Schechter (1976) à l’aide de l’expression suivante :

$$\Phi(L_{1500})dL = \Phi^* \left(\frac{L_{1500}}{L^*} \right)^\alpha \exp \left(-\frac{L_{1500}}{L^*} \right) d \left(\frac{L_{1500}}{L^*} \right) \quad (6.10)$$

où L^* , α et Φ^* sont des paramètres qui caractérisent respectivement la position en luminosité absolue de la cassure de la fonction, la pente aux faibles luminosités, et la densité de galaxies.

De plus, sachant que la luminosité caractéristique est définie par :

$$\frac{L_{1500}}{L^*} = 10^{-0.4(M-M^*)} \quad (6.11)$$

on peut alors exprimer la fonction de luminosité en fonction de M :

$$\Phi(M) = \Phi^* \frac{\ln(10)}{2.5} \left(10^{-0.4(M-M^*)} \right)^{\alpha+1} \exp \left(-10^{-0.4(M-M^*)} \right) dM \quad (6.12)$$

où M^* représente la magnitude caractéristique, c’est-à-dire la magnitude à laquelle s’effectue le changement entre un régime exponentiel et un régime dominé par la loi de puissances, le paramètre α est la pente aux fortes magnitudes et Φ^* est un facteur de normalisation.

Nous avons choisi de travailler en magnitude absolues pour faciliter la comparaison avec d’autres travaux, nous devons donc convertir la luminosité émise à 1500\AA en magnitude absolue¹. Dans le système AB, la magnitude absolue à $\lambda=1500\text{\AA}$ s’obtient à partir de la luminosité émise à 1500\AA telle que :

$$M_{1500} = 48.6 - 2.5 \log \left(\frac{L_{1500}}{4\pi(10pc)^2} \frac{\lambda^2}{c} \right) \quad (6.13)$$

L’ajustement de la fonction de luminosité revient donc à déterminer le jeu de paramètres (α , Φ^* , M^*). Nous utiliserons la méthode classique des moindres carrés

1. Par définition, la magnitude absolue correspond à la magnitude qu’aurait l’objet s’il était situé à 10 parsec de la Terre

nécessitant le calcul d'un χ^2 défini par :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(\Phi_{cal} - \Phi_{obs}^i)^2}{\sigma_i^2} \quad (6.14)$$

où N est le nombre de points utilisés pour l'ajustement, σ_i l'erreur sur la densité Φ_{obs}^i et Φ_{cal} la densité numérique calculée pour un jeu de paramètres.

Afin de montrer l'influence de nos résultats sur la forme de la FdL, nous ajusterons les paramètres de la fonction de Schechter en utilisant nos propres valeurs et en les combinant avec d'autres points à des luminosités différentes extraits de la littérature et en particulier ceux issus des données du *Hubble Space Telescope* (données couvrant principalement la partie faible de la FdL). Tous les points utilisés pour l'ajustement devront être indépendants pour garantir une bonne détermination des paramètres et des barres d'erreur associées.

Les intervalles de confiances sur chaque paramètre seront déterminés à partir des ellipsoïdes d'erreurs à 1 et 2σ (soit 68.3% et 95.4%). Celles-ci sont déterminées à partir de la répartition des χ^2 calculés par la méthode des moindres carrés. Elles sont obtenues en traçant tous les points répondant au critère suivant $|\chi^2 - \chi_{aj}^2| < \chi_{tab}^2$ où χ_{aj}^2 est la valeur du χ^2 obtenue pour le meilleur ajustement et χ_{tab}^2 est une valeur de référence tabulée. Afin d'obtenir des ellipses planes, on fixe un des trois paramètres à la valeur obtenue pour le meilleur ajustement, et on laisse les deux autres libres. Ainsi pour un ajustement avec deux degrés de liberté, les valeurs de référence à 1 et 2σ sont 2.30 et 6.17 respectivement.

6.1.4 Complétude de l'échantillon

Compte-tenu de la profondeur de chaque image, nous ne pouvons pas détecter des objets dont la magnitude observée est supérieure à la magnitude limite. De plus, à l'approche de cette limite observationnelle, nous ne détectons pas la totalité des sources présentes sur l'image, mais seulement une partie, c'est le phénomène d'incomplétude qu'il va falloir estimer. La complétude d'un relevé photométrique dépend d'une part de la profondeur des images utilisées, mais également des critères de sélection. Dans notre cas, nous avons utilisé une fenêtre en couleurs qu'il faudra prendre en compte (voir sect. 5.3.1). Certes, les couleurs sélectionnent en théorie les objets dans une fenêtre en redshift dont on peut facilement déterminer la forme. Mais en raison du bruit sur la détermination des couleurs, une galaxie qui aurait dû être dans la fenêtre à un redshift donné, n'a pas, en pratique, 100% de chance d'être détectée. Nous pouvons alors écrire ces deux facteurs d'incomplétude comme suit :

$$C_{tot}(m, z) = C_{color}(m, z) \times C(m) \quad (6.15)$$

Le premier terme de l'équation 6.15 s'obtient en simulant quelques milliers de galaxies pour chaque magnitude apparente, en faisant varier le redshift dans un intervalle contenant la fenêtre en redshift visée. Par simplicité on prendra le filtre autour de 1500Å au repos comme référence pour chaque jeu de simulations. Une fois les sources extraites, on applique aux catalogues les mêmes critères de sélection en couleur que pour la recherche des galaxies lointaines. La comparaison entre les sources simulées et les sources retenues avec la fenêtre de sélection nous permet d'obtenir la complétude

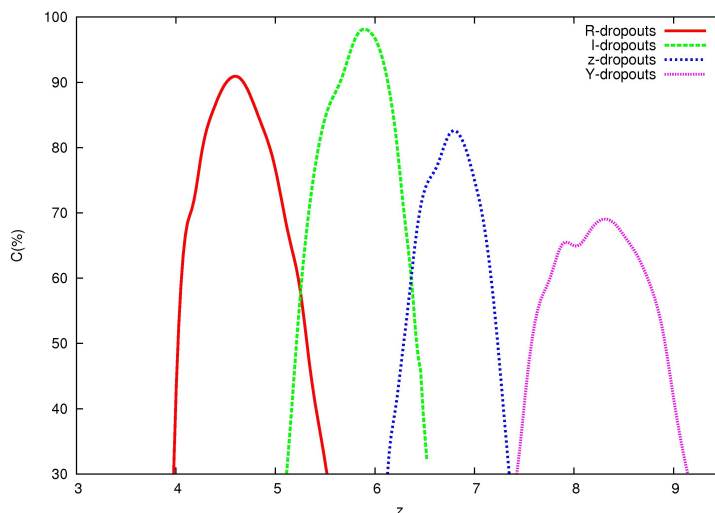


FIGURE 6.1 – Complétudes en fonction du redshift des fenêtres de sélection en couleurs utilisées pour la recherche des premières galaxies dans le relevé WUDS. Chaque courbe correspond à une source ayant une détection à 10σ dans le filtre pivot (c'est-à-dire celui qui se retrouve en abscisse et en ordonnée dans les diagrammes couleur-couleur)

de notre échantillon engendré par l'utilisation de critères de couleurs (figure 6.1).

La profondeur de nos images entraîne également une incomplétude (second terme de l'équation 6.15). Celle-ci peut-être évaluée en simulant, de la même manière que précédemment, des galaxies de luminosités différentes, sans tenir compte du redshift associé, dans une zone propre de l'image de détection utilisée. Les objets sont ajoutés via la routine `mkobjects` du logiciel *IRAF* puis extraits en appliquant uniquement les critères de détection utilisés pour la recherche des premières galaxies (fig 6.2).

La complétude totale de notre échantillon sera donc dépendante à la fois du redshift et de la magnitude apparente de la source. La figure 6.3 représente l'évolution de la complétude de l'échantillon de candidats à $z \sim 8$ sélectionnés dans le relevé WUDS en fonction du redshift et de la magnitude de la source. La complétude de notre échantillon est prise en compte au moment du calcul de la densité de galaxies.

6.1.5 Calcul des limites de non-détection

L'absence de source dans un intervalle de redshift donné et au-delà d'une certaine luminosité permet de placer une contrainte sur la densité de galaxies. Cette contrainte s'obtient en considérant une distribution poissonnienne définie par :

$$P(X) = \mu^X \frac{e^{-\mu}}{X!} \quad (6.16)$$

où X est le nombre de sources détecté, et μ le nombre moyen attendu.

Dans le cas où aucun objet n'est détecté, $X=0$, la limite supérieure de non-détection à 1σ (soit $\sim 68\%$) est donnée par :

$$P(X = 0) = e^{-\mu} = 0.68 \quad (6.17)$$

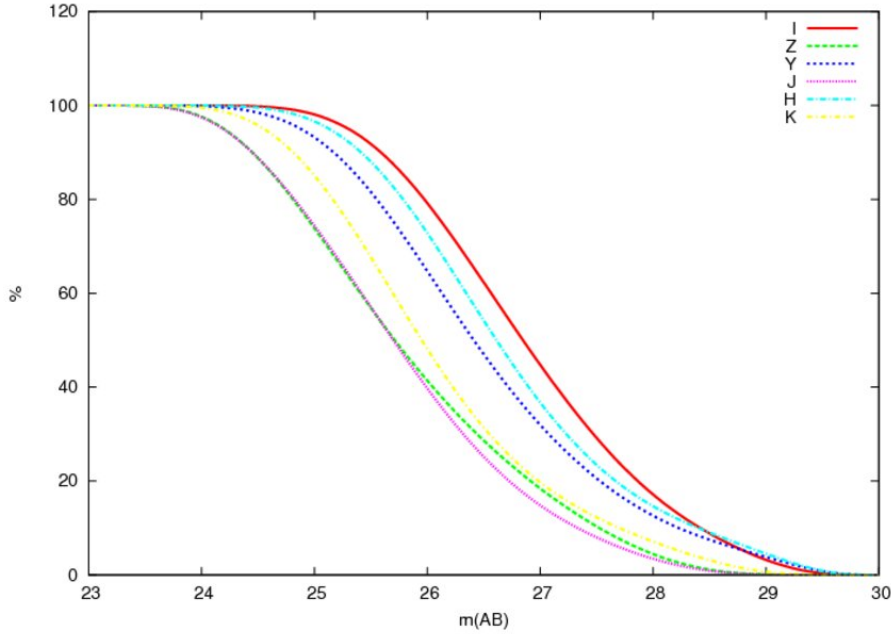


FIGURE 6.2 – Complétudes des images IzYJHK utilisées dans l'étude de l'amas de galaxie Abell 2667 pour des sources ponctuelles limitées par le seeing

Ainsi la limite supérieure sur la densité de galaxies sera donnée par :

$$\Phi_{sup}(M_{1500}) < \frac{0.386}{V_{com}^{exp}} \quad (6.18)$$

où V_{com}^{exp} est le volume comobile exploré par l'étude au redshift considéré.

6.2 Fonction de luminosité à $z \sim 5$

La fonction de luminosité à $z \sim 5$ a été l'objet de nombreuses études (on peut citer par exemple les travaux de Bouwens et al. 2007, de Yoshida et al. 2006 ou encore de McLure et al. 2009), et elle semble assez bien contrainte dans la partie des faibles luminosités. Nous allons donc pouvoir tester notre méthode de calcul des points de la fonction de luminosité à $z \sim 5$ et comparer nos résultats à ceux qui ont déjà été publiés.

La taille des intervalles en magnitude utilisés dépend du nombre de sources concernées à la fin des simulations Monte-Carlo. Ainsi si un intervalle comporte, à la fin des N simulations, moins de 1% de l'échantillon initial (et au moins 1 source), celui-ci devra être combiné avec l'intervalle en magnitude supérieure. Cette question se posera principalement pour les très faibles magnitudes, c'est-à-dire là où l'incomplétude de détection est proche de 0% (autrement dit pour les objets brillants, pour lesquels il faut trouver un équilibre entre la taille de l'intervalle en magnitude et la statistique).

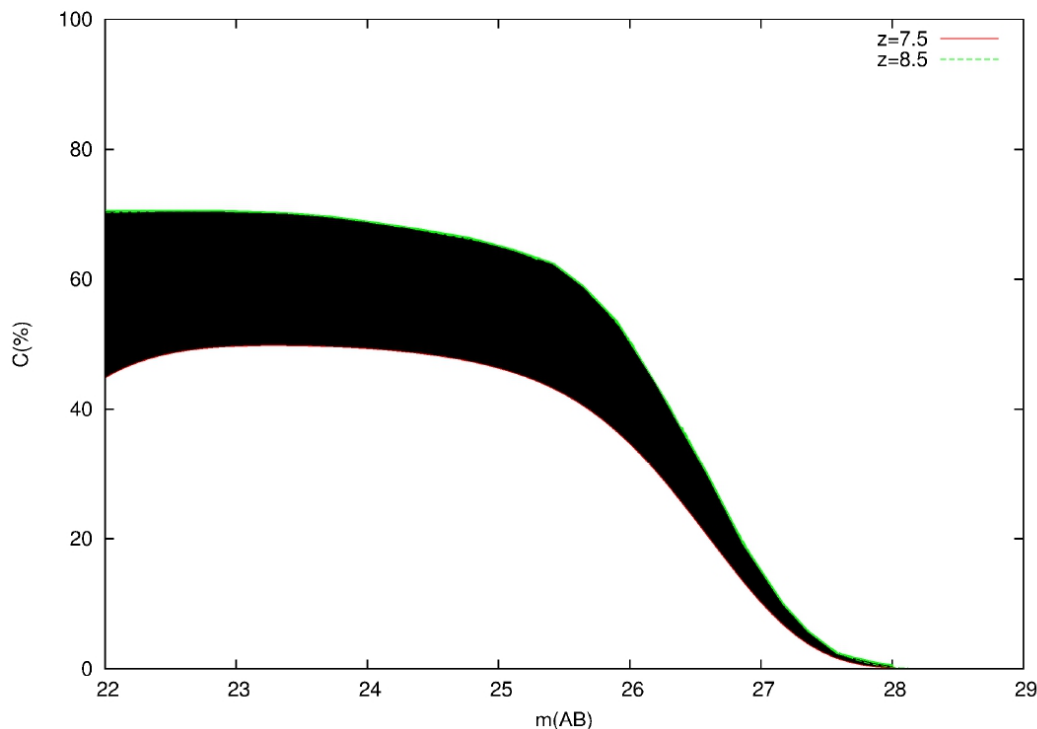


FIGURE 6.3 – Complétude totale en fonction de la magnitude apparente calculée pour l'échantillon de candidats à $z \sim 8$ sélectionné dans le relevé WUDS, en prenant en compte la magnitude de la source et le redshift associé. La zone noire correspond à la variation de complétude liée au redshift de la source et engendré par la fenêtre de sélection en couleur. Dans le cas des sources à $z \sim 8$, la complétude de la fenêtre de sélection est maximale à $z=8.5$ (vert) et minimale à $z=7.5$ (rouge).

De plus, compte tenu qu'aucun objet plus brillant que $M_{1500} = -22.375$ mag n'est détecté dans notre relevé, nous pouvons en déduire une contrainte supplémentaire, c'est-à-dire une limite supérieure, en dessous de cette magnitude. Les densités numériques calculées en fonction de l'échantillon utilisé sont présentées dans la table 6.3.

A partir des densités déduites de l'échantillon à $z \sim 5$ et des points tirés de l'article de Bouwens et al. (2007) pour les faibles luminosités, nous avons déterminé pour chacun des 3 paramètres de Schechter (α , M^* et Φ^*) le meilleur ajustement et l'intervalle de confiance à 1σ correspondant. La table 6.4 présente les valeurs des paramètres déduites de cette étude, ainsi que celles des références précédentes. On remarque que nos valeurs sont en assez bon accord pour les trois paramètres. Nous sommes très proches des estimations de McLure et al. (2009) et compatible avec les résultats de Bouwens et al. (2012b). Notre estimation sur Φ^* semble plus précise du fait d'une meilleure sensibilité à ce paramètre. L'allure de la fonction de luminosité est présentée sur la figure 6.4 et les ellipses de confiance à 1 et 2σ sont portées sur la figure 6.5.

On peut faire le même travail à partir des échantillons d'objets sélectionnés en utilisant les images Y+J et H+K comme image de détection. Comme on l'a montré dans le chapitre précédent, ces échantillons n'ont environ qu'un tiers des objets en

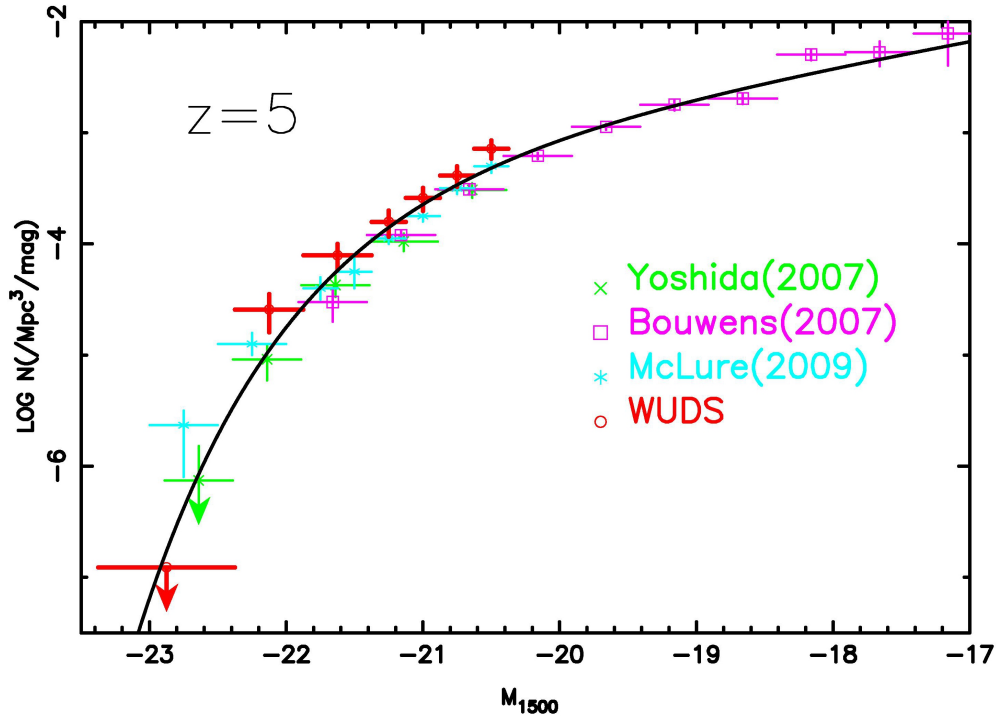


FIGURE 6.4 – Fonction de luminosité à $z \sim 5$ incluant les points issus du relevé WUDS. Les densités de galaxies publiées dans Bouwens et al. (2007), McLure et al. (2009) et Yoshida et al. (2006) sont également indiquées. La courbe noire présente notre meilleur ajustement de la fonction du luminosité avec $M^* = -20.30$ mag, $\alpha = -1.61$ et $\Phi^* = 1.40 \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$

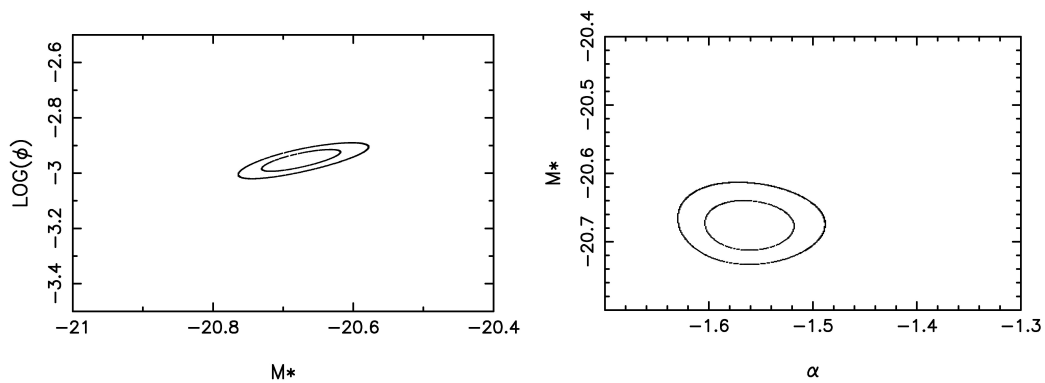


FIGURE 6.5 – Intervalles de confiance à 1 et 2σ avec α fixé à -1.61 (gauche) et Φ^* fixé à $1.4 \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$ (droite)

M_{1500}	YJ Fenêtre AB mag > AB mag $\Phi^* \text{Mpc}^{-3}$
-22.875 ± 0.500	$< 1.23 \times 10^{-7}$
-22.125 ± 0.250	$(2.57 \pm 0.97) 10^{-5}$
-21.625 ± 0.250	$(7.90 \pm 0.21) 10^{-5}$
-21.25 ± 0.125	$(1.58 \pm 0.42) 10^{-4}$
-21.00 ± 0.125	$(2.59 \pm 0.61) 10^{-4}$
-20.75 ± 0.125	$(4.13 \pm 0.87) 10^{-4}$
-20.50 ± 0.125	$(7.19 \pm 1.36) 10^{-4}$

TABLE 6.3 – Densités numériques à $z \sim 5$

Références	α	M^* [mag]	Φ^* $\times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$
WUDS	-1.56 ± 0.05	-20.68 ± 0.06	1.11 ± 0.61
Bouwens et al. (2012b)	-1.79 ± 0.12	-20.60 ± 0.23	$1.4_{-0.8}^{+0.7}$
McLure et al. (2009)	-1.66 ± 0.06	-20.73 ± 0.11	0.94 ± 0.19
Yoshida et al. (2006)	-1.82 (fixé)	$-20.72_{-0.14}^{+0.16}$	$1.23_{-0.27}^{+0.44}$

TABLE 6.4 – Forme de la fonction de luminosité de Schechter déterminée dans cette étude comparée à celles publiées précédemment à $z \sim 5$

commun. En appliquant la même méthode de calcul des densités numériques d'objets, on montre que les points calculés sont systématiquement inférieurs aux points déduits de l'échantillon sélectionné d'après l'image de détection $i+z$ (figure 6.6). On peut toutefois montrer par des simulations MC d'images synthétiques suivi d'extraction dans les mêmes conditions que pour les sources astronomiques, qu'il est possible de retrouver la FdL obtenue à partir de l'image de détection $i+z$ en appliquant la correction correspondante, c'est-à-dire en ajoutant une incomplétude. Cette méthode cependant multiplie les corrections et ne sera pas utilisée par la suite. Ceci confirme l'importance d'utiliser comme image de détection une image combinant le filtre dans lequel l'émission à $\sim 1500\text{\AA}$ au repos apparait. Dans la suite de cette étude, nous appliquerons systématiquement cette condition sur l'image de détection.

6.3 Fonction de luminosité à $z \sim 6$

On se propose de comparer deux méthodes de détermination des densités numériques de galaxies : une première, dite « classique », qui s'appuyera sur les échantillons constitués en utilisant des critères combinés de non-détection et de couleurs, et une seconde méthode, que l'on appellera « aveugle » qui utilisera des échantillons constitués uniquement à partir des critères de non-détection et des redshifts photométriques. Pour le calcul des densités numériques à partir de l'échantillon « aveugle », nous n'appliquerons pas la correction d'incomplétude due à la fenêtre de sélection, toutes les autres étapes en revanche seront similaires. En effet, la probabilité de présence dans un intervalle en redshift est en principe codée dans la distribution de probabilité en redshift. Les densités numériques de galaxies sont portées dans le

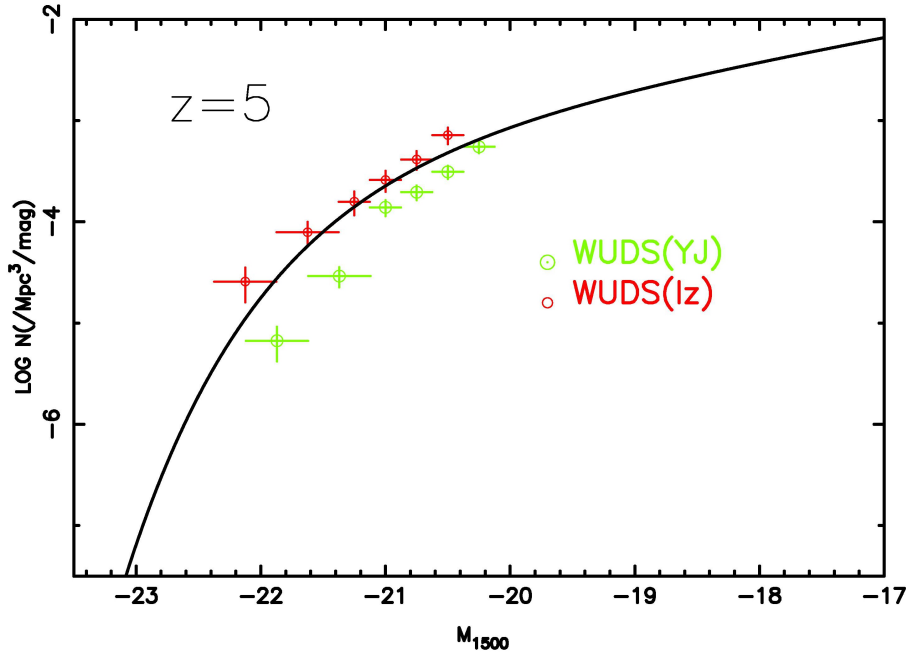


FIGURE 6.6 – Comparaison des densités numériques de galaxies calculées à partir des échantillons sélectionnés depuis différentes images de détection

tableau 6.5.

De plus, compte tenu qu'aucune source n'a été sélectionnée avec $M_{1500} < -21.875$, on en déduit une limite supérieure à $M_{1500} = -22.375 \pm 0.5$. Sachant que le covolume exploré entre $z \sim 5.5$ et $z \sim 6.5$ est de $922\,156 \text{ Mpc}^3$, alors la densité numérique de galaxies doit être inférieure à $\Phi(M) < 4.19 \times 10^{-7} \text{ Mpc}^{-3}$. On remarque que, quelque

Sélection « Aveugle »		Sélection « Classique »	
M_{1500} (AB mag)	$\Phi(M)$ ($\text{mag}^{-1} \text{Mpc}^3$)	M_{1500} (AB mag)	$\Phi(M)$ ($\text{mag}^{-1} \text{Mpc}^3$)
-21.75 ± 0.500	$(9.07 \pm 4.03) \times 10^{-6}$	-21.50 ± 0.375	$(1.20 \pm 0.53) \times 10^{-5}$
-21.125 ± 0.250	$(3.51 \pm 1.24) \times 10^{-5}$	-20.875 ± 0.250	$(5.76 \pm 1.73) \times 10^{-5}$
-20.625 ± 0.250	$(8.72 \pm 2.62) \times 10^{-5}$	-	-

TABLE 6.5 – Densités numériques de galaxies calculées à partir des deux échantillons sélectionnés à $z \sim 6$. Les barres d'erreurs tiennent compte de l'erreur statistique et de la variance cosmique.

soit l'échantillon utilisé, les densités numériques de galaxies sont cohérentes aux barres d'erreurs près. Toutefois, la méthode « aveugle » ne permet pas de dégager un échantillon clair d'objets au redshift sondé. Pour la suite de l'étude, nous n'utilisons que les points obtenus à partir de l'échantillon « classique » pour pouvoir nous comparer plus facilement avec les travaux déjà publiés sur ce domaine de redshift. À l'aide d'une méthode de minimization du χ^2 , nous ajustons les trois paramètres de la fonction de Schechter, ceux-ci sont présentés dans le tableau 6.6.

Une comparaison avec les paramètres publiés dans des études récentes (Bouwens et al. 2012b, McLure et al. 2009 et Su et al. 2011) montre que notre jeu de paramètres

Références	α	M^* [mag]	Φ^* $\times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$
WUDS	-1.90 ± 0.13	-20.18 ± 0.18	1.01 ± 0.70
Bouwens et al. (2012b)	-1.73 ± 0.20	-20.37 ± 0.30	$1.4^{+1.1}_{-0.6}$
McLure et al. (2009)	-1.71 ± 0.11	-20.04 ± 0.12	1.80 ± 0.50
Su et al. (2011)	-1.87 ± 0.14	-20.25 ± 0.23	$1.77^{+0.62}_{-0.49}$

TABLE 6.6 – Forme de la fonction de luminosité de Schechter déterminée dans cette étude, comparée à celles publiées précédemment à $z \sim 6$

à $z \sim 6$ est parfaitement cohérent. La forme de la fonction de luminosité ainsi que les intervalles de confiances à 1 et 2σ sont présentés sur les figures 6.7 et 6.8.

6.4 Fonction de luminosité à $z \sim 7$

Afin de déterminer la fonction de luminosité à $z \sim 7$, nous avons appliqué la même méthode que pour les deux domaines de redshift précédents à l'échantillon d'objets sélectionné à partir des critères de couleurs. Aucun objet n'étant détecté avec une magnitude inférieure à $M_{1500} = -22.25$, et sachant que le covolume exploré dans ce relevé est de $826\,846 \text{ Mpc}^3$, nous pouvons en déduire une limite supérieure de $\Phi(M_{1500} = -22.75 \pm 0.5) < 4.67 \times 10^{-7} \text{ Mpc}^{-3}$. Les points de la fonction de luminosité déduites de l'échantillon à $z \sim 7$ sont portées dans le tableau 6.7.

M_{1500} AB mag	$\Phi(M)$ [$\text{mag}^{-1} \text{Mpc}^3$]
-22.75 ± 0.500	$< 4.67 \times 10^{-7}$
-21.875 ± 0.375	$(4.11 \pm 2.75) \times 10^{-6}$
-21.25 ± 0.250	$(1.52 \pm 0.90) \times 10^{-5}$

TABLE 6.7 – Densités numériques de galaxies calculées à partir des deux échantillons sélectionnés à $z \sim 7$. Les barres d'erreurs tiennent compte de l'erreur statistique et de la variance cosmique.

L'ajustement de la fonction de Schechter est présentée dans la table 6.8. On remarque que nous sommes, là encore, totalement en accord avec les paramètres publiés dans les études de Bouwens et al. (2012b), Oesch et al. (2010b), Ouchi et al. (2009) et Castellano et al. (2010). La forme de la fonction de luminosité à $z \sim 7$ déduite du relevé WUDS est présentée sur la figure 6.9 et les intervalles de confiance à 1 et 2σ sont montrés sur la figure 6.10

6.5 Fonction de luminosité à $z \sim 8$

Pour cet intervalle de redshift, allant de $z \sim 7.5$ à 8.5 , nous disposons de deux échantillons distincts : un provenant de l'étude de l'amas de galaxie d'Abell 2667 et l'autre sélectionné dans le relevé WUDS. Pour ces deux échantillons nous avons, là encore, utilisé la même méthode de calcul que dans les cas précédents en prenant soin de corriger chaque densité par l'incomplétude liée à la fenêtre en couleur

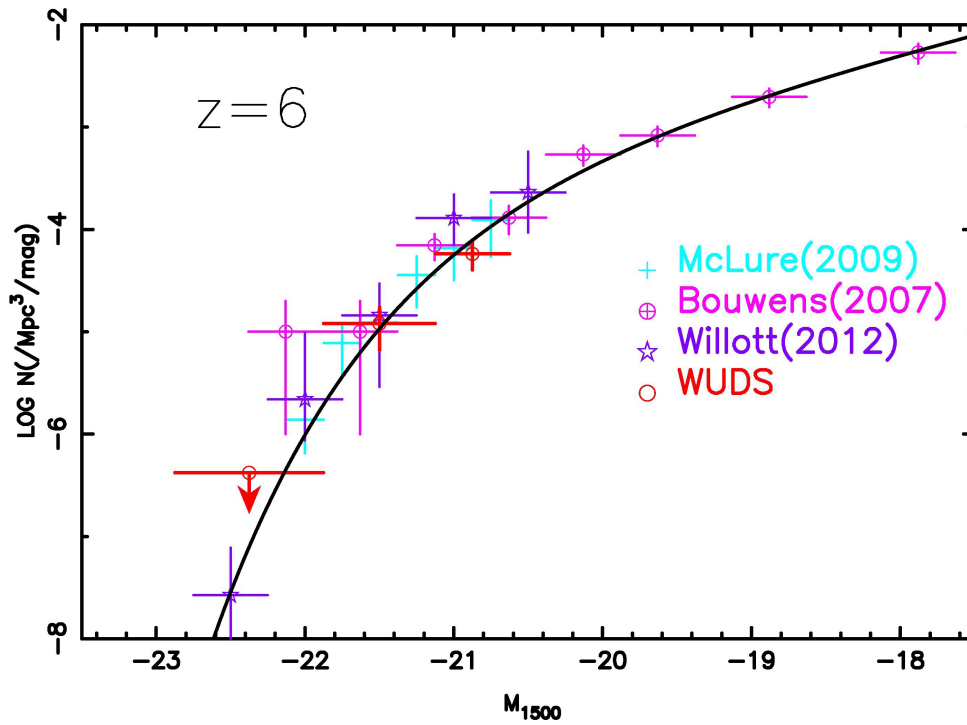


FIGURE 6.7 – Fonction de luminosité à $z \sim 6$ incluant les points issus du relevé WUDS. Les densités de galaxies publiées dans Bouwens et al. (2007), McLure et al. (2009) et Willott et al. (2012) sont également indiquées. La courbe noire présente notre meilleur ajustement de la fonction du luminosité avec $M^* = -20.18$ mag, $\alpha = -1.90$ et $\Phi^* = 1.01 \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$.

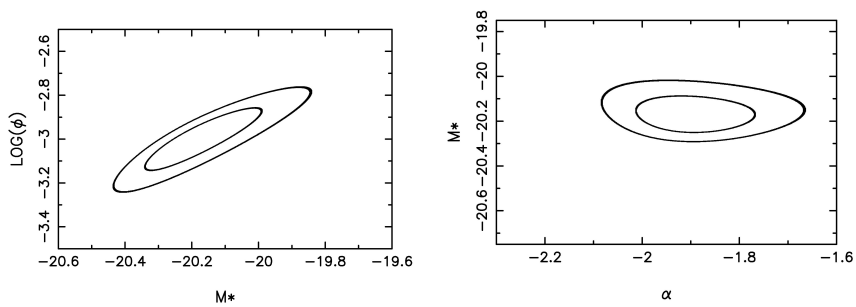


FIGURE 6.8 – Intervalles de confiance à 1 et 2σ avec α fixé à -1.90 (gauche) et Φ^* fixé à $1.01 \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$ (droite).

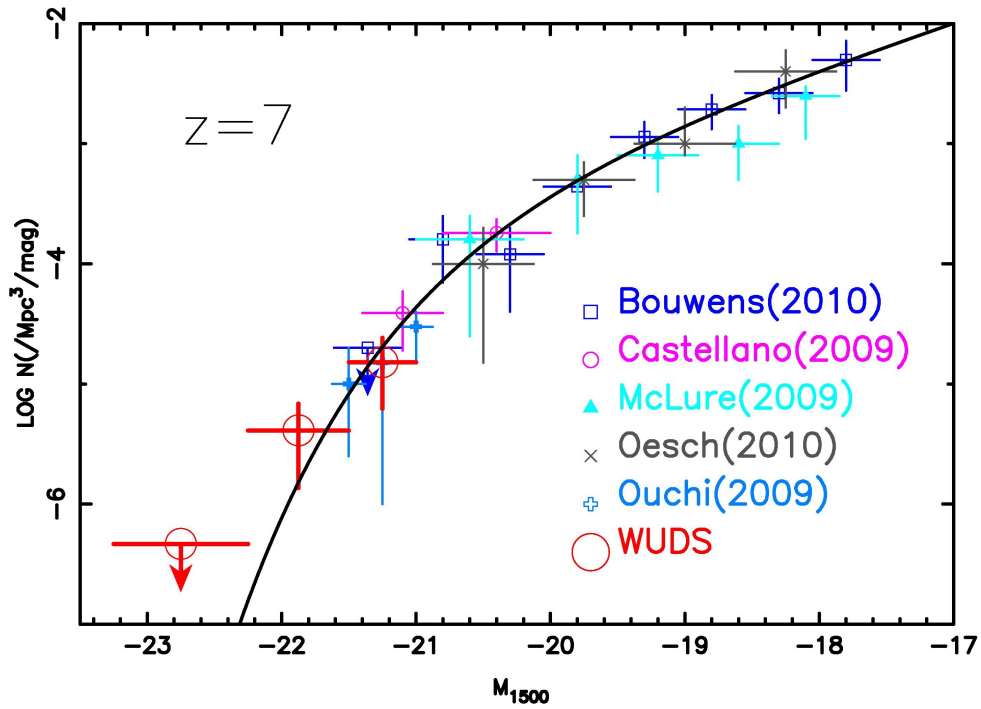


FIGURE 6.9 – Fonction de luminosité à $z \sim 7$ incluant les points issus du relevé WUDS. Les densités de galaxies publiées dans McLure et al. (2009), Oesch et al. (2010b), Ouchi et al. (2009), Castellano et al. (2010) et Bouwens et al. (2011b) sont également indiquées. La courbe noire présente notre meilleur ajustement de la fonction du luminosité avec $M^* = -20.19$ mag, $\alpha = -1.92$ et $\Phi^* = 0.70 \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$.

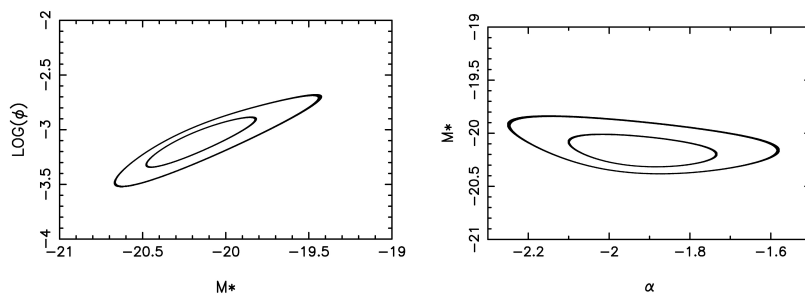


FIGURE 6.10 – Intervalles de confiance à 1 et 2σ avec α fixé à -1.92 (gauche) et Φ^* fixé à $0.70 \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$ (droite).

Références	α	M^* [AB mag]	Φ^* $\times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$
WUDS	-1.92±0.19	-20.19±0.34	0.70±0.66
Bouwens et al. (2012b)	-2.01±0.21	-20.14±0.26	0.86 ^{+0.70} _{-0.39}
Oesch et al. (2010b)	-1.77±0.20	-19.91±0.09	1.40 (fixé)
Ouchi et al. (2009)	-1.72±0.65	-20.10±0.76	0.69 ^{+2.63} _{-0.55}
Castellano et al. (2010)	-1.71 (fixé)	-20.24±0.45	0.35 ^{+0.16} _{-0.11}

TABLE 6.8 – Forme de la fonction de luminosité de Schechter déterminée dans cette étude, comparée à celles publiées précédemment à $z \sim 7$

Références	α	M^* [mag]	Φ^* $\times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$
WUDS	-1.91 (fixé)	-19.95±0.46	0.54±0.62
Bouwens et al. (2012b)	-1.91±0.32	-20.10±0.52	0.59 ^{+1.01} _{-0.37}
Oesch et al. (2012)	-1.77±0.20	-20.04 ^{+0.44} _{-0.48}	0.50 ^{+0.70} _{-0.33}
Bradley et al. (2012a)	-1.98 ^{+0.23} _{-0.22}	-20.26 ^{+0.29} _{-0.34}	0.43 ^{+0.35} _{-0.21}
McLure et al. (2010)	-1.71 (fixé)	-20.04 (fixé)	0.35

TABLE 6.9 – Forme de la fonction de luminosité de Schechter déterminée dans cette étude, comparée à celles publiées précédemment à $z \sim 8$

utilisée (différentes dans les deux cas). En ce qui concerne le calcul des densités numériques d’objets à partir des objets lentillés, nous devons prendre en compte le facteur d’amplification de chaque source au moment du calcul du flux émis (eq. 6.2).

A partir de l’échantillon WUDS, nous pouvons déterminer uniquement un point dans la partie brillante de la fonction de luminosité : $\Phi(M=-21.25\pm 0.25) = (2.52\pm 1.08) \times 10^{-5} \text{Mpc}^{-3}$. Nous pouvons également en déduire, comme pour les intervalles précédents, une limite supérieure reflétant la non-détection d’objets très brillants. Sachant que le covolume exploré entre $z \sim 8.5$ et $z \sim 7.5$ dans le relevé WUDS est de $745\,760 \text{Mpc}^3$, alors la limite supérieure en densité est telle que : $\Phi(M=-22.00\pm 0.50) < 5.18 \times 10^{-7} \text{Mpc}^{-3}$.

On peut également estimer la densité numérique d’objets à $z \sim 8$ trouvée derrière l’amas d’Abell 2667 à partir des 4 objets Y -dropouts restant dans l’échantillon. En appliquant la même méthode que pour les points issus du relevé WUDS, on obtient deux points : le premier à $\Phi(M=-22.00\pm 0.50) = (5.57\pm 6.11) \times 10^{-6} \text{Mpc}^{-3}$ et un second à $M_{1500} = -23.25\pm 0.25$ mag. Ce dernier point est aberrant et peut refléter d’une part les extrémités des distributions de probabilité de redshift et d’autre part, il est un argument supplémentaire en faveur de la présence de contaminants extrêmes dans cet échantillon. La présence de contaminants dans ce champ, leur origine et leur nature sont discutés en détails dans les chapitres 2, 3 et 4.

Compte-tenu de la forte incertitude sur les densités numériques issues de l’échantillon Y -dropouts d’A2667, nous n’utiliserons que le point déduit du relevé WUDS pour contraindre la fonction de luminosité à $z \sim 8$. Le meilleur ajustement de la fonction de Schechter est présenté dans le tableau 6.9, l’allure de la fonction de luminosité et les intervalles de confiance à $z \sim 8$ sont portés sur les figures 6.11 et 6.12.

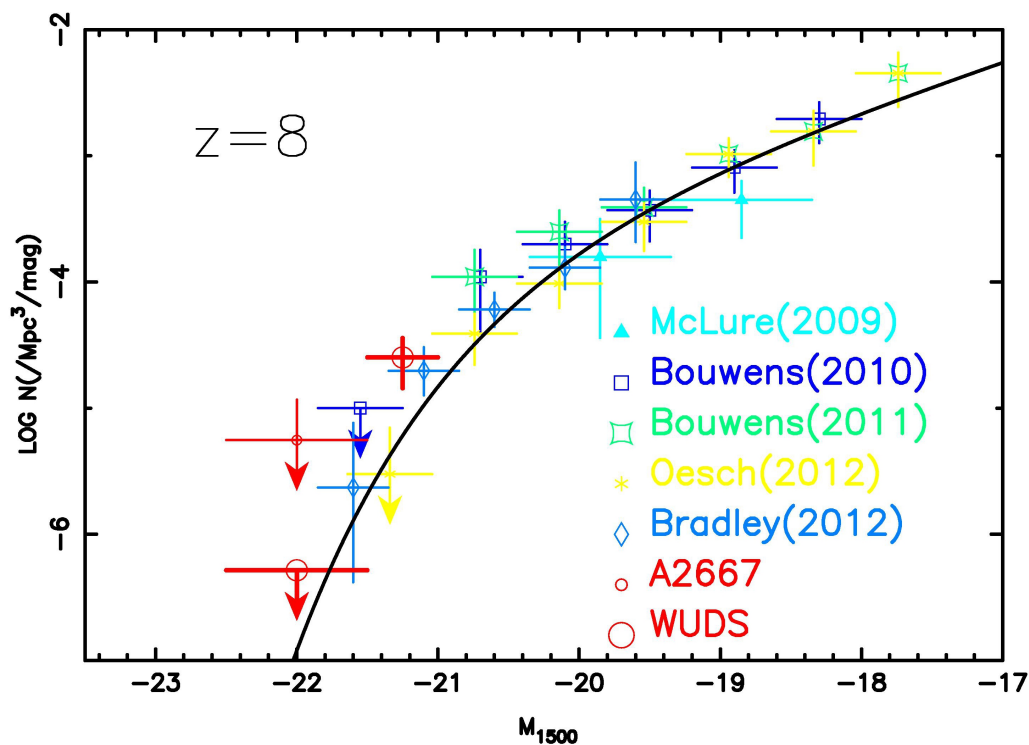


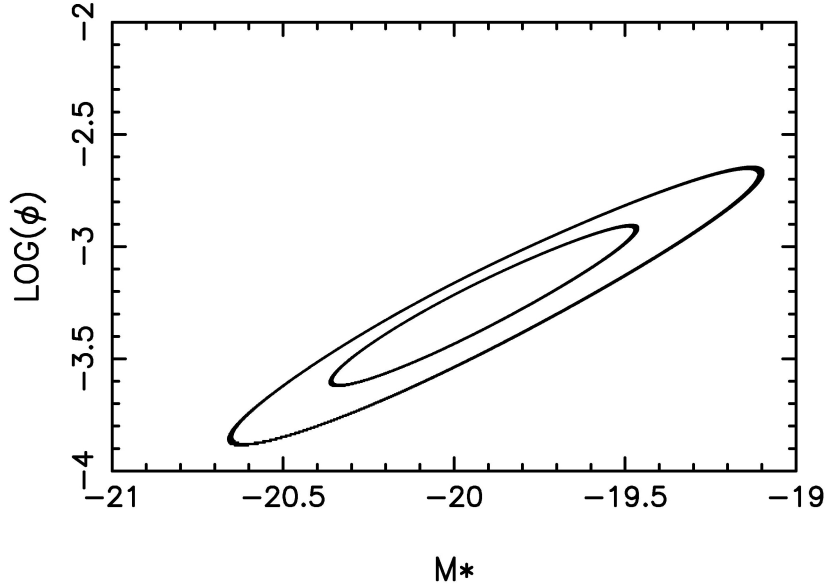
FIGURE 6.11 – Fonction de luminosité à $z \sim 8$ incluant les points issus du relevé WUDS et d’Abell 2667. Les densités de galaxies publiées dans Bouwens et al. (2011c), McLure et al. (2010), Oesch et al. (2012), Oesch et al. (2010b) et Bradley et al. (2012a) sont également indiquées. La courbe noire présente notre meilleur ajustement de la fonction du luminosité avec $M^* = -19.95$ mag, $\alpha = -1.91$ et $\Phi^* = 0.54 \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$.

On constate que notre jeu de paramètres est en parfait accord avec ceux publiés dans les dernières études portant sur cet intervalle de redshift. En revanche, les barres d’erreur associées aux deux paramètres M^* et Φ^* sont importantes compte-tenu des incertitudes sur les densités numériques d’objets.

6.6 Fonction de luminosité à $z \sim 9$

Comme nous l’avons vu au chapitre 4 l’unique source J -dropout repérée au cours de ce travail de thèse a été invalidée par les observations spectroscopiques de **X-Shooter**. Ainsi, aucune source J -dropout n’a été confirmée comme un candidat sérieux à $z \sim 9$ autour de l’amas de galaxie d’Abell 2667, et nous allons pouvoir tirer profit de ces observations pour poser de nouvelles contraintes, fortes, sur la fonction de luminosité des premières galaxies. Contrairement au cas d’un champ vide, l’absence de source autour d’un amas de galaxie nous permet de poser plusieurs contraintes indépendantes sur la fonction de luminosité en prenant en compte les différents domaines de magnification présents dans ce champ de vue relativement important ($\sim 50 \text{arcmin}^2$ avant correction).

Dans l’étude portant sur l’amas d’Abell 2667, nous avons imposé les critères de

FIGURE 6.12 – Intervalles de confiance à 1 et 2σ avec α fixé à -1.91

$\langle \mu \rangle$	$d\mu$	S [arcmin ²]	m_H^{eff} (AB)	M_{1500} (AB)	V [Mpc ³]	$\Phi(M_{1500})$ $\times 10^{-6} \text{Mpc}^{-3}$
1.04	0.01	32.55	26.02	-21.35	57602	6.70
1.12	0.04	27.01	26.06	-21.31	47798	8.07
1.35	0.09	9.47	26.22	-21.15	16758	23.0
2.40	0.52	2.31	26.93	-20.44	4088	94.4

TABLE 6.10 – Limite supérieure des densités de galaxies à $z \sim 9$ pour différents domaines de magnification $\mu \pm d\mu$ autour de l'amas d'Abell 2667.

couleurs suivantes :

$$m_J - m_H > 0.76 \quad (6.19)$$

or la profondeur en bande J à 2σ est de $m_J(2\sigma) = 26.74$, nous aurions donc pu sélectionner des sources ayant jusqu'à $m_H^l = m_J(2\sigma) - 0.76 = 25.98$.

Alors en prenant en compte l'amplification due à la masse de l'amas, la magnitude réelle des sources observées est donnée par :

$$m_H^{eff} = m_H^l + 2.5 \log(\mu) \quad (6.20)$$

Le volume comobile exploré dépend lui aussi du facteur d'amplification, puisque la surface effective est affectée par l'amplification tel que :

$$S_{eff} = \frac{S_{obs}}{\mu} \quad (6.21)$$

On peut alors établir les surfaces effectives sondées en fonction du facteur d'amplification considéré (table 6.10). On limite ce calcul à des surfaces effectives de l'ordre de $\sim 2 \text{ arcmin}^2$ pour obtenir des contraintes suffisamment robustes en termes statistiques sur la fonction de luminosité.

L'article de Zheng et al. (2012) a mis en évidence la présence d'un candidat J -dropout fortement amplifié ($\mu \sim 15$) au sein du relevé CLASH (Postman et al., 2012), et plus précisément autour de l'amas MACS J1149.6+2223. Nous avons donc utilisé le résultat de cette étude pour calculer la densité numérique de galaxies à $z \sim 9$ résultante. L'objet en question a une magnitude $m_{AB}(F160W) = 25.70$ mag (assimilable à la bande H), soit une magnitude corrigée de 28.64 mag. La densité que nous pourrions en déduire se situera donc à $M_{1500} = -19.00 \pm 0.50$ mag. A cette amplification, la surface effective explorée est de 0.018 arcmin^2 dans l'amas MACS J1149.6+2223. En première approximation, et sachant qu'à ce stade du relevé CLASH, 10 amas ont été observés, on peut estimer la surface effective totale explorée à 0.18 arcmin^2 et ainsi la densité de galaxies $\Phi(M_{1500} = -19.00 \pm 0.50) = 3.14 \times 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3}$. On peut également discuter le modèle de masse de l'amas utilisé. En utilisant celui de Smith et al. (2009), l'amplification de la source n'est plus que de $\mu \sim 8$, et ainsi la surface explorée est de 0.6 arcmin^2 pour les 10 amas du relevé CLASH, et donc la densité numérique devient $\Phi(M_{1500} = -19.00 \pm 0.50) = 9.42 \times 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3}$.

Nous pouvons faire un travail similaire s'appuyant sur l'absence de détection de sources J -dropout dans le relevé WUDS. Nous avons utilisé les mêmes critères de couleurs que dans le cas de l'amas d'Abell 2667 à savoir : $m_J - m_H > 0.76$, or la magnitude limite en bande J à 2σ est de 27.13 mag (AB), alors la magnitude maximale en bande H des objets J -dropout que nous aurions pu retenir dans ces conditions est de 25.37 mag ($M_{1500} = -20.95$). De la même manière, la surface effective réellement sondée avec l'image de détection $H + K$ est de $409.0981 \text{ arcmin}^2$, ce qui nous permet de déduire une densité limite de : $\Phi(M_{1500} = -22.00 \pm 0.50) = 5.33 \times 10^{-7} \text{ Mpc}^{-3}$.

Compte-tenu du faible nombre de points disponibles à $z \sim 9$, nous ne pouvons donner de contrainte que sur un seul paramètre de la fonction de Schechter. Il a été montré par différentes études (on peut citer par exemple Bouwens et al. 2011b) que le paramètre Φ^* restait constant au delà de $z \sim 7$. Pour faciliter les comparaisons avec les études précédentes, nous avons décidé de fixer cette valeur à $\Phi^* = 1.10 \times 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3}$. Même remarque pour α qui ne semble pas présenter d'évolution significative au-delà de $z \sim 7$. Nous l'avons fixé à la valeur de référence la plus souvent utilisée, soit $\alpha = -1.74$, cette valeur a peu d'influence sur le résultat final. L'ajustement par la méthode des moindres carrés nous donne une limite supérieure en M^* à -19.70 mag (figure 6.13).

La valeur de la magnitude caractéristique déterminée avec l'étude de l'amas d'Abell 2667 est en assez bon accord avec la valeur de Bouwens et al. (2008) ($M^* > -19.6$). Toutefois, la valeur précédente a été déterminée sur une surface ~ 10 fois plus petite que la surface effective sondée dans le relevé autour de l'amas Abell 2667.

6.7 Evolution de la fonction de luminosité

Les données issues des relevés WUDS et Abell 2667 nous ont permis de contraindre la fonction de luminosité sur un intervalle de redshift allant de $z \sim 4.5$ jusqu'à 9.5 en utilisant la même méthode de sélection d'objets et la même méthode de détermination de la fonction de luminosité. Nous pouvons alors établir l'évolution des paramètres de la fonction de Schechter dans cet intervalle de redshift comme un moyen de quantifier l'évolution de la FdL au cours du temps cosmiques

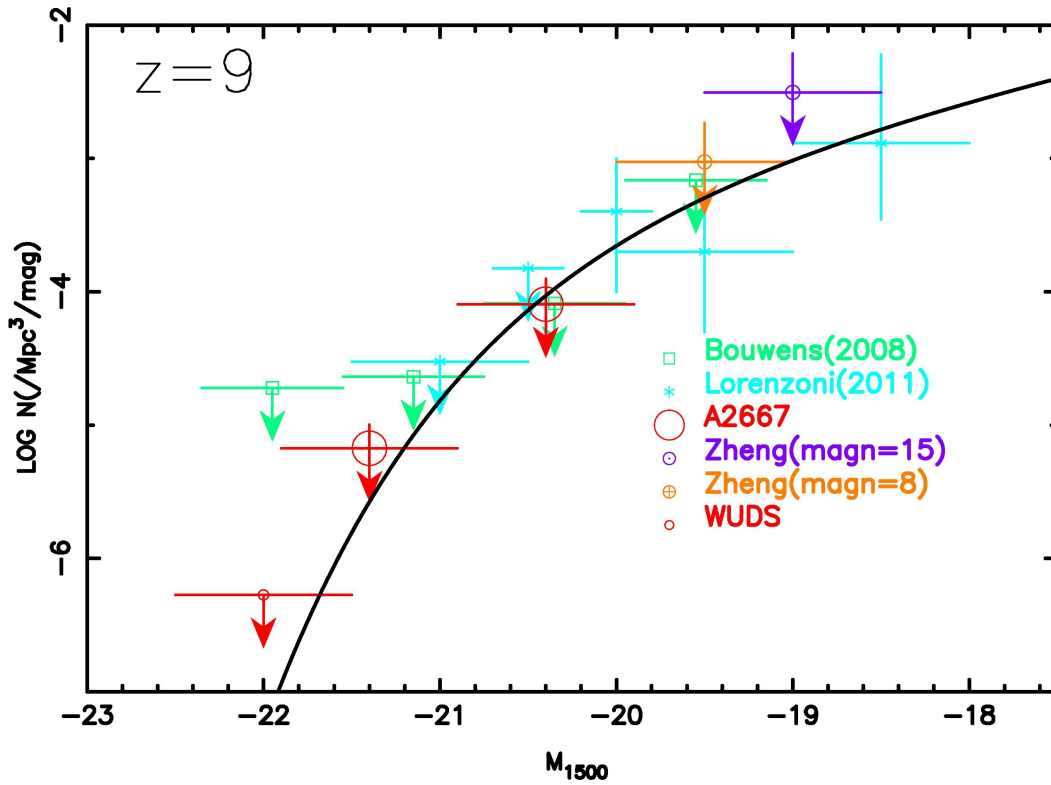


FIGURE 6.13 – Fonction de luminosité à $z \sim 9$ incluant les limites supérieures issues des relevés WUDS et A2667. Les densités de galaxies publiées dans Bouwens et al. (2008), Lorenzoni et al. (2011) ainsi que celles obtenues d’après l’objet de Zheng et al. (2012) en considérant les deux cas d’amplification ($\mu \sim 15$ ou 8) sont également indiquées. La courbe noire présente notre meilleur ajustement de la fonction du luminosité avec $M^* = -19.7$ mag, $\alpha = -1.74$ et $\Phi^* = 1.10 \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$.

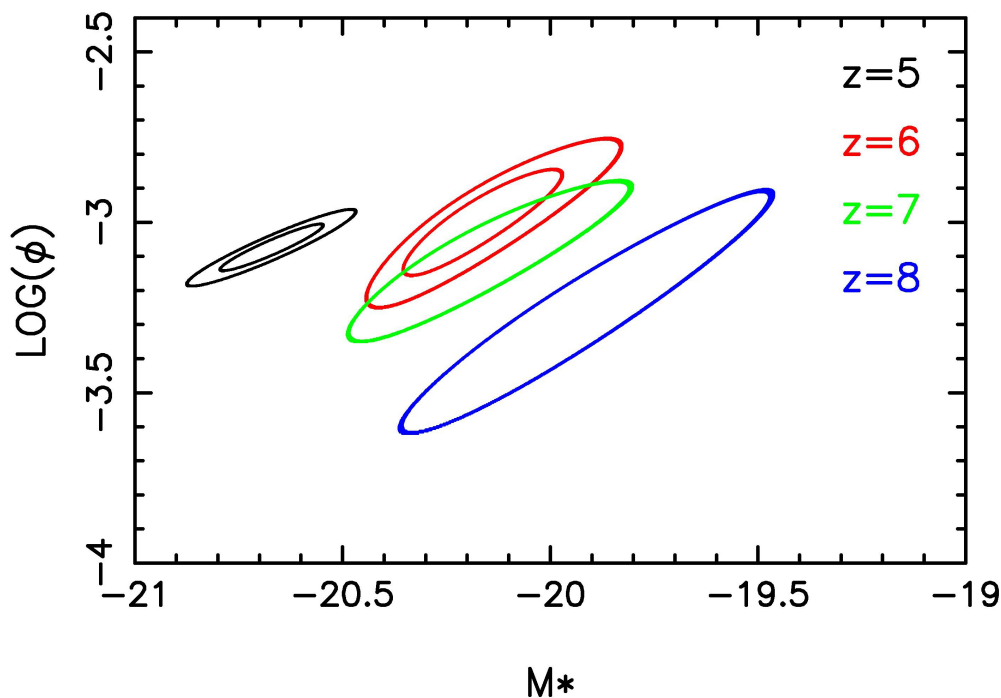


FIGURE 6.14 – Evolution des intervalles de confiance à 1σ pour $z \sim 5, 6, 7$ et 8 . Les intervalles de confiance à 2σ à $z \sim 7$ et 8 ne sont pas tracés pour la clarté du graphique. Dans chaque cas, le paramètre α est fixée à la valeur du meilleur ajustement.

Dans un premier temps, on peut regarder par exemple l'évolution des intervalles de confiance à 1σ en fixant un des trois paramètres sur toute la gamme de redshift considéré. Le paramètre qui semble peu évoluer au cours du temps cosmique est la pente de la FdL dans sa partie faible, c'est-à-dire α . Ce paramètre varie entre -1.51 et -2.12 , avec une moyenne de -1.82 . La figure 6.14 présente l'évolution de l'espace des paramètres M^*/Φ^* .

On observe que les deux paramètres M^* et Φ^* évoluent clairement entre $z \sim 5$ et 6 . Aussi, au-delà de $z \sim 6$, on note une évolution nette de Φ^* alors qu'en revanche M^* semble peu évoluer. Toutefois et compte-tenu de la largeur des intervalles de confiance à $z \sim 7$ et 8 , la conclusion sur l'évolution de la luminosité de coupure doit être améliorée. Cette apparente non-évolution de M^* peut-être le reflet d'une contamination de nos échantillons à $z \sim 7$ et 8 , qui entraînerait une sur-estimation des densités numériques de galaxies dans la partie brillante, c'est-à-dire dans la zone déterminant la luminosité L^* .

On peut également regarder l'évolution de chaque paramètre en fonction du redshift. A l'aide d'un ajustement linéaire des jeux de paramètres définis entre $z \sim 5$ et 8 , on peut décrire cette évolution. Les équations d'évolution de chaque paramètre

pour des redshifts supérieurs à $z \sim 4$ sont données par :

$$\alpha(z) = (-0.054 \pm 0.006)(z - 4) - 1.678 \pm 0.072 \quad (6.22)$$

$$M^*(z) = (0.25 \pm 0.09)(z - 4) - 21.16 \pm 0.02 \text{mag} \quad (6.23)$$

$$\Phi^*(z) = 10^{(-0.08^{+0.25}_{-0.03})(z-4) - 2.82^{+0.29}_{-0.03}} \quad (6.24)$$

Les barres d'erreur sont déterminées à partir des valeurs extrêmes reproduisant les intervalles de confiance à 1σ présentés dans le paragraphe précédent, et reflètent la grande dispersion des valeurs à très grand redshift.

L'évolution des différents paramètres est présentée sur la figure 6.15. On confirme une évolution forte de la luminosité L^* qui diminue avec le redshift. Il est important de noter que la limite supérieure sur le paramètre M^* à $z \sim 9$ est parfaitement cohérente avec l'intervalle estimé d'après les équations d'évolutions précédentes. En revanche, il apparait plus difficile de conclure sur une évolution claire du paramètre Φ^* dans la gamme de redshift considéré. La non-évolution du paramètre α au delà de $z \sim 6$ semble être confirmée par notre étude. En revanche, la valeur qui semble être préférée au-delà de $z \sim 6$ est autour de $\alpha = -1.9$ et non -1.74 comme suggérée par des études précédentes.

L'allure de la fonction de luminosité entre $z \sim 5$ et 8 est présentée sur la figure 6.16. L'absence d'évolution de la fonction de luminosité au delà de $z \sim 4$, comme suggéré par Steidel et al. (1999), n'est donc pas envisageable. On peut également noter un manque d'évolution significative entre $z \sim 6$ et 7. Ceci a déjà été souligné par Bouwens et al. (2011c) pour lesquels le paramètre M^* déterminé à $z \sim 7$, à partir de données acquises avec le *Hubble Space Telescope*, n'était que 0.1mag supérieur à celui déterminé à $z \sim 6$ (Bouwens et al., 2007). Compte-tenu des incertitudes sur l'ajustement de la fonction de luminosité à $z \sim 8$, nous ne discuterons pas de l'évolution entre $z \sim 7$ et 8. En revanche, une évolution très forte est observée entre $z \sim 7$ et $z \sim 9$. Les données du relevé WUDS dont nous disposons à $z \sim 7$ et celles issues du relevé autour d'Abell 2667 à $z \sim 9$ nous permettent de conclure que la magnitude caractéristique doit être au minimum 0.15mag supérieure à $z \sim 9$ qu'à $z \sim 7$.

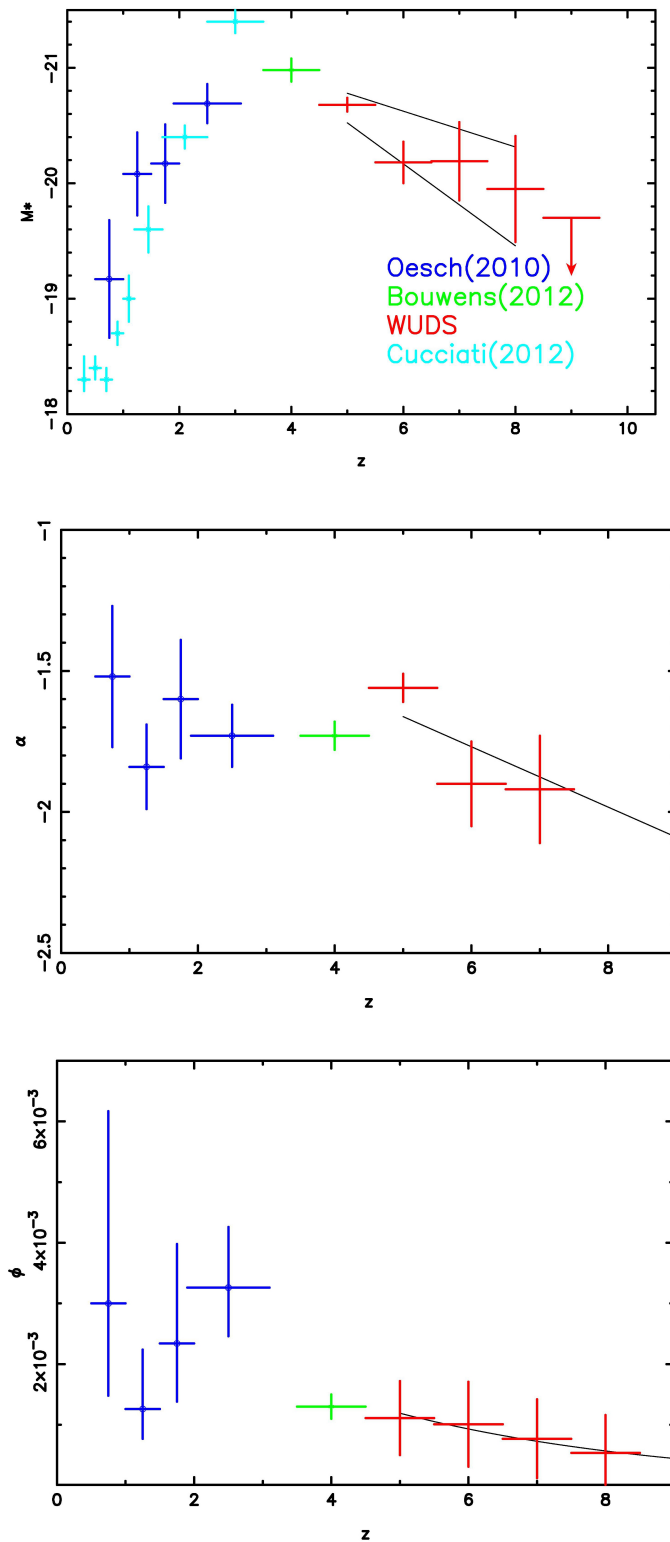


FIGURE 6.15 – Evolution des trois paramètres de la fonction de Schechter, M^* (haut), Φ^* (bas) et α (milieu), au cours du temps cosmique. Les points de Oesch et al. (2010a) et Bouwens et al. (2012a) sont également portés sur chacun des graphiques. Pour l'évolution du paramètre M^* , les données de Cucciati et al. (2012) sont également portées. Les droites d'évolution déterminées à partir des résultats de WUDS sont tracées sur chaque graphique : l'évolution moyenne est portée pour α et Φ^* , alors que dans le cas de M^* les valeurs extrêmes sont indiquées.

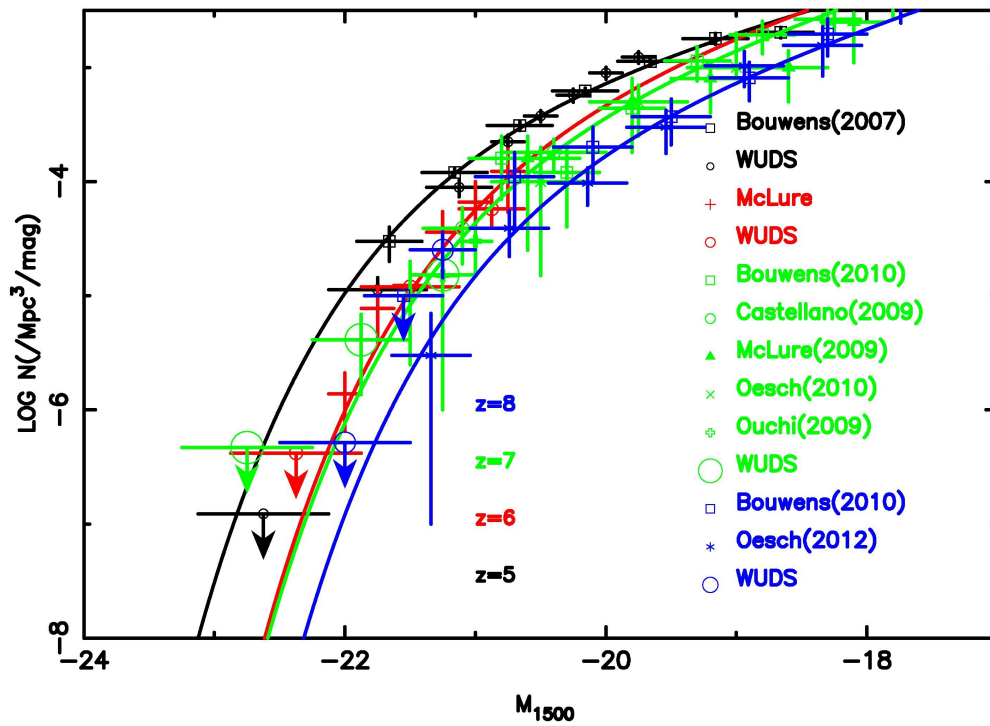


FIGURE 6.16 – Variation de la fonction de luminosité dans le domaine de redshift étudié. Les paramètres de Schechter sont ceux issus du meilleur ajustement. Pour des raisons de clarté, la courbe à $z \sim 9$ n'a pas été tracée.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

Sommaire

7.1	RÉ-IONISATION COSMIQUE	160
7.1.1	Influence de la poussière sur la densité de photons UV . . .	160
7.1.2	Calcul de la densité de photons UV	161
7.1.3	Évolution de la densité de formation stellaire au cours du premier milliard d'années	162
7.1.4	Densité de photons UV requise pour ré-ioniser l'Univers . .	164
7.2	IMPORTANCE DE LA COUVERTE EN LONGUEURS D'ONDE D'UN RELEVÉ	168
7.3	PERSPECTIVES	169
7.3.1	Etat de l'art à la fin de ce travail de thèse	169
7.3.2	Ce qu'il faut attendre des futurs télescopes	171

Ce travail de thèse avait pour objectif principal de constituer des échantillons d'objets à grand redshift ($z > 5.0$) afin de comprendre le rôle joué par les premières galaxies au cours de la ré-ionisation de l'Univers. Dans ce dernier chapitre, nous discuterons de l'influence des nouvelles contraintes apportées par notre étude sur l'évolution des galaxies au cours du premier milliard d'années de l'Univers. Puis nous montrerons l'importance d'avoir une excellente couverture en longueurs d'onde pour éliminer un maximum de contaminants à bas-redshift de nos échantillons. L'ensemble des travaux effectués au cours de ce travail de thèse et les principaux résultats seront ensuite brièvement exposés à titre de conclusion. Et enfin, nous aborderons les résultats que nous pouvons attendre des futurs grands projets au sol ou dans l'espace.

7.1 Contraintes sur la ré-ionisation cosmique

Le processus de ré-ionisation cosmique implique la production de photons UV suffisamment énergisants pour ioniser l'hydrogène de l'Univers. A l'aide de la fonction de luminosité, $\Phi(M)$, paramétrée à partir de la luminosité émise à 1500\AA , on peut facilement remonter à la densité de photons UV produite à un redshift donné :

$$\rho_{UV} = \int_{L_{lim}}^{\infty} \Phi(L_{1500}) dL_{1500} \quad (7.1)$$

ou L_{lim} est la limite en luminosité des relevés actuels. Pour pouvoir nous comparer aux études récentes, nous prendrons $L_{lim} = 0.05 L_{z=3}^*$. Mais nous garderons en tête que cette valeur est arbitraire.

A partir de cette équation et de l'équation de conversion entre la luminosité UV et le taux de formation d'étoiles (Madau et al., 1998) :

$$SFR(M_{\odot}/an) = 1.25 \times 10^{-28} L_{UV} (erg.s^{-1}.Hz^{-1}) \quad (7.2)$$

on peut remonter à la densité de formation d'étoiles au cours du temps cosmique.

7.1.1 Influence de la poussière sur la densité de photons UV

La poussière joue un rôle capital dans le calcul de la densité de photons UV. En effet, elle est opaque aux rayonnements ultra-violetts émis par les galaxies. Elle absorbe ainsi une partie de la luminosité UV et réemet cette énergie sous forme de rayonnement infra-rouge lointain. Plus la quantité de poussière dans la galaxie est importante, plus l'atténuation du rayonnement UV sera importante.

Beaucoup d'études récentes (Bouwens et al. 2012a, Castellano et al. 2012, etc.) s'appuient sur l'évolution de la pente UV des sources (notée β) pour déterminer l'atténuation du rayonnement ultra-violet par la poussière. En première approximation, on peut supposer que l'atténuation du rayonnement UV est fonction de la valeur moyenne de la pente UV au redshift considéré. On déterminera alors l'atténuation du flux UV à l'aide de la relation de Schiminovich et al. (2005) :

$$A_{UV}[\text{mag}] = 4.43 + 1.99(\beta) \quad (7.3)$$

Les pentes UV moyennes déterminées par Bouwens et al. (2012a) sont reportées dans la table 7.1. Dans la suite, on supposera que l'atténuation par la poussière au-delà de

$\langle z \rangle$	β
3.8	-1.98 ± 0.10
5.0	-2.08 ± 0.10
5.9	-2.25 ± 0.14
6.8	-2.34 ± 0.28

TABLE 7.1 – Pentas UV publiées dans Bouwens et al. (2012a). Les barres d’erreur représentent l’erreur systématique.

M_{1500}	β		
	$z \sim 5$	$z \sim 6$	AB mag > AB mag $z \sim 7$
-21.50	-1.78 ± 0.10	-2.04 ± 0.14	-1.86 ± 0.28
-20.50	-1.95 ± 0.10	-2.24 ± 0.14	-2.09 ± 0.28
-19.50	-2.13 ± 0.10	-2.16 ± 0.14	-2.31 ± 0.28
-18.50	-2.18 ± 0.10	-2.27 ± 0.14	-2.66 ± 0.10
-17.50	-2.29 ± 0.10	-2.62 ± 0.14	-

TABLE 7.2 – Evolution de la pente UV en fonction de la luminosité des sources, publiée dans Bouwens et al. (2012a). Les barres d’erreur représentent l’erreur systématique.

$z \sim 7$ est négligeable, ce qui semble être en accord avec les résultats de SED-fitting obtenus pour notre échantillon à $z \sim 8$ (table 5.11).

On peut également affiner le calcul, en prenant en compte l’évolution de la pente UV avec la luminosité de l’objet considéré et le redshift. La table 7.2 présente l’évolution de la pente UV en fonction du redshift déduite de l’étude de Bouwens et al. (2012a). Dans la suite de ce chapitre, nous comparerons les résultats obtenus en considérant d’une part une correction moyenne et d’autre part une correction en fonction de la luminosité de la source.

7.1.2 Calcul de la densité de photons UV

Nous avons utilisé les valeurs des paramètres de la FdL déterminés à $z \sim 5, 6, 7, 8$ et 9 pour contraindre la densité de photons UV (ou de formation stellaire) au cours du premier milliard d’années de l’Univers. Nous avons, pour cela, utilisé une méthode MC prenant en compte l’incertitude sur chaque paramètre (α , M^* , Φ^*) calculés au chapitre 6. Même dans le cas où l’un des paramètres a été fixé aux valeurs les plus probables, nous avons inclu une dispersion qui correspond aux valeurs typiques à savoir $d\alpha=0.2$, $dM^*=0.1\text{mag.}$ et $d\Phi^*=0.3 \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$. Les valeurs moyennes et les barres d’erreur sur chaque valeur ont été obtenues à partir de la statistique dans chaque intervalle de redshift. Le nombre de simulations par intervalle est tel que le résultat ne dépend pas de ce nombre (soit $N=1000$ tirages typiquement).

Le tableau 7.3 présente les densités de photons UV non corrigées de l’atténuation par la poussière, ainsi que les densités corrigées selon les deux méthodes décrites au paragraphe précédent. On remarque d’une part que la densité de photons UV diminue entre $z \sim 5$ et 8 d’un facteur ~ 4 , et que cette diminution semble se confirmer au delà de $z \sim 8$. D’autre part, la correction de l’atténuation par la poussière à partir d’une valeur moyenne de la pente UV, β , n’entraîne pas de différence significative dans les

$\langle z \rangle$	$\text{LOG}(\rho_{UV}^{nc})$ $erg.cm^{-2}.s^{-1}.Mpc^{-3}$	$\text{LOG}(\rho_{UV}^{c1})$ $erg.cm^{-2}.s^{-1}.Mpc^{-3}$	$\text{LOG}(\rho_{UV}^{c2})$ $erg.cm^{-2}.s^{-1}.Mpc^{-3}$
5.0	26.09 ± 0.26	26.20 ± 0.27	26.24 ± 0.27
6.0	25.93 ± 0.20	25.93 ± 0.20	25.96 ± 0.20
7.0	25.83 ± 0.14	25.89 ± 0.14	25.91 ± 0.14
8.0	25.53 ± 0.05	-	-
9.0	< 25.63	-	-

TABLE 7.3 – Densité de photons UV déduites de l’ajustement de la FdL entre $z \sim 5$ et 9. ρ_{UV}^{nc} présente les densités non corrigées de l’atténuation par la poussière, ρ_{UV}^{c1} les densités UV corrigées de l’atténuation en considérant une pente β moyenne au redshift considéré et ρ_{UV}^{c2} les densités UV corrigés en considérant une évolution de β en fonction de la luminosité de l’objet pour chaque intervalle de redshift. Dans chaque cas, les barres d’erreur sont données à 1σ

résultats par rapport au cas où la correction est fonction de la luminosité de l’objet.

7.1.3 Évolution de la densité de formation stellaire au cours du premier milliard d’années

Afin d’obtenir une évolution homogène de la densité de formation stellaire, nous avons appliqué la méthode décrite dans le paragraphe précédent aux paramètres publiés dans la littérature récente jusqu’à $z \sim 9$ (Wyder et al. 2005, Sawicki & Thompson 2006, van der Burg et al. 2010, McLure et al. 2009, Bouwens et al. 2011c, Oesch et al. 2010b, Oesch et al. 2012, Cucciati et al. 2012). L’atténuation par la poussière sera corrigée à partir de la valeur moyenne de la pente UV au redshift considéré. Les résultats sont portés dans le tableau 7.4. En utilisant le facteur de conversion entre la densité de photon UV et la densité de taux de formation d’étoiles (eq. 7.2), on peut tracer l’histoire de la formation stellaire. Cole et al. (2001) ont montré que cette évolution peut être ajustée via l’équation suivante :

$$\rho_{\star} = \frac{a + bz}{1 + \left(\frac{z}{c}\right)^d} hM_{\odot}.an^{-1}.Mpc^{-3} \quad (7.4)$$

où les 4 paramètres a , b , c et d sont à ajuster.

Le rôle de chacun des paramètres peut être décrit brièvement : a va principalement contraindre l’ordonnée à l’origine, b la pente de l’évolution de la densité à bas redshift (c’est-à-dire avant le changement de régime), c donnera l’intervalle de redshift auquel se fait le changement de régime et d ajustera la pente après le changement de régime, c’est-à-dire à plus grand redshift.

A partir d’un ajustement par la méthode des moindres carrés, on peut déterminer la valeur des 4 paramètres pour les densités de formation stellaire non corrigées de l’atténuation par la poussière et celles corrigées de l’atténuation. Pour l’ajustement des paramètres de Cole (eq. 7.4) et afin de montrer l’influence de cette étude sur l’évolution de la densité de photon UV, nous avons utilisé un jeu de densités indépendantes (Wyder et al. 2005, Cucciati et al. 2012, Sawicki & Thompson 2006 ainsi que les paramétrisations déterminées au chapitre précédent). Lorsque l’influence de la poussière est prise en compte, le jeu de paramètres est : $(a,b,c,d)=(0.0,0.06,2.85,4.05)$. A l’in-

Références	z	M^* [AB mag]	Φ^* 10^{-3}Mpc^{-3}	α	$\text{LOG}(\rho_{UV}^{nc})$ $erg.cm^{-2}.s^{-1}.Mpc^{-3}$	$\text{LOG}(\rho_{UV}^c)$
Wyder(2005)	0.05 ± 0.05	$-18.04^{+0.11}_{-0.11}$	$4.27^{+0.52}_{-0.56}$	$-1.22^{+0.07}_{-0.07}$	25.14 ± 0.02	25.64 ± 0.02
Wyder(2005)	0.15 ± 0.05	$-19.10^{+0.13}_{-0.13}$	$3.31^{+0.96}_{-0.74}$	$-1.51^{+0.10}_{-0.10}$	25.72 ± 0.06	26.21 ± 0.06
Cucciati(2012)	0.30 ± 0.10	$-18.3^{+0.1}_{-0.2}$	$6.91^{+1.02}_{-0.95}$	$-1.17^{+0.05}_{-0.05}$	25.54 ± 0.03	26.04 ± 0.03
Cucciati(2012)	0.50 ± 0.10	$-18.4^{+0.1}_{-0.1}$	$6.60^{+0.91}_{-0.86}$	$-1.07^{+0.07}_{-0.06}$	25.59 ± 0.03	26.09 ± 0.03
Cucciati(2012)	0.70 ± 0.10	$-18.3^{+0.1}_{-0.1}$	$9.53^{+0.99}_{-0.99}$	$-0.90^{+0.08}_{-0.08}$	25.71 ± 0.03	26.21 ± 0.03
Cucciati(2012)	0.90 ± 0.10	$-18.7^{+0.1}_{-0.2}$	$9.01^{+0.94}_{-0.96}$	$-0.85^{+0.10}_{-0.10}$	25.91 ± 0.03	26.41 ± 0.03
Cucciati(2012)	1.10 ± 0.10	$-19.0^{+0.2}_{-0.2}$	$7.43^{+1.08}_{-1.15}$	$-0.91^{+0.16}_{-0.16}$	25.98 ± 0.03	26.48 ± 0.03
Cucciati(2012)	1.45 ± 0.25	$-19.6^{+0.2}_{-0.2}$	$4.10^{+0.77}_{-0.87}$	$-1.09^{+0.23}_{-0.23}$	26.02 ± 0.09	26.52 ± 0.09
Sawicki(2006)	2.20 ± 0.25	$-20.60^{+0.38}_{-0.44}$	$3.02^{+1.76}_{-1.12}$	$-1.20^{+0.24}_{-0.22}$	26.37 ± 0.15	26.87 ± 0.15
Sawicki(2006)	3.00 ± 0.50	$-20.90^{+0.22}_{-0.14}$	$1.70^{+0.59}_{-0.44}$	$-1.43^{+0.57}_{-0.09}$	26.32 ± 0.07	26.74 ± 0.07
Sawicki(2006)	4.00 ± 0.50	$-21.00^{+0.40}_{-0.46}$	$0.85^{+0.53}_{-0.45}$	$-1.26^{+0.40}_{-0.36}$	26.01 ± 0.21	26.20 ± 0.21
VanderBurg(2010)	5.00 ± 0.50	$-20.94^{+0.10}_{-0.11}$	$0.83^{+0.15}_{-0.14}$	$-1.65^{+0.09}_{-0.08}$	26.13 ± 0.06	26.24 ± 0.06
VanderBurg(2010)	4.00 ± 0.50	$-20.84^{+0.09}_{-0.09}$	$1.36^{+0.23}_{-0.20}$	$-1.56^{+0.08}_{-0.08}$	26.25 ± 0.03	26.45 ± 0.03
McLure(2009)	5.00 ± 0.50	$-20.73^{+0.11}_{-0.11}$	$0.90^{+0.20}_{-0.20}$	$-1.66^{+0.06}_{-0.06}$	26.06 ± 0.05	26.18 ± 0.05
McLure(2009)	6.00 ± 0.50	$-20.04^{+0.12}_{-0.12}$	$1.80^{+0.50}_{-0.50}$	$-1.71^{+0.11}_{-0.11}$	26.03 ± 0.07	26.03 ± 0.07
Bouwens(2010)	8.00 ± 0.50	$-20.28^{+0.50}_{-0.50}$	$0.38^{+0.57}_{-0.22}$	$-2.00^{+0.33}_{-0.33}$	25.62 ± 0.06	25.61 ± 0.06
Bouwens(2010)	7.00 ± 0.50	$-20.11^{+0.28}_{-0.28}$	$0.90^{+0.80}_{-0.40}$	$-1.94^{+0.24}_{-0.24}$	25.86 ± 0.21	25.86 ± 0.21
Oesch(2010)	7.00 ± 0.50	$-19.91^{+0.09}_{-0.09}$	1.40	$-1.77^{+0.20}_{-0.20}$	25.87 ± 0.01	25.87 ± 0.03
Oesch(2012)	8.00 ± 0.50	$-20.04^{+0.44}_{-0.48}$	$0.50^{+0.70}_{-0.33}$	$-2.06^{+0.35}_{-0.28}$	25.62 ± 0.06	25.62 ± 0.07
WUDS	5.00 ± 0.50	$-20.68^{+0.06}_{-0.06}$	$1.11^{+0.70}_{-0.70}$	$-1.56^{+0.05}_{-0.05}$	26.09 ± 0.23	26.20 ± 0.23
WUDS	6.00 ± 0.50	$-20.18^{+0.18}_{-0.18}$	$1.01^{+0.70}_{-0.70}$	$-1.90^{+0.15}_{-0.15}$	25.93 ± 0.20	25.93 ± 0.20
WUDS	7.00 ± 0.50	$-20.19^{+0.33}_{-0.33}$	$0.77^{+0.65}_{-0.65}$	$-1.92^{+0.19}_{-0.19}$	25.83 ± 0.13	25.83 ± 0.14
WUDS	8.00 ± 0.50	$-19.95^{+0.46}_{-0.46}$	$0.54^{+0.60}_{-0.60}$	-1.91	25.53 ± 0.07	25.53 ± 0.07
A2667	9.00 ± 0.50	-19.70	1.10	-1.74	<25.63	<25.63

TABLE 7.4 – Densité de photons UV déduites des ajustements de la FdL publiés dans Wyder et al. (2005), Sawicki & Thompson (2006), van der Burg et al. (2010), McLure et al. (2009), Bouwens et al. (2011c), Oesch et al. (2010b), Oesch et al. (2012), Cucciati et al. (2012) ainsi que les paramètres déterminées au cours de cette étude. ρ_{UV}^{nc} présente les densités non corrigées de l'atténuation par la poussière et ρ_{UV}^c les densités UV corrigées de l'atténuation en considérant une pente β moyenne au redshift considéré. Dans chaque cas, les barres d'erreurs sont données à 1σ

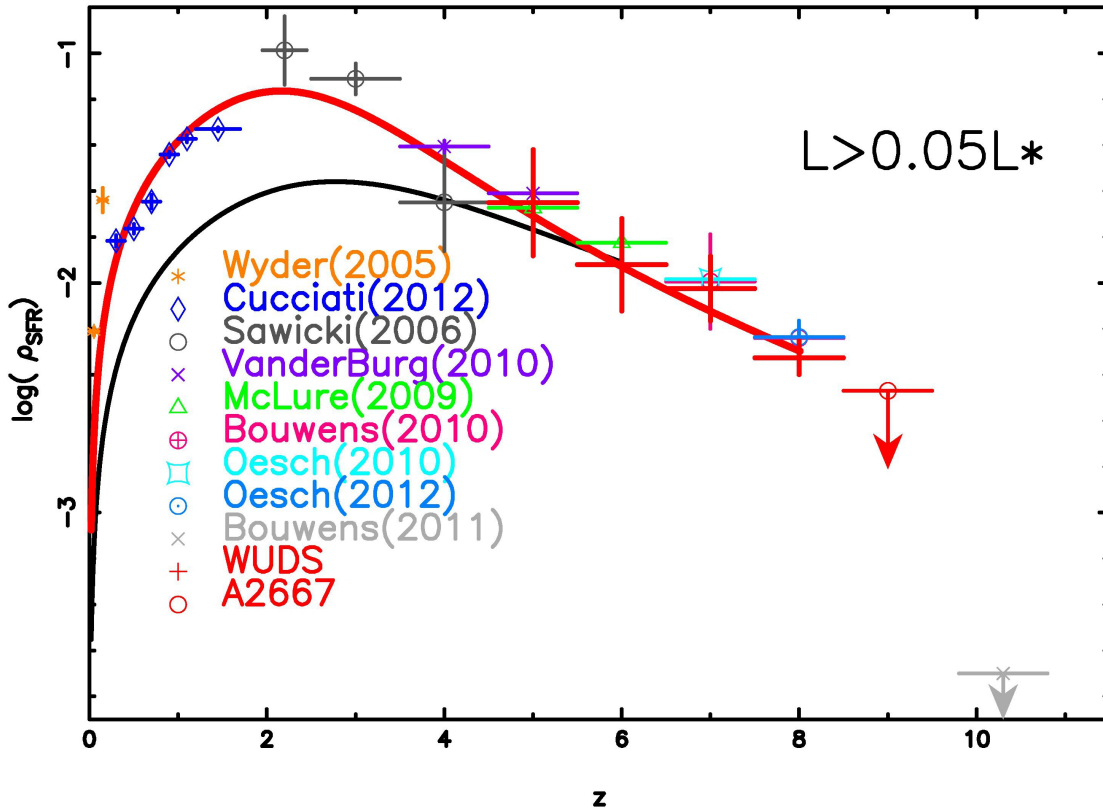


FIGURE 7.1 – Evolution de la densité du taux de formation stellaire. Les densités calculées à partir des FdL publiées dans les articles cités dans le texte sont portées (à l’exception de celui de Bouwens et al. (2011a) pour lequel la FdL à $z \sim 10$ est ajustée à partir d’un point et de deux limites supérieures). La ligne rouge montre l’ajustement des densités corrigées de l’atténuation par la poussière, la courbe noire ajuste celles non-corrigées. La paramétrisation des deux courbes a été déduite des FdL publiées dans Wyder et al. (2005), Cucciati et al. (2012), Sawicki & Thompson (2006) et celles déterminées au chapitre précédent.

verse lorsque celle-ci est ignorée, le jeu de paramètre devient $(a,b,c,d)=(0.0,0.02,3.60,3.45)$. L’allure des deux courbes est présentée sur le graphique 7.1.

7.1.4 Densité de photons UV requise pour ré-ioniser l’Univers

En adaptant l’équation 27 de Madau et al. (1999) donnant la densité de formation stellaire requise pour ré-ioniser l’Univers en fonction du redshift en supposant une IMF de Salpeter et une métallicité solaire, on peut montrer que :

$$\dot{\rho}_{UV} = \frac{6.43 \times 10^{25} \text{ erg.s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-3}}{f_{esc}} \left(\frac{1+z}{9} \right)^3 \frac{\Omega_b h_{70}^2 C}{0.0458 \cdot 5} \quad (7.5)$$

où f_{esc} représente le rapport entre le nombre de photons s’échappant d’une galaxie et le nombre de photons effectivement produits par les étoiles, $C = \frac{\langle \rho_b^2 \rangle_{IGM}}{\langle \rho_b \rangle^2}$ où ρ_b est la densité de baryons, $\langle \rho_b \rangle$ la densité baryonique moyenne dans l’Univers et

$\langle \rho_b \rangle_{IGM}$ la densité baryonique moyennée sur le gaz du milieu inter-galactique recombiné.

Mitra et al. (2012) ont montré que la fraction d'échappement des photons, f_{esc} , n'est pas constante au cours du temps. En effet, en se basant sur les déterminations de FdL à $z \sim 6, 8$ et 10 , ils ont montré que ce paramètre devait prendre pour valeurs $0.068_{-0.047}^{+0.054}$ à $z \sim 6$, $0.179_{-0.131}^{+0.331}$ à $z \sim 8$ et qu'il devait être supérieur à 0.146 à $z \sim 10$. Concernant la détermination du paramètre C , appelé *clumping factor*, Pawlik et al. (2009) ont montré en s'appuyant sur le résultat de simulations numériques, que celui-ci devait être au mieux de 6 à $z \sim 6$.

Les observations de quasars lointains ont montré la présence d'hydrogène neutre jusqu'à $z \sim 6$, en dessous de cette limite aucun effet de Gunn-Peterson n'est observé, montrant que l'Univers est complètement ré-ionisé à $z \sim 6$. D'après l'équation 7.5 et les valeurs des deux paramètres f_{esc} et C discutés ci-dessus, on montre que la densité de photons UV nécessaire pour ré-ioniser l'Univers à $z \sim 6$ (telle que suggérée par l'observation des quasars lointains), est de : $\rho_{UV} = 5.33 \times 10^{26} \text{erg.s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-3}$. En comparant cette valeur, aux densités de photons UV déduites des FdL on remarque qu'elle est supérieure à ce qui est produit par les galaxies prises en compte dans ces études (figure 7.2).

Pour expliquer la ré-ionisation totale de notre Univers à $z \sim 6$, il nous faut donc envisager d'autres hypothèses sur la nature des sources re-ionisantes. Les deux solutions envisageables pour résoudre ce problème sont les suivantes : soit les premières galaxies ne sont pas les seules responsables de la ré-ionisation cosmique, soit les relevés multi-longueurs d'ondes utilisant la technique des *Lyman Break Galaxies* (LBG) ne permettent pas de détecter toutes les galaxies, et « manquent » une grande partie des sources peu lumineuses. On peut par exemple montrer en changeant la borne inférieure de l'équation 7.1 l'importance des galaxies de faibles luminosités. En effet, on remarque qu'en intégrant non pas jusqu'à $0.05L_{z=3}^*$, limite des relevés actuels, mais jusqu'à $0.001L_{z=3}^*$ c'est-à-dire en tenant compte des sources très faibles à grand redshift (qui doivent dominer l'Univers jeune), on se rapproche de la densité de photons UV requise pour expliquer la ré-ionisation à $z \sim 6$ (figure 7.3).

Le scénario qui est aujourd'hui favorisé serait une combinaison des deux hypothèses précédentes. En effet, d'après l'étude des sursauts gamma à très grand redshift, on est capable de repérer des galaxies hôtes bien au-delà des limites des relevés photométriques actuels. De plus les *Gamma Ray Burst* sont des objets produisant énormément de photons ionisants. Ainsi le déficit de photons UV observé à $z \sim 6$ et mis en avant par les études sur les LBG, pourrait alors être porté par les sursauts gamma à très grand redshift. La figure 7.4 tirée de l'article récent de Trenti et al. (2012), va dans ce sens, et montre qu'en prenant en compte la luminosité des sursauts gamma ainsi que leur nombre à grand redshift, on augmente considérablement la densité de photons UV dans l'Univers à $z \sim 6$. Ces résultats restent bien entendu à confirmer, mais semblent être tout à fait plausibles pour justifier, du moins en partie, ce qui est observé dans les spectres des quasars.

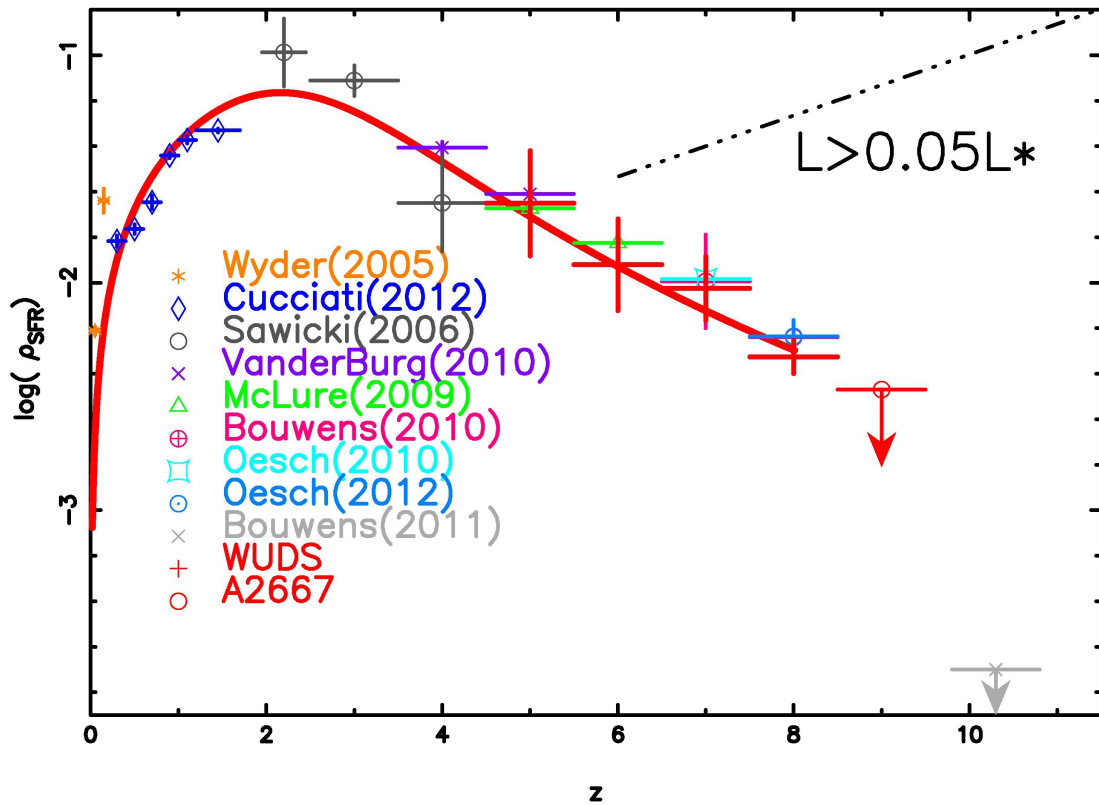


FIGURE 7.2 – Comparaison entre la densité de taux de formation d'étoiles produite par les galaxies ayant une luminosité supérieure à $0.05L^*$ (courbe rouge) et celle requise pour ré-ioniser l'Univers (courbe en tiret-pointillé). La droite en tiret-pointillé est tirée de l'équation 7.5 en adoptant les paramètres de Mitra et al. (2012) et Pawlik et al. (2009) à $z \sim 6$.

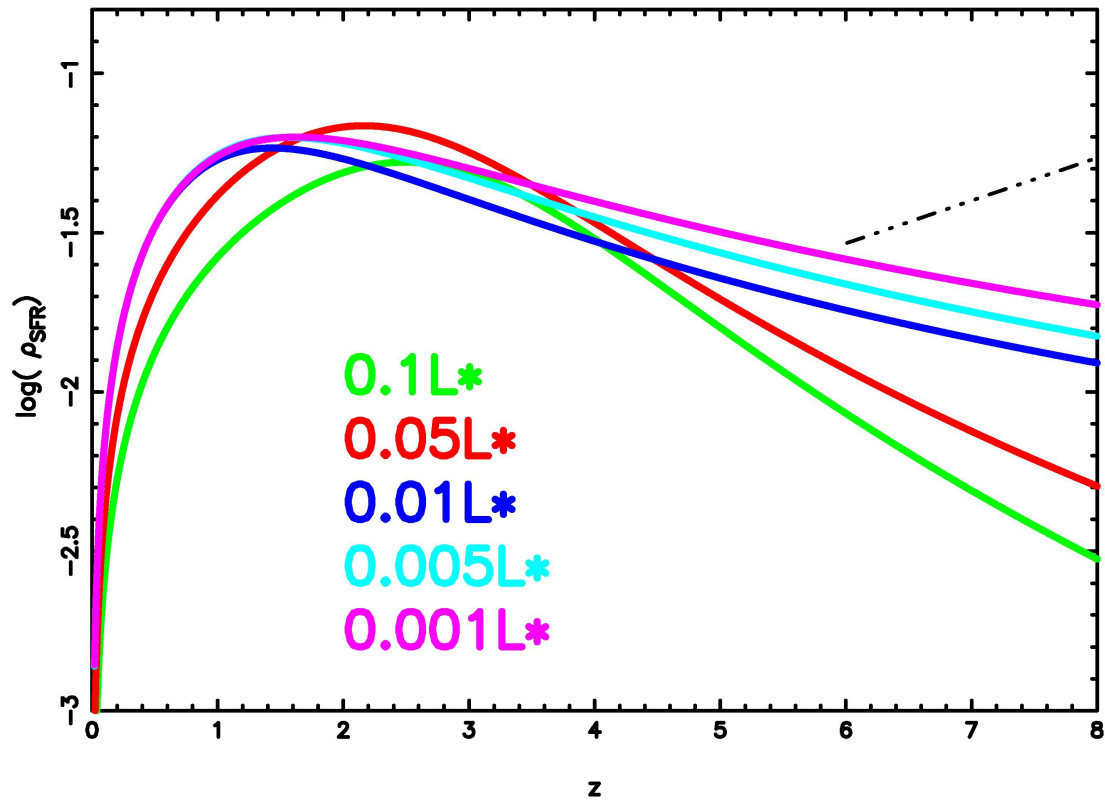


FIGURE 7.3 – Influence de la borne inférieure d’intégration de l’équation 7.1. La courbe en pointillée représente la densité de SFR requise pour ré-ioniser totalement l’Univers à $z \sim 6$ en adoptant les paramètres de Mitra et al. (2012) et Pawlik et al. (2009)

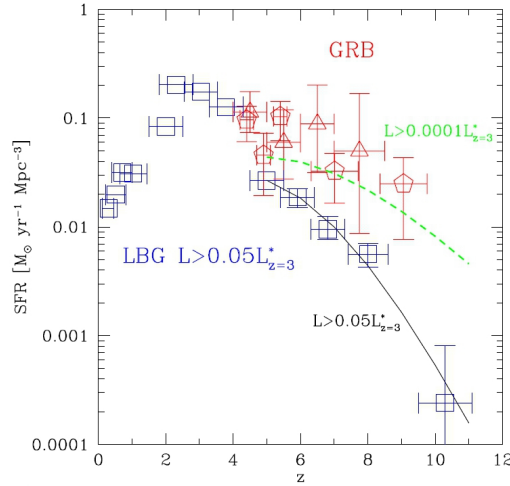


FIGURE 7.4 – Taux de formation stellaires en fonction du redshift des sursauts gamma (GRB) et des Lyman Break Galaxies (LBG). La courbe noire représente les prédictions théoriques du modèle de FdL à grand redshift de Trenti et al. (2012) pour les galaxies de luminosité supérieure à $0.05L_{z=3}^*$, la courbe verte représente la même évolution mais en prenant en compte les galaxies dont la luminosité est supérieure à $0.0001L_{z=3}^*$. D’après Trenti et al. (2012).

7.2 Importance de la couverture en longueurs d’onde d’un relevé

Au cours de ce travail de thèse, nous avons étudié deux relevés multi-longueurs d’ondes : un premier pour lequel le champ de vue était décrit par 6 filtres (I, z, Y, J, H et Ks) autour d’Abell 2667 et un second composé d’images très profondes dans les 9 filtres (u, g, r, i, z, Y, J, H et Ks) du relevé WUDS. Nous avons montré, en utilisant des données photométriques supplémentaires ou des observations spectroscopiques, que parmi les objets sélectionnés autour d’Abell 2667, au moins 3 étaient des sources contaminantes à un redshift intermédiaire ($z \sim 2$). Afin de montrer l’influence de la couverture électromagnétique sur l’élimination de ces contaminants, on peut appliquer aux données WUDS les critères de sélection utilisés sur les données d’Abell 2667. Ainsi nous sélectionnerons les sources répondant aux critères de détection/non-détection Y -dropouts imposés pour les sources du relevé A2667, mais aux catalogues du relevé WUDS, à savoir :

$$\begin{aligned} m_I &> 27.9 \text{ mag (contre 28.7 dans la sélection WUDS)} \\ m_z &> 26.5 \text{ mag (contre 27.5 dans la sélection WUDS)} \end{aligned}$$

Dans ce cas, nous n’utiliserons pas les données des images u, g et r du relevé WUDS pour la sélection des sources Y -dropouts. Après inspection manuelle, 35 sources répondent aux critères de détection/non-détection et de couleurs. On rappelle que l’utilisation complète de toutes les données WUDS nous a permis de ne retenir que 4 sources (se reporter au paragraphe 5.3.5). Ainsi notre échantillon sélectionné à partir des critères d’Abell 2667 est contaminé à plus de 80%. Parmi ces 35 sources, 9 sont clairement détectées dans les images u et g , 15 autres apparaissent dans l’image g , 5 sont détectées à partir de l’image r et 2 apparaissent sur l’image I . On peut alors

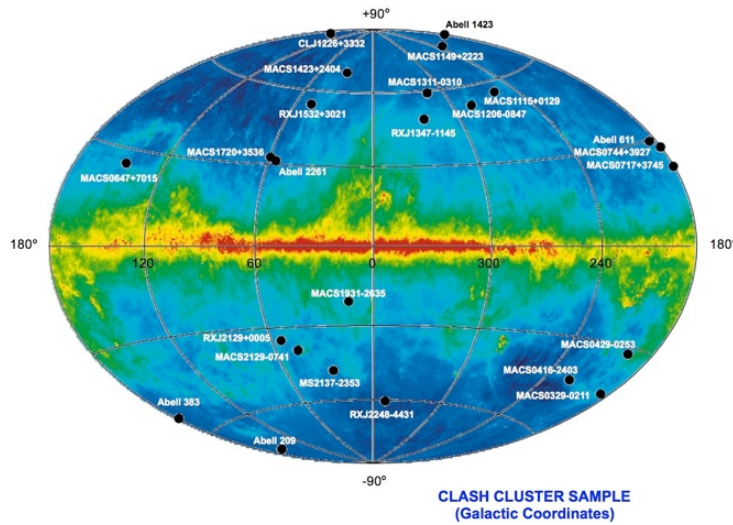


FIGURE 7.5 – Liste des amas observés par le relevé CLASH avec leurs positions respectives. La carte de l'émission IR de la poussière est mise en arrière-plan (Schlegel et al., 1998). D'après le site internet du relevé CLASH ²

conclure que l'utilisation d'une image g très profonde nous aurais permis d'éliminer $\sim 80\%$ d'objets contaminant les échantillons Y – dropouts à bas-redshift.

7.3 Perspectives

7.3.1 Etat de l'art à la fin de ce travail de thèse

De nombreux projets visant à étudier les premières galaxies sont apparus au cours de ces trois années de thèse. Le plus ambitieux et prometteur dans la recherche des premières galaxies, avec des méthodes analogues, est sans aucun doute le relevé CLASH (pour *Cluster Lensing And Supernova Survey with Hubble*) acquis avec le télescope spatial Hubble (Postman et al., 2012). Ce relevé consiste en l'observation de 25 amas (figure 7.5) dans 16 filtres différents couvrant les longueurs d'onde de 0.2 à $1.7\mu\text{m}$. Les sources visées étant généralement au delà des limites des spectrographes actuels, la confirmation spectroscopique des échantillons dégagés de ce projet ne sera pas facile avant plusieurs années. Toutefois pour contraindre au mieux le redshift photométrique de ces objets, chaque amas sera observé dans 16 filtres différents, afin d'avoir un maximum de contraintes sur la SED des candidats.

Parmi les premiers résultats, on peut citer par exemple l'étude de Zheng et al. (2012) qui a mis en évidence la présence d'une galaxie fortement amplifiée à $z \sim 9.6$ autour de l'amas MACS1149+22, ou encore l'observation de 4 images d'une même galaxie naine à $z \sim 6.2$ derrière l'amas MACS J0329.6-0211 (Zitrin et al., 2012). Ce projet s'achèvera avec l'arrivée des dernières données le 30 avril 2013.

Le projet CANDELS (pour *Cosmic Assembly Near-infrared Deep Extragalactic Legacy Survey*) est un champ vide de 120 arcmin^2 composé de 10 filtres couvrant les domaines de l'ultra-violet au visible et du proche infra-rouge jusqu'à la bande K avec des profondeurs à 5σ allant de 27 à 28.5 mag (Grogin et al., 2011). Les

principaux résultats sur les premières galaxies ont déjà été cités dans ce manuscrit via les articles de Bouwens et al. (2011b) et Oesch et al. (2012).

Le projet BoRG (pour *Brightest of Reionizing Galaxies*) est un relevé multi-longueurs d’ondes basé sur des observations faites avec le télescope spatial Hubble et visant à observer les galaxies les plus brillantes à $z \sim 8$ (Trenti et al., 2011). Il s’agit d’un champ vide couvrant 97 arcmin^2 et atteignant une limite de détection de 27 mag en bande Y pour la recherche de sources Y -dropouts. 8 sources très brillantes ($m_J < 26.7$) et 33 objets moins brillants ($m_J > 26.7$) ont été retenus dans le champ de vue de ce relevé. Les premiers résultats issus de ce relevé ont été publiés dans Trenti et al. (2011) et Bradley et al. (2012b).

Comme nous l’avons fait au début de ce manuscrit, nous pouvons là encore comparer nos deux relevés avec ceux en cours à la fin de ce travail de thèse. La figure 7.6 présente les principaux relevés multi-longueurs d’ondes impliqués dans la recherche et l’étude des premières galaxies en 2012. A la lecture de ce graphique, on

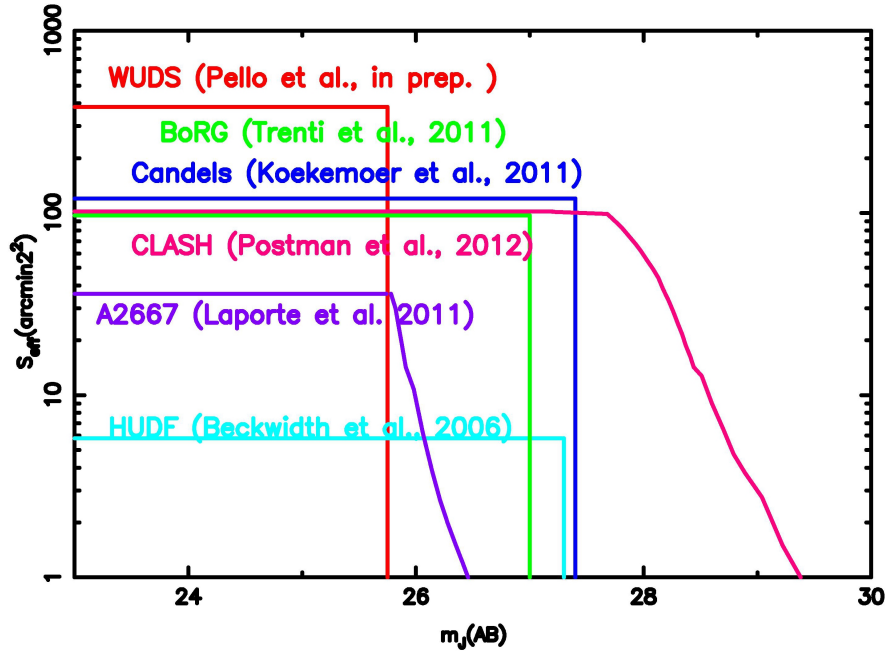


FIGURE 7.6 – Comparaisons des différents relevés multi-longueurs d’ondes disponibles à l’issue de ce travail de thèse avec la surface efficace observée en fonction de la magnitude apparente dans le filtre J .

comprend facilement que notre projet initial, qui était d’observer 10 amas de galaxies dans les mêmes conditions d’observations qu’Abell 2667 (à savoir la combinaison des deux régimes sur un même champ de vue) est désormais supplanté avec les projets actuels (ou futurs). En revanche aucun de ces projets ne prévoit de confirmer, via des observations spectroscopiques, l’ensemble des objets sélectionnés afin d’assoir les conclusions déduites de ces études photométriques.

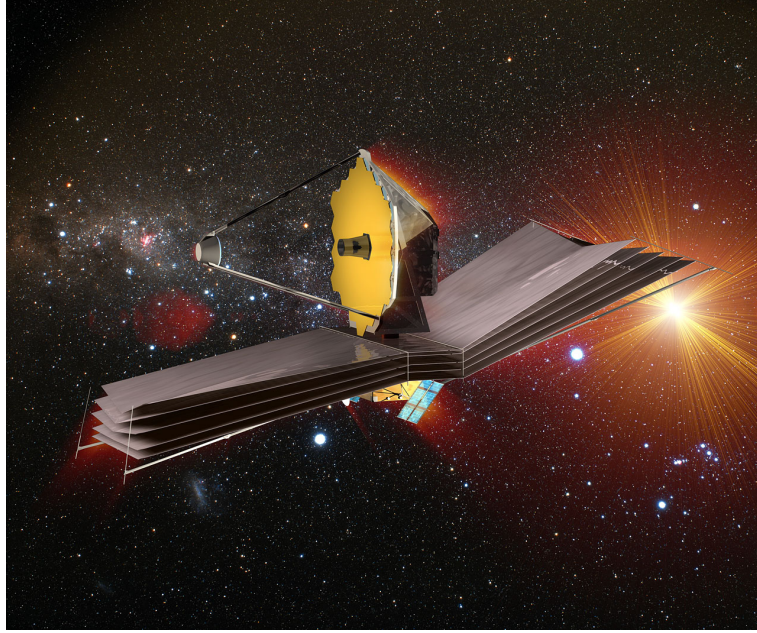


FIGURE 7.7 – Vue d’artiste du *James Webb Space Telescope* avec son miroir de 6.5m de diamètre. Lancement prévu en 2018.

7.3.2 Ce qu’il faut attendre des futurs télescopes

Dans les dix prochaines années, deux télescopes sont attendus avec impatience par la communauté scientifique : l’*Extremely Large Telescope* européen et le *James Webb Space Telescope*.

Le James Webb Space Telescope

Le successeur du Hubble Space Telescope, le *James Webb Space Telescope* (noté JWST dans la suite, Gardner et al. 2006) devrait être le premier mis en service (lancement prévu en 2018). Doté d’un miroir de 6.5m de diamètre, son champ de vue sera de $2.2' \times 2.2'$ (figure 7.7). Le JWST sera équipé de 4 instruments :

- **MIRI** (pour Mid-Infra-Red Instrument) composé d’un imageur et d’un spectrographe couvrant le domaine de longueur d’onde allant de 5 à 18 μm .
- **NIRCam** (pour Near Infra-Red Camera), un imageur observant entre 0.5 et 5 μm .
- **NIRSpec** (pour Near Infra-Red Spectrograph), un spectrographe observant dans le même domaine de longueur d’onde que NIRCam.
- **NIRISS** (pour Near Infra-Red Imager and Slitless Spectrograph) , un spectrographe principalement dédié à l’étude des exoplanètes.

Il sera positionné au point de Lagrange L2 du système Terre-Soleil situé à 1.5 millions de kilomètres de la Terre. Sa durée de fonctionnement est donnée par ses réserves de combustibles qui lui permettront d’ajuster sa position pendant une dizaine d’années. Contrairement à son prédécesseur, Hubble, et compte-tenu de sa position, le JWST ne pourra pas être réparé ou mis-à-jour par une mission humaine. La figure 7.8 présente les performances photométriques du JWST par rapport aux autres télescopes spatiaux déjà en service. On remarque qu’il pourra atteindre de plus grandes pro-

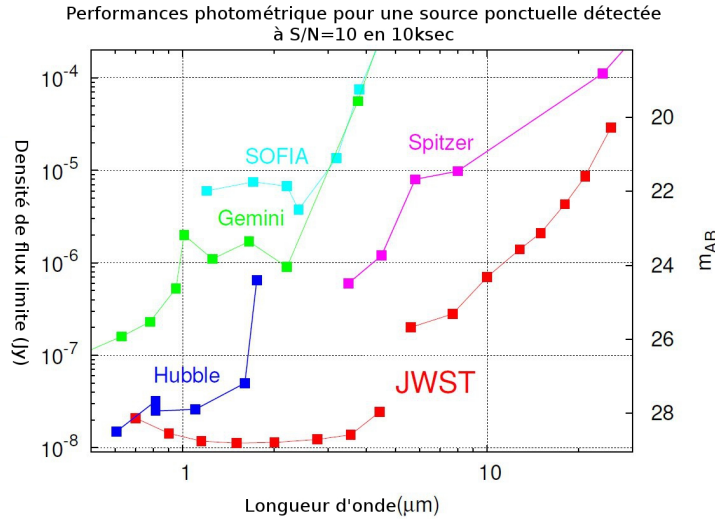


FIGURE 7.8 – Performances photométriques du JWST comparée à celles des précédents télescopes spatiaux⁴

fondeurs en particulier dans l'infra-rouge moyen. Ces performances spectroscopiques (figure 7.9) seront bien supérieures aux limites des spectrographes actuels, ainsi les contraintes sur la fonction de luminosité à très grand redshift ($z \sim 8, 9$ et au-delà) pourront être confirmées par des observations spectroscopiques.

L'Extremly Large Telescope européen

Le plus grand télescope au monde, l'E-ELT pour *European - Extremely Large Telescope* est une prouesse technologique dont les deux objectifs principaux seront d'une part de répondre à la question : « *Sommes-nous seuls dans l'Univers ?* » et d'autre part de détecter les premières sources lumineuses de l'Univers, en particulier les premières étoiles de population III et bien sûr les premières galaxies. Il sera équipé d'un miroir de 39m de diamètre divisé en 798 segments hexagonaux de 1.4m chacun (Gilmozzi & Spyromilio, 2007). Il sera installé dans le désert chilien sur le site de Cerro Armazones, à quelques kilomètres du Very Large Telescope. Il sera composé de 7 instruments dont la liste n'a pas été arrêtée, au moment de la rédaction de ce manuscrit. Il est donc pour l'instant difficile d'évaluer les performances de ce télescope et de les comparer par exemple avec le JWST.

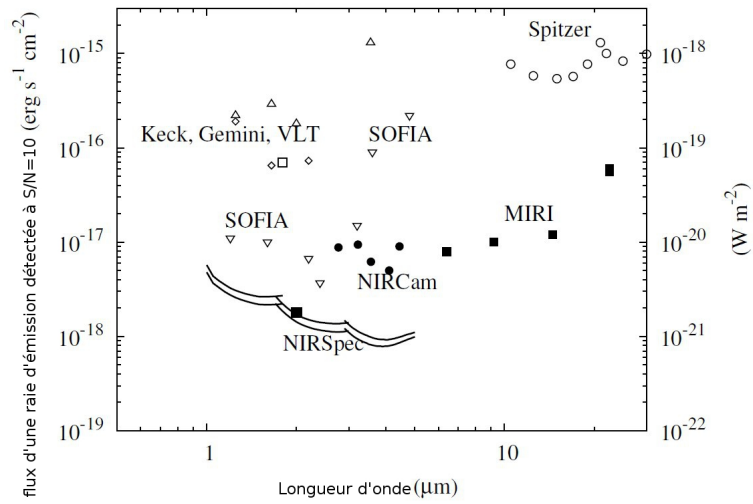


FIGURE 7.9 – Performance spectroscopique des instruments NIRSpec, NIRCам, MIRI du JWST comparée à celles des précédents télescopes spatiaux. D’après le site internet du projet⁶

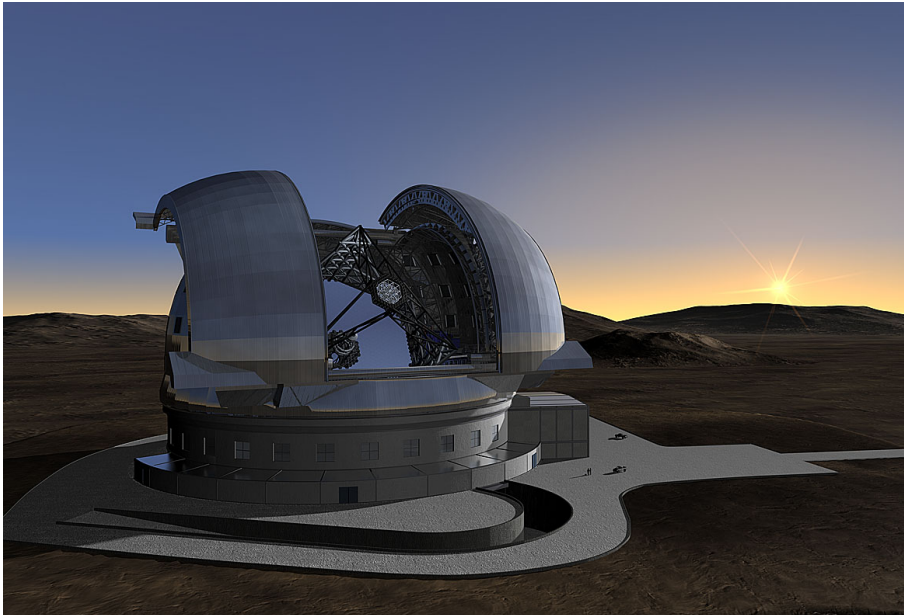


FIGURE 7.10 – Vue d’artiste du futur grand télescope européen (E-ELT) dont la première lumière est prévue pour 2022.

Conclusions

L'objectif principal de ce travail de thèse était d'apporter de nouvelles contraintes sur le rôle des premières galaxies au cours de la ré-ionisation cosmique. Afin de répondre à cette question, nous avons décidé de constituer des échantillons représentatifs d'objets pour chaque intervalle de redshift allant de $z \sim 5$ jusqu'à $z \sim 9$. Notre stratégie observationnelle combinait à la fois un champ lentillé, favorisant la détection d'objets faibles (autour de l'amas de galaxies d'*Abell 2667*), et un grand champ vide, permettant principalement la sélection de sources brillantes à grand redshift (avec le relevé *WUDS*). A l'issue de ces trois années, 481 sources ont été sélectionnées (1 *J*-dropout, 12 *Y*-dropouts, 7 *z*-dropouts, 37 *i*-dropouts et 425 *r*-dropouts) sur l'ensemble des deux relevés. Cependant, en comparant la densité surfacique d'objets à celles déjà publiées dans la littérature, il s'est avéré que près de 80% des sources sélectionnées autour de l'amas d'*Abell 2667* devaient être en fait des sources contaminantes à plus bas redshift ($z \sim 2$).

Afin de distinguer les bons candidats à grand redshift des sources contaminantes, deux méthodes ont été mises en place : l'ajout de contraintes photométriques supplémentaires sur la SED des candidats et l'observation spectroscopique. Nous avons donc, dans un premier temps, utilisé des données issues des satellites *Spitzer* et *Herschel* pour contraindre la SED de quelques candidats entre $3.5\mu\text{m}$ et $500\mu\text{m}$. A partir de ces nouvelles données, nous avons pu mettre en évidence l'existence d'une population de galaxies à bas redshift ($z \approx 2$) fortement rougies par la poussière. Ces objets n'étant identifiables comme contaminants qu'à partir des données obtenues dans l'infra-rouge lointain, il est tout à fait possible que ce type de contaminant extrêmement atténués soit également présent dans les autres échantillons de galaxies à très grand redshift sélectionnées à partir d'images dans les domaines visible et proche infra-rouge.

Nous avons également obtenu du temps sur le spectrographe de l'ESO *X-Shooter* afin d'observer la source ayant le redshift photométrique le plus élevé de notre échantillon. La détection de raies d'émission de l'oxygène et de l'hydrogène réfute définitivement l'hypothèse d'une galaxie à grand redshift et indique qu'il s'agit là aussi d'une source contaminante à bas redshift ($z=2.08$). Après avoir corrigé la photométrie de l'objet de l'influence des raies d'émission, nous avons pu montrer que celles-ci n'étaient pas responsables de la sélection de cette source comme objet à très grand redshift. Une étude plus approfondie de la SED de cette galaxie, nous a permis de montrer qu'il s'agissait d'une galaxie abritant deux populations d'étoiles bien différentes : une population vieille (~ 2 milliards d'années) responsable du saut observé et une seconde population d'étoiles plus jeunes (< 5 millions d'années) qui permettrait d'expliquer les nombreuses raies d'émission observées. Pour éliminer cette source de

notre échantillon, nous avons estimé qu'une profondeur minimale de ~ 30 mag dans le visible était nécessaire. De la même façon, on peut supposer que ce type de contaminant est également présent dans les autres échantillons d'objets à grand redshift, et en particulier dans les échantillons déduit du relevé *Hubble Ultra Deep Field*. Dans ce cas, et en considérant la magnitude moyenne des objets présents dans ces échantillons, nous avons montré qu'une profondeur minimale de ~ 32 mag dans le visible était requise pour éliminer ce type de source, ce qui est bien au-delà des limites des télescopes actuels.

Une fois le taux de contamination de nos échantillons discuté, nous avons pu établir l'évolution de la fonction de luminosité des galaxies de $z \sim 5$ jusqu'à $z \sim 9$ en utilisant un ensemble homogène de données et une méthode commune pour tous les intervalles de redshift. A l'aide de ces échantillons nous avons pu ajouter des contraintes fortes sur la partie brillante de la fonction de luminosité entre $z \sim 5$ et 8. Nous avons également apporté la première contrainte forte sur la partie brillante de la fonction de luminosité à $z \sim 9$. Nous avons aussi montré que le nombre de galaxies brillantes diminuait au minimum d'un facteur ~ 50 entre $z \sim 5$ et 9, signe d'une très forte évolution au cours du premier milliard d'années de l'Univers. En regardant plus en détails l'évolution au cours de cette période, nous avons confirmé ce qui était déjà pressenti par d'autres auteurs à savoir une faible évolution entre $z \sim 6$ et 7. Et enfin, pour étudier le rôle joué par les premières galaxies au cours du premier milliard d'années, nous avons déterminé, à partir de l'allure de la fonction de luminosité, la densité de photons ultra-violets produits par les premières galaxies. En la comparant à celle requise pour ré-ioniser totalement l'Univers, nous pouvons montrer que les galaxies relativement lumineuses détectées par les relevés actuels ne peuvent pas être les seules responsables de ce phénomène. Il est alors important d'envisager la contribution d'autres sources, comme les sursauts gamma à grand redshift par exemple. La contribution des galaxies faibles, aujourd'hui au-delà des limites de l'observation, devrait aussi être fondamentale.

Comme nous l'avons montré au cours de ce travail de thèse, la contamination des échantillons de sources à très grand redshift est difficilement estimable. Cependant nous avons vu qu'une excellente couverture en longueurs d'onde permettait de supprimer 80% des contaminants. Mais dans ces conditions des sources à bas redshift peuvent encore être sélectionnées. Seules des observations spectroscopiques d'une partie substantielle des échantillons permet de trancher définitivement sur la nature des sources. C'est ce qui est d'ores et déjà planifié pour les échantillons d'objets à $z \sim 6, 7$ et 8 dégagés du relevé WUDS avec le futur spectrographe multi-objets EMIR installé au foyer du *Gran Telescopio Canarias* d'ici à 2014. Cette future grande étude spectroscopique permettra sans doute de dresser d'une part un premier bilan sur le taux de contamination des échantillons d'objets à très grand redshift et d'autre part de confirmer, de manière indiscutable, les conclusions sur l'évolution de la fonction de luminosité présentées dans ce manuscrit. Les perspectives à plus long terme font nécessairement appel aux futurs grands projets de télescopes, comme le *JWST* prévu pour 2018 ou encore l'*Extremely Large Telescope* européen dont la première lumière est espérée pour 2022, et elles devraient sans aucun doute faire de la prochaine décennie l'une des plus fructueuses pour la recherche et l'étude des premières galaxies.

Bibliographie

- Abell, G. O. 1958, *ApJS*, 3, 211
- Abell, G. O., Corwin, Jr., H. G., & Olowin, R. P. 1989, *ApJS*, 70, 1
- Appenzeller, I., Fricke, K., Fürtig, W., Gässler, W., Häfner, R., Harke, R., Hess, H.-J., Hummel, W., Jürgens, P., Kudritzki, R.-P., Mantel, K.-H., Meisl, W., Muschiello, B., Nicklas, H., Rupprecht, G., Seifert, W., Stahl, O., Szeifert, T., & Tarantik, K. 1998, *The Messenger*, vol. 94, p. 1-6, 94, 1
- Bacon, R., Bauer, S., Boehm, P., Boudon, D., Brau-Nogu e, S., Caillier, P., Capoani, L., Carollo, C. M., Champavert, N., Contini, T., Daguis e, E., Dall e, D., Delabre, B., Devriendt, J., Dreizler, S., Dubois, J., Dupieux, M., Dupin, J. P., Emsellem, E., Ferruit, P., Franx, M., Gallou, G., Gerssen, J., Guiderdoni, B., Hahn, T., Hofmann, D., Jarno, A., Kelz, A., Koehler, C., Kollatschny, W., Kosmalski, J., Laurent, F., Lilly, S. J., Lizon, J., Loupiau, M., Lynn, S., Manescau, A., McDermid, R. M., Monstein, C., Nicklas, H., Par es, L., Pasquini, L., P econtal-Rousset, A., P econtal, E., Pello, R., Petit, C., Picat, J.-P., Popow, E., Quirrenbach, A., Reiss, R., Renault, E., Roth, M., Schaye, J., Soucail, G., Steinmetz, M., Stroebele, S., Stuik, R., Weilbacher, P., Wozniak, H., & de Zeeuw, P. T. 2006, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 6269, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Balcells, M., Guzman, R., Patron, J., Aragon-Salamanca, A., Azcue, J., Ballester Lluh, J. A., Barroso, M. T., Beigbeder, F., Brau-Nogue, S., Cardiel, N., Carter, D., Diaz-Garcia, J. J., de la Fuente, E., Fuentes, F. J., Fragoso-Lopez, A. B., Gago, F., Gallego, J., Gomez-Elvira, J., Heredero, J. C., Jones, D. J., Lopez, J. C., Luke, P., Manescau, A., Munoz, T., Peletier, R. F., Pello, R., Picat, J. P., Robertson, D. J., Rodriguez, J. A., Serrano, A., Sharples, R. M., & Zamorano, J. in , *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4008, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. M. Iye, A. F. Moorwood, 797–805
- Banerji, M., Chapman, S. C., Smail, I., Alaghband-Zadeh, S., Swinbank, A. M., Dunlop, J. S., Ivison, R. J., & Blain, A. W. 2011, *MNRAS*, 418, 1071
- Barkana, R. & Loeb, A. 2001, , 349, 125
- Becker, R. H., Fan, X., White, R. L., Strauss, M. A., Narayanan, V. K., Lupton, R. H., Gunn, J. E., Annis, J., Bahcall, N. A., Brinkmann, J., Connolly, A. J., Csabai, I., Czarapata, P. C., Doi, M., Heckman, T. M., Hennessy, G. S., Ivezi c,

- Ž., Knapp, G. R., Lamb, D. Q., McKay, T. A., Munn, J. A., Nash, T., Nichol, R., Pier, J. R., Richards, G. T., Schneider, D. P., Stoughton, C., Szalay, A. S., Thakar, A. R., & York, D. G. 2001, , 122, 2850
- Beckwith, S. V. W., Stiavelli, M., Koekemoer, A. M., Caldwell, J. A. R., Ferguson, H. C., Hook, R., Lucas, R. A., Bergeron, L. E., Corbin, M., Jogee, S., Panagia, N., Robberto, M., Royle, P., Somerville, R. S., & Sosey, M. 2006, , 132, 1729
- Benítez, N. 2000, *ApJ*, 536, 571
- Bernardeau, F. 2007, *Cosmologie : Des fondements théoriques aux observations* (EDP Science)
- Berta, S., Magnelli, B., Lutz, D., Altieri, B., Aussel, H., Andreani, P., Bauer, O., Bongiovanni, A., Cava, A., Cepa, J., Cimatti, A., Daddi, E., Dominguez, H., Elbaz, D., Feuchtgruber, H., Förster Schreiber, N. M., Genzel, R., Gruppioni, C., Katterloher, R., Magdis, G., Maiolino, R., Nordon, R., Pérez García, A. M., Poglitsch, A., Popesso, P., Pozzi, F., Riguccini, L., Rodighiero, G., Saintonge, A., Santini, P., Sanchez-Portal, M., Shao, L., Sturm, E., Tacconi, L. J., Valtchanov, I., Wetzstein, M., & Wierprecht, E. 2010, *A&A*, 518, L30
- Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393
- Bielby, R., Hudelot, P., McCracken, H. J., Ilbert, O., Daddi, E., Le Fèvre, O., Gonzalez-Perez, V., Kneib, J.-P., Marmo, C., Mellier, Y., Salvato, M., Sanders, D. B., & Willott, C. J. 2011, *ArXiv e-prints*
- Blain, A. W., Barnard, V. E., & Chapman, S. C. 2003, *MNRAS*, 338, 733
- Bolzonella, M., Miralles, J.-M., & Pelló, R. 2000, *A&A*, 363, 476
- Bolzonella, M., Pelló, R., & Maccagni, D. 2002, *A&A*, 395, 443
- Bonnarel, F., Fernique, P., Bienaymé, O., Egret, D., Genova, F., Louys, M., Ochsenbein, F., Wenger, M., & Bartlett, J. G. 2000, *A&AS*, 143, 33
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Franx, M., & Ford, H. 2007, *ApJ*, 670, 928
- . 2008, *ApJ*, 686, 230
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., González, V., Labbé, I., Franx, M., Conselice, C. J., Blakeslee, J., van Dokkum, P., Holden, B., Magee, D., Marchesini, D., & Zheng, W. 2010, *ApJ*, 725, 1587
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Labbe, I., Oesch, P. A., Trenti, M., Carollo, C. M., van Dokkum, P. G., Franx, M., Stiavelli, M., González, V., Magee, D., & Bradley, L. 2011a, *Nature*, 469, 504
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., Franx, M., Labbe, I., Trenti, M., van Dokkum, P., Carollo, C. M., Gonzalez, V., & Magee, D. 2011b, *ArXiv e-prints*
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., Franx, M., Labbé, I., Trenti, M., van Dokkum, P., Carollo, C. M., González, V., Smit, R., & Magee, D. 2012a, *ApJ*, 754, 83

- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., Labbé, I., Trenti, M., van Dokkum, P., Franx, M., Stiavelli, M., Carollo, C. M., Magee, D., & Gonzalez, V. 2011c, *ApJ*, 737, 90
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., Trenti, M., Labbé, I., Franx, M., Stiavelli, M., Carollo, C. M., van Dokkum, P., & Magee, D. 2012b, , 752, L5
- Bowler, R. A. A., Dunlop, J. S., McLure, R. J., McCracken, H., Milvang-Jensen, B., Furusawa, H., Fynbo, J. P. U., Le Fevre, O., Holt, J., Ideue, Y., Ihara, Y., Rogers, A. B., & Taniguchi, Y. 2012, *ArXiv e-prints*
- Bradley, L. D., Bouwens, R. J., Zitrin, A., Smit, R., Coe, D., Ford, H. C., Zheng, W., Illingworth, G. D., Benítez, N., & Broadhurst, T. J. 2012a, *ApJ*, 747, 3
- Bradley, L. D., Trenti, M., Oesch, P. A., Stiavelli, M., Treu, T., Bouwens, R. J., Shull, J. M., Holwerda, B. W., & Pirzkal, N. 2012b, *ArXiv e-prints*
- BravoAlfaro, H., Cortese, L., Covone, G., & Kneib, J.-P. 2007, in *Groups of Galaxies in the Nearby Universe*, ed. I. Saviane, V. D. Ivanov, & J. Borissova, 319
- Bromm, V., Coppi, P. S., & Larson, R. B. 2002, *ApJ*, 564, 23
- Bromm, V. & Yoshida, N. 2011, *ARA&A*, 49, 373
- Bruzual, G. & Charlot, S. 2003, *MNRAS*, 344, 1000
- Buat, V., Marcillac, D., Burgarella, D., Le Floch, E., Takeuchi, T. T., Iglesias-Paràmo, J., & Xu, C. K. 2007, *A&A*, 469, 19
- Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., Kinney, A. L., Koornneef, J., & Storchi-Bergmann, T. 2000, *ApJ*, 533, 682
- Capak, P., Mobasher, B., Scoville, N. Z., McCracken, H., Ilbert, O., Salvato, M., Menéndez-Delmestre, K., Aussel, H., Carilli, C., Civano, F., Elvis, M., Giavalisco, M., Jullo, E., Kartaltepe, J., Leauthaud, A., Koekemoer, A. M., Kneib, J.-P., LeFloch, E., Sanders, D. B., Schinnerer, E., Shioya, Y., Shopbell, P., Tanaguchi, Y., Thompson, D., & Willott, C. J. 2011, *ApJ*, 730, 68
- Casali, M., Pirard, J.-F., Kissler-Patig, M., Moorwood, A., Bedin, L., Biereichel, P., Delabre, B., Dorn, R., Finger, G., Gojak, D., Huster, G., Jung, Y., Koch, F., Lizon, J.-L., Mehrgan, L., Pozna, E., Silber, A., Sokar, B., & Stegmeier, J. 2006, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy*. Edited by McLean, Ian S.; Iye, Masanori. *Proceedings of the SPIE*, Volume 6269, pp. 62690W (2006)., Vol. 6269
- Castellano, M., Fontana, A., Boutsia, K., Grazian, A., Pentericci, L., Bouwens, R., Dickinson, M., Giavalisco, M., Santini, P., Cristiani, S., Fiore, F., Gallozzi, S., Giallongo, E., Maiolino, R., Mannucci, F., Menci, N., Moorwood, A., Nonino, M., Paris, D., Renzini, A., Rosati, P., Salimbeni, S., Testa, V., & Vanzella, E. 2010, *A&A*, 511, A20
- Castellano, M., Fontana, A., Grazian, A., Pentericci, L., Santini, P., Koekemoer, A., Cristiani, S., Galametz, A., Gallerani, S., Vanzella, E., Boutsia, K., Gallozzi, S., Giallongo, E., Maiolino, R., Menci, N., & Paris, D. 2012, *A&A*, 540, A39

- Chaboyer, B., Demarque, P., Kernan, P. J., & Krauss, L. M. 1996, *Science*, 271, 957
- Chary, R. & Elbaz, D. 2001, *ApJ*, 556, 562
- Chary, R.-R., Teplitz, H. I., Dickinson, M. E., Koo, D. C., Le Floch, E., Marcillac, D., Papovich, C., & Stern, D. 2007, *ApJ*, 665, 257
- Cole, S., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Frenk, C. S. 2000, *MNRAS*, 319, 168
- Cole, S., Norberg, P., Baugh, C. M., Frenk, C. S., Bland-Hawthorn, J., Bridges, T., Cannon, R., Colless, M., Collins, C., Couch, W., Cross, N., Dalton, G., De Propris, R., Driver, S. P., Efstathiou, G., Ellis, R. S., Glazebrook, K., Jackson, C., Lahav, O., Lewis, I., Lumsden, S., Maddox, S., Madgwick, D., Peacock, J. A., Peterson, B. A., Sutherland, W., & Taylor, K. 2001, *MNRAS*, 326, 255
- Coleman, G. D., Wu, C.-C., & Weedman, D. W. 1980, *ApJS*, 43, 393
- Coles, P. & Lucchini, F. 2002, *Cosmology : The Origin and Evolution of Cosmic Structure* (Wiley)
- Coppin, K., Chapin, E. L., Mortier, A. M. J., Scott, S. E., Borys, C., Dunlop, J. S., Halpern, M., Hughes, D. H., Pope, A., Scott, D., Serjeant, S., Wagg, J., Alexander, D. M., Almaini, O., Aretxaga, I., Babbedge, T., Best, P. N., Blain, A., Chapman, S., Clements, D. L., Crawford, M., Dunne, L., Eales, S. A., Edge, A. C., Farrah, D., Gaztañaga, E., Gear, W. K., Granato, G. L., Greve, T. R., Fox, M., Ivison, R. J., Jarvis, M. J., Jenness, T., Lacey, C., Lepage, K., Mann, R. G., Marsden, G., Martinez-Sansigre, A., Oliver, S., Page, M. J., Peacock, J. A., Pearson, C. P., Percival, W. J., Priddey, R. S., Rawlings, S., Rowan-Robinson, M., Savage, R. S., Seigar, M., Sekiguchi, K., Silva, L., Simpson, C., Smail, I., Stevens, J. A., Takagi, T., Vaccari, M., van Kampen, E., & Willott, C. J. 2006, *MNRAS*, 372, 1621
- Cortese, L., Marcillac, D., Richard, J., Bravo-Alfaro, H., Kneib, J.-P., Rieke, G., Covone, G., Egami, E., Rigby, J., Czoske, O., & Davies, J. 2007, *MNRAS*, 376, 157
- Covone, G., Adami, C., Durret, F., Kneib, J.-P., Lima Neto, G. B., & Slezak, E. 2006a, *A&A*, 460, 381
- Covone, G., Kneib, J.-P., Soucail, G., Richard, J., Jullo, E., & Ebeling, H. 2006b, *A&A*, 456, 409
- Cucciati, O., Tresse, L., Ilbert, O., Le Fèvre, O., Garilli, B., Le Brun, V., Cassata, P., Franzetti, P., Maccagni, D., Scodreggio, M., Zucca, E., Zamorani, G., Bardelli, S., Bolzonella, M., Bielby, R. M., McCracken, H. J., Zanichelli, A., & Vergani, D. 2012, *A&A*, 539, A31
- Dressler, A. 1980, *ApJ*, 236, 351
- Dunlop, J. S., Cirasuolo, M., & McLure, R. J. 2007, *MNRAS*, 376, 1054
- Egami, E., Misselt, K. A., Rieke, G. H., Wise, M. W., Neugebauer, G., Kneib, J.-P., Le Floch, E., Smith, G. P., Blaylock, M., Dole, H., Frayer, D. T., Huang, J.-S., Krause, O., Papovich, C., Pérez-González, P. G., & Rigby, J. R. 2006, *ApJ*, 647, 922

- Egami, E., Rex, M., Rawle, T. D., Pérez-González, P. G., Richard, J., Kneib, J.-P., Schaerer, D., Altieri, B., Valtchanov, I., Blain, A. W., Fadda, D., Zemcov, M., Bock, J. J., Boone, F., Bridge, C. R., Clement, B., Combes, F., Dessauges-Zavadsky, M., Dowell, C. D., Ilbert, O., Ivison, R. J., Jauzac, M., Lutz, D., Metcalfe, L., Omont, A., Pelló, R., Pereira, M. J., Rieke, G. H., Rodighiero, G., Smail, I., Smith, G. P., Tramoy, G., Walth, G. L., van der Werf, P., & Werner, M. W. 2010, *A&A*, 518, L12
- Einstein, A. 1916, *Annalen der Physik*, 354, 769
- Fan, X., Narayanan, V. K., Strauss, M. A., White, R. L., Becker, R. H., Pentericci, L., & Rix, H.-W. 2002, , 123, 1247
- Finelli, F., De Rosa, A., Gruppuso, A., & Paoletti, D. 2012, *ArXiv e-prints*
- Furlanetto, S. R. & Oh, S. P. 2005, *MNRAS*, 363, 1031
- Gamow, G. 1948, *Nature*, 162, 680
- Gao, L., Yoshida, N., Abel, T., Frenk, C. S., Jenkins, A., & Springel, V. 2007, *MNRAS*, 378, 449
- Gardner, J. P., Mather, J. C., Clampin, M., Doyon, R., Greenhouse, M. A., Hammel, H. B., Hutchings, J. B., Jakobsen, P., Lilly, S. J., Long, K. S., Lunine, J. I., McCaughrean, M. J., Mountain, M., Nella, J., Rieke, G. H., Rieke, M. J., Rix, H.-W., Smith, E. P., Sonneborn, G., Stiavelli, M., Stockman, H. S., Windhorst, R. A., & Wright, G. S. 2006, , 123, 485
- Garzon, F., Barrera, S., Correa, S., Diaz-Garcia, J. J., Fragoso-Lopez, A. B., Fuentes, F. J., Gago, F., Lopez-Ruiz, J.-C., Manescau, A., Patron, J., Perez-Espinos, J., Sanchez de la Rosa, V., Villegas, A., & Redondo, P. in , *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4841, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, ed. M. Iye. A. F. M. Moorwood, 1539–1547
- Gilmozzi, R. & Spyromilio, J. 2007, *The Messenger*, 127, 11
- Greif, T. H., Glover, S. C. O., Bromm, V., & Klessen, R. S. 2010, *ApJ*, 716, 510
- Grogin, N. A., Kocevski, D. D., Faber, S. M., Ferguson, H. C., Koekemoer, A. M., Riess, A. G., Acquaviva, V., Alexander, D. M., Almaini, O., Ashby, M. L. N., Barden, M., Bell, E. F., Bournaud, F., Brown, T. M., Caputi, K. I., Casertano, S., Cassata, P., Castellano, M., Challis, P., Chary, R.-R., Cheung, E., Cirasuolo, M., Conselice, C. J., Roshan Cooray, A., Croton, D. J., Daddi, E., Dahlen, T., Davé, R., de Mello, D. F., Dekel, A., Dickinson, M., Dolch, T., Donley, J. L., Dunlop, J. S., Dutton, A. A., Elbaz, D., Fazio, G. G., Filippenko, A. V., Finkelstein, S. L., Fontana, A., Gardner, J. P., Garnavich, P. M., Gawiser, E., Giavalisco, M., Grazian, A., Guo, Y., Hathi, N. P., Häussler, B., Hopkins, P. F., Huang, J.-S., Huang, K.-H., Jha, S. W., Kartaltepe, J. S., Kirshner, R. P., Koo, D. C., Lai, K., Lee, K.-S., Li, W., Lotz, J. M., Lucas, R. A., Madau, P., McCarthy, P. J., McGrath, E. J., McIntosh, D. H., McLure, R. J., Mobasher, B., Moustakas, L. A., Mozena, M.,

- Nandra, K., Newman, J. A., Niemi, S.-M., Noeske, K. G., Papovich, C. J., Pentericci, L., Pope, A., Primack, J. R., Rajan, A., Ravindranath, S., Reddy, N. A., Renzini, A., Rix, H.-W., Robaina, A. R., Rodney, S. A., Rosario, D. J., Rosati, P., Salimbeni, S., Scarlata, C., Siana, B., Simard, L., Smidt, J., Somerville, R. S., Spinrad, H., Straughn, A. N., Strolger, L.-G., Telford, O., Teplitz, H. I., Trump, J. R., van der Wel, A., Villforth, C., Wechsler, R. H., Weiner, B. J., Wiklind, T., Wild, V., Wilson, G., Wuyts, S., Yan, H.-J., & Yun, M. S. 2011, *ApJS*, 197, 35
- Gunn, J. E. & Peterson, B. A. 1965, *ApJ*, 142, 1633
- Hall, N., Bradač, M., Gonzalez, A. H., Treu, T., Clowe, D., Jones, C., Stiavelli, M., Zaritsky, D., Cuby, J.-G., & Clément, B. 2012, *ApJ*, 745, 155
- Hubble, E. 1926, *Contributions from the Mount Wilson Observatory / Carnegie Institution of Washington*, 324, 1
- . 1929, *Proceedings of the National Academy of Science*, 15, 168
- Hubble, E. P. 1925, *Popular Astronomy*, 33, 252
- Ilbert, O., Tresse, L., Zucca, E., Bardelli, S., Arnouts, S., Zamorani, G., Pozzetti, L., Bottini, D., Garilli, B., Le Brun, V., Le Fèvre, O., Maccagni, D., Picat, J.-P., Scaramella, R., Scodreggio, M., Vettolani, G., Zanicelli, A., Adami, C., Arnaboldi, M., Bolzonella, M., Cappi, A., Charlot, S., Contini, T., Foucaud, S., Franzetti, P., Gavignaud, I., Guzzo, L., Iovino, A., McCracken, H. J., Marano, B., Marinoni, C., Mathez, G., Mazure, A., Meneux, B., Merighi, R., Paltani, S., Pello, R., Pollo, A., Radovich, M., Bondi, M., Bongiorno, A., Busarello, G., Ciliegi, P., Lamareille, F., Mellier, Y., Merluzzi, P., Ripepi, V., & Rizzo, D. 2005, *A&A*, 439, 863
- Iye, M., Ota, K., Kashikawa, N., Furusawa, H., Hashimoto, T., Hattori, T., Matsuda, Y., Morokuma, T., Ouchi, M., & Shimasaku, K. 2006, *Nature*, 443, 186
- Jauzac, M., Jullo, E., Kneib, J.-P., Ebeling, H., Leauthaud, A., Ma, C.-J., Limousin, M., Massey, R., & Richard, J. 2012, *ArXiv e-prints*
- Jullo, E., Kneib, J.-P., Limousin, M., Elíasdóttir, Á., Marshall, P. J., & Verdugo, T. 2007, *New Journal of Physics*, 9, 447
- Kant, I. 1755, *Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels*
- Kauffmann, G., Heckman, T. M., Tremonti, C., Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., Ridgway, S. E., Brinkmann, J., Fukugita, M., Hall, P. B., Ivezić, Ž., Richards, G. T., & Schneider, D. P. 2003, *MNRAS*, 346, 1055
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998a, *ARA&A*, 36, 189
- . 1998b, *ApJ*, 498, 541
- Kinney, A. L., Calzetti, D., Bohlin, R. C., McQuade, K., Storchi-Bergmann, T., & Schmitt, H. R. 1996, *ApJ*, 467, 38
- Kneib, J.-P. & Natarajan, P. 2011, , 19, 47

- Knox, L., Christensen, N., & Skordis, C. 2001, , 563, L95
- Komatsu, E., Dunkley, J., Nolta, M. R., Bennett, C. L., Gold, B., Hinshaw, G., Jarosik, N., Larson, D., Limon, M., Page, L., Spergel, D. N., Halpern, M., Hill, R. S., Kogut, A., Meyer, S. S., Tucker, G. S., Weiland, J. L., Wollack, E., & Wright, E. L. 2009, *ApJS*, 180, 330
- Labbé, I., Franx, M., Rudnick, G., Schreiber, N. M. F., Rix, H.-W., Moorwood, A., van Dokkum, P. G., van der Werf, P., Röttgering, H., van Starckenburg, L., van der Wel, A., Kuijken, K., & Daddi, E. 2003, , 125, 1107
- Lacey, C. G., Baugh, C. M., Frenk, C. S., & Benson, A. J. 2011, *MNRAS*, 412, 1828
- Laporte, N., Pelló, R., Schaerer, D., Richard, J., Egami, E., Kneib, J. P., Le Borgne, J. F., Maizy, A., Boone, F., Hudelot, P., & Mellier, Y. 2011, *A&A*, 531, A74
- Larson, D., Dunkley, J., Hinshaw, G., Komatsu, E., Nolta, M. R., Bennett, C. L., Gold, B., Halpern, M., Hill, R. S., Jarosik, N., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Odegard, N., Page, L., Smith, K. M., Spergel, D. N., Tucker, G. S., Weiland, J. L., Wollack, E., & Wright, E. L. 2011, *ApJS*, 192, 16
- Lehnert, M. D., Nesvadba, N. P. H., Cuby, J.-G., Swinbank, A. M., Morris, S., Clément, B., Evans, C. J., Bremer, M. N., & Basa, S. 2010, *Nature*, 467, 940
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., González Delgado, R. M., Robert, C., Kune, D. F., de Mello, D. F., Devost, D., & Heckman, T. M. 1999, *ApJS*, 123, 3
- Lidman, C., Hayes, M., Jones, D. H., Schaerer, D., Westra, E., Tapken, C., Meisenheimer, K., & Verhamme, A. 2012, *MNRAS*, 420, 1946
- Lorenzoni, S., Bunker, A. J., Wilkins, S. M., Stanway, E. R., Jarvis, M. J., & Caruana, J. 2011, *MNRAS*, 414, 1455
- Madau, P. 1995, *ApJ*, 441, 18
- Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., Giavalisco, M., Steidel, C. C., & Fruchter, A. 1996, *MNRAS*, 283, 1388
- Madau, P., Haardt, F., & Rees, M. J. 1999, *ApJ*, 514, 648
- Madau, P., Pozzetti, L., & Dickinson, M. 1998, *ApJ*, 498, 106
- Maizy, A., Richard, J., de Leo, M. A., Pelló, R., & Kneib, J. P. 2010, *A&A*, 509, A105
- McLure, R. J., Cirasuolo, M., Dunlop, J. S., Foucaud, S., & Almaini, O. 2009, *MNRAS*, 395, 2196
- McLure, R. J., Dunlop, J. S., Cirasuolo, M., Koekemoer, A. M., Sabbi, E., Stark, D. P., Targett, T. A., & Ellis, R. S. 2010, *MNRAS*, 403, 960
- Mesinger, A., Bryan, G. L., & Haiman, Z. 2009, *MNRAS*, 399, 1650
- Mesinger, A. & Dijkstra, M. 2008, *MNRAS*, 390, 1071

- Michałowski, M., Hjorth, J., & Watson, D. 2010, *A&A*, 514, A67
- Miralda-Escudé, J. 2003, *ApJ*, 597, 66
- Mitra, S., Ferrara, A., & Choudhury, T. R. 2012, ArXiv e-prints
- Mobasher, B., Dickinson, M., Ferguson, H. C., Giavalisco, M., Wiklind, T., Stark, D., Ellis, R. S., Fall, S. M., Grogin, N. A., Moustakas, L. A., Panagia, N., Sosey, M., Stiavelli, M., Bergeron, E., Casertano, S., Ingraham, P., Koekemoer, A., Labbé, I., Livio, M., Rodgers, B., Scarlata, C., Vernet, J., Renzini, A., Rosati, P., Kuntschner, H., Kümmel, M., Walsh, J. R., Chary, R., Eisenhardt, P., Pirzkal, N., & Stern, D. 2005, *ApJ*, 635, 832
- Naoz, S., Noter, S., & Barkana, R. 2006, *MNRAS*, 373, L98
- Newman, J. A. & Davis, M. 2002, *ApJ*, 564, 567
- Oesch, P. A., Bouwens, R. J., Carollo, C. M., Illingworth, G. D., Magee, D., Trenti, M., Stiavelli, M., Franx, M., Labbé, I., & van Dokkum, P. G. 2010a, , 725, L150
- Oesch, P. A., Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Carollo, C. M., Franx, M., Labbé, I., Magee, D., Stiavelli, M., Trenti, M., & van Dokkum, P. G. 2010b, , 709, L16
- Oesch, P. A., Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Gonzalez, V., Trenti, M., van Dokkum, P. G., Franx, M., Labbe, I., Carollo, C. M., & Magee, D. 2012, ArXiv e-prints
- Oke, J. B. 1974, *ApJS*, 27, 21
- Oliver, S. J., Wang, L., Smith, A. J., Altieri, B., Amblard, A., Arumugam, V., Auld, R., Aussel, H., Babbedge, T., Blain, A., Bock, J., Boselli, A., Buat, V., Burgarella, D., Castro-Rodríguez, N., Cava, A., Chanical, P., Clements, D. L., Conley, A., Conversi, L., Cooray, A., Dowell, C. D., Dwek, E., Eales, S., Elbaz, D., Fox, M., Franceschini, A., Gear, W., Glenn, J., Griffin, M., Halpern, M., Hatziminaoglou, E., Ibar, E., Isaak, K., Ivison, R. J., Lagache, G., Levenson, L., Lu, N., Madden, S., Maffei, B., Mainetti, G., Marchetti, L., Mitchell-Wynne, K., Mortier, A. M. J., Nguyen, H. T., O'Halloran, B., Omont, A., Page, M. J., Panuzzo, P., Papageorgiou, A., Pearson, C. P., Pérez-Fournon, I., Pohlen, M., Rawlings, J. I., Raymond, G., Rigopoulou, D., Rizzo, D., Roseboom, I. G., Rowan-Robinson, M., Sánchez Portal, M., Savage, R., Schulz, B., Scott, D., Seymour, N., Shupe, D. L., Stevens, J. A., Symeonidis, M., Trichas, M., Tugwell, K. E., Vaccari, M., Valiante, E., Valtchanov, I., Vieira, J. D., Vigroux, L., Ward, R., Wright, G., Xu, C. K., & Zemcov, M. 2010, *A&A*, 518, L21
- Ono, Y., Ouchi, M., Shimasaku, K., Dunlop, J., Farrah, D., McLure, R., & Okamura, S. 2010, *ApJ*, 724, 1524
- Osterbrock, D. & Ferland, G. 2006, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* (University Science Books)
- Ouchi, M., Mobasher, B., Shimasaku, K., Ferguson, H. C., Fall, S. M., Ono, Y., Kashikawa, N., Morokuma, T., Nakajima, K., Okamura, S., Dickinson, M., Giavalisco, M., & Ohta, K. 2009, *ApJ*, 706, 1136

- Partridge, R. B. & Peebles, P. J. E. 1967, *ApJ*, 147, 868
- Pawlik, A. H., Schaye, J., & van Scherpenzeel, E. 2009, *MNRAS*, 394, 1812
- Peebles, P. 1993, *Principles of Physical Cosmology* (Princeton Series in Physics)
- Penzias, A. A. & Wilson, R. W. 1965, *ApJ*, 142, 419
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., Knop, R. A., Nugent, P., Castro, P. G., Deustua, S., Fabbro, S., Goobar, A., Groom, D. E., Hook, I. M., Kim, A. G., Kim, M. Y., Lee, J. C., Nunes, N. J., Pain, R., Pennypacker, C. R., Quimby, R., Lidman, C., Ellis, R. S., Irwin, M., McMahon, R. G., Ruiz-Lapuente, P., Walton, N., Schaefer, B., Boyle, B. J., Filippenko, A. V., Matheson, T., Fruchter, A. S., Panagia, N., Newberg, H. J. M., Couch, W. J., & Supernova Cosmology Project. 1999, *ApJ*, 517, 565
- Pirard, J.-F., Kissler-Patig, M., Moorwood, A., Biereichel, P., Delabre, B., Dorn, R., Finger, G., Gojak, D., Huster, G., Jung, Y., Koch, F., Le Louarn, M., Lizon, J.-L., Mehrgan, L., Pozna, E., Silber, A., Sokar, B., & Stegmeier, J. in , *Ground-based Instrumentation for Astronomy*. Edited by Alan F. M. Moorwood and Iye Masanori. *Proceedings of the SPIE*, Volume 5492, pp. 1763-1772 (2004)., ed. A. F. M. MoorwoodM. Iye, Vol. 5492, 1763–1772
- Poglitsch, A., Waelkens, C., Bauer, O. H., Cepa, J., Feuchtgruber, H., Henning, T., van Hoof, C., Kerschbaum, F., Krause, O., Renotte, E., Rodriguez, L., Saraceno, P., & Vandenbussche, B. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7010, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Polletta, M., Tajer, M., Maraschi, L., Trinchieri, G., Lonsdale, C. J., Chiappetti, L., Andreon, S., Pierre, M., Le Fèvre, O., Zamorani, G., Maccagni, D., Garcet, O., Surdej, J., Franceschini, A., Alloin, D., Shupe, D. L., Surace, J. A., Fang, F., Rowan-Robinson, M., Smith, H. E., & Tresse, L. 2007, *ApJ*, 663, 81
- Postman, M., Coe, D., Benítez, N., Bradley, L., Broadhurst, T., Donahue, M., Ford, H., Gaur, O., Graves, G., Jouvel, S., Koekemoer, A., Lemze, D., Medezinski, E., Molino, A., Moustakas, L., Ogaz, S., Riess, A., Rodney, S., Rosati, P., Umetsu, K., Zheng, W., Zitrin, A., Bartelmann, M., Bouwens, R., Czakon, N., Golwala, S., Host, O., Infante, L., Jha, S., Jimenez-Teja, Y., Kelson, D., Lahav, O., Lazkoz, R., Maoz, D., McCully, C., Melchior, P., Meneghetti, M., Merten, J., Moustakas, J., Nonino, M., Patel, B., Regös, E., Sayers, J., Seitz, S., & Van der Wel, A. 2012, *ApJS*, 199, 25
- Press, W. H. & Schechter, P. 1974, *ApJ*, 187, 425
- Puget, P., Stadler, E., Doyon, R., Gigan, P., Thibault, S., Luppino, G., Barrick, G., Benedict, T., Forveille, T., Rambold, W., Thomas, J., Vermeulen, T., Ward, J., Beuzit, J.-L., Feautrier, P., Magnard, Y., Mella, G., Preis, O., Vallee, P., Wang, S.-y., Lin, C.-J., Hall, D. N., & Hodapp, K. W. in , *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 5492, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, ed. A. F. M. MoorwoodM. Iye, 978–987

- Rawle, T. D., Chung, S. M., Fadda, D., Rex, M., Egami, E., Pérez-González, P. G., Altieri, B., Blain, A. W., Bridge, C. R., Fiedler, A. K., Gonzalez, A. H., Pereira, M. J., Richard, J., Smail, I., Valtchanov, I., Zemcov, M., Appleton, P. N., Bock, J. J., Boone, F., Clement, B., Combes, F., Dowell, C. D., Dessauges-Zavadsky, M., Ilbert, O., Ivison, R. J., Jauzac, M., Kneib, J.-P., Lutz, D., Pelló, R., Rieke, G. H., Rodighiero, G., Schaerer, D., Smith, G. P., Walth, G. L., van der Werf, P., & Werner, M. W. 2010, *A&A*, 518, L14
- Reach, W. T., Megeath, S. T., Cohen, M., Hora, J., Carey, S., Surace, J., Willner, S. P., Barmby, P., Wilson, G., Glaccum, W., Lowrance, P., Marengo, M., & Fazio, G. G. 2005, , 117, 978
- Reddy, N. A. & Steidel, C. C. 2009, *ApJ*, 692, 778
- Rex, M., Rawle, T. D., Egami, E., Pérez-González, P. G., Zemcov, M., Aretxaga, I., Chung, S. M., Fadda, D., Gonzalez, A. H., Hughes, D. H., Horellou, C., Johansson, D., Kneib, J.-P., Richard, J., Altieri, B., Fiedler, A. K., Pereira, M. J., Rieke, G. H., Smail, I., Valtchanov, I., Blain, A. W., Bock, J. J., Boone, F., Bridge, C. R., Clement, B., Combes, F., Dowell, C. D., Dessauges-Zavadsky, M., Ilbert, O., Ivison, R. J., Jauzac, M., Lutz, D., Omont, A., Pelló, R., Rodighiero, G., Schaerer, D., Smith, G. P., Walth, G. L., van der Werf, P., Werner, M. W., Austermann, J. E., Ezawa, H., Kawabe, R., Kohno, K., Perera, T. A., Scott, K. S., Wilson, G. W., & Yun, M. S. 2010, *A&A*, 518, L13
- Richard, J., Pelló, R., Schaerer, D., Le Borgne, J.-F., & Kneib, J.-P. 2006, *A&A*, 456, 861
- Ricotti, M., Gnedin, N. Y., & Shull, J. M. 2008, *ApJ*, 685, 21
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., Clocchiatti, A., Diercks, A., Garnavich, P. M., Gilliland, R. L., Hogan, C. J., Jha, S., Kirshner, R. P., Leibundgut, B., Phillips, M. M., Reiss, D., Schmidt, B. P., Schommer, R. A., Smith, R. C., Spyromilio, J., Stubbs, C., Suntzeff, N. B., & Tonry, J. 1998, , 116, 1009
- Rodighiero, G., Cimatti, A., Franceschini, A., Brusa, M., Fritz, J., & Bolzonella, M. 2007, *A&A*, 470, 21
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Sawicki, M. & Thompson, D. 2006, *ApJ*, 642, 653
- Schaerer, D. 2002, *A&A*, 382, 28
- . 2003, *A&A*, 397, 527
- Schaerer, D. & de Barros, S. 2009, *A&A*, 502, 423
- . 2010, *A&A*, 515, A73
- Schaerer, D., Hempel, A., Egami, E., Pelló, R., Richard, J., Le Borgne, J.-F., Kneib, J.-P., Wise, M., & Boone, F. 2007, *A&A*, 469, 47
- Schechter, P. 1976, *ApJ*, 203, 297

- Schiminovich, D., Ilbert, O., Arnouts, S., Milliard, B., Tresse, L., Le Fèvre, O., Treyer, M., Wyder, T. K., Budavári, T., Zucca, E., Zamorani, G., Martin, D. C., Adami, C., Arnaboldi, M., Bardelli, S., Barlow, T., Bianchi, L., Bolzonella, M., Bottini, D., Byun, Y.-I., Cappi, A., Contini, T., Charlot, S., Donas, J., Forster, K., Foucaud, S., Franzetti, P., Friedman, P. G., Garilli, B., Gavignaud, I., Guzzo, L., Heckman, T. M., Hoopes, C., Iovino, A., Jelinsky, P., Le Brun, V., Lee, Y.-W., Maccagni, D., Madore, B. F., Malina, R., Marano, B., Marinoni, C., McCracken, H. J., Mazure, A., Meneux, B., Morrissey, P., Neff, S., Paltani, S., Pellò, R., Picat, J. P., Pollo, A., Pozzetti, L., Radovich, M., Rich, R. M., Scaramella, R., Scodreggio, M., Seibert, M., Siegmund, O., Small, T., Szalay, A. S., Vettolani, G., Welsh, B., Xu, C. K., & Zanichelli, A. 2005, , 619, L47
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
- Schmidt, B. P., Suntzeff, N. B., Phillips, M. M., Schommer, R. A., Clocchiatti, A., Kirshner, R. P., Garnavich, P., Challis, P., Leibundgut, B., Spyromilio, J., Riess, A. G., Filippenko, A. V., Hamuy, M., Smith, R. C., Hogan, C., Stubbs, C., Diercks, A., Reiss, D., Gilliland, R., Tonry, J., Maza, J., Dressler, A., Walsh, J., & Ciardullo, R. 1998, *ApJ*, 507, 46
- Schneider, P., Ehlers, J., & Falco, E. E. 1992, *Gravitational Lenses*
- Sheth, R. K. & Tormen, G. 1999, *MNRAS*, 308, 119
- Silva, L., Granato, G. L., Bressan, A., & Danese, L. 1998, *ApJ*, 509, 103
- Siringo, G., Kreysa, E., Kovács, A., Schuller, F., Weiß, A., Esch, W., Gemünd, H.-P., Jethava, N., Lundershausen, G., Colin, A., Güsten, R., Menten, K. M., Beelen, A., Bertoldi, F., Beeman, J. W., & Haller, E. E. 2009, *A&A*, 497, 945
- Smith, G. P., Ebeling, H., Limousin, M., Kneib, J.-P., Swinbank, A. M., Ma, C.-J., Jauzac, M., Richard, J., Jullo, E., Sand, D. J., Edge, A. C., & Smail, I. 2009, , 707, L163
- Smoot, G. F., Bennett, C. L., Kogut, A., Wright, E. L., Aymon, J., Boggess, N. W., Cheng, E. S., de Amici, G., Gulkis, S., Hauser, M. G., Hinshaw, G., Jackson, P. D., Janssen, M., Kaita, E., Kelsall, T., Keegstra, P., Lineweaver, C., Loewenstein, K., Lubin, P., Mather, J., Meyer, S. S., Moseley, S. H., Murdock, T., Rokke, L., Silverberg, R. F., Tenorio, L., Weiss, R., & Wilkinson, D. T. 1992, , 396, L1
- Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., Frenk, C. S., Yoshida, N., Gao, L., Navarro, J., Thacker, R., Croton, D., Helly, J., Peacock, J. A., Cole, S., Thomas, P., Couchman, H., Evrard, A., Colberg, J., & Pearce, F. 2005, *Nature*, 435, 629
- Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Giavalisco, M., Dickinson, M., & Pettini, M. 1999, *ApJ*, 519, 1
- Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Shapley, A. E., Pettini, M., Dickinson, M., & Giavalisco, M. 2003, *ApJ*, 592, 728
- Steidel, C. C., Pettini, M., & Hamilton, D. 1995, , 110, 2519

- Su, J., Stiavelli, M., Oesch, P., Trenti, M., Bergeron, E., Bradley, L., Carollo, M., Dahlen, T., Ferguson, H. C., Giavalisco, M., Koekemoer, A., Lilly, S., Lucas, R. A., Mobasher, B., Panagia, N., & Pavlovsky, C. 2011, *ApJ*, 738, 123
- Swinbank, A. M., Smail, I., Longmore, S., Harris, A. I., Baker, A. J., De Breuck, C., Richard, J., Edge, A. C., Ivison, R. J., Blundell, R., Coppin, K. E. K., Cox, P., Gurwell, M., Hainline, L. J., Krips, M., Lundgren, A., Neri, R., Siana, B., Siringo, G., Stark, D. P., Wilner, D., & Younger, J. D. 2010, *Nature*, 464, 733
- Taniguchi, Y., Ajiki, M., Murayama, T., Nagao, T., Veilleux, S., Sanders, D. B., Komiyama, Y., Shioya, Y., Fujita, S. S., Kakazu, Y., Okamura, S., Ando, H., Nishimura, T., Hayashi, M., Ogasawara, R., & Ichikawa, S.-i. 2003, , 585, L97
- Tanvir, N. R., Fox, D. B., Levan, A. J., Berger, E., Wiersema, K., Fynbo, J. P. U., Cucchiara, A., Krühler, T., Gehrels, N., Bloom, J. S., Greiner, J., Evans, P. A., Rol, E., Olivares, F., Hjorth, J., Jakobsson, P., Farihi, J., Willingale, R., Starling, R. L. C., Cenko, S. B., Perley, D., Maund, J. R., Duke, J., Wijers, R. A. M. J., Adamson, A. J., Allan, A., Bremer, M. N., Burrows, D. N., Castro-Tirado, A. J., Cavanagh, B., de Ugarte Postigo, A., Dopita, M. A., Fatkhullin, T. A., Fruchter, A. S., Foley, R. J., Gorosabel, J., Kennea, J., Kerr, T., Klose, S., Krimm, H. A., Komarova, V. N., Kulkarni, S. R., Moskvitin, A. S., Mundell, C. G., Naylor, T., Page, K., Penprase, B. E., Perri, M., Podsiadlowski, P., Roth, K., Rutledge, R. E., Sakamoto, T., Schady, P., Schmidt, B. P., Soderberg, A. M., Sollerman, J., Stephens, A. W., Stratta, G., Ukwatta, T. N., Watson, D., Westra, E., Wold, T., & Wolf, C. 2009, *Nature*, 461, 1254
- Trenti, M., Bradley, L. D., Stiavelli, M., Oesch, P., Treu, T., Bouwens, R. J., Shull, J. M., MacKenty, J. W., Carollo, C. M., & Illingworth, G. D. 2011, , 727, L39
- Trenti, M., Perna, R., Levesque, E. M., Shull, J. M., & Stocke, J. T. 2012, , 749, L38
- Trenti, M. & Stiavelli, M. 2008, *ApJ*, 676, 767
- van der Burg, R. F. J., Hildebrandt, H., & Erben, T. 2010, *A&A*, 523, A74
- Vega, O., Clemens, M. S., Bressan, A., Granato, G. L., Silva, L., & Panuzzo, P. 2008, *A&A*, 484, 631
- Vernet, J., Dekker, H., D'Odorico, S., Kaper, L., Kjaergaard, P., Hammer, F., Randich, S., Zerbi, F., Groot, P. J., Hjorth, J., Guinouard, I., Navarro, R., Adolfse, T., Albers, P. W., Amans, J.-P., Andersen, J. J., Andersen, M. I., Binetruy, P., Bristow, P., Castillo, R., Chemla, F., Christensen, L., Conconi, P., Conzelmann, R., Dam, J., de Caprio, V., de Ugarte Postigo, A., Delabre, B., di Marcantonio, P., Downing, M., Elswijk, E., Finger, G., Fischer, G., Flores, H., François, P., Goldoni, P., Guglielmi, L., Haigron, R., Hanenburg, H., Hendriks, I., Horrobin, M., Horville, D., Jessen, N. C., Kerber, F., Kern, L., Kiekebusch, M., Kleszcz, P., Klougart, J., Kragt, J., Larsen, H. H., Lizon, J.-L., Lucuix, C., Mainieri, V., Manuputy, R., Martayan, C., Mason, E., Mazzoleni, R., Michaelsen, N., Modigliani, A., Moehler, S., Møller, P., Norup Sørensen, A., Nørregaard, P., Péroux, C., Patat, F., Pena, E., Pragt, J., Reinero, C., Rigal, F., Riva, M., Roelfsema, R., Royer, F., Sacco, G., Santin, P., Schoenmaker, T., Spano, P., Sweers, E., Ter Horst, R., Tintori, M.,

- Tromp, N., van Dael, P., van der Vliet, H., Venema, L., Vidali, M., Vinther, J., Vola, P., Winters, R., Wistisen, D., Wulterkens, G., & Zacchei, A. 2011, *A&A*, 536, A105
- Vernet, J., Kerber, F., Saitta, F., Mainieri, V., D'Odorico, S., Lidman, C., Mason, E., Bohlin, R. C., Rauch, T., Ivanov, V. D., Smette, A., Walsh, J. R., Fosbury, R. A. E., Goldoni, P., Groot, P., Hammer, F., Horrobin, M., Kaper, L., Kjaergaard-Rasmussen, P., Pallavicini, R., & Royer, F. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7016, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Vernet, J., Mason, E., & Martayan, C. 2010, *X-Shooter User Manual (ESO)*
- Walsh, D., Carswell, R. F., & Weymann, R. J. 1979, *Nature*, 279, 381
- Wardlow, J. L., Smail, I., Coppin, K. E. K., Alexander, D. M., Brandt, W. N., Danielson, A. L. R., Luo, B., Swinbank, A. M., Walter, F., Weiß, A., Xue, Y. Q., Zibetti, S., Bertoldi, F., Biggs, A. D., Chapman, S. C., Dannerbauer, H., Dunlop, J. S., Gawiser, E., Ivison, R. J., Knudsen, K. K., Kovács, A., Lacey, C. G., Menten, K. M., Padilla, N., Rix, H.-W., & van der Werf, P. P. 2011, *MNRAS*, 415, 1479
- Willott, C. J., McLure, R. J., Hibon, P., Bielby, R., McCracken, H. J., Kneib, J.-P., Ilbert, O., Bonfield, D. G., Bruce, V. A., & Jarvis, M. J. 2012, *ArXiv e-prints*
- Wise, J. H. & Abel, T. 2007, *ApJ*, 665, 899
- Wise, J. H., Turk, M. J., Norman, M. L., & Abel, T. 2012, *ApJ*, 745, 50
- Wyder, T. K., Treyer, M. A., Milliard, B., Schiminovich, D., Arnouts, S., Budavári, T., Barlow, T. A., Bianchi, L., Byun, Y.-I., Donas, J., Forster, K., Friedman, P. G., Heckman, T. M., Jelinsky, P. N., Lee, Y.-W., Madore, B. F., Malina, R. F., Martin, D. C., Morrissey, P., Neff, S. G., Rich, R. M., Siegmund, O. H. W., Small, T., Szalay, A. S., & Welsh, B. Y. 2005, , 619, L15
- Wyithe, J. S. B. & Loeb, A. 2004, *Nature*, 432, 194
- Yan, H., Finkelstein, S. L., Huang, K.-H., Ryan, R. E., Ferguson, H. C., Koekemoer, A. M., Grogin, N. A., Dickinson, M., Newman, J. A., Somerville, R. S., Dave, R., Faber, S. M., Papovich, C., Guo, Y., Giavalisco, M., Lee, K.-s., Reddy, N., Cooray, A. R., Siana, B. D., Hathi, N. P., Fazio, G. G., Ashby, M., Weiner, B. J., Lucas, R. A., Dekel, A., Pentericci, L., Conselice, C. J., Kocevski, D. D., & Lai, K. 2011a, *ArXiv e-prints*
- Yan, H., Yan, L., Zamojski, M. A., Windhorst, R. A., McCarthy, P. J., Fan, X., Röttgering, H. J. A., Koekemoer, A. M., Robertson, B. E., Davé, R., & Cai, Z. 2011b, , 728, L22
- Yoshida, M., Shimasaku, K., Kashikawa, N., Ouchi, M., Okamura, S., Ajiki, M., Akiyama, M., Ando, H., Aoki, K., Doi, M., Furusawa, H., Hayashino, T., Iwamuro, F., Iye, M., Karoji, H., Kobayashi, N., Kodaira, K., Kodama, T., Komiyama, Y., Malkan, M. A., Matsuda, Y., Miyazaki, S., Mizumoto, Y., Morokuma, T., Motohara, K., Murayama, T., Nagao, T., Nariai, K., Ohta, K., Sasaki, T., Sato, Y.,

- Sekiguchi, K., Shioya, Y., Tamura, H., Taniguchi, Y., Umemura, M., Yamada, T., & Yasuda, N. 2006, *ApJ*, 653, 988
- Zhao, G.-B., Xia, J.-Q., Li, H., Tao, C., Virey, J.-M., Zhu, Z.-H., & Zhang, X. 2007, *Physics Letters B*, 648, 8
- Zheng, W., Postman, M., Zitrin, A., Moustakas, J., Shu, X., Jouvel, S., Host, O., Molino, A., Bradley, L., Coe, D., Moustakas, L. A., Carrasco, M., Ford, H., Benitez, N., Lauer, T. R., Seitz, S., Bouwens, R., Koekemoer, A., Medezinski, E., Bartelmann, M., Broadhurst, T., Donahue, M., Grillo, C., Infante, L., Jha, S., Kelson, D. D., Lahav, O., Lemze, D., Melchior, P., Meneghetti, M., Merten, J., Nonino, M., Ogaz, S., Rosati, P., Umetsu, K., & van der Wel, A. 2012, *ArXiv e-prints*
- Zitrin, A., Moustakas, J., Bradley, L., Coe, D., Moustakas, L. A., Postman, M., Shu, X., Zheng, W., Benítez, N., Bouwens, R., Broadhurst, T., Ford, H., Host, O., Jouvel, S., Koekemoer, A., Meneghetti, M., Rosati, P., Donahue, M., Grillo, C., Kelson, D., Lemze, D., Medezinski, E., Molino, A., Nonino, M., & Ogaz, S. 2012, , 747, L9
- Zwicky, F. 1937, *ApJ*, 86, 217

Table des figures

1.1	L'origine de la Voie Lactée par Le Tintoret, 1570	18
1.2	Classification de Hubble montrant les 3 types de galaxies étudiées par E. Hubble. D'après les résultats de l'équipe SINGS, Kennicutt et al. (2007).	19
1.3	Contribution de la poussière au spectre d'une galaxie.	20
1.4	Comparaison d'un spectre de galaxie sans absorption par la poussière (noir) avec celui d'une galaxie très poussiéreuse (rouge). D'après Devriendt et al. 1999	21
1.5	Allure des spectres des différents types de galaxie d'après Lagache et al. (2005)	22
1.6	Les différentes raies d'émission de l'hydrogène	23
1.7	Les 3 différentes formes possibles d'Univers contraintes par le paramètre k de l'équation de Friedmann. De haut en bas : géométrie sphérique, hyperbolique et plate.	25
1.8	Principe du phénomène de lentille gravitationnelle : les rayons lumineux en provenance d'une source d'arrière plan sont déviés par la masse présente entre la source et l'observateur.	30
1.9	Principe du phénomène de lentille gravitationnelle : schéma explicatif	31
1.10	Formation des premières galaxies d'après Bromm & Yoshida (2011). Dans ce schéma est représentée la formation d'une galaxie à partir d'un halo de matière noire de $\sim 10^8 M_\odot$ s'effondrant à $z \sim 10$ comme suggéré, entre autre par Wise & Abel (2007)	33
1.11	Spectre théorique d'une galaxie en fonction de la métallicité, notée Z , de l'objet : $Z=0$ (étoiles de popIII, courbe noire supérieure à $\lambda \leq 912\text{\AA}$), $Z=10^{-7}$ (rouge), $Z=10^{-5}$ (bleu), $Z=4 \times 10^{-4}$ (vert) et de métallicité solaire (courbe noire inférieure à $\lambda \leq 912\text{\AA}$. La position des raies d'émission Lyman α et d'hélium sont indiquées. Les courbes en traits plein indiquent la contribution des étoiles et des raies d'émissions, alors que les courbes en pointillés montrent seulement la contribution de la population stellaire. D'après Schaerer (2003).	34
1.12	Résultats de la simulation <i>Millennium</i> (Springel et al., 2005) montrant la structure filamenteuse de l'Univers.	35
1.13	Comparaison entre la fonction de luminosité déduite du modèle GALFORM (Cole et al., 2000) et celles observées à $z \sim 3-6$. Les courbes en pointillées représentent la FL corrigée de l'atténuation par la poussière. D'après Lacey et al. (2011)	36

1.14	Évolution de la fonction de luminosité prédite avec modèle GALFORM au delà de $z \sim 7$. D'après Lacey et al. (2011)	37
1.15	Allure du spectre attendu pour une source située à $z_s > z_{reion}$. L'émission Lyman- α et la forêt de Lyman ont été exagérés sur ce schéma. D'après Barkana & Loeb (2001)	38
1.16	Evolution de la fonction de luminosité établie en UV au début de cette étude entre $z \sim 4$ et 7. Les densités numériques sont déduites des données du Hubble Ultra Deep Field, les courbes représentent le meilleur ajustement, avec une fonction de Schechter (Schechter, 1976), des fonctions de luminosités à $z \sim 4$ (bleu), 5 (vert), 6 (rouge) et 7 (violet). Les limites supérieures représentent l'absence d'objet à $z \sim 8$. D'après Bouwens et al. (2008)	39
1.17	Comparaison entre le nombre de sources attendu dans un champ lentillé (trait plein) et dans un champ vide (trait pointillé) pour 3 hypothèses différentes sur la fonction de luminosité (rouge et bleu : non-évolution de la FdL au-delà de $z \sim 6$, noir : évolution publiée dans Bouwens et al. (2008)) . La profondeur ($m_H(1\sigma)=25.5$), la taille ($6' \times 6'$) et l'intervalle en redshift considéré ($\Delta z=1$) sont identiques pour les deux champs de vue. D'après Maizy et al. (2010)	40
1.18	Comparaison des domaines explorés par les différents relevés multi-longueurs d'ondes disponibles en 2009 avec les deux champs de vue que nous étudierons tout au long de ce travail de thèse.	42
2.1	Image composite de l'amas d'A2667 réalisée à partir des images I , Y et Ks utilisées au cours de cette étude. Le champ de vue est d'environ $\sim 7' \times 7'$	44
2.2	Les 4 coupoles du Mont Paranal au Chili avec de gauche à droite UT1(FORS2) à UT4(HAWK-I)	45
2.3	Couverture en longueur d'onde et transmission des filtres I, z (FORS2) et Y, J, H, Ks (HAWK-I).	46
2.4	Le télescope spatial Hubble, projet conjoint de l'ESA et de la NASA lancé en 1990	47
2.5	Le télescope spatial américain Spitzer lancé en 2003 pour observer le rayonnement infra-rouge.	48
2.6	Carte de masse de l'amas d'Abell 2667. Les lignes blanches représentent les contours de même densité de masse projetée, la ligne rouge représente la ligne critique au redshift du grand arc gravitationnel à $z=1.0334$. D'après Covone et al. (2006b).	52
2.7	Différence de photométrie entre SExtractor et IRAF en fonction de la magnitude mesurée par SExtractor	53
2.8	Répartition en magnitude des sources présentes dans les catalogues Y (haut-gauche), J (haut-droite), H (bas-gauche) et K (bas-droite). . .	54
2.9	Complétude des images I, z, Y, J, H et Ks utilisées autour de l'amas d'Abell 2667.	55
2.10	Diagramme couleur-couleur utilisé pour sélectionner des objets à $z \geq 6.5$. L'évolution des galaxies elliptiques (rouge), irrégulières (vert), spirales barrées (Sbc bleu foncé et Sbd bleu clair) est également portée sur ce graphique. L'intervalle en redshift entre chaque point est de 0.1 . . .	58

2.11	Diagramme couleur-couleur utilisé pour la recherche des sources J-dropouts ($z > 8.5$). L'évolution des différents modèles d'évolution des galaxies sont portés sur le graphique avec la même échelle en couleur que sur la figure 2.10.	59
2.12	Trombinoscope du candidat J-dropouts. Chaque image mesure $9'' \times 7.3''$. La position de la source est repérée par un cercle de $2''$ de diamètre.	59
2.13	Trombinoscope des candidats Y-dropouts. Chaque image mesure $9'' \times 7.3''$. La position de chaque source est repérée par un cercle de $2''$ de diamètre, sauf pour les données à $24\mu\text{m}$ où l'échelle est augmentée d'un facteur 2.	61
2.14	Trombinoscope du candidat z-dropout. Chaque image mesure $9'' \times 7.3''$. La position de la source est repérée par un cercle de $2''$ de diamètre.	62
2.15	Répartition du χ_{opt}^2 des sources Y-dropouts (rouge) comparée à celle des sources factices (vert)	64
2.16	Distribution des probabilités de redshift pour les sources les plus brillantes sélectionnées autour de A2667	68
2.17	Distribution des probabilités de redshift pour les sources de l'échantillon en utilisant un <i>prior</i> en luminosité	69
3.1	Vue d'artiste du télescope spatial Herschel lancé le 14 Mai 2009 par l'ESA.	75
3.2	Transmission de chaque filtre utilisé dans le mode imageur de l'instrument PACS. D'après Poglitsch et al. (2008).	76
3.3	L'antenne APEX de 12m de diamètre, prototype des antennes du projet ALMA.	76
3.4	Ajustement des données sub-millimétrique pour les sources z1(haut) et Y5 (bas) en admettant la solution à bas redshift.	80
3.5	Ajustement des données sub-millimétrique pour les sources z1(haut) et Y5 (bas) en admettant la solution à grand redshift.	81
3.6	Meilleur ajustement de l'ensemble des données disponibles entre l'optique et le sub-millimétrique pour les sources z1(haut) et Y5 (bas). Dans chaque cas, la solution à bas redshift est préférée. Les spectres de référence de Chary & Elbaz (2001) (noir pour le meilleur ajustement, violet pour le spectre de référence avec la luminosité infra-rouge maximale), Polletta et al. (2007) (rouge pour le meilleur ajustement, vert pour le meilleur ajustement de la partie visible/proche infra-rouge) et Michałowski et al. (2010) (bleu).	83
3.7	Le projet ALMA (pour <i>Atacama Large Millimeter/submillimeter Array</i>) devrait être opérationnel en 2013 et apportera des contraintes supplémentaires sur les SED des candidats à grand redshift.	85
4.1	X-Shooter installé au foyer du télescope UT2 de l'ESO au Mont Paranal	88
4.2	Vue schématique de l'instrument comprenant les 3 bras d'observations, l'unité de calibration et la caméra d'acquisition et de guidage. D'après Vernet et al. (2011)	89
4.3	Principe du mode d'observation <i>nodding</i> . L'objet est positionné alternativement en A et B.	90
4.4	Observabilité de nos objets au cours de l'année 2011 (en heure par nuit).	91

4.5	Carte de champ utilisée pour l'observation de Z1 avec X-Shooter. La position de la fente, de l'objet de référence et l'orientation du ciel sont indiquées.	96
4.6	Carte de champ utilisée pour Y3	97
4.7	Carte de champ utilisée pour Y7	97
4.8	Carte de champ utilisée pour J1	98
4.9	Exemple de bias utilisé pour le traitement des observations faites avec X-Shooter	99
4.10	Exemple de flat obtenu avec X-Shooter et une lampe au deuterium (gauche) ou une lampe Quartz Tungsten Halogen (droite)	99
4.11	Exemple de dark obtenu pour une heure d'exposition avec X-Shooter	100
4.12	(gauche) Image fournie par la caméra d'acquisition de l'instrument X-Shooter. (droite) Image HAWK-I des filtres H+K utilisées pour la détection des sources. La position des sources de références sont repérées par des cercles bleus, celle du candidat J-dropout est repéré avec un cercle rouge.	102
4.13	Profils des raies Ly α , [OIII] et H α . (Haut) image 2D du spectre réduit. (Milieu-haut) Spectre 1D. (Milieu-Bas) Transmission de l'atmosphère (Bas) et signature des éléments OH de l'atmosphère. . . .	103
4.14	Résultats de 10 ⁴ simulations MC autour de la photométrie de J1. Les différentes données portées sur ces histogrammes sont : l'âge de la population stellaire (en haut à gauche), l'âge de l'objet (en haut à droite), le rougissement (en bas à gauche) et la masse de l'objet (en bas à droite).	106
4.15	Evolution de la largeur équivalente de la raie H α en fonction de l'âge de la population et de la métallicité considérée : Z=0.02Z $_{\odot}$ (rouge) et Z=0.004Z $_{\odot}$ (bleu).	107
4.16	Distribution de la probabilité de redshift calculée par <i>Hyperz</i> en utilisant d'une part la photométrie initiale de J1 (rouge) et d'autre part en tenant compte des raies d'émission (bleu).	109
5.1	Le Canada France Hawaiï Telescope (CFHT) qui culmine au sommet du Mauna Kea à 4200m d'altitude, où est installé depuis 2006 l'instrument WIRCam avec lequel le relevé WUDS a été acquis en 2008.	112
5.2	Position du relevé WUDS (rouge) par rapport aux données du CFHTLS-D3 (bleu) et de WIRDS (vert).	113
5.3	Couverture du spectre électromagnétique des images utilisées pour le projet WUDS	114
5.4	Complétude des images <i>z</i> , <i>Y</i> , <i>J</i> et <i>H</i> utilisées dans la recherche de sources à grand redshift dans le projet WUDS.	116
5.5	Exemples de diagramme couleur-couleur utilisée dans la recherche de sources à <i>z</i> \sim 7 dans le projet WUDS. L'image du haut montre l'évolution des couleurs en fonction du redshift (on note une différence en redshift de 0.1 entre deux ronds noirs consécutifs), alors que celle du bas, montre les critères de couleurs déduits de l'évolution des couleurs.	118
5.6	Répartition des sources de l'échantillon en fonction du redshift (haut) et en fonction de la magnitude en bande <i>z</i> (bas) pour toutes les sources	119

5.7	Répartition en redshift (gauche) et magnitude en bande Y des sources de l'échantillon « classique » (en rouge) et « aveugle » (en noir). . .	122
5.8	Images des 6 candidats i -dropouts les plus brillants sélectionnés dans le relevé WUDS. Chaque candidat est repéré par un cercle de $1.7''$ de rayon sur l'image $I+z$	123
5.9	Distribution de la probabilité de redshift pour les 37 candidats i -dropouts.	123
5.10	Répartition des taux de formation stellaire de l'échantillon i -dropouts.	127
5.11	Trombinoscope des candidats z -dropouts sélectionnés dans le champ de vue de WUDS. Chaque source est repérée par un cercle de $1.7''$ de rayon.	129
5.12	Distribution des probabilités de redshift de chaque source sélectionnée dans le champ de vue de WIRcam obtenue avec le logiciel <i>Hyperz</i> et la librairie standard de spectres de référence.	130
5.13	Trombinoscope des candidats Y -dropouts sélectionnés dans le champ de vue de WUDS. Chaque source est repérée par un cercle de $1.7''$ de rayon. L'image a été lissée pour faciliter le repérage des sources lorsque celles-ci étaient trop faibles.	132
5.14	Distribution des probabilités de redshift de chaque source sélectionnée dans le champ de vue de WIRcam obtenue avec le logiciel <i>Hyperz</i> et la librairie standard de spectres de référence.	133
6.1	Complétudes en fonction du redshift des fenêtres de sélection en couleurs utilisées pour la recherche des premières galaxies dans le relevé WUDS. Chaque courbe correspond à une source ayant une détection à 10σ dans le filtre pivot (c'est-à-dire celui qui se retrouve en abscisse et en ordonnée dans les diagrammes couleur-couleur)	141
6.2	Complétudes des images IZJHK utilisées dans l'étude de l'amas de galaxie Abell 2667 pour des sources ponctuelles limitées par le seeing	142
6.3	Complétude totale en fonction de la magnitude apparente calculée pour l'échantillon de candidats à $z \sim 8$ sélectionné dans le relevé WUDS, en prenant en compte la magnitude de la source et le redshift associé. La zone noire correspond à la variation de complétude liée au redshift de la source et engendré par la fenêtre de sélection en couleur. Dans le cas des sources à $z \sim 8$, la complétude de la fenêtre de sélection est maximale à $z=8.5$ (vert) et minimale à $z=7.5$ (rouge). .	143
6.4	Fonction de luminosité à $z \sim 5$ incluant les points issus du relevé WUDS. Les densités de galaxies publiées dans Bouwens et al. (2007), McLure et al. (2009) et Yoshida et al. (2006) sont également indiquées. La courbe noire présente notre meilleur ajustement de la fonction du luminosité avec $M^*=-20.30$ mag, $\alpha=-1.61$ et $\Phi^*=1.40 \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$.	144
6.5	Intervalle de confiance à 1 et 2σ avec α fixé à -1.61 (gauche) et Φ^* fixé à $1.4 \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$ (droite)	144
6.6	Comparaison des densités numériques de galaxies calculées à partir des échantillons sélectionnés depuis différentes images de détection .	146

6.7	Fonction de luminosité à $z \sim 6$ incluant les points issus du relevé WUDS. Les densités de galaxies publiées dans Bouwens et al. (2007), McLure et al. (2009) et Willott et al. (2012) sont également indiquées. La courbe noire présente notre meilleur ajustement de la fonction du luminosité avec $M^*=-20.18$ mag, $\alpha=-1.90$ et $\Phi^*=1.01 \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$	148
6.8	Intervalles de confiance à 1 et 2σ avec α fixé à -1.90 (gauche) et Φ^* fixé à $1.01 \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$ (droite).	148
6.9	Fonction de luminosité à $z \sim 7$ incluant les points issus du relevé WUDS. Les densités de galaxies publiées dans McLure et al. (2009), Oesch et al. (2010b), Ouchi et al. (2009), Castellano et al. (2010) et Bouwens et al. (2011b) sont également indiquées. La courbe noire présente notre meilleur ajustement de la fonction du luminosité avec $M^*=-20.19$ mag, $\alpha=-1.92$ et $\Phi^*=0.70 \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$	149
6.10	Intervalles de confiance à 1 et 2σ avec α fixé à -1.92 (gauche) et Φ^* fixé à $0.70 \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$ (droite).	149
6.11	Fonction de luminosité à $z \sim 8$ incluant les points issus du relevé WUDS et d'Abell 2667. Les densités de galaxies publiées dans Bouwens et al. (2011c), McLure et al. (2010), Oesch et al. (2012), Oesch et al. (2010b) et Bradley et al. (2012a) sont également indiquées. La courbe noire présente notre meilleur ajustement de la fonction du luminosité avec $M^*=-19.95$ mag, $\alpha=-1.91$ et $\Phi^*=0.54 \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$	151
6.12	Intervalles de confiance à 1 et 2σ avec α fixé à -1.91	152
6.13	Fonction de luminosité à $z \sim 9$ incluant les limites supérieures issues des relevés WUDS et A2667. Les densités de galaxies publiées dans Bouwens et al. (2008), Lorenzoni et al. (2011) ainsi que celles obtenues d'après l'objet de Zheng et al. (2012) en considérant les deux cas d'amplification ($\mu \sim 15$ ou 8) sont également indiquées. La courbe noire présente notre meilleur ajustement de la fonction du luminosité avec $M^*=-19.7$ mag, $\alpha=-1.74$ et $\Phi^*=1.10 \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$	154
6.14	Evolution des intervalles de confiance à 1σ pour $z \sim 5, 6, 7$ et 8. Les intervalles de confiances à 2σ à $z \sim 7$ et 8 ne sont pas tracés pour la clarté du graphique. Dans chaque cas, le paramètre α est fixée à la valeur du meilleur ajustement.	155
6.15	Evolution des trois paramètres de la fonction de Schechter, M^* (haut), Φ^* (bas) et α (milieu), au cours du temps cosmiques. Les points de Oesch et al. (2010a) et Bouwens et al. (2012a) sont également portés sur chacun des graphiques. Pour l'évolution du paramètre M^* , les données de Cucciati et al. (2012) sont également portées. Les droites d'évolution déterminées à partir des résultats de WUDS sont tracées sur chaque graphique : l'évolution moyenne est portée pour α et Φ^* , alors que dans le cas de M^* les valeurs extrêmes sont indiquées.	157
6.16	Variation de la fonction de luminosité dans le domaine de redshift étudié. Les paramètres de Schechter sont ceux issus du meilleur ajustement. Pour des raisons de clarté, la courbe à $z \sim 9$ n'a pas été tracée.	158

7.1	Evolution de la densité du taux de formation stellaire. Les densités calculées à partir des FdL publiées dans les articles citées dans le texte sont portées (à l'exception de celui de Bouwens et al. (2011a) pour lequel la FdL à $z \sim 10$ est ajustée à partir d'un point et de deux limites supérieures). La ligne rouge montre l'ajustement des densités corrigées de l'atténuation par la poussière, la courbe noire ajuste celles non-corrigées. La paramétrisation des deux courbes a été déduite des FdL publiées dans Wyder et al. (2005), Cucciati et al. (2012), Sawicki & Thompson (2006) et celles déterminées au chapitre précédent. . .	164
7.2	Comparaison entre la densité de taux de formation d'étoiles produite par les galaxies ayant une luminosité supérieure à $0.05L^*$ (courbe rouge) et celle requise pour ré-ioniser l'Univers (courbe en tiret-pointillé). La droite en tiret-pointillé est tirée de l'équation 7.5 en adoptant les paramètres de Mitra et al. (2012) et Pawlik et al. (2009) à $z \sim 6$. . .	166
7.3	Influence de la borne inférieure d'intégration de l'équation 7.1. La courbe en pointillée représente la densité de SFR requise pour ré-ioniser totalement l'Univers à $z \sim 6$ en adoptant les paramètres de Mitra et al. (2012) et Pawlik et al. (2009)	167
7.4	Taux de formation stellaires en fonction du redshift des sursauts gamma (GRB) et des Lyman Break Galaxies (LBG). La courbe noire représente les prédictions théoriques du modèle de FdL à grand redshift de Trenti et al. (2012) pour les galaxies de luminosité supérieure à $0.05L_{z=3}^*$, la courbe verte représente la même évolution mais en prenant en compte les galaxies dont la luminosité est supérieure à $0.0001L_{z=3}^*$. D'après Trenti et al. (2012).	168
		169
7.6	Comparaisons des différents relevés multi-longueurs d'ondes disponibles à l'issue de ce travail de thèse avec la surface efficace observée en fonction de la magnitude apparente dans le filtre J	170
7.7	Vue d'artiste du <i>James Webb Space Telescope</i> avec son miroir de 6.5m de diamètre. Lancement prévu en 2018.	171
		172
		173
7.10	Vue d'artiste du futur grand télescope européen (E-ELT) dont la première lumière est prévue pour 2022.	173

Liste des tableaux

1.1	Valeurs des paramètres cosmologiques d'après les données du satellite WMAP Komatsu et al. (2009).	29
2.1	Caractéristiques des images utilisées	46
2.2	Comparaison des profondeurs obtenues avec la méthode "rapide" (gauche) et avec la méthode Monte Carlo (droite) dans des régions représentatives des images.	51
2.3	Propriétés photométriques des images utilisées au cours de cette étude. Les magnitudes sont données dans le système (AB). Les données satellites sont portées dans la deuxième moitié de tableau.	55
2.4	Nombre de sources attendues par domaine de redshift sondé ayant $m \leq m(5\sigma)$ en considérant d'une part une fonction de luminosité évolutive (Bouwens et al., 2011c) et une non-évolution au delà de $z \sim 4$ (Steidel et al., 2003) (dans ce cas, les paramètres de la fonction de luminosité n'incluaient pas de barres d'erreurs, seule la contribution due à la statistique de Poisson est alors prise en compte)	56
2.5	Critères de qualité des sources sélectionnées dans le champ de vue de l'amas d'A2667	63
2.6	χ_{opt}^2 pour les sources sélectionnées	64
2.7	Photométrie des candidats $J-$, $Y-$ et $z-$ dropouts sélectionnés autour de l'amas d'Abell 2667	65
2.8	Propriétés physiques des candidats retenus autour de l'amas A2667.	67
3.1	Photométrie des deux objets détectés sur les images Herschel et APEX. Les magnitudes mesurées sur les images du VLT et de Spitzer sont rappelées dans la première partie du tableau, la seconde partie présente les flux (ou les limites de détection à 1σ) mesurés sur les images Herschel et APEX.	78
3.2	Photométrie AB des candidats sélectionnés par Capak et al. (2011)	82
4.1	Résolution de X-Shooter en fonction du mode d'observation utilisé	89
4.2	Estimation du flux attendu pour différentes raies en émission et différents cas de rougissement en considérant un taux de formation stellaire moyen de $35 M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ et un redshift moyen de $z \sim 2$	93
4.3	Temps d'exposition nécessaires pour obtenir un rapport signal sur bruit de 5 sur les bords des raies selon les différents scénarios de rougissement envisagés.	93

4.4	Temps d'exposition nécessaires pour obtenir un rapport signal sur bruit de 3 sur les bords des raies selon les différents scénarios de rougissement envisagés.	93
4.5	Etoiles de références utilisées et décalage en coordonnées à appliquer au télescope pour pointer les cibles	94
4.6	Caractéristiques des observations proposées avec X-Shooter. Chaque candidat est divisé en 3 Observing Blocks.	95
4.7	Liste des principales raies en émission observables sur un spectre de galaxie	103
4.8	Flux intégré mesuré dans les raies identifiées dans le spectre de J1. Les barres d'erreurs sont données à 1σ . Les limites de détection correspondent à la mesure du bruit dans une ouverture de même diamètre à l'emplacement supposée de la raie.	104
4.9	Mise à jour de la photométrie de l'objet <i>J1</i>	108
5.1	Propriétés photométriques des images utilisées pour la recherche d'objets lointains dans le projet WUDS, où C_{AB} est le coefficient de conversion entre magnitude AB et Vega ($m_{AB}=m_{Vega}+C_{AB}$), t_{exp} le temps d'exposition sur le champ et $m(1\sigma)$ la profondeur de l'image à 1σ	114
5.2	Critères d'extraction utilisés dans <i>SExtractor</i> pour la recherche d'objets lointains dans le relevé WUDS	115
5.3	Nombre de sources attendues dans le relevé WUDS par domaine de redshift sondé ayant $m \leq m(5\sigma)$ dans le filtre qui couvre l'émission UV au repos. Pour les fenêtres en redshift étudiées d'après une image de détection combinant le filtre <i>Y</i> , seul le champ profond de WUDS est exploré.	117
5.4	Critères de couleur utilisés pour rechercher des sources entre $z \sim 5$ et 9 dans le relevé WUDS.	117
5.5	Photométrie des candidats <i>i</i> -dropouts sélectionnés à partir de la méthode « classique ». Les magnitudes présentées ici sont les MAG_AUTO mesurées par <i>SExtractor</i>	124
5.6	Photométrie des candidats <i>i</i> -dropouts sélectionnés à partir de la méthode « classique ». Les magnitudes présentées ici sont les MAG_AUTO mesurées par <i>SExtractor</i>	125
5.7	Propriétés photométriques des 37 candidats <i>i</i> -dropouts. Dans ce tableau sont portées : (1) l'identifiant de la source, (2) le redshift photométrique associé au meilleur ajustement, (3) le χ^2 du meilleur ajustement, (4) le rougissement, (5) l'intervalle de confiance à 1σ sur le redshift photométrique et (6) le taux de formation stellaire estimé d'après le meilleur ajustement.	126
5.8	Photométriques des 6 candidats <i>z</i> -dropouts sélectionnées dans le champ de WUDS. Il s'agit des magnitudes AUTO, dans le système AB.	128
5.9	Propriétés photométriques des 6 candidats <i>z</i> -dropouts. Dans ce tableau sont portées : (1) l'identifiant de la source, (2) le redshift photométrique associé au meilleur ajustement, (3) le χ^2 du meilleur ajustement, (4) le rougissement, (5) l'intervalle de confiance à 1σ sur le redshift photométrique et (6) le taux de formation stellaire estimé d'après le meilleur ajustement.	128

5.10	Photométrie des 4 candidats Y -dropouts sélectionnées dans le champ de WUDS. Il s'agit des magnitudes AUTO, dans le système AB. . .	130
5.11	Propriétés photométriques des 4 candidats Y -dropouts. Dans ce tableau sont portées : (1) l'identifiant de la source, (2) le redshift photométrique associé au meilleur ajustement, (3) le χ^2 du meilleur ajustement, (4) le rougissement, (5) l'intervalle de confiance à 1σ sur le redshift photométrique et (6) le taux de formation stellaire estimé d'après le meilleur ajustement.	131
5.12	Nombre de sources attendues dans le champ de vue du relevé WUDS (gauche) comparé au nombre de sources effectivement sélectionnées (droite)	131
6.1	Influence du nombre d'itérations N sur la valeur de la densité numérique de galaxies. L'échantillon d'objets utilisé ici est celui sélectionné à $z \sim 5$ en utilisant les critères combinés de détection/non-détection et de couleur, soit 730 objets.	138
6.2	Comparaison des barres d'erreur à 1σ dérivées des simulations MC, avec celles intégrant la variance cosmique selon la méthode de Trenti & Stiavelli (2008) sur un échantillon d'objets à $z \sim 5$ repérés dans le relevé WUDS en utilisant la méthode « classique ».	139
6.3	Densités numériques à $z \sim 5$	145
6.4	Forme de la fonction de luminosité de Schechter déterminée dans cette étude comparée à celles publiées précédemment à $z \sim 5$	145
6.5	Densités numériques de galaxies calculées à partir des deux échantillons sélectionnés à $z \sim 6$. Les barres d'erreurs tiennent compte de l'erreur statistique et de la variance cosmique.	146
6.6	Forme de la fonction de luminosité de Schechter déterminée dans cette étude, comparée à celles publiées précédemment à $z \sim 6$	147
6.7	Densités numériques de galaxies calculées à partir des deux échantillons sélectionnés à $z \sim 7$. Les barres d'erreurs tiennent compte de l'erreur statistique et de la variance cosmique.	147
6.8	Forme de la fonction de luminosité de Schechter déterminée dans cette étude, comparée à celles publiées précédemment à $z \sim 7$	150
6.9	Forme de la fonction de luminosité de Schechter déterminée dans cette étude, comparée à celles publiées précédemment à $z \sim 8$	150
6.10	Limite supérieure des densités de galaxies à $z \sim 9$ pour différents domaines de magnification $\mu \pm d\mu$ autour de l'amas d'Abell 2667.	152
7.1	Pentes UV publiées dans Bouwens et al. (2012a). Les barres d'erreur représentent l'erreur systématique.	161
7.2	Evolution de la pente UV en fonction de la luminosité des sources, publiée dans Bouwens et al. (2012a). Les barres d'erreur représentent l'erreur systématique.	161

- 7.3 Densité de photons UV déduites de l'ajustement de la FdL entre $z \sim 5$ et 9. ρ_{UV}^{nc} présente les densités non corrigées de l'atténuation par la poussière, ρ_{UV}^{c1} les densités UV corrigées de l'atténuation en considérant une pente β moyenne au redshift considéré et ρ_{UV}^{c2} les densités UV corrigées en considérant une évolution de β en fonction de la luminosité de l'objet pour chaque intervalle de redshift. Dans chaque cas, les barres d'erreur sont données à 1σ 162
- 7.4 Densité de photons UV déduites des ajustements de la FdL publiés dans Wyder et al. (2005), Sawicki & Thompson (2006), van der Burg et al. (2010), McLure et al. (2009), Bouwens et al. (2011c), Oesch et al. (2010b), Oesch et al. (2012), Cucciati et al. (2012) ainsi que les paramètres déterminées au cours de cette étude. ρ_{UV}^{nc} présente les densités non corrigées de l'atténuation par la poussière et ρ_{UV}^{c1} les densités UV corrigées de l'atténuation en considérant une pente β moyenne au redshift considéré. Dans chaque cas, les barres d'erreurs sont données à 1σ 163

ANNEXE 1 : Éléments de base de cosmologie

Dans cette annexe, nous allons établir les équations mathématiques qui régissent les paramètres de l'Univers. Cette section se veut juste un rappel formel des éléments de bases de cosmologie, que le lecteur pourra compléter avec les nombreuses références bibliographiques et support de cours disponibles (on peut citer par exemple les ouvrages de Coles & Lucchini 2002, Peebles 1993 ou encore Bernardeau 2007).

.1 L'équation de Friedman

On considère dans un premier temps le comportement d'une particule de masse m située à la distance r d'un observateur placé dans un milieu en expansion uniforme dont la masse volumique est ρ . Alors la force gravitationnelle exercée par le milieu (que l'on assimilera à un point de masse M situé au centre de l'Univers) est donnée par :

$$F = G \frac{mM}{r^2} \quad (6)$$

Alors en supposant que l'Univers présente une distribution sphérique homogène de masse, la force gravitationnelle peut s'écrire tel que :

$$F = \frac{4}{3}\pi G.m.r.\rho \quad (7)$$

Le potentiel gravitationnel est défini par :

$$\vec{F} = -g\vec{ad}V \quad (8)$$

d'où :

$$V = -\frac{mM}{r} = -\frac{4}{3}m\pi G\rho r^2 \quad (9)$$

L'énergie cinétique de la particule est donnée par ⁷ :

$$T = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m\dot{r}^2 \quad (10)$$

L'énergie totale correspondant à la somme de l'énergie potentielle et de l'énergie cinétique donne :

$$U = V + T = -\frac{4}{3}m\pi G\rho r^2 + \frac{1}{2}m\dot{r}^2 \quad (11)$$

7. On pose $\frac{dr}{dt} = \dot{r}$

De plus, on sait que l'Univers est en expansion, et que par conséquent son rayon augmente avec le temps et peut alors s'exprimer tel que :

$$\vec{r}(t) = a(t)\vec{x} \quad (12)$$

ou r est la distance réelle de l'objet, x la distance comobile correspondant à la distance faisant abstraction de l'expansion de l'Univers et $a(t)$ le facteur d'échelle de l'Univers. Ainsi l'énergie de la particule s'écrit alors :

$$U = -\frac{4}{3}\pi Gm\rho a^2(t)x^2 + \frac{1}{2}m\dot{a}^2x^2 \quad (13)$$

On en déduit donc :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi g\rho}{3} + \frac{2U}{mx^2a^2} \quad (14)$$

que l'on nomme également **équation de Friedmann** et qui décrit l'expansion de l'Univers. En posant $k = \frac{-2U}{mx^2c^2}$, on retrouve la forme connue de cette équation :

$$\boxed{\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi g\rho}{3} - \frac{kc^2}{a^2}} \quad (15)$$

.2 L'équation des fluides

L'équation de Friedmann ne peut-être utilisée sans considérer l'évolution de la matière au cours des temps cosmiques. D'après le premier principe de thermodynamique, on a :

$$dE + pdV = TdS \quad (16)$$

avec p la pression exercée par la matière, dE son énergie, dS son entropie et dV le volume de l'Univers.

De plus, sachant que $E = mc^2$ et en considérant un volume sphérique de rayon a , on a :

$$E = \frac{4\pi}{3}a^3\rho c^2 \quad (17)$$

Alors l'évolution de l'énergie en fonction du temps est donnée par :

$$\frac{dE}{dt} = 4\pi a^2\rho c^2 \frac{da}{dt} + \frac{4\pi}{3}a^3 \frac{d\rho}{dt} c^2 \quad (18)$$

De même, l'évolution du volume au cours du temps est tel que :

$$\frac{dV}{dt} = 4\pi a^2 \frac{da}{dt} \quad (19)$$

En considérant une expansion adiabatique, alors $dS=0$, et donc en combinant les 3 équations précédentes, on obtient l'équation des fluides :

$$\boxed{\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}\left(\rho + \frac{p}{c^2}\right) = 0} \quad (20)$$

ou $\dot{x} = \frac{dx}{dt}$.

.3 L'équation de l'accélération

En dérivant l'équation de Friedmann (eq. 15) par rapport au temps, on obtient :

$$2\frac{\dot{a}}{a}\frac{a\ddot{a} - \dot{a}^2}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}\dot{\rho} + 2\frac{kc^2\dot{a}}{a^3} \quad (21)$$

que l'on peut réécrire en remplaçant $\dot{\rho}$ par l'expression 20 :

$$\frac{\ddot{a}}{a} - \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = -4\pi G\left(\rho + \frac{p}{c^2}\right) + \frac{kc^2}{a^2} \quad (22)$$

Et finalement, d'après l'équation 15, on obtient l'équation décrivant l'accélération du facteur d'échelle :

$$\boxed{\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + \frac{3p}{c^2}\right)} \quad (23)$$

Les trois équations précédentes constituent une première approximation pour décrire un Univers en expansion.

ANNEXE 1 : Système photométrique

En astronomie, le flux reçu d'une source est mesuré à travers un filtre couvrant un certain intervalle de longueurs d'onde. En pratique, le filtre ne transmet pas tous les photons émis, à une longueur d'onde donnée, par la source mais seulement une fraction. La transmission du filtre, notée $T(\lambda)$, trace cette valeur en fonction de λ . On définit alors le flux monochromatique comme le flux mesuré à une longueur d'onde λ donnée et le flux intégré comme la somme du flux monochromatique sur l'intervalle de longueur d'onde sondé par le filtre tel que :

$$f_i = \int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} f_\lambda(\lambda) T_i(\lambda) \lambda d\lambda \quad (24)$$

où f_i est le flux intégré sur les longueurs d'ondes couvertes par le filtre i , allant de λ_{inf} à λ_{sup} et $f_\lambda(\lambda)$ le flux en fonction de λ .

A partir du flux intégré f_i , on définit la magnitude du filtre i telle que :

$$m_i = ZP - 2.5 \log_{10}(f_i) \quad (25)$$

où ZP est le point zéro des magnitudes, autrement dit la référence des magnitudes pour un système photométrique donné. Tout au long de ce manuscrit nous avons adopté le système **AB** telle que définit dans Oke (1974). Dans ce système, la magnitude dans un filtre i est donnée par :

$$m_{AB} = -48.6 - 2.5 \log_{10}(f_\nu) \quad (26)$$

où f_ν est le flux par intervalle de fréquence exprimé en $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$. Les magnitudes AB peuvent donc être monochromatiques.

ANNEXE 3

Optical dropouts lensed by the cluster A2667. A&A, 2011, 531..74

Résumé

Dans cet article, nous avons cherché à déterminer la nature et les propriétés physiques de 10 galaxies z , Y et J -dropouts sélectionnées dans le champ lentillé de l'amas A2667. Cet amas est la première partie de notre projet visant à obtenir des images profondes entre 0.8 et $2.5\mu\text{m}$ avec ESO/VLT HAWK-I et FORS2 sur un échantillon représentatif d'amas de galaxies tirées de nos relevés multi-longueurs d'ondes obtenus avec Spitzer, Hubble et Herschel. L'objectif est d'identifier un échantillon de galaxies avec $z \sim 7-10$ observables par spectroscopie.

La méthode de sélection utilisée est la méthode classique dite des dropouts basée sur des images profondes en I , z , Y , J , H et Ks ($AB \sim 26-27$, 3σ) pour sélectionner des galaxies candidates à $z \geq 7.5$. Nous avons également utilisé des données IRAC entre 3.6 et $8.0\mu\text{m}$ et MIPS à $24\mu\text{m}$ lorsque celles-ci étaient disponibles. Dans ce papier, nous nous sommes concentré sur un échantillon complet de sources Y - et J - dropouts ayant toutes un excellent rapport signal sur bruit en H et Ks . Un ajustement des SED de chaque source a été utilisé pour contraindre la nature et les propriétés de ces candidats.

10 candidats ont été sélectionnés sur ces images (champ de vue de $7' \times 7'$, $\sim 33\text{arcmin}^2$ une fois corrigé de la dilution à $z \sim 7-10$). Toutes ces sources sont détectées en H et Ks avec une ou plusieurs détections supplémentaires en J , $3.5\mu\text{m}$ et/ou $4.5\mu\text{m}$. La magnitude en bande H de ces objets varie de 23.4 à 25.2 mag et le facteur d'amplification est relativement faible pour toutes ces sources. Cependant bien que le meilleur ajustement de leur SED donne pour chaque objet un redshift photométrique à très grand redshift, le taux de contamination de cet échantillon par des sources à bas-redshift est estimé entre 50 et 75%. La détection de deux objets sur l'image à $24\mu\text{m}$ nous permet de supprimer ces deux sources de notre échantillon final. Ces deux sources restent cependant mal décrites par les spectres de références utilisés couramment.

En conclusion, nous pouvons dire qu'entre 1 et 3 candidats de cet échantillon doivent être des sources à très grand redshift. Toutefois des observations spectroscopiques sont requises pour confirmer (ou réfuter) ces conclusions.

Optical dropout galaxies lensed by the cluster A2667[★]

N. Laporte^{1,2}, R. Pelló^{1,2}, D. Schaerer^{2,3}, J. Richard⁴, E. Egami⁵, J. P. Kneib⁶, J. F. Le Borgne^{1,2}, A. Maizy^{1,2},
F. Boone^{1,2}, P. Hudelot⁷, and Y. Mellier⁷

¹ Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, 31400 Toulouse, France
e-mail: [nicolas.laporte;roser]@ast.obs-mip.fr

² CNRS, IRAP, 14 Avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France
e-mail: Daniel.Schaerer@unige.ch

³ Geneva Observatory, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Versoix, Switzerland

⁴ Institute for Computational Cosmology, Department of Physics, University of Durham, DH1 3LE, UK
e-mail: johan.richard@durham.ac.uk

⁵ Steward Observatory, University of Arizona, 933 North Cherry Avenue, Tucson, AZ 85721, USA
e-mail: eegami@as.arizona.edu

⁶ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, CNRS – Université Aix-Marseille, 38 rue Frédéric Joliot-Curie,
13388 Marseille Cedex 13, France
e-mail: jean-paul.kneib@oamp.fr

⁷ Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, 98 bis boulevard Arago, 75014 Paris, France
e-mail: [hudelot;mellier]@iap.fr

Received 30 September 2010 / Accepted 13 April 2011

ABSTRACT

Context. We investigate the nature and the physical properties of ten z , Y , and J -dropout galaxies selected in the field of the lensing cluster A2667.

Aims. This cluster is part of our project aimed at obtaining deep photometry at ~ 0.8 – 2.5 microns with ESO/VLT HAWK-I and FORS2 on a representative sample of lensing clusters extracted from our multi-wavelength combined surveys with *Spitzer*, HST, and *Herschel*. The goal is to identify a sample of redshift $z \sim 7$ – 10 candidates accessible to detailed spectroscopic studies.

Methods. Our selection is performed using the usual dropout technique based on deep I , z , Y , J , H , and K_s -band images ($AB \sim 26$ – 27 , 3σ), targeting $z \geq 7.5$ galaxy candidates. We also include IRAC data between 3.6 and $8 \mu\text{m}$, and MIPS $24 \mu\text{m}$ when available. In this paper, we concentrate on the complete Y and J -dropout sample among the sources detected with a high signal-to-noise ratio in both H and K_s bands, as well as the bright z -dropout sources fulfilling the color and magnitude selection criteria adopted by Capak and collaborators. SED-fitting and photometric redshifts were used to constrain the nature and the properties of these candidates.

Results. Ten photometric candidates are selected within the $\sim 7' \times 7'$ HAWK-I field of view ($\sim 33 \text{ arcmin}^2$ of effective area once corrected for contamination and lensing dilution at $z \sim 7$ – 10). All of these are detected in H and K_s bands in addition to J and/or IRAC $3.6 \mu\text{m}/4.5 \mu\text{m}$ images, with H_{AB} ranging from 23.4 to 25.2 , and have modest magnification factors between 1.1 and 1.4 . Although best-fit photometric redshifts are obtained at high- z for all these candidates, the contamination by low- z interlopers is expected to be in the range ~ 50 – 75% based on previous studies, and on comparison with the blank-field WIRCAM Ultra-Deep Survey (WUDS). The same result is obtained when photometric redshifts are computed using a luminosity prior, allowing us to remove half of the original sample. Among the remaining galaxies, two additional sources could be identified as low- z interlopers based on a detection at $24 \mu\text{m}$ and the HST z_{850} band. These low- z interlopers are not accurately described by current spectral templates given the large break, and cannot be easily identified based on broad-band photometry in the optical and near-IR domains alone. A good fit at $z \sim 1.7$ – 3 is obtained when assuming a young stellar population together with a strong extinction. Given the estimated dust extinction and high SFRs, some of them could also be detected in the IR or sub-mm bands.

Conclusions. After correction for contaminants, the observed number counts at $z \geq 7.5$ seem to agree with expectations for an evolving LF, and be inconsistent with a constant LF since $z \sim 4$. At least one and up to three candidates in this sample are expected to be genuine high- z sources, although spectroscopy is still needed to confirm this.

Key words. gravitational lensing: strong – galaxies: high-redshift – dark ages, reionization, first stars

1. Introduction

Considerable advances have been made in the past few years in the exploration of the early Universe with the discovery of several $z \sim 6$ – 7 galaxies close to the end of the reionization epoch (e.g. Kneib et al. 2004; Stanway et al. 2004; Bouwens et al. 2004, 2008, 2009, 2010; Iye et al. 2006; Stark et al. 2007;

Bradley et al. 2008; Zheng et al. 2009), whereas five-year WMAP results place the first building blocks at $z = 11.0 \pm 1.4$, suggesting that reionization was an extended process (Dunkley et al. 2009). For now, very few galaxies beyond $z \sim 6.5$ are spectroscopically confirmed (Hu et al. 2002; Cuby et al. 2003; Kodaira et al. 2003; Taniguchi et al. 2005; Iye et al. 2006), and the samples beyond this limit are mainly supported by photometric considerations (Kneib et al. 2004; Bouwens et al. 2004, 2006, 2008, 2009, 2010; Richard et al. 2006, 2008; Bradley et al. 2008; Zheng et al. 2009; Castellano et al. 2010; Capak et al. 2011). Strong evolution has

[★] Based on observations collected at the European Southern Observatory, Paranal, Chile, as part of the ESO 082.A-0163.

been found in the abundance of galaxies between $z \sim 7-8$ and $z \sim 3-4$ (e.g. Bouwens et al. 2008) based on photometrically-selected samples, the star-formation rate (SFR) density being much lower at very high- z up to the limits of the present surveys, in particular towards the bright end of the luminosity function (LF). A similar evolutionary trend is observed in narrow-band surveys searching for Lyman-alpha emitters (e.g. Iye et al. 2006; Cuby et al. 2007; Hibon et al. 2010).

Lensing clusters of galaxies provide a unique and privileged view of the high-redshift Universe. This technique, often referred to as a “gravitational telescope”, was first proposed by Zwicky (1937). It has proven to be highly successful in identifying several of the most distant galaxies known today thanks to magnifications of typically 1–3 mag (e.g. Ellis et al. 2001; Hu et al. 2002; Kneib et al. 2004; Bradley et al. 2008; Zheng et al. 2009).

Our project is based on the photometric pre-selection of high- z candidates in lensing clusters using the Lyman-break technique (LBGs, e.g. Steidel et al. 1995), which has been proven to be successful in identifying star-forming objects up to $z \sim 6$ (Bunker et al. 2004; Bouwens et al. 2004–2009), as well as photometric redshifts. The long-term goal is to substantially increase the present sample of redshift $z \sim 7-12$ galaxies, and to study their physical properties and star-formation activity using a multi-wavelength approach.

This paper presents the first results of the short-term ongoing survey aimed at completing a deep photometric survey at $\sim 0.8-2.5$ microns with HAWK-I at ESO/VLT on a representative sample of strong-lensing clusters at intermediate redshift, extracted from our multi-wavelength combined survey with *Spitzer*/IRAC+MIPS, HST (ACS/WFC3/NIC3), *Herschel* OT key program, and sub-mm coverage. *Herschel* data of this field were obtained with PACS and SPIRE as part of the *Herschel* Lensing Survey (HLS, PI. Egami; see also Egami et al. 2010). These results and data will be described in a forthcoming paper. The presence of a strong lensing cluster within the large field-of-view of HAWK-I ($\sim 7' \times 7'$) is expected to optimize the global efficiency of the survey by combining in a single shot the benefit of gravitational magnification and a large effective surveyed volume (see also Maizy et al. 2010).

In this paper, we concentrate on the complete sample of Y and J -dropout sources selected in the field of the lensing cluster A2667 (Abell 2667, $\alpha = 23:51:39.35$ $\delta = -26:05:03.1$ J2000, $z = 0.23$). For comparison, we also examine the bright z -dropout sources fulfilling the color and magnitude selection criteria adopted by Capak et al. (2011). All the candidates are selected to represent star-forming galaxies at $z \gtrsim 7.5$, and to be bright enough for spectroscopic follow-up, although a large fraction of galaxies selected in this way could be low- z contaminants. SED-fitting and photometric redshifts are used to constrain the nature and the properties of these candidates. The results achieved on the luminosity functions in the $z \gtrsim 7.0$ redshift domain will be presented elsewhere.

In Sect. 2, we summarize the photometric observations and data reduction. We also describe the construction and analysis of photometric catalogs. The selection of different dropout candidates is presented in Sect. 3. The properties of the selected candidates, including spectral energy distributions (hereafter SEDs), SED-fitting results, and photometric redshifts are described in Sect. 4, together with a discussion of the reliability of the different high- z candidates when photometric redshifts include a luminosity prior. In Sect. 5, we discuss the global properties of this sample, in particular the expected versus observed number counts. We compare our results with previous findings and

Table 1. Photometric dataset: ground-based optical and near-IR imaging used in the selection of high- z candidates (top) and space-based complementary data (bottom).

Filter	λ_{eff} [nm]	C_{AB} [mag]	t_{exp} [ks]	Pix ["]	$m(3\sigma)$ [mag]	$m(50\%)$ [mag]	Seeing ["]
I	793	0.45	13.0	0.126	27.5	26.8	0.47
z_1	920	0.54	12.7	0.126	26.1	25.7	0.91
z_2	920	0.54	13.2	0.126	26.0	25.7	0.54
Y	1021	0.62	8.6	0.106	26.9	26.3	0.61
J	1260	0.95	9.2	0.106	26.3	25.7	0.64
H	1625	1.38	25.3	0.106	26.8	26.5	0.46
K_s	2152	1.86	11.0	0.106	25.9	25.8	0.47
							Ref.
z_{850}	910.6	0.54	8.8	0.05	26.1	A	
$3.6 \mu\text{m}$	3575	2.79	16.8	1.2	25.1		
$4.5 \mu\text{m}$	4528	3.25	17.4	1.2	25.2		
$5.8 \mu\text{m}$	5693	3.70	2.4	1.2	22.7	B	
$8.0 \mu\text{m}$	7958	4.37	2.4	1.2	22.8	B	
$24 \mu\text{m}$	23843	6.69	2.7	2.55	18.7	C	

Notes. Information given in this table: filter identification, filter effective wavelength, and AB correction ($m_{AB} = m_{\text{Vega}} + C_{AB}$), total exposure time, pixel size, 3σ limiting magnitude, and average seeing. For the filters used in the high- z sample selection, the 50% completeness level is also indicated (point source, $1.3''$ diameter aperture).

References. Richard et al. (2008), Egami et al. (2004), Rigby et al. (2008).

discuss the nature of low- z contaminants. Conclusions are given in Sect. 6. The concordance cosmology is adopted throughout this paper, with $\Omega_{\Lambda} = 0.7$, $\Omega_{\text{m}} = 0.3$ and $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. All magnitudes are quoted in the AB system (Oke & Gunn 1983). Table 1 presents the conversion values between Vega and AB systems for our photometric dataset.

2. Observations and data analysis

2.1. Ground-based optical and near-IR imaging

The selection of high- z candidates is based on deep optical and near-IR imaging. A2667 was observed with HAWK-I in the near-infrared domain (~ 0.9 to $2.2 \mu\text{m}$, covering the four bands Y , J , H , and K_s), and with FORS2 in I and z bands, between October and November 2008. Data reduction and processing included photometric calibration, bias subtraction, flat-fielding, sky subtraction, registration, and combination of images using IRAF, closely following the general procedures described in Richard et al. (2006). Table 1 summarizes the properties of the photometric dataset used in this paper.

For the FORS2 data, we used a standard flat-field correction and combination of the individual frames with bad-pixel rejection. In addition to the z band image matching the HAWK-I field (hereafter z_1), an older image of similar quality centered on the cD galaxy, obtained in June 2003 (71.A-0428, hereafter z_2) was used to confirm the non-detection of high- z candidates in the common area.

For HAWK-I data, we used the ESO pipeline¹ to process and combine all individual images, refining the offsets between the different epochs of observations when producing the final stack. This procedure performs a two-step sky subtraction, using masks to reject pixels located on bright objects, similar

¹ See <http://www.eso.org/sci/data-processing/software/pipelines/index.html>

to the XDIMSUM package described in Richard et al. (2006). The photometric calibration was checked against 2MASS stars present in the field of view, taking into account the relative flat-field normalisations between each one of the four HAWKI chips. Before combining, we applied individual weight values according to $weight \propto (ZP \times var \times s^2)^{-1}$, where individual zero-point ZP and seeing s values were obtained from the brightest unsaturated stars around the field, and pixel-to-pixel variance var was derived through statistics within a small region free of objects.

Photometric zero-points were derived from LCO/Palomar NICMOS standard stars (Persson et al. 1998). The final accuracy of our photometric calibration was checked by comparing the observed colors of cluster elliptical galaxies, measured on images matched to the worst seeing in our data (i.e. $\sim 0.9''$ in the z_1 band), to match expectations based on the empirical SED template compiled by Coleman, Wu, and Weedman (CWW 1980). According to this check, we expect our final photometric catalog to be accurate to about 0.05 mag throughout the wavelength domain between I and Ks .

All HAWK-I images were registered and matched to a common seeing using a simple Gaussian convolution to derive magnitudes and colors, the worst case being the J band image. Astrometric calibration was performed in a standard way (see e.g. Richard et al. 2006), reaching an absolute accuracy of $\sim 0.2''$ for a whole HAWK-I field of view. Images in the I and z bands were registered to the HAWK-I images using standard IRAF procedures for rotation, magnification, and resampling of the data. These images were mainly used to exclude well-detected low- z interlopers.

All high- z candidates are expected to be detected in the H and Ks bands and undetected in I and z bands. Therefore, the original H and Ks band images were combined to create an $H + Ks$ detection image with excellent seeing quality ($\sim 0.47''$). The original unregistered images in I and z bands were used for the visual inspection of the Y -dropout candidates. Error bars and non-detection criteria were also determined for the original images (see below). Photometry for the z and Y -dropout sample was also obtained with near-IR images matched to the worst seeing in our data to check for consistency with observed colors.

We used the *SExtractor* package version 2.8 (Bertin & Arnouts 1996) for detection and photometry. Magnitudes were measured in all images with the *SExtractor* “double-image” mode, using the $H + Ks$ detection image as a reference. Magnitudes were measured within different apertures ranging from 1 to $2''$ diameter, as well as MAG_AUTO magnitudes. We checked that colors derived with different choices of aperture and magnitude types are consistent with each other within the errors. Photometric errors were measured using the typical RMS in the pixel distribution of the original images (without any seeing matching or rescaling), within apertures of the same physical size as for flux measurements (either aperture or MAG_AUTO magnitudes). Photometric errors measured in the original images were also used to compute 3σ limiting magnitudes in each band, which are reported in Table 1. Errors in the colors were derived from the corresponding magnitude errors added quadratically.

Completeness values for point-sources detected in the different bands were obtained using Monte Carlo techniques. Artificial stars (i.e., seeing limited sources) were added at ~ 700 different random locations on our images, then extracted using the same parameters for detection and photometry as for astronomical sources. The seeing was measured on the original co-added images. The corresponding results are shown in Fig. 1 and Table 1.

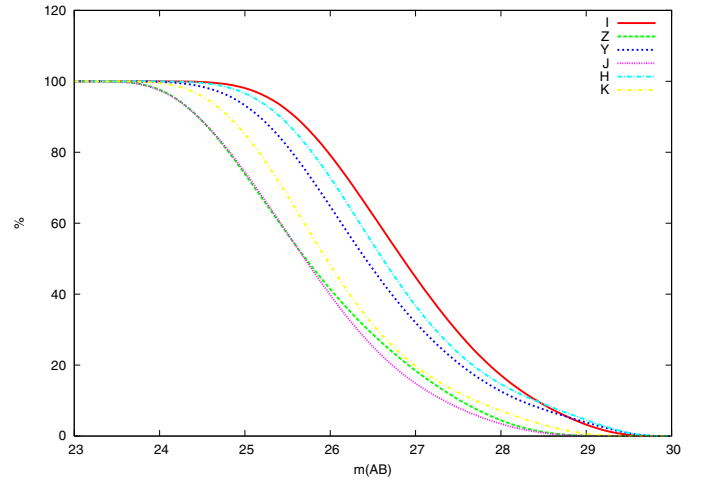


Fig. 1. Completeness levels obtained from simulations for the different bands used for high- z sample selection: I (solid red line), z (dashed green line), Y (dotted blue line), J (dotted magenta line), H (dot-dashed cyan line), and Ks (dot-dashed yellow line).

2.2. Other imaging observations

In addition to the images used for high- z sample selection, SED analysis is also supported by additional data when available for the candidates, namely:

- images of Abell 2667 were obtained in the 3.6, 4.5, 5.8, and $8.0 \mu\text{m}$ bands as part of the GTO Lensing Cluster Survey (Program 83, PI. Rieke), using the Infrared Array Camera (IRAC; Fazio et al. 2004) onboard the *Spitzer* Space Telescope (Werner et al. 2004). In addition, deeper exposures were obtained at 3.6 and $4.5 \mu\text{m}$ in August 2009 (Program 60034, PI. Egami). All these images were processed according to Egami et al. (2006). IRAC magnitudes were measured within a $2''$ diameter aperture and corrected according to the Instrument Handbook (v.1.0, February 2010). The field of view is $5.2' \times 5.2'$;
- we also gathered $24 \mu\text{m}$ images in this field obtained with MIPS (Rieke et al. 2004), which were processed as described by Rigby et al. (2008);
- a deep HST F850LP/ACS image is also available for the cluster core (8.8 ks, PI. Ellis; see also Richard et al. 2008). Photometry in this band is referred to as z_{850} hereafter.

The properties of the complete photometric dataset used in this paper are summarized in Table 1, where the 3.6 and $4.5 \mu\text{m}$ images refer to the most recent and higher quality dataset.

3. Selection of high- z galaxy candidates

The original catalog on the HAWK-I field of view includes $\sim 5 \times 10^4$ objects over a $\sim 45 \text{ arcmin}^2$ area with more than 75% of the exposure time on the HAWK-I images. Since high- z candidates should be detected in both the H and Ks bands, we first require a detection above 5σ level in both filters within a $1.3''$ diameter aperture. This means selecting sources with $H < 26.22$ and $Ks < 25.43$, corresponding to a completeness level in our survey of $\geq 70\%$ for point sources (see Fig. 1). We also require less than a 2σ level detection in both I and z bands. This selection yields a sample of 175 objects after removing all noisy areas on the I and z images, i.e. a common clean area of $\sim 42 \text{ arcmin}^2$ (equivalent to $\sim 33 \text{ arcmin}^2$ after correction for lensing dilution).

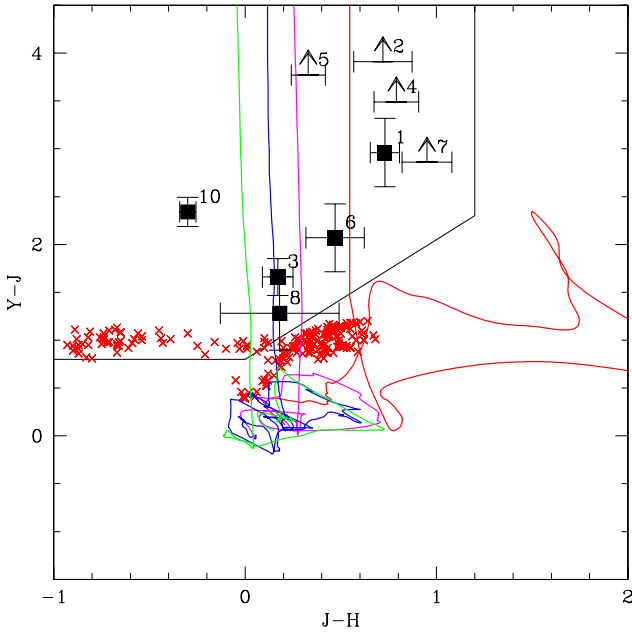


Fig. 2. Color-color diagram showing the position expected for spectral templates with redshifts $z \sim 0-9.0$: E-type galaxies (CWW; red solid line), Im-type galaxies (blue line), and starburst templates of Kinney et al. (1996) (magenta and green lines). Red crosses show the colors of M, L, and T, stars from the SpeX Prism libraries of Burgasser et al. (2006). Black lines delimit our selection window for $z \geq 7.3$ galaxies. Our 9 Y -dropout candidates are marked with black squares and arrows: #1 to #8 correspond to Y1 to Y8, whereas #10 is z1.

We then apply the following criteria to the remaining sample to select objects at $z > 7$:

- $Y - J > 0.8$, $J - H < 1.2$, and $Y - J > 1.25 \times (J - H) + 0.8$. This window, based on simulations using different spectral templates, selects Y -dropout $z \geq 7.3$ candidates. Figure 2 displays the corresponding color-color diagram for different models, namely E-type galaxies (CWW), Im-type galaxies (constant star-formation model from Bruzual & Charlot 1993, 2003), and starburst templates of Kinney et al. (1996), together with the selection window. Other galaxy templates, such as the UV-to-radio spectral templates of galaxies and AGN from Polletta et al. (2007) used subsequently but not shown here, populate a very similar area in this and other color-color plots. We also show the synthetic colors of cool stars (M, L, T types) from the SpexGrism spectral library (see Burgasser et al. 2006, and references therein)²;
- $J - H > 0.76$, $H - K_s < 0.5$, and $J - H > 1.3 \times (H - K_s) + 0.76$ illustrated in Fig. 3. Furthermore, we require a non-detection in the Y band, below the 2σ limit. This window is intended to select J -dropout candidates in the range $8 \lesssim z \lesssim 10$ that are well detected in H and K_s bands (cf. Richard et al. 2006). The corresponding color-color plot is shown in Fig. 3;
- The z -dropout selection criteria adopted by Capak et al. (2011) for their sample, i.e. $J < 23.7$ (their 5σ detection level), $z - J \geq 1.5$, $J - K_s > 0$, and $K_s - 4.5 \mu\text{m} > 0$ (cf. Fig. 4). The last criterion involving the $4.5 \mu\text{m}$ band was not applied to our sample given the partial coverage of the HAWK-I field of view. Figure 4 displays the corresponding color-color plot. This selection does not in particular make use of the Y band filter, which is in-between z and J , available for our observations.

² See <http://www.browndwarfs.org/spexprism>

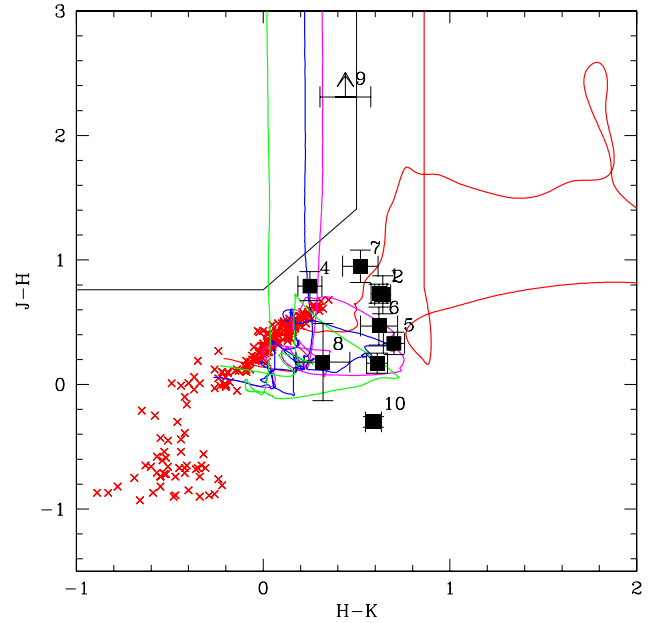


Fig. 3. Same as Fig. 2 for $(J - H)$ versus $(H - K)$ colors showing one J -drop candidate (J1, #9) and the 9 Y -dropout candidates (same identifications as in Fig. 2).

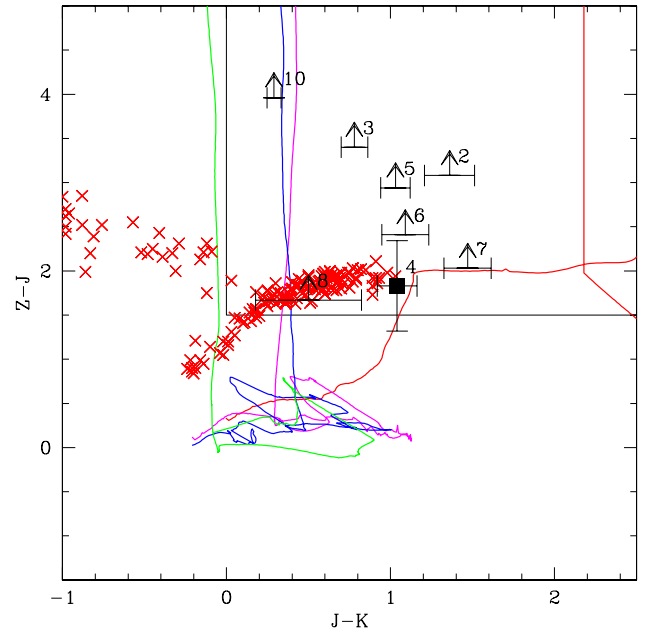


Fig. 4. Same as Fig. 4 for $(z - J)$ versus $(J - K)$ colors. Thin black lines denote the selection window (c) (the same as in Capak et al. 2011). The same identifications as in Figs. 2 and 3 are used for the dropout candidates.

There is some overlap between the z and Y bands, leading to somewhat ill-defined dropout criteria in $z - Y$. For this reason, we instead use $Y - J$ and $z - J$ in the above selection windows. Including the Y band provides us with a useful discrimination tool between high- z galaxies and cool stars, as shown in Fig. 2, while improving photometric redshifts.

The blind selection windows (a) and (b) include 48 and 52 sources, respectively (25 sources in common), i.e. 75 candidates in total out of the initial sample of 175 optical dropouts. We note that this selection does not introduce any restriction in magnitude, except for the $\geq 5\sigma$ level detection in H and K_s . When

Table 2. Catalogue of z , Y , and J -dropouts in A2667.

Source	RA (J2000)	Dec (J2000)	H	ΔH	Stell.	$FWHM$ [$''$]	μ high- z	μ low- z	$\Delta\mu$	$Q1$	$Q2$	$Q3$	Q	χ^2_{opt}	Final
z1	23:51:45.837	-26:7:07.20	23.59	0.03	0.03	0.74	1.169	1.119	0.018	3	3	1	7-I	-0.03	(low)
Y1	23:52:00.157	-26:8:30.31	23.35	0.03	0.03	0.95	1.028	1.012	0.003	1	1	2	4-III	1.00	low
Y2	23:51:57.156	-26:4:02.37	23.45	0.03	0.40	0.58	1.108	1.031	0.007	2	2	1	5-III	1.19	low
Y3	23:51:43.332	-26:8:00.89	23.68	0.04	0.02	1.24	1.128	1.059	0.012	3	3	2	8-I	0.54	high
Y4	23:51:35.750	-26:7:10.65	23.80	0.04	0.12	0.74	1.371	1.111	0.020	1	3	2	6-II	0.64	high
Y5	23:51:54.448	-26:3:13.65	23.98	0.04	0.03	0.96	1.149	1.037	0.007	2	2	2	6-II	0.68	?
Y6	23:51:53.437	-26:4:29.94	24.37	0.08	0.02	1.81	1.167	1.067	0.011	1	1	3	5-III	0.07	low
Y7	23:51:56.568	-26:7:51.45	24.27	0.05	0.02	1.13	1.045	1.021	0.005	3	3	2	8-I	0.00	low
Y8	23:51:37.151	-26:2:30.46	25.40	0.08	0.97	0.46	1.183	1.140	0.018	1	2	3	6-II	0.58	low
J1	23:51:34.855	-26:3:32.74	25.21	0.08	0.97	0.55	1.299	1.398	0.033	3	3	2	8-I	0.60	(low)

Notes. Information given in this table: (1) Object identification; (2, 3) α and δ J2000; (4, 5) AUTO magnitudes and error bars in H band; (6, 7) SExtractor stellarity index and maximum $FWHM$ measured on the detection $H + Ks$ image; (8, 9, 10) lensing magnification (high- z and low- z hypothesis) and associated uncertainty; (11, 12, 13) quality grade for high- z candidates according to three criteria: possible contamination by close neighbours ($Q1$), completeness and quality of photometric SED ($Q2$), and UV luminosity ($Q3$); (14) total grade Q ; (15) optical χ^2 , and (16) tentative classification between low and high- z using a stringent prior in magnitude. In the case of z1 and J1 (in brackets), the low- z identification is forced based on the detections in the $24\ \mu\text{m}$ and z_{850} bands, respectively, for z1 and J1 (see Sect. 4.6).

applying the z -dropout selection criteria (c), 8 sources are found. All of these optical dropouts were carefully examined by a visual inspection in the different (original) bands to reject both spurious detections in the near-IR images and false non-detections in the I and z bands. The main sources of contamination were images detected within the haloes of bright galaxies leading to fake measurements or highly contaminated photometry. A mask was created to remove these regions from the subsequent analysis, that corresponds to $\sim 15\%$ of the total surface.

We also checked that the selection based on the detection in H and Ks bands does not introduce a bias against intrinsically blue sources (see e.g. Finkelstein et al. 2010). The selection was repeated with the requirement of a detection above 5σ in the H -band alone, all the other conditions for optical dropouts being the same. This new selection includes all the previous objects plus four additional sources, but none of them survived the manual inspection.

At the end of the visual inspection, only 10 candidates survived from the original sample. Their photometry is listed in Table 3. The brightest one in J is the only source retained by selection criteria (c) after manual inspection (identified hereafter as z1). This source and 8 additional objects fulfill the YJH color selection (a) (cf. Fig. 2), which closely follows the selection previously adopted by Bouwens et al. (2008) and Richard et al. (2008) in zJH . The latter 8 objects, denoted as Y1 to Y8, are listed in order of increasing H band magnitude within $1.3''$ -aperture (cf. Table 3). We subsequently refer to these 9 sources as Y -drop candidates.

Only one candidate, J1, fulfills the selection criteria (b) based on $JHKs$, and is also consistent with the $z \sim 9J$ -drop selection criteria by Bouwens et al. (2010, see Fig. 3). This object was formally detected in the I band at $\leq 2\sigma$ level (double-image mode), as indicated in Table 3, although no convincing counterpart is seen in this image (see also Fig. 11). This source has a counterpart detected on the HST F850LP/ACS image, as discussed in Sect. 4.1 below.

We note that all Y -dropout candidates excepted z1 are too faint to be selected by the original Capak et al. criteria (i.e. intrinsic lensing-corrected $J \geq 24$, see below). When the same color selection (c) is applied to fainter J -band magnitudes, up to $J < 25.7$ (our own 5σ detection level), 22 objects are selected

after manual inspection. Among them, all our Y candidates except Y4 are found. Indeed, Y4 was formally detected in the reference z band at $\leq 2\sigma$ level (as indicated in Table 3, double-image mode), although there is no clear counterpart seen on this image and it is also not detected in the z_2 field. This sample of fainter z -dropout candidates will be discussed elsewhere in a upcoming paper.

We concentrate hereafter on the bright z -dropout z1 and the nine Y and J -dropout candidates. For all these objects, we checked that their spectral energy distribution (hereafter SED) remains the same when using SExtractor aperture and MAG_AUTO magnitudes. MAG_AUTO magnitudes were preferred for the subsequent analysis because they are closer to total magnitudes.

4. Results

4.1. Observed properties of the high- z candidates

The identification, position, and morphology of the ten bright Y and J -dropouts selected in this field is given in Table 2. Table 3 summarizes their photometric properties, and Fig. 11 displays the corresponding postage stamps. Except for J1, all candidates are detected in the J , H , and Ks bands. The observed H and Ks band magnitudes of our objects range typically from ~ 23 to 25, i.e. in a regime where our sample is close to 100% complete. For the high- z candidates in the common area between z_1 and z_2 fields of view (namely z1, Y3, Y4, Y5, Y6, Y8 and J1), we also verified the independent non-detection in the two original images.

The SExtractor stellarity index³ and the $FWHM$ along the major axis, both measured on the $H + Ks$ detection image, were used to quantify the morphology of our candidates. This information was only used, in addition to colors, to assess the possible contamination by cool stars. The reliability of the SExtractor stellarity index for galaxies diminishes towards the faintest magnitudes. We checked that a reliable index can be obtained up to $HK \sim 24.5$ for our combined image, becoming hazardous for fainter sources and highly unreliable at $HK \geq 25.0$, where the

³ This index ranges between 0.0 for extended sources and 1.0 for unresolved ones (see Bertin & Arnouts 1996).

Table 3. Photometric catalogue of bright z , Y , and J -dropouts in A2667.

Source	I	z	Y	J	H	K_s	$3.6 \mu\text{m}$	$4.5 \mu\text{m}$	$5.8 \mu\text{m}$	$8.0 \mu\text{m}$	$24 \mu\text{m}$
z1(*)	>28.7	>27.2	25.63 ± 0.15	23.29 ± 0.03	23.59 ± 0.03	23.00 ± 0.03	21.79 ± 0.01	21.38 ± 0.01	–	21.41 ± 0.10	17.57 ± 0.12
Y1	>28.7	–	27.04 ± 0.35	24.08 ± 0.07	23.35 ± 0.03	22.73 ± 0.03	–	–	–	–	–
Y2	>28.7	>27.2	>28.1	24.17 ± 0.15	23.45 ± 0.03	22.81 ± 0.03	–	21.80 ± 0.01	–	–	–
Y3(*)	>28.7	>27.2	25.51 ± 0.18	23.85 ± 0.07	23.68 ± 0.04	23.07 ± 0.04	22.84 ± 0.04	22.52 ± 0.03	–	–	>19.93
Y4(*)	>28.7	26.42 ± 0.50	>28.1	24.59 ± 0.11	23.80 ± 0.04	23.55 ± 0.05	23.19 ± 0.06	22.91 ± 0.04	>23.93	>23.98	>19.93
Y5(*)	>28.7	>27.2	>28.1	24.31 ± 0.08	23.98 ± 0.04	23.28 ± 0.04	22.74 ± 0.04	22.47 ± 0.03	–	–	–
Y6(*)	>28.7	>27.2	26.91 ± 0.33	24.84 ± 0.13	24.37 ± 0.08	23.75 ± 0.06	–	–	–	–	–
Y7	>28.7	>27.2	>28.1	25.22 ± 0.12	24.27 ± 0.05	23.75 ± 0.08	22.53 ± 0.03	22.68 ± 0.03	–	–	18.78 ± 0.36
Y8(*)	>28.7	>27.2	26.86 ± 0.24	25.58 ± 0.30	25.40 ± 0.08	25.08 ± 0.12	–	–	21.24 ± 0.10	22.12 ± 0.19	>19.93
J1(*)	27.39 ± 0.49	>27.2	>28.1	>27.5	25.21 ± 0.08	24.77 ± 0.11	24.82 ± 0.25	24.80 ± 0.22	21.96 ± 0.18	22.23 ± 0.21	>19.93

Notes. Information given in this table: (1) object identification, AUTO magnitudes in filters I to K_s (Cols. 2 to 7), corrected $2''$ diameter aperture magnitudes for IRAC 3.6, 4.5, 5.8 and $8.0 \mu\text{m}$ (8, 9, 10, 11), and MIPS $24 \mu\text{m}$ (12). (*) These objects are also non-detected on the 13.2 ks z -band FORS2 image centered on the cluster core. Non-detections are indicated as 1σ upper limits.

signal-to-noise ratio (S/N) significantly drops below ~ 10 . From Table 2, it appears that all our sources seem to be inconsistent with stars, except Y8 and J1, which are too faint for a robust morphological classification based on the detection image. As shown in Figs. 2 to 4, all candidates besides Y8 display colors that are clearly incompatible with cool stars.

J1 is the only candidate located on the central area covered by the HST F850LP/ACS image. A faint and compact object is indeed detected in this image, with $FWHM \sim 0.1''$ (SExtractor stellarity parameter is 0.7), and $z_{850} = 27.39 \pm 0.18$ (MAG_AUTO on the original HST image). This magnitude is fully consistent with the non-detection in the ground-based z -band images ($AB \sim 27.2$ at 1σ level), and confirms the important break between optical and near-IR bands for this object, which is the faintest one in our sample.

High quality magnitudes were extracted for six and seven sources in the IRAC $3.6 \mu\text{m}$ and $4.5 \mu\text{m}$ images, respectively. For the remainder, only partial data is available (Y1, Y2), or the photometry is strongly contaminated by nearby sources (see Fig. 11). The only candidates clearly detected and reported in Table 3 for the shallow $5.8 \mu\text{m}$ and $8.0 \mu\text{m}$ images are z1, Y8 and J1, even though magnitudes are dubious for Y8 and J1 because of a crowded environment. Two objects, z1 and Y7, are clearly detected in the MIPS $24 \mu\text{m}$ image.

4.2. Magnification of the drop-out sources

The lensing model for A2667 was originally obtained by Covone et al. (2006). We use this model to compute the magnification maps at different source redshifts with the public lensing software Lenstool⁴, including the new MCMC optimization method (Jullo et al. 2007) providing Bayesian estimates of model parameters.

⁴ <http://www.oamp.fr/cosmology/lenstool>

The mass model was used to derive the magnification factor of each object and its associated error bars, for both the high and low- z solutions (i.e. typical redshifts of $z \sim 7.5$ – 9.0 and $z \sim 1.7$ – 2.0 respectively, see Sect. 4.3). These values are given in Table 2. The magnification factors of our objects typically range between 1.1 and 1.4, e.g. ~ 0.4 mag being largest for Y4 and J1. None of these candidates is expected to be a multiple image.

Given the location of our candidates with respect to the critical lines, in either the high or in the low- z solutions, the uncertainty in the magnification associated with the uncertainty in the redshift is in all cases smaller than 10%. The magnification factor at a given position in the image plane varies slowly with redshift for sources located more than $\sim 10''$ apart from the critical lines, and this is indeed the case for all our candidates. Error bars in magnification are also given in Table 2, including both uncertainties in the source redshift and systematic errors due to the choice of the parametrization in lensing modelling (see e.g. Maizy et al. 2010). We also used this lensing model to compute the effective surveyed area and volume around $z \gtrsim 7.5$ when comparing with blank field surveys. All surface and volume number-densities given in this paper have been corrected for magnification by the lensing cluster.

4.3. SED fitting results: photometric redshifts

Photometric redshifts and associated probability distributions were derived for each of our candidates from the available broad-band photometry, except for the $24 \mu\text{m}$ MIPS photometry, which is only available for a few candidates (see discussion below in Sect. 4.6). A modified version of the public photometric redshift software *Hyperz* (Bolzonella et al. 2000) was used, adapted to include nebular emission (see Schaerer & de Barros 2009, 2010, hereafter SB2010). The following spectral templates were used for our SED fits: empirical templates (starbursts from Kinney et al. 1996; galaxies from Coleman et al. 1980; GRASIL templates from Silva et al. 1998; and the UV-to-radio

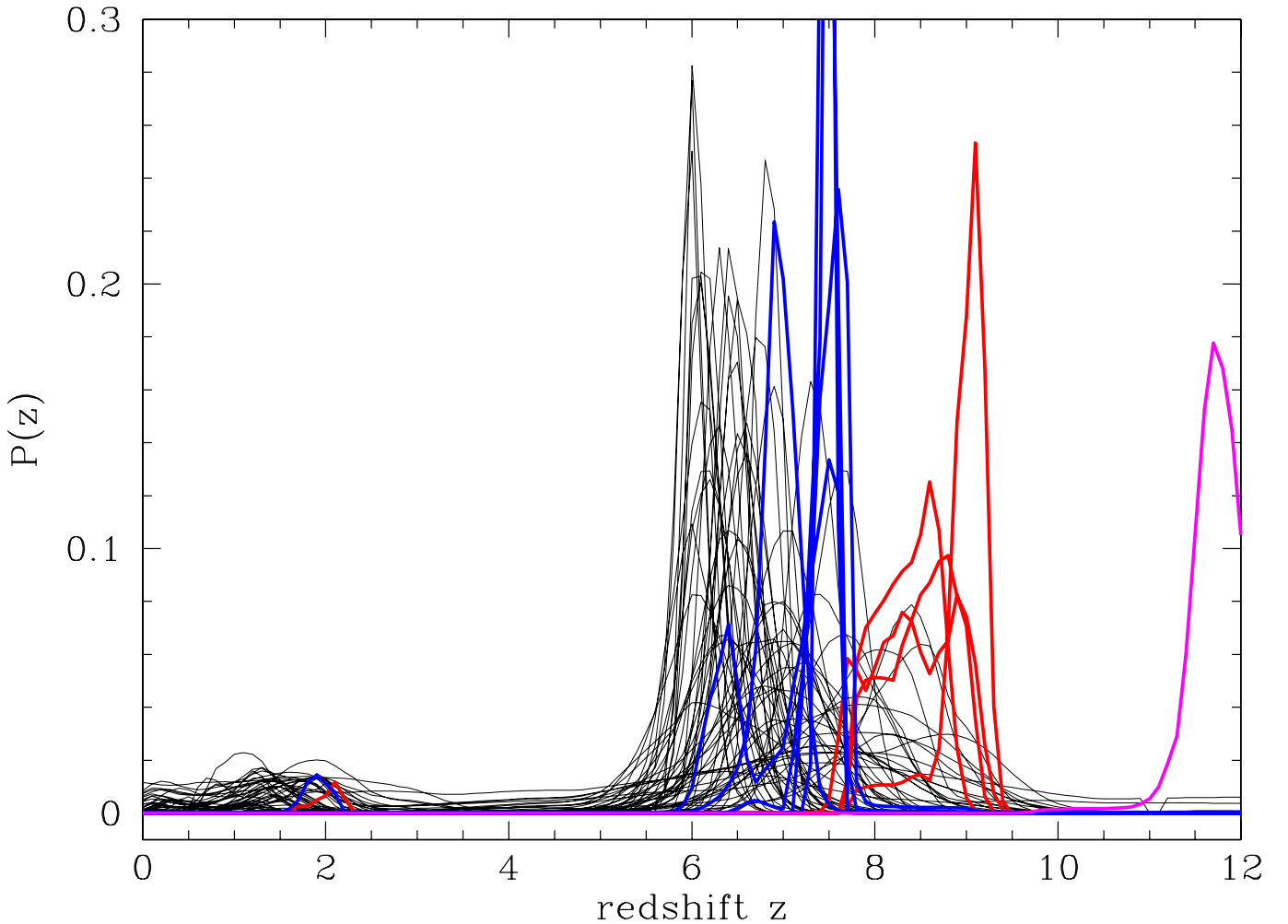


Fig. 5. Redshift probability distributions, $P(z)$ for our objects computed using standard templates (BC solar metallicity, no emission lines). Objects Y1, Y3, Y6, Y8, and z1 are shown in blue, Y2, Y4, Y5, and Y7 in red, and J1 in magenta. Black lines show $P(z)$ of other $z \sim 6-8$ galaxies from HST surveys using NICMOS and WFC3 from the analysis of Schaerer & de Barros (2010), namely Gonzalez et al. (2010) and McLure et al. (2010) sample.

templates of galaxies and AGN from Polletta et al. 2007), and Bruzual & Charlot (2003, hereafter BC) evolutionary synthesis models to which nebular emission (lines and continua) is added optionally.

The free parameters for the SED fits are the metallicity Z (ranging from $\sim 1/50 Z_{\odot}$ to Z_{\odot}), the star-formation history, the age since the onset of star-formation, extinction, and redshift. For empirical templates redshift is in principle the only free parameter. However, in some cases we also allow for additional, variable extinction for empirical templates. Extinction is varied from $A_V = 0$ to 4 in steps of 0.2 mag, using the Calzetti et al. (2000) extinction law. The Lyman forest blanketing is included following the prescription of Madau (1995).

The non-detection in the I , z , Y , and J bands was used as a constraint when computing photometric redshifts. Unless otherwise indicated, the rule applied corresponds to the usual case “1” of *Hyperz*, i.e. the flux in these filters is set to zero, with an error bar corresponding to the flux at 1σ level, using both the global value and the local sensitivity computed near each source (see below). We also computed photometric redshifts by forcing the fluxes in these filters to be below the 2σ and 3σ levels using case “2” of *Hyperz* for non-detections. As explained below, the results obtained are rather insensitive to the non-detection rule and sensitivity applied (local or global). A minimum error bar

of 0.1 mag was assumed for IRAC photometry to account for uncertainties in absolute flux calibrations when combining with the other filters.

The resulting redshift probability distributions $P(z)$ for all our objects, obtained with standard Bruzual & Charlot, solar metallicity templates, is shown in Fig. 5. $P(z)$ displayed in this Figure were obtained using the *Hyperz* approach, i.e. $P(z) \propto \exp(-\chi^2(z))$, which is very similar to the results derived from Monte Carlo simulations. As shown by this figure, most objects have a relatively well-defined redshift probability distribution $P(z)$ peaking at high redshift. Five objects (Y1, Y3, Y6, Y8, and z1) have best-fit redshifts of $z_{\text{phot}} \sim 7-8$, four objects (Y2, Y4, Y5, and Y7) a higher redshift $z_{\text{phot}} \sim 7.5-9.5$, and for the J -drop J1 a value of $z_{\text{phot}} > 9.5$ is the most likely one. These redshift ranges and their relative groupings are consistent with expectations on the basis of their colors (cf. Fig. 2). For most objects, a less significant solution is found at low- z , in general between $z \sim 1.7$ and 2.8. However, even though the high- z solution produces a more accurate fit, several of these sources seem too bright ($M_{1500} < -23.0$) to be at $z \geq 7.5$, suggesting some contamination by low- z interlopers, which we discuss below.

Figure 5 also displays for comparison the $P(z)$ derived by SB2010 for a sample of $z \sim 6-8$ galaxies including objects from HST surveys using NICMOS and the latest WFC3 camera. The

Table 4. Properties of bright z , Y , and J -dropouts in A2667.

Source	z_{phot}	χ^2	$z_{\text{min}} - z_{\text{max}}$	A_V	M_{1500}	L_{1500}	SFR	z_{phot}	χ^2	A_V	M_B	$P(z > 6)$				
	high- z					$\times 10^{41}$	M_{\odot}/yr	low- z				(1)	(2)	(3)	(4)	
z1 (a)	7.6	75.08	7.5–7.7	0.3	–23.44	13.7	144	1.78	228.27	2.4	–20.06	1.0	1.0	1.0	1.0	(low)
(b)	7.6							1.94								
Y1 (a)	7.7	0.02	7.2–7.8	2.4	–23.12	10.2	108	1.72	39.62	0.3	–19.82	1.0	0.0	1.0	1.0	low
(b)	7.4							1.65								
Y2 (a)	8.7	0.89	7.7–9.3	2.4	–23.53	14.9	157	2.72	38.01	0.0	–21.78	1.0	0.0	1.0	0.99	low
(b)	9.1							2.11								
Y3 (a)	7.5	28.68	7.3–7.6	1.2	–22.97	8.9	94	1.88	72.94	0.6	–20.32	1.0	0.97	1.0	0.79	high
(b)	7.5							1.95								
Y4 (a)	9.1	6.98	8.7–9.4	1.2	–23.14	10.4	110	2.58	73.71	0.0	–21.13	1.0	1.0	1.0	0.99	high
(b)	9.2							2.11								
Y5 (a)	8.6	10.82	7.7–8.8	2.1	–22.97	8.9	94	1.70	40.95	0.0	–19.32	1.0	0.63	1.0	0.98	?
(b)	8.3							1.94								
Y6 (a)	7.5	0.14	6.6–7.7	1.2	–22.15	4.2	44	1.94	3.64	1.50	–19.74	0.94	0.0	0.55	0.46	low
(b)	7.5							1.87								
Y7 (a)	9.1	0.05	8.0–9.4	1.8	–22.90	8.3	87	1.72	10.5	0.3	–18.87	0.99	0.0	0.93	0.41	low
(b)	9.2							2.11								
Y8 (a)	7.4	0.02	5.9–7.7	0.3	–21.29	1.9	20	1.66	0.77	0.6	–18.33	0.82	0.05	0.37	0.26	low
(b)	7.4							1.70								
J1 (a)	11.9	4.93	9.6–12.0	0.0	–22.66	6.7	71	2.80	12.48	0.0	–20.19	1.0	0.94	0.85	0.20	(low)
(b)(c)	11.8							2.50								

Notes. Information given in this table: (Col. 1) object identification; (2, 3, 4, 5, 6, 7, 8) best-fit photometric redshift at high- z , χ^2 , 1σ confidence interval, best fit A_V , magnification corrected M_{1500} , L_{1500} and SFR from Kennicutt (1998) calibration; (9, 10, 11, 12) best-fit photometric redshift at low- z and corresponding χ^2 , best fit A_V and M_B ; (13, 14, 15, 16) integrated probability distribution for $z > 6$, normalized to 1, for different cases based on Bruzual & Charlot models: (1) non-detection rule “1” of *Hyperz*, (2) the same for a $P(z)$ including a luminosity prior with non-detection rule “2” of *Hyperz* (where the flux and the error bars are set to $F_{\text{lim}}/2$), and with $F_{\text{lim}} = 2\sigma$ (3) or 3σ (4) detection level in all filters where the candidates are formally not-detected; (17) tentative classification between low and high- z using a luminosity prior. In the case of z1 and J1 (in brackets), the low- z identification is forced based on the detections in the $24\ \mu\text{m}$ and z_{850} bands respectively for z1 and J1 (see Sect. 4.6 and Table 2). (a) Standard *Hyperz* models (local non-detection limits). (b) Complete library including nebular emission (global non-detection limits). (c) Photometric redshift for this source includes the detection in the z_{850} -band.

corresponding $P(z)$ of our candidates is comparable to and overlaps with these samples, and our selection function has clearly favoured the $z > 7$ domain.

Using standard spectral templates (neglecting the effects of nebular emission), we obtain the best-fit photometric redshifts and physical parameters given in Table 4. We also examined how the inclusion of nebular lines and continuous emission may alter the photometric redshift. In Fig. 6 and Table 4 we show the best-fit SEDs for all our objects in two different cases of without any redshift prior, and with the restriction of $z < 4$. In all cases, the best-fit solution is found at high z , irrespective of the inclusion or not of nebular emission. Low redshift solutions (typically at $z \sim 1.7$ – 2.1 and $z \sim 2.5$ – 2.8 for J1) provide fits of lower quality, especially close to the spectral break and between Y , J , and H , as could be expected from the behaviour of spectral templates in these colours. Furthermore, these best-fit, low-redshift solutions generally show excess in the optical bands (I , z) indicating that most of these objects should be detected at a 3 – 5σ level in at least one of these bands. We note that in some cases the inclusion of nebular emission allows for somewhat “unexpected” solutions with strong emission lines and a high attenuation (see e.g. the fits for z1, Y8, and J1), although the resulting low- z fits remain with a higher χ^2 .

We investigated the influence of non-detection rules and limiting fluxes on photometric redshifts results. When applying a local non-detection limit instead of the global one, there is no difference in the high- z solutions (similar χ^2 and $\Delta z < 0.1$). Low redshift fits display the same lower quality as those at to high- z , with similar χ^2 and, in general, $\Delta z \sim 0.1$, although there are larger differences for Y2 ($\Delta z \sim 1$), Y4 ($\Delta z \sim 0.4$), and Y5

($\Delta z \sim 0.2$). As shown in Table 4, the same differences in Δz are observed when comparing the photometric redshifts achieved with local non-detections and the standard *Hyperz* models, with those found with global non-detections and the complete library (including nebular emission). In other words, the dispersion in photometric redshifts between local and global non-detection limits is similar to the dispersion caused by model uncertainties. And, in all cases, the high- z solution is the most likely one.

We also computed photometric redshifts by replacing the non-detection rule “1” of *Hyperz* by rule “2” in all filters where the candidates are formally not-detected, where the flux and the error bars are set to $F_{\text{lim}}/2$, for two different cases, $F_{\text{lim}} = 2\sigma$ and 3σ detection levels. Best-fit redshifts remain precisely the same for most of our candidates at the 2σ level, the only exception being Y8 (degenerate solution with best fit at $z = 1.7$). When the fluxes are allowed to reach a 3σ level, three other objects become degenerate, by having an additional best-fit at low- z , namely Y6, Y7, and J1. Table 4 summarizes the integrated probability distribution at $z > 6$ for all candidates when using different assumptions for non-detections.

As mentioned above, there is some overlap between the z and Y bands, but the Y -band allows us to improve our photometric redshifts. Indeed, when SED fitting results are derived without Y -band data, we still obtain a best-fit at high- z for all objects. The $P(z)$ distribution for all objects detected in Y (blue lines in Fig. 5) becomes broader (from z_{phot} well peaked at 7 – 8 to $z_{\text{phot}} \sim 6.5$ – 9). For all other objects the changes in $P(z)$ are minor. When both Y and J -band data are removed, this strongly degrades the photometric redshift $P(z)$ distribution and z_{phot} basically becomes undefined for all objects.

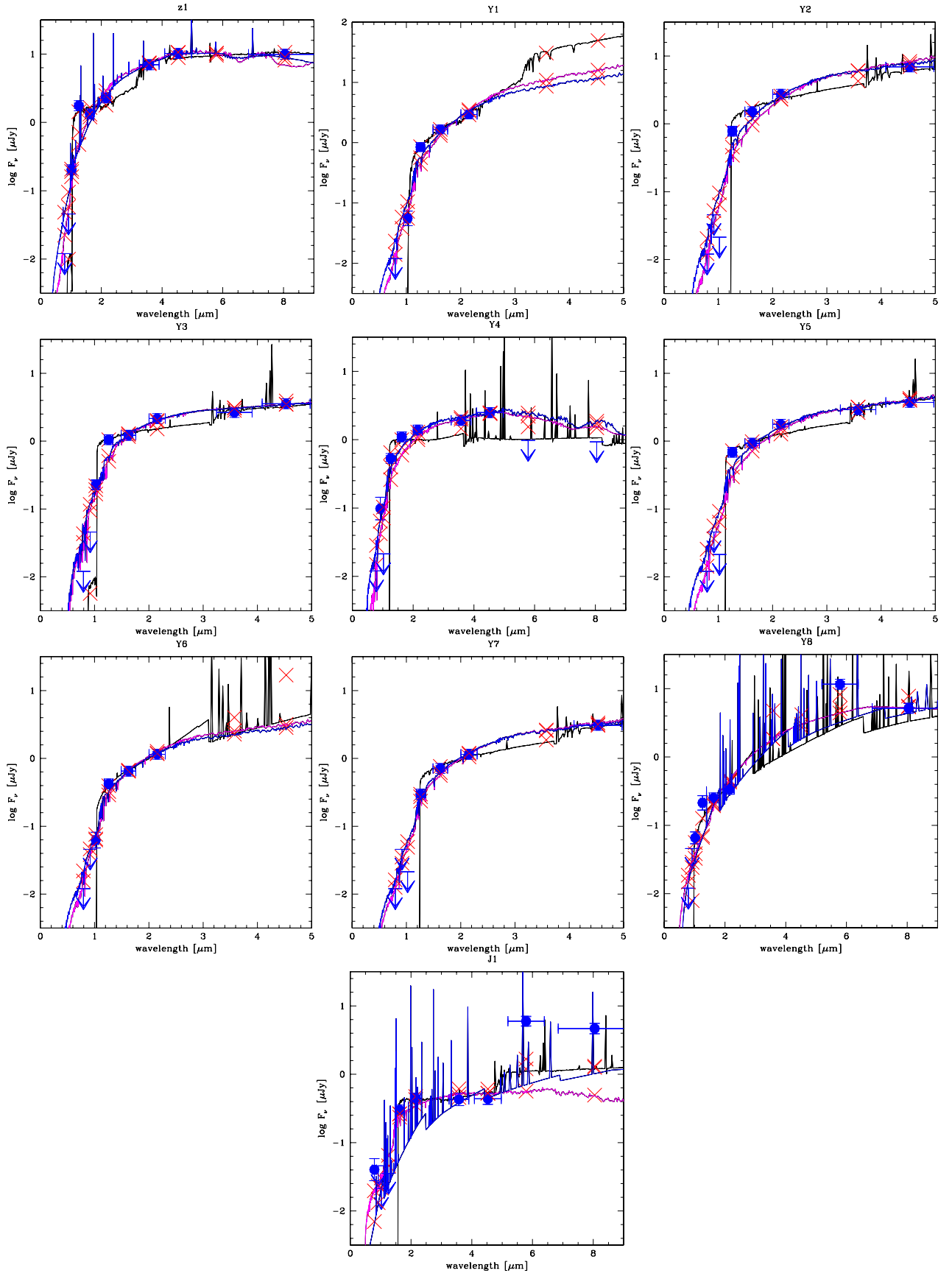


Fig. 6. Best-fit SED solutions for high- z (black lines) et low- z (blue and magenta lines) for all the bright z , Y , and J -dropouts found in A2667. Error bars and upper limits correspond to 1σ values, as reported in Table 3. Red crosses indicate the synthetic flux in the filters. High- z (black) spectra include nebular emission. Low- z solutions are displayed for the complete library (including nebular emission) in blue, and for the standard templates in magenta. Note the extended wavelength scale for objects with available 5.8 and 8.0 μm photometry.

4.4. Quality grades

Table 2 includes two different quality grades for each source representing its likelihood of being a genuine high- z candidate. The first one is based on the quality of the photometric information gathered for the source in terms of surrounding environment, completeness of the SED, and intrinsic UV luminosity if at high- z . The second grade is based on the robustness of the optical non-detection criteria, following Bouwens et al. (2010).

The first grade Q includes three independent criteria introduced as follows:

- the first one ($Q1$) is the quality of the surrounding environment, representing the possible contamination by neighbouring or underlying sources. Although all candidates are isolated in the good-seeing detection image $H+Ks$, the presence of another source within a distance of $2''$ is given the lowest grade (=1), whereas isolated candidates without neighbours closer than $\geq 3''$ have the highest grade (=3);
- the second one ($Q2$) is the quality of the photometric SED. Objects with robust constraints available beyond the Ks band, including 5.8 and 8.0 μm bands, are given the highest grade (=3). The lowest grade (=1) is given to sources lacking one or several bands at $\lambda \leq 4.5 \mu\text{m}$, either because of field coverage or because of confusion problems;
- the third one ($Q3$) is the UV luminosity of the candidate at the best-fit photometric redshift, after correction for lensing effects. The highest (=3) and the lowest (=1) grades are given, respectively, to sources fainter than $3L^*$ and brighter than $\sim 10L^*$, where L^* stands for the Reddy & Steidel (2009) value assuming no evolution.

As a result of these criteria, the most likely sources are given the highest cumulated value of $Q = Q1 + Q2 + Q3$, allowing us to define a final grade that represents the quality of a given candidate, ranging between 3 and 9 (for an ideal candidate). As seen in Table 2, four candidates achieve the highest rates, between $Q = 7$ (z1) and $Q = 8$ (Y3, Y7, and J1). In all these cases, the high intrinsic luminosity is responsible for a lower value of $Q3$ with respect to the ideal case. These sources are considered as highest quality or category I. Three candidates achieve a fair value of $Q = 6$ (Y4, Y5 and Y8) and are therefore considered as reasonably good (category II) candidates. The lowest grade (category III) is achieved for sources with close neighbours potentially affecting the quality of the global SED (Y1, Y2, and Y6).

The second grade is given by the optical χ_{opt}^2 computed on the optical bands as (see also Bouwens et al. 2010)

$$\chi_{\text{opt}}^2 = \sum_i SGN(f_i) \left(\frac{f_i}{\sigma_i} \right)^2, \quad (1)$$

where f_i is the flux in the band i , σ_i is the corresponding uncertainty, and $SGN(f_i)$ is equal to 1 if $f_i > 0$ and equal to -1 if $f_i < 0$. We used the *IRAF* package *qphot.apphot* to measure fluxes in a $1.3''$ diameter aperture, together with the corresponding noise in the neighbouring sky region. The χ_{opt}^2 values reported in Table 2 are based on I and z -band images. In the case of J1, the Y -band was also included in the χ_{opt}^2 calculation. Straightforward simulations were conducted to determine the χ_{opt}^2 distribution expected for truly non-detected sources as well as for sources at different S/N values, in particular for those close to the 2σ non-detection criteria in I and z . All genuine non-detected sources exhibit $\chi_{\text{opt}}^2 < 2$, with 90% at $\chi_{\text{opt}}^2 < 1$ level, whereas only 3% of sources with $S/N \sim 2\sigma$ in I and z are found with $\chi_{\text{opt}}^2 < 2$ (1% with $\chi_{\text{opt}}^2 < 1$). As seen in Table 2, all our

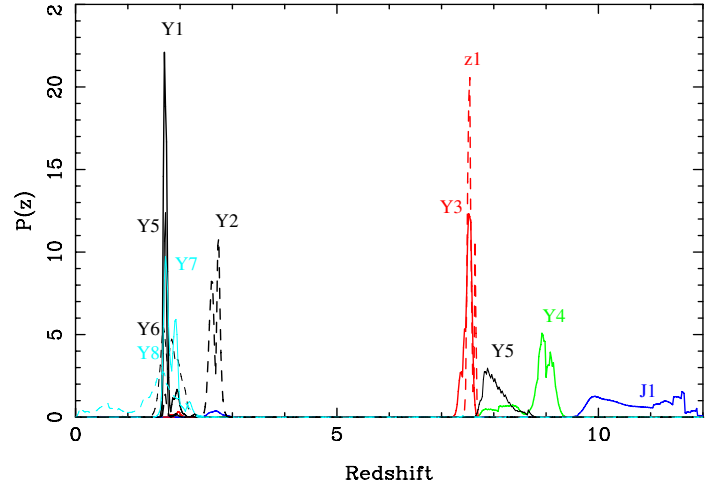


Fig. 7. Redshift probability distributions for the sample of high- z candidates, arbitrarily normalized to 100 between $z = 0$ and 12, resulting from *Hyperz* $P(z)$ multiplied by a smooth luminosity prior.

candidates exhibit $\chi_{\text{opt}}^2 \lesssim 1$, the highest values corresponding to Y1 and Y2 (already ranked among the category III above).

These two quality grades above provide a useful priority for spectroscopic follow-up, although they do not take into account all the details regarding SED-fit constraints, as discussed below, which are somehow model-dependent. In particular, the 24 μm emission, which is difficult to reconcile with a high- z identification for z1 and J1 despite a high grade. The detection of J1 in the HST z_{850} -band is consistent with a low- z solution for this source, which is considered hereafter as a possible interloper.

4.5. Photometric redshifts with a luminosity prior

Given the luminosities derived for these candidates in the high- z hypothesis, leading to rather extreme masses and star-formation rates, it seems likely that, despite a best-fit solution existing at high- z , a large fraction of them actually corresponds to low- z interlopers. To quantify this contamination more accurately, we introduced a luminosity prior when computing photometric redshifts.

A prior probability distribution was introduced as a function of redshift and magnitude, following Benitez (2000). In this case, the prior probability is the redshift distribution for galaxies of a given apparent magnitude m . Given the wide redshift domain covered by the $P(z)$, and that we are likely dealing with either genuine high- z or $z \sim 1.5$ – 2.5 star-forming galaxies, we computed the prior probability based on the luminosity function for star-forming galaxies in the B -band (Ilbert et al. 2005). This band is indeed directly “seen” by the SED of galaxies in our sample for all redshifts between $z \sim 0.8$ and 9. A smooth probability distribution prior was computed for each object as a function of redshift, with the absolute magnitude M_B derived from the apparent magnitude m , which is closer to the rest-frame B -band. The final probability distribution is given by the previous *Hyperz* $P(z)$ multiplied by the prior.

Figure 7 displays the resulting probability distributions for all candidates, arbitrarily normalized to 100 between $z = 0$ and 12. As seen in this figure, four candidates still exhibit a dominant high- z solution, namely z1, Y3, Y4, and J1, whereas one candidate is degenerate between low and high- z (Y5). The most likely high- z candidates also exhibit the highest quality grades,

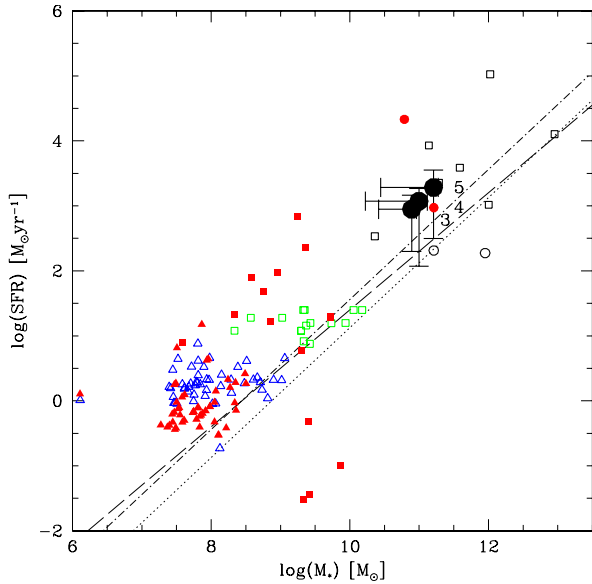


Fig. 8. Mass-SFR relation of the z , Y , and J -dropout galaxies resulting from 10^3 Monte Carlo simulations compared to the properties of $z \sim 6$ – 8 galaxies from surveys analysed by Schaerer & de Barros (2010). The most likely high- z candidates based on photometric redshifts with a luminosity prior, namely Y3, Y4, and Y5, are identified and displayed by large black dots. The positions derived for the other optical-dropouts in this study, if at high- z , are indicated by black open squares for comparison. Open symbols (squares, triangles) show the “standard” SFR(UV) value (not corrected for extinction) versus mass derived from the SB2010 reference model for objects from their bright, intermediate, and faint samples, respectively. Red filled symbols show the best-fit model SFR and M_\star values when assuming $\tau \geq 10$ Myr (model 1 in SB2010). Circles correspond to the two objects from Capak et al. (2011). The dotted (dash-dotted) lines show the locus for $SFR = \text{const.}$ from $z = \infty$ (10) to 7 corresponding to $SSFR = 1.3$ (3.6) Gyr^{-1} . The dashed line shows the relation found by Daddi et al. (2007) for $z \sim 2$ star-forming galaxies. The large spread in SFR is in particular due to a wide variety of exponentially decreasing star-formation histories being allowed. Note that if at high redshift the properties of our galaxies follow the trends observed for less massive/bright objects at high redshift.

as seen in the previous section. We use these results to propose a final tentative classification between likely low- z interlopers and high- z candidates in Table 2. Despite a high grade, z1 and J1 are ranked among the likely low- z contaminants based on the detections in the $24 \mu\text{m}$ and z_{850} bands, respectively.

4.6. Physical properties from SED fits

From our SED fits using the Bruzual & Charlot templates, we can also derive the physical properties of the galaxies, such as the age of the stellar population, the stellar mass, star-formation rate, and attenuation. The resulting masses, SFR, and attenuation A_V (derived assuming the Calzetti law) and the uncertainties, derived from 1000 Monte Carlo simulations of each object, are shown in Figs. 8 and 9. For comparison, we also show the properties of $z \sim 6$ – 8 galaxies analyzed by SB2010 using the same SED fitting tool.

As can be seen, the masses derived for the most likely high- z candidates based on photometric redshifts with a luminosity prior, namely Y3, Y4, and Y5, are among the highest masses found by SB2010, typically of the order of $M_\star \sim 2 \times 10^{10}$ to $2 \times 10^{11} M_\odot$. Including relatively large corrections for attenuation

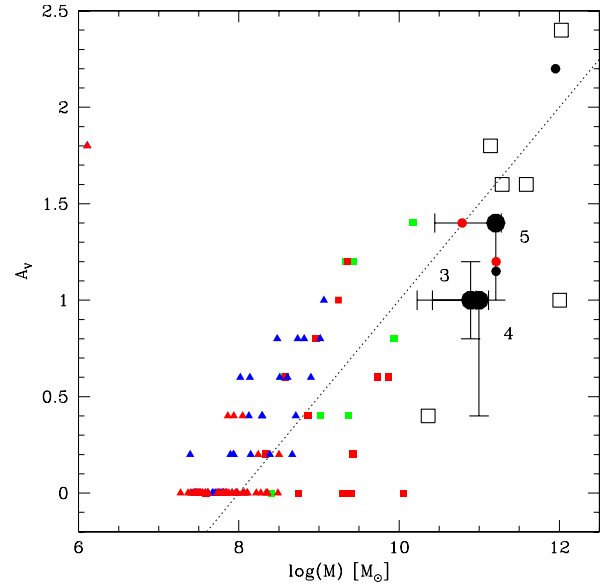


Fig. 9. Mass- A_V relation for the same objects as shown in Fig. 8 (same symbols).

($A_V \sim 0.4$ – 1.4), their SFR range from ~ 100 to $\sim 10^3 M_\odot \text{yr}^{-1}$. For comparison, the SFR derived from the rest-frame UV luminosity L_{1500} using the Kennicutt (1998) calibration is typically $\sim 100 M_\odot \text{yr}^{-1}$ for these sources (see Table 4).

When including the full sample of optical-dropout candidates, the masses and SFRs achieved are much larger, reaching $M_\star \sim 10^{12} M_\odot$ in most cases, and even $M_\star > 10^{12} M_\odot$ for the brightest Y -drop candidate, Y1, if at high- z . However, for the most extreme objects the uncertainties in A_V and SFR are very large. For objects with well-defined errors, the SFR may reach up to 2000 – $3000 M_\odot \text{yr}^{-1}$. Interestingly enough, these values are not inconsistent with the trends found by SB2010 for the fainter $z > 6$ galaxies from recent HST surveys, if extrapolated to higher masses. These properties are also similar to those of the two $z \sim 7$ galaxy candidates found by Capak et al. (2011) in the COSMOS wide field survey. However, whether these relatively bright objects are truly high redshift galaxies, hence objects with such extreme properties, remains of course questionable (see below).

Two of our optical dropout galaxies (z1 and Y7) are detected by MIPS at $24 \mu\text{m}$ with fluxes of 3.4 and $1.1 \times 10^{-4} \text{Jy}$ respectively, and we have non-detection constraints for three additional sources included in the MIPS image (Y3, Y4, and J1, with 1σ fluxes below $38.7 \mu\text{Jy}$), whereas Y8 is highly contaminated by neighbouring galaxies (see Fig. 11). Two objects of this sample have also been detected with *Herschel* and LABOCA between 160 and $870 \mu\text{m}$ (Boone et al., in prep.). This data identifies z1 and Y5 as mid- z interlopers.

For $z \sim 1$ – 2 galaxies, the MIPS band probes a region in the mid-IR corresponding or close to redshifted PAH emission. If at high redshift ($z \sim 7$ – 9), the $24 \mu\text{m}$ band samples the region between 2 – $3 \mu\text{m}$. To illustrate the overall SED of our MIPS-detected (or constrained) objects, we show their photometry together with several SED fits in Fig. 10. In addition to our standard spectral templates with/without nebular emission, we also show best-fits using (semi)empirical templates of nearby galaxies including in particular very dusty galaxies, such as LIRGs, and ULIRGs. In practice, we used the templates from the GRASIL models of Silva et al. (1998), the SWIRE starburst-AGN templates of Polletta et al. (2008), and the LIRG–ULIRG

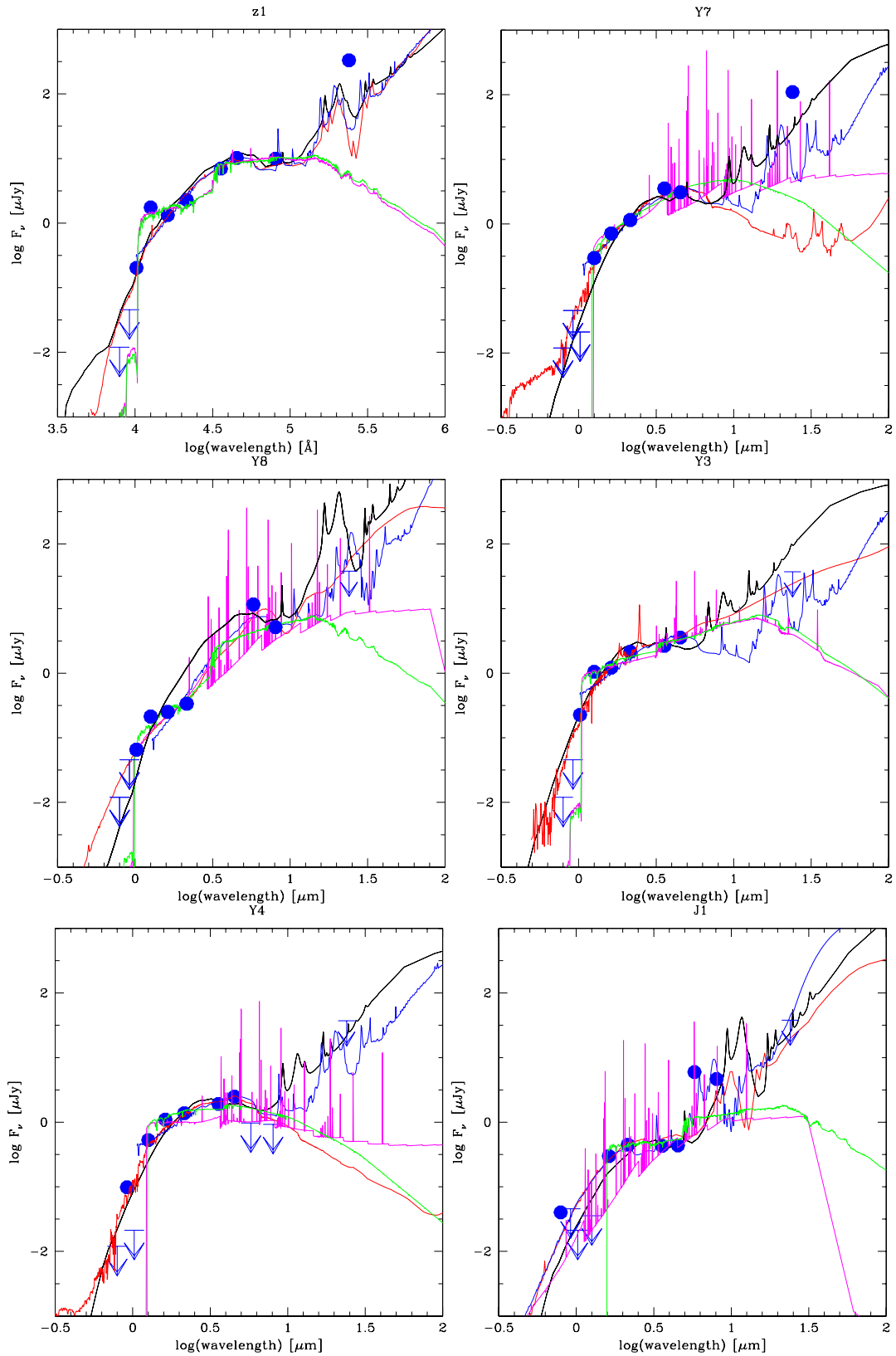


Fig. 10. Best-fit SEDs for candidates with available constraints at $24\ \mu\text{m}$: z1 and Y7 (sources clearly detected, *top row*), Y8 (source highly contaminated, *middle left panel*), and Y3, Y4, and J1 (non-detection, 1σ flux $< 38.7\ \mu\text{Jy}$). Different spectral templates are displayed. Green (pink) lines show the best-fit solutions at $z > 7$ using our standard templates based on Bruzual & Charlot models without (with) nebular lines. Black and red lines show the best-fits at low redshift ($z < 4$) using the templates from the GRASIL models (Silva et al. 1998) and the SWIRE starburst-AGN templates of Polletta et al. (2008), respectively. Blue lines show best-fit solutions using the empirical LIRG-ULIRG templates of Rieke et al. (2009).

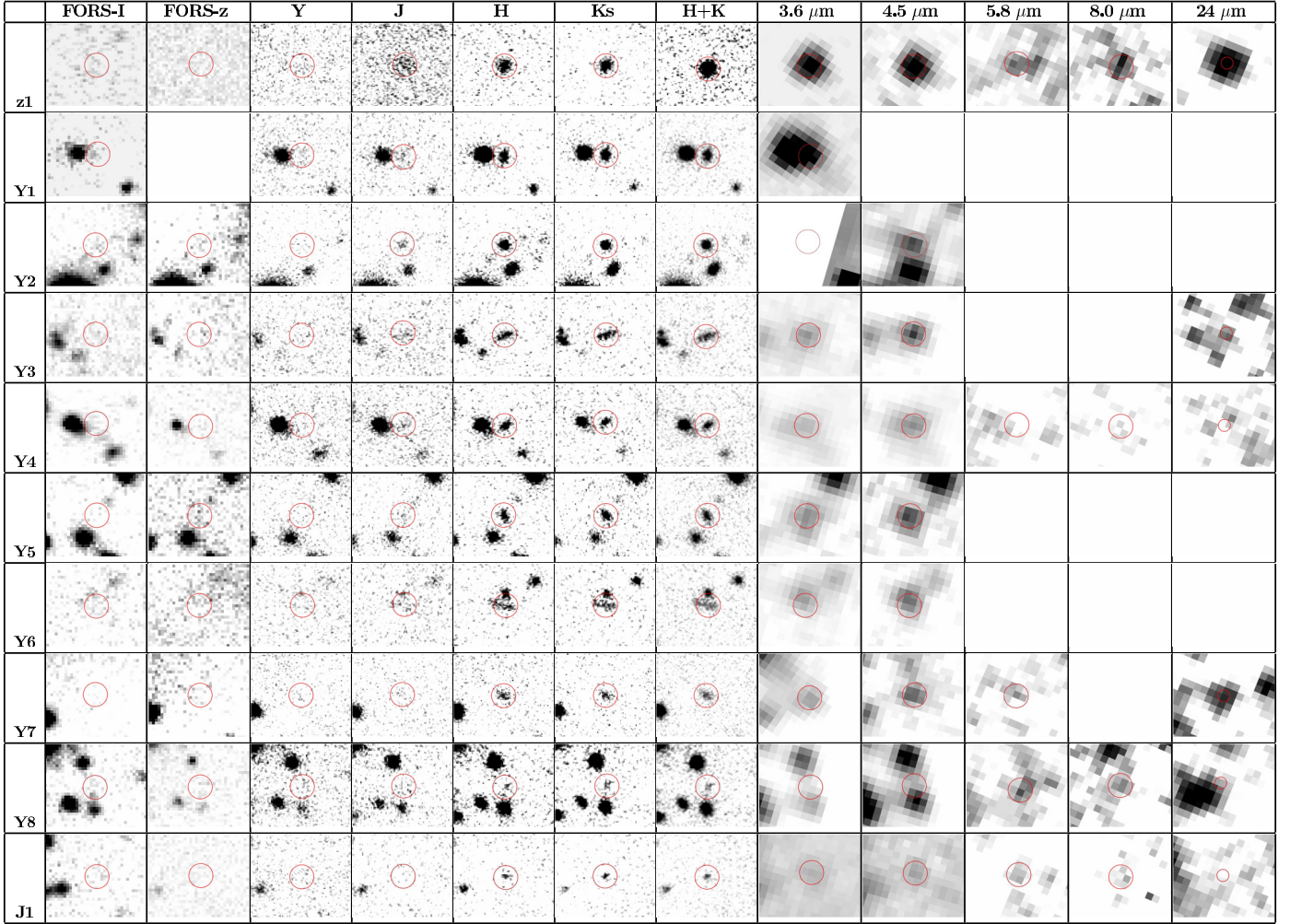


Fig. 11. Thumbnail images of the bright z , Y , and J -dropouts found in A2667, covering a $9'' \times 7.3''$ area of the original images from I band to $8.0 \mu\text{m}$, and $18'' \times 14.6''$ for MIPS $24 \mu\text{m}$. The position of each candidate is displayed by a circle of $2''$ diameter aperture. Images are displayed in linear scale ranging between -5 and 20σ around the sky background.

templates of Rieke et al. (2009); redshift and additional extinction were kept as free parameters in the fit. For all of these models, we here show the best-fits under the constraint that $z < 4$ but without any additional constraint. We note that the best-fit photometric redshifts at low- z can differ quite significantly depending on the set of spectral templates used and between the objects. For example, we find that $z_{\text{phot}} \sim 0.1, 1.5,$ and 2.7 for Y3; $1.6\text{--}1.7$ for Y7, $0.02, 1.6,$ and 1.6 for Y8, and $0.1\text{--}0.5$ for J1. Furthermore, the $24 \mu\text{m}$ flux expected from these fits can vary by more than an order of magnitude. Interestingly fits at high- z show fluxes at $24 \mu\text{m}$ that are comparable to those expected from some of low- z best-fits, thus providing weak additional constraints on the redshift.

Several objects in this sample deserve additional specific comments:

- $z1$: this is the brightest source in our sample. It is an extended isolated object, clearly non-stellar. It is detected in all filter bands between Y and $24 \mu\text{m}$ except at $5.8 \mu\text{m}$ where no data is available. Although the best-fit is obtained at high- z , even with a luminosity prior, the $24 \mu\text{m}$ flux seems incompatible with the high- z solution (see Fig. 10). It even appears

too bright in this band compared to the best-fit templates at low- z . However, the observed flux in the J -band, and that, if at low- z , it should also be detected in the I and z bands at $\geq 3\sigma$ level (given the depth of our survey), remains difficult to explain;

- Y3: although the $24 \mu\text{m}$ non-detection of this object helps us to exclude at least one of the GRASIL templates at low- z , it is still consistent with other templates at low and high- z . The main failure of the low- z templates is probably again the mismatch between J and the optical bands;
- Y4: as for Y3, the upper limit detection at $24 \mu\text{m}$ provides weak additional constraints on the redshift. The non-detections at 5.8 and $8 \mu\text{m}$ are interesting because both solutions at low and high- z seem to predict a detection at the $\sim 2\text{--}3\sigma$ level. The object is formally detected at the $\lesssim 2\sigma$ level in the z_1 band, but not detected in the z_2 image;
- Y7: for this object, the expected $24 \mu\text{m}$ fluxes for the best-fit at high and low redshifts are very similar. In particular, the flux of the $z \sim 9$ fit is even quite similar to the brightest flux predicted for dusty galaxy templates at $z \sim 1.6$. Therefore, this object cannot be excluded as a genuine high- z based on its MIPS photometry without introducing a luminosity prior.

In addition, the observed $24\ \mu\text{m}$ flux seems too high irrespective of the template redshift for a relatively isolated source (see Fig. 11);

- Y8: the 5.8 and $8\ \mu\text{m}$ photometry for this object could be seriously contaminated by bright neighboring sources (see Fig. 11), although this seems to be the only emission at this precise location. The $24\ \mu\text{m}$ flux shown in Fig. 10 corresponds to the lower limit, and is compatible with both the low and the high- z solutions;
- J1: this is the faintest candidate in our sample, and the only one that is located in the central area covered by the HST. The best-fit solution is found at high- z even when including the z_{850} -band flux and a luminosity prior, as seen in Table 4. However, the detection in the z_{850} -band makes the high- z solution unlikely. The upper limit detection at $24\ \mu\text{m}$ provides weak additional constraints on the redshift. The detection on the HST image is fully consistent with the large break identified in ground-based images. The apparent strong “double-break” between the optical and near-IR and between 4.5 and $5.8\ \mu\text{m}$ seems quite unusual. High- z solutions have difficulty reproducing the latter break (see Fig. 6), while low- z solutions predict a flux excess in the optical domain. The break at 4.5 – $5.8\ \mu\text{m}$ could be explained by PAH features boosting the 5.8 and $8\ \mu\text{m}$ fluxes, as shown in Fig. 6. This is one of the candidates for which a spectroscopic follow-up is needed to be able to draw firm conclusions.

4.7. Contamination level based on stacked images

On the basis of previous discussions, a large fraction of optical-dropout galaxies in this sample could be low- z contaminants, reaching as high as $\sim 70\%$ based on luminosity priors. To quantify this estimate more accurately, we generated stacked images in the I and z bands, where genuine high- z galaxies are not expected to be detected. In contrast, the S/N achieved on the stacked image should allow us to estimate the contamination level.

For each candidate, a $10'' \times 10''$ region has been selected in the I and z -band images around the centroid position on the detection image $H + Ks$. An additive zero level correction has been applied to each single image to properly remove the local average sky background. I and z -band images have been averaged using IRAF routines and different pixel rejection schemes in order to improve the suppression of neighboring sources on the final combined images. Due to the presence of a closeby galaxy, we do not include the Y1 field in the final stacks. We have checked that the sky background noise on the final combined images actually improves as expected as a function of the total number of images stacked, i.e. reaching a reduction by a factor close to 3 on the final stacks with respect to the original images.

We used IRAF routines to measure fluxes and magnitudes in a $1.3''$ diameter aperture, together with the corresponding error bars in the different stacks. The highest S/N is achieved in the I -band, where we measure up to $I = 28.0 \pm 0.3$ for the combined source, i.e. a $S/N \sim 3$. The detection in the z -band is less significant, reaching $z = 27.7 \pm 0.5$ ($S/N \sim 2$) in the best-detected final stack. These results confirm that there is indeed some contamination by low- z interlopers in our sample. The detection level in the I -band is roughly consistent with $\sim 70\%$ of the sample being detected at the $\sim 1\sigma$ level, although 3–4 objects detected between 1 and 2σ would be enough to account for the signal in this band. The flux measured in the z -band seems to favour either a signal below 1σ for a large majority of our candidates, or a higher signal coming from a small fraction of contaminants (between $\sim 20\%$ with $S/N \lesssim 2$, or $\sim 30\%$ with a mean $S/N \sim 1.5$).

5. Discussion

As the selection diagrams (Figs. 2 and 3) show, most of our bright candidates have near-IR colors distinguishing them clearly from normal galaxies at low redshift and late-type stars. In addition SED-fitting results clearly favor a high- z solution for all these candidates, irrespective of their intrinsic luminosities. However, as seen in Table 4, high- z solutions yield magnification-corrected luminosities, which typically range between 3 times (Y8) and 40 times ($z1$, Y2) L_{1500}^* at these redshifts, according to the evolving LF by Bouwens et al. (2008), suggesting a potential contamination by low- z interlopers. In this section, we discuss the observed versus expected number counts of high- z galaxies, and the possible sources of contamination in our survey. We also compare our results and the properties of this sample with those obtained by previous authors using similar techniques.

5.1. Observed versus expected number density of high- z sources

We first compute the expected number counts of bright high- z sources in this lensing field, as a function of redshift and for the range of magnitudes of our candidates (i.e. $AB \sim 23$ to 25.5), and we compare these numbers with current observations. This calculation was done following the same procedure as in Maizy et al. (2010). All the noisy regions in the field, in particular around bright galaxies in the cluster core, have been masked. The presence of a strong lensing cluster in this field introduces two opposite effects on the number counts as compared to blank fields. Gravitational magnification increases the number of faint sources by improving the detection towards the faint end of the LF, whereas the dilution effect reduces the effective volume by the same factor. As discussed in Maizy et al. (2010), the difference between lensing and blank field results depends strongly on the shape of the LF. We expect lensing clusters to be more efficient than blank fields in relatively shallow surveys.

Number counts of sources brighter than a limiting magnitude were computed by a pixel-to-pixel integration of the magnified source plane as a function of redshift (see Eq. (6) in Maizy et al. 2010), for redshift bins $\Delta z = 1$, using the evolving LF by Bouwens et al. (2008), i.e. with the Schechter parameters directly derived from Eq. (3) in their paper. For comparison purposes, we also derive the expected counts with the Beckwith et al. (2006) LF for $z \sim 6$ galaxies, assuming no evolution. This LF displays the same Schechter parameters as for Steidel et al. (2003) and Reddy & Steidel (2009), but the normalization factor is three times smaller than for Steidel et al. (2003). Table 5 summarizes these results for two different limiting magnitudes, $AB < 25.5$, where all the current candidates are found, and $AB < 26.0$, which corresponds to our $\sim 5\sigma$ detection level (in the filter spanning the UV region around $1500\ \text{\AA}$). Error bars include Poisson uncertainty and field-to-field variance, following Trenti & Stiavelli (2008). Given the small number counts expected, these fluctuations dominate the error budget (see also the discussion in Maizy et al. 2010). We also computed number counts using the latest Schechter parameters presented by Bouwens et al. (2010) for galaxies at $z \sim 7$ in the $z = [7.0, 8.0]$ interval, and for galaxies at $z \sim 8$ in the $z = [8.0, 9.0]$ interval (identified by * in Table 5). The changes with respect to the 2008 version are relatively minor in this case given the luminosity domain, which is largely dominated by statistical uncertainties.

Candidates were selected on a total survey (clean) area of $\sim 42\ \text{arcmin}^2$ ($\sim 33\ \text{arcmin}^2$ when corrected for dilution), i.e. an

Table 5. Expected number counts with different LF assumption

Redshift	LF(1)		LF(2)	
	Blank	A2667	Blank	A2667
<i>AB</i> < 25.5				
[6.0, 7.0]	0.5 (1)	1.5 (2)	2.9 (3)	4.2 (3)
[7.0, 8.0]	<0.1 (1)	0.3 (1)	1.5 (2)	2.3 (2)
(*)	0.1 (1)	0.5 (1)		
[8.0, 9.0]	<0.1 (1)	0.1 (1)	0.8 (1)	1.4 (2)
(*)	<0.1 (1)	0.2 (1)		
[9.0, 11.0]	<0.1 (1)	0.1 (1)	0.6 (1)	1.3 (2)
<i>AB</i> < 26.0				
[6.0, 7.0]	3.1 (3)	5.4 (4)	8.5 (5)	10.5 (5)
[7.0, 8.0]	0.4 (1)	1.1 (2)	4.9 (3)	6.4 (4)
(*)	0.8 (1)	1.9 (2)		
[8.0, 9.0]	<0.1 (1)	0.3 (1)	2.9 (3)	4.0 (3)
(*)	0.3 (1)	0.7 (1)		
[9.0, 11.0]	<0.1 (1)	0.1 (1)	2.8 (2)	4.3 (3)

Notes. Number counts are computed for sources with $AB < 25.5$ and $AB < 26.0$ expected in the field of A2667, with and without the presence of a lensing cluster, for different redshift bins and for two different LFs: Bouwens et al. (2008) (1) and Beckwith et al. (2006) (2) (see text). Error bars in number counts, including Poisson uncertainty and field-to-field variance, are given in brackets.

effective lensing-corrected comoving volume per unit $\Delta z = 1$ ranging between 7.4 and $4.9 \times 10^4 \text{ Mpc}^{-3}$ (covolume). For comparison with the current sample, we consider four redshift bins, the same presented in Table 5, and we bin the candidates as follows (cf. Table 4): z1, Y1, Y3, Y6 and Y8 (i.e. five objects) in the bin [7.0, 8.0], Y2, Y5 (two objects) in the bin [8.0, 9.0], and Y4, Y7 (two objects) in the bin [9.0, 11.0]. J1 is also in this last bin, but the high- z hypothesis is in this case highly unlikely.

Assuming the evolving LF by Bouwens et al. (2008) or Bouwens et al. (2010), we expect up to a maximum of one or two sources at $z \sim 7.0$ – 8.0 in this wide field with $AB < 25.5$, and typically between two and ten sources with the Reddy & Steidel (2009) LF, all of them within $24.5 < AB < 25.5$. In our sample, only two out of the five $z \sim 7.5$ candidates are included in this magnitude interval (Y6 and Y8), in full agreement with expectations for an evolving LF, whereas z1, Y1, and Y3 seem too bright. On the other hand, only Y3 qualifies as a high- z candidate when using a luminosity prior (see Sect. 4.5). This result is also consistent with the expectations for a Beckwith et al. (2006) LF.

Regarding the number of bright ($24.5 < AB < 25.5$) higher-redshift sources expected at $z \approx 8.5$ and $z \approx 10$ in this field, it ranges between a maximum of one per bin for an evolving LF, and typically between one and seven per bin with a constant $z \sim 3$ LF, when including the error bars. Only Y7 and J1 seem to be in agreement with the predictions of both the redshift interval and observed magnitude, whereas Y2, Y4, and Y5 seem too bright when taken at face values to be all at such high redshifts, i.e. we have less than a one in six chance of finding one such an intrinsically bright object in this field, even when assuming no evolution in the LF since $z \sim 4$. On the other hand, only Y4 and Y5 qualify as high- z candidates when using a luminosity prior to derive photometric redshifts (see Sect. 4.5), i.e. a maximum of two candidates per bin. The result is the same when blindly excluding the brightest candidates, as well as J1 for arguments related to its SED (cf. above). Our results seem to be in agreement with an evolving LF, and also be consistent with Beckwith

et al. (2006) counts at $z \sim 6$ when error bars in number counts are taken into account.

In summary, our sample includes some intrinsically bright sources (six out of ten) for which the best-fit photometric redshifts seem difficult to reconcile with the LF previously measured at high- z , even when no evolution is assumed. When these sources are blindly excluded, however, or when the sample is restricted to galaxies surviving a stringent prior in luminosity (namely Y3, Y4, and Y5), observed number counts at $z \gtrsim 7.5$ are in agreement with expectations for an evolving LF, which is also consistent within the error bars with a constant LF since $z \sim 6$, and inconsistent with a constant LF since $z \sim 4$.

5.2. Contamination

As seen in Sect. 5.1 based on pure LF and counts arguments, six out of ten candidates, seem too bright (or their abundance is too high) relative to expectations. In addition half of our sample could be identified as mid- z interlopers when computing photometric redshifts including a luminosity prior, and two galaxies among the surviving sample can be excluded based on their SED properties (z1 and J1), leading to a contamination level close to 70%. We discuss below the possible sources of contamination, which must also be present in other current Lyman break surveys.

The selection windows of several objects are relatively close to the boundaries. Object Y8, which also has a high stellarity index, has colors indistinguishable within the errors from late-type stars (cf. also Fig. 4). However, although its flux could not be properly extracted due to blending, it seems to be detected at $24 \mu\text{m}$, which excludes it being a Galactic late-type star. It is therefore, most likely to be a dusty, low-redshift galaxy (cf. Fig. 10). Objects Y3 and Y6 are also relatively close to the boundaries of the Y-drop selection box, where stars and low-redshift galaxies lie. However, when colors spanning a wider wavelength range are considered, as in Fig. 4, the difference from “contaminants” is more pronounced, especially for Y3.

As Fig. 4 shows, four out of nine sources (z1, Y2, Y3, Y5) with z-band photometry have colors $(z - J) \gtrsim 3$ that are redder than the most extreme low-redshift objects compiled by Capak et al. from the large field COSMOS survey. Six of our ten objects (z1 and Y1–Y5) also show $(I - J) > 4$, i.e. the depth needed in the z-band to robustly select $z > 7$ galaxies, according to the comparison with COSMOS galaxies (cf. Capak et al. 2011). In addition, our data also included the Y-band, yielding a stronger constraint on the shape of the SED than available e.g. for the COSMOS sample.

In other color–color diagrams, such as $(J - K)$ versus $(J - 3.6)$ examined by Stanway et al. (2008) and Capak et al. (2011), our objects are where expected for high- z objects, and they show similar colors as the two $z > 7$ candidates of Capak et al. (2011). The $(3.6 - 4.5)$ color is also as expected from these papers.

Could emission-line objects similar to the ultra-strong emission-line galaxies (USELs) discovered by Kakazu et al. (2007) at $z \sim 0.3$ – 1.5 contaminate our sample? In principle, their strong O [III] $\lambda\lambda 4959, 5007, H\alpha$, and other emission lines could lead to blue $(J - H)$ colors and a spectral break if indeed they reside at $z \sim 1.6$ – 1.8 , as expected for high- z galaxies. However, from the object properties of the USELs known so far, for several reasons this seems quite unlikely. If we assume a rest-frame equivalent width of $\sim 1000 \text{ \AA}$ for both O [III] $\lambda 5007$, and $H\alpha$, as observed for the most extreme objects (cf. Kakazu et al. 2007), their contribution to the broad band J and H filters (with widths

of $\Delta\lambda \sim 1400\text{--}2700 \text{ \AA}$) should be at best $\sim 35\text{--}50\%$. Assuming a flat underlying continuum (in F_ν), as expected for strongly star-forming objects with little/no extinction and roughly also consistent with their observed colors (cf. Kakazu et al. 2007; Hu et al. 2009), these emission lines can therefore not mimic a spectral break much larger than ~ 0.75 mag. Hence, these objects, if they exist at $z \sim 1.6\text{--}1.8$, are most likely unable to reproduce the break of $(Y - J) \gg 1$ shown by most of our objects.

Our spectral models allowing also for the presence of nebular emission (lines and continua) find indeed some extreme best-fit templates when $z < 4$ is imposed. This is for example the case for Y8 and J1, where our fitting procedure exploring a wide range of parameter space identifies relatively young (< 10 Myr) objects with a very strong extinction ($A_V \sim 3\text{--}3.8$) as the best-fits at low redshift, as shown in Fig. 6. These very unusual and probably unrealistic examples illustrate the difficulty in reproducing the strong spectral break present in our objects using strong emission line galaxy spectra at low redshift. In any case, were the near-IR photometry of our relatively bright objects to be strongly contaminated by emission lines, these should be detectable with current instruments.

Two of our optical dropout galaxies (z1 and Y7) are detected by MIPS at $24 \mu\text{m}$, leading to a preferential identification as mid- z interlopers, and we have constraints for four additional sources (Y3, Y4, Y8, and J1, see Sect. 4.6). However, as discussed in Sect. 4.6, $24 \mu\text{m}$ fluxes cannot help us to distinguish between high and low- z solutions for a majority of our candidates.

To understand the nature of these possible contaminants, we compared the present candidates/counts with the results found for our blank-field survey WUDS (WIRCAM Ultra Deep Survey⁵; Pelló et al., in prep.). WUDS is an extremely deep photometric survey with WIRCAM at CFHT over $\sim 400 \text{ arcmin}^{-2}$ on the CFHTLS Deep pointing D3, using the same four filter-bands $YJHKs$ as in this survey, and robust non-detection constraints in the optical bands (i.e. $ugriz(AB) \sim 27$ to 28.3 at 3σ level, depending on filters). The main advantage of WUDS with respect to the present survey is the large field of view and the wavelength coverage shortwards of the i -band. The depth in the near-IR bands is lower, reaching $YJ \sim 25.8$ and $HKs \sim 25.3$ (3σ). When applying the same selection function introduced here for the Y -dropouts (in both optical and near-IR bands), 13 candidates are retained over the WUDS field after visual inspection, and among them 7 candidates in the $H_{AB} \sim 23.0\text{--}24.0$ interval, which is identical to that from which our five “bright” candidates are found. When we apply a more restrictive non-detection criterium in the optical bands based on the full $ugriz$ domain (detection below 2σ in all filters), only three candidates survive, all of them are within the $H_{AB} \sim 23.0\text{--}24.0$ interval. Two of these WUDS candidates display the same properties as the $z \geq 7.5$ objects in the HAWK-I field in terms of photometric redshifts and $P(z)$ distributions, the third one being more dubious (it has a degenerate solution between low- z and high- z). This means that a more robust non-detection in the optical bands bluewards of to the I -band could have removed between $\sim 50\%$ and 75% of our present candidates in the HAWK-I field.

In summary, the contamination in this field comes essentially from mid- z interlopers, with a negligible contribution from late-type stars. In addition strong emission-lines seem unable to reproduce the large breaks observed. Only a young stellar population together with a strong extinction provide a reasonable fit at $z < 4$. Based on the comparison with the blank-field survey

WUDS, and assuming that the nature of contaminant sources is the same in all fields, we might have removed between $\sim 50\%$ and 75% of the present sample with a wider wavelength coverage in the optical bands bluewards of the I band.

5.3. Comparison with previous results

We compare the number densities and properties of $z \geq 7.5$ candidates in this sample with those obtained by previous authors using similar techniques to explore this redshift domain. A direct comparison is difficult given the different selection functions.

Our selection criterium (c) is the same adopted by Capak et al. (2011) except for the $Ks - 4.5 \mu\text{m} > 0$ condition (due to partial coverage of the HAWK-I field of view), making the comparison easier in this case. All our Y -dropout candidates fulfil their color selection, except for Y4, which is formally detected in the z_1 band at the $\leq 2\sigma$ level. However, all of them are too faint to be included in their sample (i.e. $J < 23.7$, their 5σ detection level), except for z1. This object, once corrected for magnification, is also ~ 0.3 to 0.5 mag fainter than all their retained candidates (depending on the candidate and filter). In other words, the density of bright high- z candidates in our field is consistent with the density derived by Capak et al. (2011), leading to a weak constraint on the density $< 3 \times 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$ for $M_{1500} \sim -23$ objects.

The colors and SEDs of present candidates are consistent with the selection functions introduced by Bouwens et al. (2008, 2010) in the GOODS, HUDF, HDF South, and lensing fields. All our candidates fulfil their $z \geq 7$ preselection when using equivalent filter-bands, i.e. our ground-based filters instead of z_{850} and H_{160} filters. We note however that even J1, which is detected in the z_{850} filter, remains in the sample because of its large break ($z_{850} - H = 2.2$). All our candidates except J1 (which is not detected in the J -band) fulfil their $z \sim 7$ zJH selection function, as well as the selection introduced by Hickey et al. (2009) for $6 \lesssim z \lesssim 9$ galaxies. Instead, J1 satisfies the $z \sim 9$ JH selection function by Bouwens et al. (2008, 2010; see also Fig. 3), although the detection in the z_{850} band excludes it as a genuine $z \sim 9$ candidate. In addition, two of the five candidates detected in the Y -band (z1 and Y3) fulfil the rough selection defined by Ouchi et al. (2009) for $z \sim 7$ candidates, but they are not included when applying the selections proposed by Wilkins et al. (2010) or Castellano et al. (2010), namely $z - Y > 1.2(1.0)$ and $Y - J < 2.0$. Our candidates are indeed slightly redder in $Y - J$, which is consistent with all our sources having photometric redshifts $z \gtrsim 7.5$. In summary, all the present candidates would have been selected by the usual functions targeting $z \geq 7.5$ sources based on broad-band colors.

The magnitudes of only two of our candidates, namely Y8 and J1, are found in the range covered by Bouwens et al. (2010) in their survey of the GOODS field, i.e. $H_{AB} \sim 25.5\text{--}26.0$ once corrected for magnification. At this depth level, our number counts of $z \geq 7.5$ candidates are ~ 0.06 sources arcmin^{-2} , in good agreement with their previous findings within the same magnitude interval.

The main difference with respect to previous studies is the presence of several “bright” $M_{1500} \sim -23.0$ candidates at $z \geq 7.5$ that cannot be easily excluded based on broad-band colors and photometric redshifts (see also Sect. 5.2 above), unless a luminosity prior is used in addition.

⁵ <http://regaldis.ast.obs-mip.fr/>

6. Conclusions

The photometric survey conducted on A2667 has allowed us to identify 10 z , Y , and J -dropout galaxies in the selection windows targeting $z \geq 7.5$ candidates within the $\sim 7' \times 7'$ HAWK-I field of view (~ 33 arcmin² of effective overlapping area in all selection bands). All of them are detected in the H and K_s bands, in addition to the J and/or IRAC 3.6 $\mu\text{m}/4.5$ μm images, with H_{AB} ranging from 23.4 to 25.2, and modest magnification factors between 1.1 and 1.4. SED-fitting results in all cases yield a best solution at high- z ($z \sim 7.5$ to 9), with a less significant solution at low- z ($z \sim 1.7$ to 2.8). However, several of these sources seem too bright to be at $z \geq 7.5$, suggesting strong contamination by low- z interlopers which must also be present in other current Lyman break surveys.

A broad and deep wavelength coverage in the optical bands allows us to suppress the majority of low- z interlopers. Indeed, based on a comparison with the WUDS survey, we have estimated that a fraction of ~ 50 – 75% of our bright candidates could be (extreme) low- z interlopers. The same result is achieved when photometric redshifts are computed using a luminosity prior. In this case, only half of the sample survives, and only three objects (namely Y3, Y4, and Y5) are finally retained when including all the available information about the SED presented in this paper. These low- z interlopers, which cannot be easily identified based on broad-band photometry in the optical and near-IR domains alone, are indeed rare objects, in the sense that they are not well described by current spectral templates given the large break. A reasonable good fit for these objects at $z < 4$ is obtained assuming a young stellar population together with a strong extinction. On the other hand, at least 1 and up to 3 sources in our sample are expected to be genuine high- z objects. Spectroscopy is needed to ascertain their redshift and nature. Some of them could also be detected in the IR or sub-mm bands given the estimated dust extinction and high SFRs. Indeed, two sources in this sample, z1 and Y5, have been detected in the *Herschel* PACS & SPIRE bands and LABOCA, making the high- z identification highly unlikely (Boone et al., in prep.).

Only one source (A2667-z1) fulfils the color and magnitude selection criteria of Capak et al. (2011), although it is ~ 0.4 mag fainter than their candidates once corrected for magnification. Its 24 μm flux seems incompatible with a high- z identification, although the observed flux in the J -band, and the non-detection in the I and z bands seem difficult to reconcile with a low- z galaxy.

After removing the brightest candidates, based on luminosity priors and SED properties, the observed number counts of $z \geq 7.5$ candidates in this field seem to be in good agreement with expectations for an evolving LF, and also consistent within the error bars with a constant LF since $z \sim 6$. In contrast, they are inconsistent with a constant LF since $z \sim 4$.

Acknowledgements. Part of this work was supported by the French Centre National de la Recherche Scientifique, the French Programme National de Cosmologie et Galaxies (PNCG), as well as by the Swiss National Science Foundation. We acknowledge support for the International Team 181 from the International Space Science Institute in Berne. J.R. acknowledges support from a EU Marie-Curie fellowship. This work received support from Agence Nationale de la recherche bearing the reference ANR-09-BLAN-0234. This paper is based on observations collected at the European Space Observatory, Chile (71.A-0428, 082.A-0163).

References

- Beckwith, S. V. W., Stiavelli, M., Koekemoer, A. M., et al. 2006, *AJ*, 132, 1729
 Benitez, N. 2000, *ApJ*, 536, 571
 Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393
 Bolzonella, M., Miralles, J. M., & Pelló, R. 2000, *A&A*, 363, 476
 Bouwens, R. J., Thompson, R. I., Illingworth, G. D., et al. 2004, *ApJ*, 616, 79
 Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Blakeslee, J. P., & Franx, M. 2006, *ApJ*, 653, 53
 Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Franx, M., & Ford, H. 2008, *ApJ*, 686, 230
 Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Bradley, L. D., et al. 2009, *ApJ*, 690, 1764
 Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., et al. 2010a, *ApJ*, 709, L133
 Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., et al. 2010b, *ApJ*, submitted [arXiv:1006.4360]
 Bradley, L. D., Bouwens, R. J., Ford, H. C., et al. 2008, *ApJ*, 678, 647
 Bruzual, G., & Charlot, S. 1993, *ApJ*, 405, 538
 Bruzual, G., & Charlot, S. 2003, *MNRAS*, 344, 100
 Bunker, A. J., Geballe, T. R., Leggett, S. K., Kirkpatrick, J. D., & Golimowski, D. A. 2004, *MNRAS*, 355, 374
 Burgasser, A. J., Burrows, A., & Kirkpatrick, J. D. 2006, *ApJ*, 639, 1095
 Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., et al. 2000, *ApJ*, 533, 682
 Capak, P., Mobasher, B., Scoville, N. Z., et al. 2011, *ApJ*, 730, 68
 Castellano, M., Fontana, A., Boutsia, K., et al. 2010, *A&A*, 511, A20
 Coleman, D. G., Wu, C. C., & Weedman, D. W. 1980, *ApJS*, 43, 393
 Covone, G., Kneib, J.-P., Soucail, G., et al. 2006, *A&A*, 456, 409
 Cuby, J. G., Le Fèvre, O., McCracken, H., et al. 2003, *A&A*, 405, L19
 Cuby, J. G., Hibon, P., Lidman, C., et al. 2007, *A&A*, 461, 911
 Daddi, E., Dickinson, M., Morrison, G., et al. 2007, *ApJ*, 670, 156
 Egami, E., Kneib, J.-P., Rieke, G. H., et al. 2005, *ApJ*, 618, L5
 Egami, E., Misselt, K. A., Rieke, G. H., et al. 2006, *ApJ*, 647, 922
 Egami, E., Rex, M., Rawle, T. D., et al. 2010, *A&A*, 518, L12
 Ellis, R., Santos, M. R., Kneib, J.-P., & Kuijken, K. 2001, *ApJ*, 560, L119
 Fazio, G. G., Hora, J. L., Allen, L. E., et al. 2004, *ApJS*, 154, 10
 Finkelstein, S. L., Papovich, C., Giavalisco, M., et al. 2010, *ApJ*, 719, 1250
 Fontana, A., Vanzella, E., Pentericci, L., et al. 2010, *ApJ*, 725, 205
 González, V., Labbé, I., Bouwens, R. J., et al. 2010, *ApJ*, 713, 115
 Hibon, P., Cuby, J.-G., Willis, J., et al. 2010, *A&A*, 515, A97
 Hickey, S., Bunker, A., Jarvis, M. J., Chiu, K., & Bonfield, D. 2010, *MNRAS*, 404, 212
 Hu, E. M., Cowie, L. L., McMahon, R. G., et al. 2002, *ApJ*, 568, L75
 Ilbert, O., Tresse, L., Zucca, E., et al. 2005, *A&A*, 439, 863
 Iye, M., Ota, K., Kashikawa, N., et al. 2006, *Nature*, 443, 186
 Jullo, E., Kneib, J.-P., Limousin, M., et al. 2007, *New J. Phys.*, 9, 447
 Kennicutt, R. C. 1998, *ARA&A*, 36, 189
 Kinney, A. L., Calzetti, D., Bohlin, R. C., et al. 1996, *ApJ*, 467, 38
 Kneib, J. P., Ellis, R. S., Santos, M. R., & Richard, J. 2004, *ApJ*, 607, 697
 Kodaira, K., Taniguchi, Y., Kashikawa, N., et al. 2003, *PASJ*, 55, L17
 Maizy, A., et al. 2009, *A&A*, 509, 105
 McLure, R. J., Dunlop, J. S., Cirasuolo, M., et al. 2010, *MNRAS*, 403, 960
 Oesch, P. A., Bouwens, R. J., Carollo, C. M., et al. 2010, *ApJ*, 709, 21
 Ouchi, M., Mobasher, B., Shimasaku, K., et al. 2009, *ApJ*, 706, 1136
 Oke, J. B., & Gunn, J. E. 1983, *ApJ*, 266, 713
 Persson, S. E., Murphy, D. C., Krzemiński, W., Roth, M., & Rieke, M. J. 1998, *AJ*, 116, 2475
 Polletta, M., Tajer, M., Maraschi, L., et al. 2007, *ApJ*, 663, 81
 Reddy, N. A., & Steidel, C. C. 2009, *ApJ*, 692, 778
 Richard, J., Pelló, R., Schaerer, D., Le Borgne, J.-F., & Kneib, J.-P. 2006, *A&A*, 456, 861
 Richard, J., Stark, D. P., Ellis, R. S., et al. 2008, *ApJ*, 685, 705
 Rieke, G. H., Young, E. T., Engelbracht, C. W., et al. 2004, *ApJS*, 154, 25
 Rigby, J. R., Marcillac, D., Egami, E., et al. 2008, *ApJ*, 675, 262
 Schaerer, D., & de Barros, S. 2009, *A&A*, 502, 423
 Schaerer, D., & de Barros, S. 2010, *A&A*, 515, A73
 Schaerer, D., & Pelló, R. 2005, *MNRAS*, 362, 1054
 Silva, L., Granato, G. L., Bressan, A., & Danese, L. 1998, *ApJ*, 509, 103
 Trenti, M., & Stiavelli, M. 2008, *ApJ*, 676, 767
 Vanzella, E., Pentericci, L., Fontana, A., et al. 2011, *ApJ*, 730, 35
 Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J., et al. 2004, *ApJS*, 154, 1
 Wilkink, T., Dickinson, M., Ferguson, H. C., et al. 2008, *ApJ*, 676, 781
 Wilkins, S. M., Bunker, A. J., Ellis, R. S., et al. 2010, *MNRAS*, 403, 938
 Zheng, W., Bradley, L. D., Bouwens, R. J., et al. 2009, *ApJ*, 697, 1907
 Zwicky, F. 1937, *Phys. Rev.* 51, 290

ANNEXE 4

Far infrared constraints on the contamination by dust obscured galaxies of high- z dropouts searches.

A&A, 2011, 534..A124

Résumé

La Distribution Spectrale en Energie (SED) des galaxies poussiéreuses de redshift intermédiaire peut ressembler à celle des galaxies à très grands redshifts dans les domaines optiques et proches infra-rouge (PIR). Ceci peut conduire à la contamination des échantillons de galaxies à grand redshift s'appuyant sur la photométrie des sources dans l'optique et le PIR, par des galaxies poussiéreuses, puisque les deux types d'objet ne peuvent être distingués correctement. Le taux de contamination par ces sources peut-être assez élevé, allant parfois jusqu'à 50% de l'échantillon. L'infra-rouge lointain (LIR), cependant, peut-être un bon outil pour distinguer les deux types de populations. Cette étude présente un exemple d'identification de deux intrus dans un échantillon optique/PIR de galaxies à très grand redshift. Nous avons analysé la SED dans le LIR de deux galaxies proposées comme étant à très grand redshift ($z \geq 7$) par une étude s'appuyant sur des données HAWK-I/*VLT*. La DSE dans le LIR a été échantillonnée à partir d'observations PACS/*Herschel* à 100 et 160 μm , SPIRE/*Herschel* à 250, 350 et 500 μm et LABOCA/*APEX* à 870 μm . En ajustant, dans un premier temps, cette SED avec un grand nombre de spectres de référence, nous avons montré que ces deux sources sont des ULIRGs/SMG à $z \sim 2$. En considérant la solution à très grand redshift, ceci impliquerait des spectres dans le LIR jamais observés à ce jour. Dans un second temps, nous avons fait le même travail d'ajustement mais en utilisant l'ensemble des données du visible jusqu'au LIR. Nous pouvons alors estimer le redshift de ces deux sources comme étant compris entre $z \sim 1.6$ et 2.5. En raison du grand saut observé dans le spectre de ces galaxies, les spectres de références n'arrivent pas à reproduire la SED observée. Ces deux sources ressemblent fortement aux galaxies extrêmes sélectionnées à partir des données du satellite *Spitzer* et à la galaxie GN10 à $z \sim 4$. Il est important de noter que ce type d'objet peut contaminer un grand nombre d'échantillons d'objets à grand redshift.

Far-infrared constraints on the contamination by dust-obscured galaxies of high- z dropout searches

F. Boone^{1,2}, D. Schaerer^{3,2}, R. Pelló^{1,2}, D. Lutz⁴, A. Weiss⁵, E. Egami⁶, I. Smail⁷, M. Rex⁶, T. Rawle⁶, R. Ivison^{8,9}, N. Laporte^{1,2}, A. Beelen¹⁰, F. Combes¹¹, A. W. Blain¹², J. Richard¹³, J.-P. Kneib¹⁴, M. Zamojski³, M. Dessauges-Zavadsky³, B. Altieri¹⁵, P. van der Werf¹⁶, M. Swinbank⁷, P. G. Pérez-González¹⁷, B. Clement¹⁴, R. Nordon⁴, B. Magnelli⁴, and K. M. Menten⁵

¹ Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, Toulouse, France
e-mail: frederic.boone@irap.omp.eu

² CNRS, IRAP, 9 Av. colonel Roche, BP 44346, 31028 Toulouse Cedex 4, France

³ Geneva Observatory, Université de Genève, 51 chemin des Maillettes, 1290 Versoix, Switzerland

⁴ Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Postfach 1312, 85741 Garching, Germany

⁵ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

⁶ Steward Observatory, University of Arizona, 933 North Cherry Avenue, Tucson, AZ 85721, USA

⁷ Institute for Computational Cosmology, Durham University, South Road, Durham DH1 3LE, UK

⁸ UK Astronomy Technology Centre, Science and Technology Facilities Council, Royal Observatory, Blackford Hill, Edinburgh EH9 3HJ, UK

⁹ Institute for Astronomy, University of Edinburgh, Blackford Hill, Edinburgh EH9 3HJ, UK

¹⁰ Institut d'Astrophysique Spatiale, Bât. 121, Université Paris Sud 11 & CNRS (UMR8617), 91405 Orsay Cedex, France

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

¹² California Institute of Technology, 1200 East California Boulevard, Pasadena, California 91125, USA

¹³ Centre de Recherche Astrophysique de Lyon, Université Lyon 1, 9 avenue Charles André, 69561 Saint Genis Laval, France

¹⁴ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, CNRS- Université Aix-Marseille, 38 rue F. Joliot-Curie, 13388 Marseille Cedex 13, France

¹⁵ Herschel Science Centre, European Space Astronomy Centre, ESA, Villanueva de la Caada, 28691 Madrid, Spain

¹⁶ Leiden Observatory, Leiden University, PO Box 9513, 2300 RA Leiden, The Netherlands

¹⁷ Departamento de Astrofísica, Facultad de CC. Físicas, Universidad Complutense de Madrid, 28040 Madrid, Spain

Received 25 May 2011 / Accepted 11 August 2011

ABSTRACT

The spectral energy distributions (SED) of dusty galaxies at intermediate redshift may look similar to very high-redshift galaxies in the optical/near infrared (NIR) domain. This can lead to the contamination of high-redshift galaxy searches based on broad-band optical/NIR photometry by lower redshift dusty galaxies because both kind of galaxies cannot be distinguished. The contamination rate could be as high as 50%. This work shows how the far-infrared (FIR) domain can help to recognize likely low- z interlopers in an optical/NIR search for high- z galaxies. We analyze the FIR SEDs of two galaxies that are proposed to be very high-redshift ($z > 7$) dropout candidates based on deep Hawk-I/VLT observations. The FIR SEDs are sampled with PACS/*Herschel* at 100 and 160 μm , with SPIRE/*Herschel* at 250, 350 and 500 μm and with LABOCA/APEX at 870 μm . We find that redshifts > 7 would imply extreme FIR SEDs (with dust temperatures > 100 K and FIR luminosities $> 10^{13} L_{\odot}$). At $z \sim 2$, instead, the SEDs of both sources would be compatible with those of typical ultra luminous infrared galaxies or submillimeter galaxies. Considering all available data for these sources from visible to FIR we re-estimate the redshifts and find $z \sim 1.6$ – 2.5 . Owing to the strong spectral breaks observed in these galaxies, standard templates from the literature fail to reproduce the visible-to-near-IR part of the SEDs even when additional extinction is included. These sources strongly resemble dust-obscured galaxies selected in *Spitzer* observations with extreme visible-to-FIR colors, and the galaxy GN10 at $z = 4$. Galaxies with similar SEDs could contaminate other high-redshift surveys.

Key words. galaxies: distances and redshifts – dust, extinction – gravitational lensing: weak – galaxies: high-redshift

1. Introduction

Observing galaxies up to very high-redshifts allows us to study directly the formation and evolution of structures in the expanding Universe. Finding galaxies at ever higher redshifts has therefore become one of the main areas of extragalactic astronomy. The most common technique is to use known broad features in the spectral energy distributions (SEDs) of galaxies to identify high-redshift sources in deep optical and near-infrared (NIR) multi-band observations. In particular the Lyman break is widely used to select sources by redshift, noting their disappearance in bands below a given wavelength, the so-called dropout technique

(Steidel et al. 1996). With this technique and state-of-the-art telescopes and instruments it is now possible to select sources that are good candidates for being at the end or within the epoch of reionization (Richard et al. 2006; Zheng et al. 2009; McLure et al. 2010; Wilkins et al. 2010; Oesch et al. 2010; Bouwens et al. 2010b,a).

Low-redshift galaxies, however, can have very steep SEDs that resemble a break in the UV/optical/NIR. This can lead to contamination of the dropout selection of very high- z galaxies, and consequently to erroneous estimates of the star-formation rate density, stellar masses, and others, although these effects

are currently difficult to quantify. Objects such as these have been found and discussed by several authors (see e.g. Dickinson et al. 2000; Mobasher et al. 2005; Schaerer et al. 2007; Dunlop et al. 2007; Chary et al. 2007; Capak et al. 2011). Confirming the photometric redshifts of high- z galaxies by identifying spectral lines is challenging because the sources are generally too faint for spectroscopic follow-up observations or because they may intrinsically lack Ly α emission (but see Vanzella et al. 2011).

The recent developments of space far-infrared (FIR) instrumentation offer new perspectives in this domain. In particular, with the advent of the *Herschel* Space Observatory it is now possible to sample the FIR part of the SEDs, where the thermal dust emission dominates. The shape of the FIR SED universally looks like a broad bump and can be used to further constrain the optical/NIR photometric redshifts. Although the wavelength of the FIR SED peak also depends on the dust temperature, the limited range of average temperatures observed so far in galaxies (between 20 and 60 K averaged over the entire galaxies, see, e.g., Kovács et al. 2006; Magnelli et al. 2010; Magdis et al. 2010; Wardlow et al. 2011) can be used as a prior and makes it possible to distinguish between intermediate ($z < 3$) and very high-redshifts ($z > 6$).

Far-infrared observations of high- z candidates are also essential to characterize their star forming and dust properties and thus interpret correctly their contribution to the cosmic history of star-formation and reionization.

Recently Laporte et al. (2011) identified ten $z > 7$ candidates in the field of the cluster Abell 2667 using photometric dropout criteria based on deep observations with HAWK-I on the ESO Very Large Telescope (VLT). Comparing their results to other studies and in particular to the WIRCAM Ultra Deep Field Survey (WUDS; Pello et al. in prep.), which is based on deeper optical observations blueward of the I -band, they estimated that 50–75% of these candidates could in fact be lower redshift interlopers. Here, we study two galaxies of this sample that are clearly detected by *Herschel*, namely the sources named “z1” and “Y5”. Our goal is to determine whether they could be interlopers and to understand their nature. The redshift probability distributions of these two sources derived by Laporte et al. (2011) from SED fitting to deep optical/NIR photometry show a prominent peak at $z = 7.6$ and 8.6 respectively. However, a secondary peak at lower redshift around $z \sim 2$ indicates that they could be interlopers as well. Laporte et al. (2011) also noted that the $24\mu\text{m}$ detection of z1 with MIPS/*Spitzer* (Y5 is outside the *Spitzer* map) seems difficult to reconcile with the high- z solution. We use new *Herschel* and LABOCA observations of Abell 2667 to reconstruct the FIR part of their SEDs. We can thus further constrain their redshifts and study their physical properties.

The layout of the article is as follows: Sect. 2 gives a presentation of the observations and data analysis. In Sect. 3 the FIR part of the SEDs is analyzed. In Sect. 4 the complete SEDs are used to estimate the redshifts and discuss the physical properties of the two galaxies. In Sect. 5 we compare the two galaxies to other similar galaxies found in the literature. Section 6 gives the conclusions. We assume a Λ -cosmology with $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.3$ and $\Omega_\Lambda = 0.7$.

2. Observations and data analysis

2.1. Observations and reduction

Herschel observations were obtained in the framework of the *Herschel* Lensing Survey (HLS) described by Egami et al. (2010). They include PACS data at 100 and $160\mu\text{m}$,

and SPIRE observations at 250, 350, and $500\mu\text{m}$. The data reduction was made with the HIPE software as described by Rex et al. (2010) and Rawle et al. (2010).

The large APEX Bolometer Camera (LABOCA Siringo et al. 2009) is a bolometer array operating at $870\mu\text{m}$ that is mounted on the APEX telescope in the desert of Atacama, Chile (Güsten et al. 2006). The LABOCA observations were conducted during the summer 2010. The cluster was mapped in spiral mode during 30 h, covering a circular field of $\sim 6'$ in radius. The data were reduced with the BoA¹ software. The noise is not uniform over the map and the RMS is in the range 1.1–3.0 mJy, the highest values are reached at the edges of the map.

We also obtained a VLA 1.4 GHz continuum map of Abell 2667 (PI: Ivison) with an RMS of $46\mu\text{Jy}$.

2.2. Analysis

The astrometry of all maps was corrected to align them with the VLT K_s image. All optical dropout sources of Laporte et al. (2011) were inspected in the *Herschel* and LABOCA images. Two of them, z1 and Y5, are detected in several FIR bands. Because IRAC/*Spitzer* and MIPS/*Spitzer* data are available for z1, the source can be followed from one band to the next one by increasing wavelength despite the decreasing resolution. Its identification is therefore robust.

For Y5 there is a larger gap in the SED owing to the lack of data between $8\mu\text{m}$ and $100\mu\text{m}$, and due to the fact that it lies at the noisy edges of the 100 and $160\mu\text{m}$ maps, where it is not detected. However, Y5 is the only source detected at $4.5\mu\text{m}$ within a radius of $3''$ (i.e., $\sim 1/3$ rd of the $250\mu\text{m}$ beam radius) around the $250\mu\text{m}$ peak, its identification with the SPIRE detection is therefore very likely.

The fluxes are measured at the positions of the two galaxies by PSF fitting in apertures with a radius equal to $FWHM/3$, where $FWHM$ is the PSF full width at half maximum, i.e., $5.6''$, $11.3''$, $18.1''$, $24.9''$, $36.6''$ and $22.5''$ from 100 to $870\mu\text{m}$. The last (LABOCA) $FWHM$ corresponds to the APEX beam convolved by a Gaussian of $12''$. The sources were deblended from the neighboring sources by subtracting PSFs at the positions of the neighbors derived from the $250\mu\text{m}$ map. Observations at these wavelengths with these resolutions are affected by source confusion. As a consequence a measured flux cannot be directly interpreted as the true flux of a single underlying source. A correct treatment of the effect of source confusion on flux measurements (a.k.a. flux “deboosting”) requires a prior knowledge of the source counts toward low fluxes at the given wavelength. We followed the method presented by Crawford et al. (2010) based on a Bayesian analysis. For the prior source counts we extrapolated toward low fluxes the results of Berta et al. (2010) for PACS bands, Oliver et al. (2010) for SPIRE bands and Coppin et al. (2006) for the LABOCA band.

Blending affects z1 photometry at $\lambda \geq 250\mu\text{m}$ and Y5 photometry at $\lambda \geq 500\mu\text{m}$. And the effect of deboosting is small ($< 20\%$), except for the $870\mu\text{m}$ measurement of Y5, which corresponds to a 2.6σ signal and which we chose to consider as a tentative detection. The deboosted flux of Y5 at $870\mu\text{m}$ is $1.8 \pm 1 \text{ mJy}$ for a measured flux of $2.5 \pm 0.95 \text{ mJy}$.

None of the two sources are detected in the VLA map. The measured FIR fluxes of the sources as well as their optical-to-near-IR photometry from Laporte et al. (2011) are listed in Table 1. Thumbnails of the *Herschel* and LABOCA bands centered at the source positions as well as FIR SED fits are

¹ <http://www.apex-telescope.org/bolometer/laboca/boa/>

Table 1. Multi-wavelength SED of $z1$ (Col. 3) and $Y5$ (Col. 4).

Band/instrument	λ_{eff} [μm]	$z1$	$Y5$
I	0.79	$<3.6\text{e-}5$	$<3.6\text{e-}5$
z	0.92	$<1.4\text{e-}4$	$<1.4\text{e-}4$
Y	1.02	$(2.0 \pm 0.3)\text{e-}4$	$<6.3\text{e-}5$
J	1.26	$(1.75 \pm 0.05)\text{e-}3$	$(6.9 \pm 0.5)\text{e-}4$
H	1.63	$(1.33 \pm 0.07)\text{e-}3$	$(9.3 \pm 0.03)\text{e-}4$
K_s	2.15	$(2.29 \pm 0.06)\text{e-}3$	$(1.77 \pm 0.07)\text{e-}3$
IRAC	3.6	$(6.98 \pm 0.06)\text{e-}3$	$(2.91 \pm 0.11)\text{e-}3$
	4.5	$(10.20 \pm 0.09)\text{e-}3$	$(3.73 \pm 0.10)\text{e-}3$
	8.0	$(9.91 \pm 0.96)\text{e-}3$	
MIPS	24	0.340 ± 0.040	
PACS	100	<3.3	<18
	160	6.3 ± 2.0	<30
SPIRE	250	19.4 ± 1.6	45.5 ± 1.6
	350	15.7 ± 1.4	30.3 ± 1.2
	500	7.5 ± 1.7	19.4 ± 2.1
LABOCA	870	<2.5	1.8 ± 1.0
VLA	2.1×10^5	<0.14	<0.14

Notes. Optical and IR photometry (rows 1–10) is taken from Laporte et al. (2011). Upper limits are 3σ . Rows 12–17 give the *Herschel* and LABOCA source flux. When the measured flux (not the estimated flux) is $<2.5\sigma$ the 3σ value is given as an upper limit. No entry indicates the lack of data. All fluxes are given in milli-Jansky.

shown in the Fig. 1. $Y5$ is close to the border of the PACS maps where the noise is higher, hence the high upper limits.

3. Analysis of the FIR SEDs

The following models or templates were fitted to the FIR measurements (cf. Fig. 1):

- a modified black-body SED parameterized as described by Blain et al. (2003), with emissivity fixed to $\beta = 1.5$ and the Wien correction parameter $\alpha = 2.9$. These values are adapted to submillimeter galaxies (SMGs; Chapman et al. 2005) and local ultraluminous infrared galaxies (ULIRGs; Dunne et al. 2000; Blain et al. 2003). The free parameters are the total FIR luminosity, L_{FIR} , defined as the luminosity emitted in the range 8–1000 μm , and the dust temperature, T_d ;
- the 105 galaxy templates built by Chary & Elbaz (2001). The templates are fitted without rescaling²;
- ULIRG templates built by Vega et al. (2008), with a scaling parameter, L_{FIR} ;
- the starburst, Seyfert, and active galactic nuclei (AGN) templates of Polletta et al. (2007), with a scaling parameter, L_{FIR} ;
- templates built by Michałowski et al. (2010a,b) to fit high-redshift galaxies with detected but poorly sampled submm emission, with a scaling parameter, L_{FIR} ;
- the SED fit to the observations of SMM J2135-0102 (Swinbank et al. 2010; Ivison et al. 2010) with a scaling parameter, L_{FIR} .

The fit was performed by finding the maximum likelihood assuming Gaussian probability distributions for the measurements. When there is no detection, the $3\text{-}\sigma$ value is used as a hard upper limit, i.e., the probability is assumed to be uniform in the $[0, 3\sigma]$ interval and zero outside. The redshifts are fixed to the solutions

² We found that this additional scaling parameter was not required to obtain good fits.

derived by Laporte et al. (2011) from the optical/NIR photometry, i.e., $z = 1.8$ and 7.6 for $z1$ and $z = 1.7$ and 8.6 for $Y5$. The corresponding magnification factors are $\mu = 1.12$ and 1.17 for $z1$ and $\mu = 1.04$ and 1.15 for $Y5$. The MIPS/*Spitzer* 24 μm flux of $z1$ ($Y5$ has no 24 μm data available) was taken into account to fit various galaxy templates, but ignored to fit the modified black-body because it is most likely dominated by polycyclic aromatic hydrocarbons (PAHs).

For both sources we find reasonable fits at low-redshift for the modified black-body and the various galaxy templates. A ULIRG template from the Vega et al. (2008) library, a submillimeter-detected galaxy template from the Michałowski et al. (2010a,b) library and a Seyfert template from the Polletta et al. (2007) library are able to reproduce the 24 μm emission of $z1$. The modified black-body model gives dust temperatures of 34 and 36 K, for $z1$ and $Y5$ respectively, which are typical values for integrated dust temperatures in LIRGs. The infrared luminosities, L_{FIR} , are in the range $(1.2\text{--}1.7) \times 10^{12} L_{\odot}$ and $(3.1\text{--}4.7) \times 10^{12} L_{\odot}$ for $z1$ and $Y5$ respectively. There is a noticeable agreement in L_{FIR} between the modified black-body model and the various templates. These galaxies would therefore be typical ULIRGs/SMGs at $z \sim 2$. This is consistent with the general picture of galaxy evolution now widely observed, i.e., that the contribution of ULIRGs to the cosmic SFR is expected to peak at $z \sim 2$ where it should be comparable to that of the more “normal” galaxies (see e.g. Murphy et al. 2011).

For the high-redshift solutions ($z > 7.5$), instead, the modified black-body requires for both sources very high dust temperatures, i.e., 105 and 129 K for $z1$ and $Y5$, respectively. Such high temperatures averaged over an entire galaxy are extreme³. This can be seen from the impossibility to find any good fit in the different template libraries, which were built from observed galaxies. However, the dust properties of galaxies at such high-redshifts are unknown and dust temperatures above 100 K cannot be ruled out. This would imply that the FIR luminosities are on the order of 0.5 and $1.5 \times 10^{14} L_{\odot}$ for $z1$ and $Y5$, respectively, i.e., both sources would be classified as hyper luminous infrared galaxies (HyLIRG). While the nature of HyLIRGs is still a matter of debate (e.g. Ruiz et al. 2010) and their density at very high-redshift is not well known, they are extreme sources with a lower number density than ULIRGs.

The radio continuum upper limits are too high to constrain the SED fitting. We find that for $Y5$ only at the low-redshift solution ($z \sim 2$) the Chary & Elbaz template is close to the 3σ upper limit.

Thus, in summary, by comparing the FIR photometry to known galaxy SEDs and by taking into account the expected temperature and luminosity range of high-redshift galaxies, the very high-redshift solutions derived from the optical/NIR photometry seem to be less likely than the low-redshift solution. The two sources are most likely typical ULIRGs at $z \sim 2$. This result puts strong constraints on the optical/NIR analysis, which gave a much higher probability to the very high-redshift solution when no prior luminosity function was taken into account. The FIR data alone, however, cannot be used to derive any accurate photometric redshift because of the redshift-temperature degeneracy.

³ To our knowledge there was only one such extreme case reported so far: the host of the lensed quasar APM08279 at $z = 3.9$ (Weiβ et al. 2007; Riechers et al. 2009). It requires two dust components at 75 and 220 K and the highest temperatures most likely result from heating by the powerful quasar.

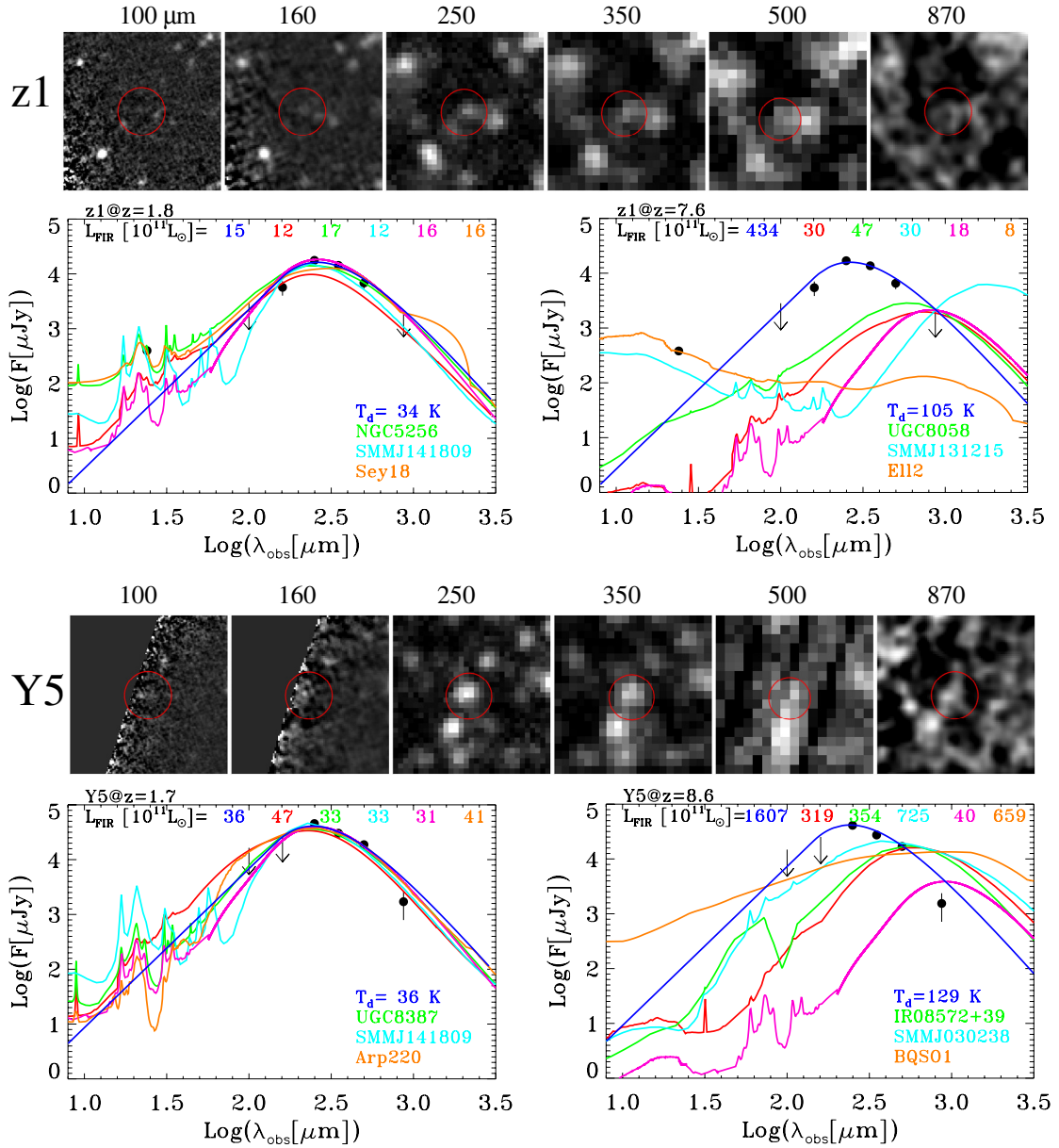


Fig. 1. Top figures show the thumbnails in the five *Herschel* bands (100, 160, 250, 350, 500 μm from left to right) and the LABOCA band (870 μm, the right-most stamp) centered on z1 and the best-fit SEDs for the low-redshift (left) and high-redshift (right) solutions. The bottom figures show the same for the source Y5. The red circle in the thumbnails is meant to guide the eye, it has a radius of 27'' and is centered on the source position. The blue curves correspond to the best-fit modified black-body SEDs with the parameters written in blue, the magenta curves correspond to the SMMJ2135-0102 model (Swinbank et al. 2010; Ivison et al. 2010), the other curves correspond to the best-fit templates of the Chary & Elbaz (2001) library (red), the Vega et al. (2008) library (green), the Michałowski et al. (2010a,b) library (cyan) and the Polletta et al. (2007) library (orange). The names of the best-fit templates as well as L_{FIR} are written in the figure with the same color codes.

4. Analysis of the complete SED from visible to FIR

We will now examine all data from the visible to the FIR ranges to improve the redshift estimate of our galaxies and to examine the nature and physical properties of these sources.

4.1. Method

To model the SED of the two sources we used a modified version of the *Hyperz* photometric redshift code of Bolzonella et al. (2000) described in Schaerer & de Barros (2009). Non-detections are treated as the usual case 1 of *Hyperz*, i.e., the flux in these filters is set to zero, with an error bar corresponding

to the flux at 1σ level. The basic spectral templates are taken from the Bruzual & Charlot models (Bruzual & Charlot 2003), computed for a variety of star-formation histories and metallicities. Although applicable only to a limited part of the spectrum, we use these templates here to constrain redshift, extinction, and stellar mass in particular. For the Bruzual & Charlot templates we consider variable extinction with A_V up to 8 mag for the Calzetti et al. (2000) attenuation law. We also explored other extinction laws.

The code, initially designed to fit rest-frame UV to near-IR (stellar) emission, can also easily be used to include the thermal mid-IR and beyond. To cover the entire spectral range from the visible to the millimeter domain, and to compare our sources

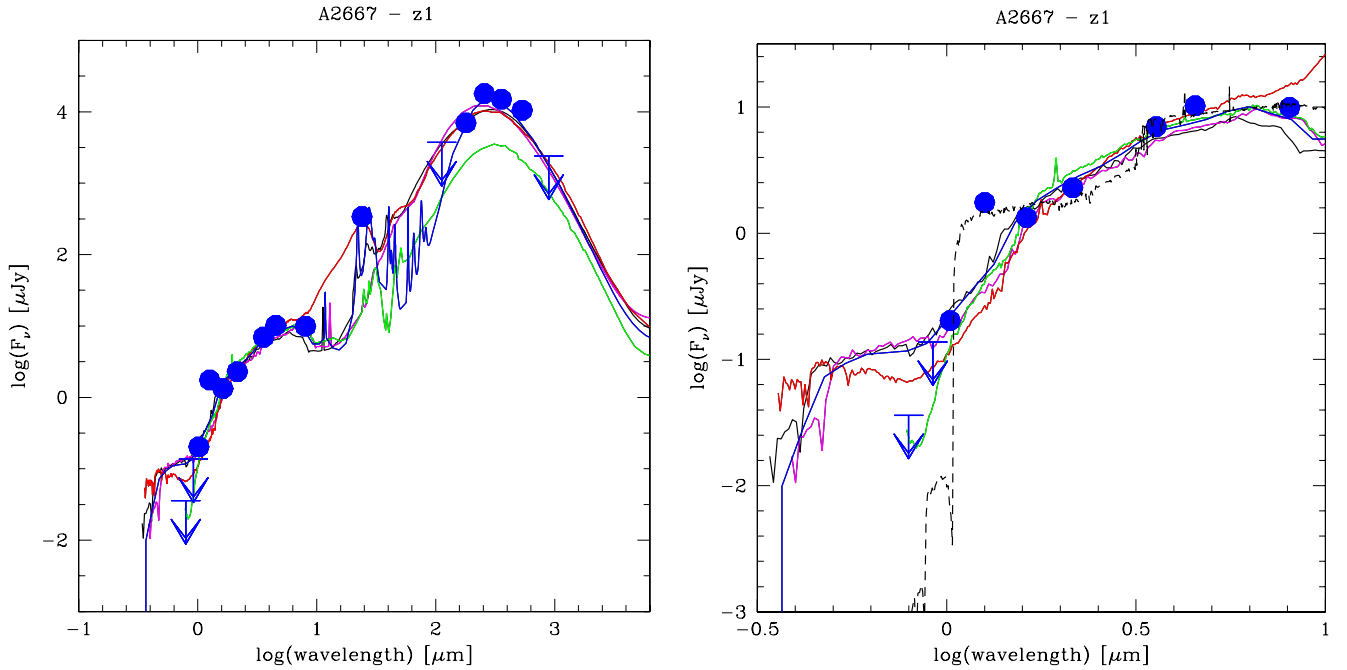


Fig. 2. Fits to the observed SED of source $z1$ (photometry shown by blue symbols, including 3σ upper limits) using different spectral templates: Chary & Elbaz (2001) (black = best-fit template, and magenta = template with maximum IR luminosity), Polletta et al. (2007) (red = global best-fit template, and green = best-fit to visible-near-IR SED excluding the thermal IR), and Michałowski et al. (2010a) (blue). The best-fit SED with the templates of Vega et al. (2008), very similar to the one using Polletta’s templates, is not shown here for simplicity. *Left:* global visible to sub-mm SED. *Right:* zoom on visible to near-IR part of the SED including for comparison also the best-fit SED at high-redshift ($z = 7.5$) from Laporte et al. (2011, dashed line), which is most likely excluded because of our Herschel detections.

with SEDs of very different galaxy types, we compiled a great variety of spectral templates from the GRASIL models of Silva et al. (1998), the library of Chary & Elbaz (2001), Rieke et al. (2009), the starburst, Seyfert, and AGN templates of Polletta et al. (2007), the ULIRG templates of Vega et al. (2008), the sub-mm galaxy templates of Michałowski et al. (2010a), and the model fit to SMMJ2135-0102 (Swinbank et al. 2010; Ivison et al. 2010). Extinction can also be added to these spectral templates; SED fits with and without additional extinction will be discussed below.

We carried out both fits of the entire SED (optical, near-IR, and IR) and fits up to $8\ \mu\text{m}$ only (for the Bruzual & Charlot templates). For each template set the free parameters are redshift and (additional) A_V . Physical parameters such as the infrared luminosity, L_{IR} , defined as the luminosity emitted in the range $2\text{--}1000\ \mu\text{m}$; the IR star-formation rate, SFR; and the stellar mass, are subsequently derived from the best-fit templates. In contrast to the IR fits discussed in Sect. 3 we have no handle on the dust temperature, because this is not a parameter describing the SEDs used here. We also checked that the two independent fitting methods used here and in Sect. 3 give consistent results.

4.2. Photometric redshifts

As discussed in depth by Laporte et al. (2011), the best-fit photometric redshifts of our sources derived from the optical-to-near-IR photometry (up to $8\ \mu\text{m}$) and using standard spectral templates is consistently found at $z > 7$ with a lower probability at low z . This result remains unchanged with the exploration of a wider range of extinction, different attenuation/extinction laws, and template sets used here compared to Laporte et al. (2011). On the other hand, analysis of the IR SED and other arguments clearly favor low redshifts ($z \sim 1.5\text{--}2.5$), as discussed above.

Below we therefore limit ourselves to $z < 4$ and attempt to refine the photometric redshift of the two sources.

4.3. Results for $z1$

Overall the global SED fits for this source are fairly satisfactory, as shown in Fig. 2, albeit with significant discrepancies in the optical domain (cf. below). Several templates (from Polletta et al. 2007; Vega et al. 2008; Michałowski et al. 2010a) also reproduce the $24\ \mu\text{m}$ flux, and the observed 100 and $870\ \mu\text{m}$ fluxes are within $2\text{--}3\sigma$ of the model. Interestingly, the best-fits for both, the Polletta and Michałowski libraries are found with templates for active galaxies.

The best-fit redshift found with these templates is between $z \approx 2.24$ and 2.57 . The resulting IR luminosity is $L_{\text{IR}} \sim (2.6\text{--}3.2) \times 10^{12} L_{\odot}$, the corresponding $SFR \approx 450\text{--}550 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ using the standard Kennicutt (1998) calibration. Fits to the IR part with the SMMJ2135-0102 template yield $z_{\text{phot}} \approx 2.0$. A somewhat lower redshift of $z \approx 1.7$ is found with the Bruzual & Charlot (2003) templates using the SED up to the IRAC bands. The estimated extinction is $A_V \sim 2.6$, the stellar mass $M_{\star} \sim 6 \times 10^{10} M_{\odot}$ for the same Salpeter IMF as adopted by Kennicutt (1998). However, these values should be taken with caution because the fits are poor. For comparison, one obtains $M_{\star} \sim 3 \times 10^{10} M_{\odot}$ from the absolute H -band magnitude ($M_B \approx -23.0$) using the mass-to-light ratio adopted by Wardlow et al. (2011) for SMGs.

At a more detailed level (see right panel), all spectral templates have some difficulty to reproduce the steep, observed SED between the visible (I , z bands) and the near-IR (Y and J here), and they predict a flux excess in the optical domain. Below we will show that this also holds when variable extinction is added to the empirical templates. The same is also true for all other templates we examined, including the theoretical galaxy

templates of [Bruzual & Charlot \(2003\)](#). This sharp drop is of course the reason why this source was selected as an optical dropout (Y -drop).

4.4. Results for $Y5$

For this source the global fits are less good than for $z1$. This is because $Y5$ shows a higher flux ratio between the thermal-IR and the near-IR than $z1$, whose SED already required templates with extreme IR/near-IR fluxes. For example, the Arp 220 template from [Polletta et al. \(2007\)](#), shown in red, underpredicts the IR flux by a factor ≥ 5 . The only template coming close to the observed IR emission is from the SMG library of [Michałowski et al. \(2010a\)](#) (SMMJ221725.97+001238). With a best-fit redshift of $z_{\text{phot}} \approx 2.15$ this translates to $L_{\text{IR}} = 2.2 \times 10^{12} L_{\odot}$, corresponding to $SFR \approx 380 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Fits to the IR part with the SMMJ2135-0102 template yield $z_{\text{phot}} \approx 1.8$. A best-fit redshift of $z \approx 1.95$ is found with [Bruzual & Charlot \(2003\)](#) templates using the SED up to the IRAC bands. The estimated extinction is $A_V \sim 1.6$, the stellar mass $M_{\star} \sim 3 \times 10^{10} M_{\odot}$. However, these values should be taken with caution because the fits in the domain close to the optical are poor. Again, using the absolute H -band magnitude ($M_B \approx -22.3$), one obtains $M_{\star} \sim 2 \times 10^{10} M_{\odot}$ with the assumptions already mentioned above.

Similarly to $z1$, the visible-near-IR drop of the SED (see right panel) is poorly fitted by the spectral templates, predicting that the source should be detectable in the visible (I , z , Y bands in particular), in contrast to our observations. The template that fits this part of the spectrum best is an S0 template from [Polletta et al. \(2007\)](#), shown in green. However, this template underpredicts the IR emission by several orders of magnitudes.

4.5. Possible explanations for the strong SED break/very red spectrum

As already seen, the common, observed spectral templates fail to reproduce the steep, observed SED between the visible (I , z bands) and the near-IR (Y and J here), and they predict a flux excess in the optical domain. What causes the sharp observed decrease of the flux between the near-IR and the optical for these sources? The main difficulty arises because the largest spectral break known in galaxy spectra is the Lyman break, whereas the typically observed Balmer (or “4000 Å”) break is smaller than that of our two galaxies. We have examined various possibilities, but with no convincing answer.

For example, as shown in Fig. 4 for $z1$, adding variable extinction to the empirical templates allows one to diminish their optical flux excess somewhat. For the Chary & Elbaz templates, the best-fit (to the domain shown here) is then with an additional extinction $\Delta A_V = 1.4$ for the Calzetti law. However, the templates are too smooth to reproduce the apparent break. The flux at optical wavelengths can be reduced even more by assuming a steeper attenuation law than the Calzetti law adopted by default. With the SMC extinction law by [Prevot et al. \(1984\)](#) the best-fit is then for $\Delta A_V = 1.2$. Overall, the same difficulty remains, however. Figure 4 also shows the best-fit SED for the [Bruzual & Charlot \(2003\)](#) templates with the SMC law. Although it is the steepest SED between the optical and the H -band, it falls short in flux in the J -band. For completeness we also examined templates from the synthesis models of [Maraston et al. \(2006\)](#). As expected, these models do not yield significantly different fits in the blue part of the rest-frame optical spectrum.

As already mentioned by [Laporte et al. \(2011\)](#), we also attempted to fit the SEDs with our models including nebular lines (see [Schaerer & de Barros 2009](#)). Indeed, in this case the best-fit is found at $z \sim 1.5$ such that the [OIII] $\lambda\lambda$ 4959, 5007 lines, and H β boost somewhat the J -band flux, and H α the H -band to a lesser extent, contributing thus to the flux decrement between J and Y . However, this solution also requires a very high attenuation ($A_V \sim 4.0$ for the SMC law) to reproduce the steeply rising SED toward longer wavelengths⁴. Although to the best of our knowledge objects with these red SEDs and strong emission lines are not known, this extreme explanation should be easy to test with spectroscopic observations.

Finally, could composite populations not taken into account by our models help to explain the observed SED? Certainly the theoretical SED models may suffer from this simplification. However, we do not see how this could help to resolve the problem with the large observed spectral break, because a superposition of individual simple stellar populations (not capable of reproducing this observation) can only average out spectral features. We conclude that we have no convincing explanation for the observed sharp drop of the SED of our two sources.

5. Discussion

5.1. Comparison with other objects in the literature

How do our sources compare with other known galaxies and what is their nature?

By design our sources are near-IR-selected, optical dropout sources, i.e., sources with a very red color between the J - and z -band and/or between Y and J . Our sources can therefore be compared to those selected by [Capak et al. \(2011\)](#) from the COSMOS survey. From their Fig. 13 we note that with $(I - J) > 5.4$ and 4.4 and $(z - J) > 3.9$ and 3.1 for $z1$ and $Y5$, both sources show extreme (very red) optical-to-near-IR colors, when compared to other low-redshift galaxies with red ($J - z$) colors. $z1$ and $Y5$ are also similar to the z -dropout galaxy HUDF-J2 identified by [Mobasher et al. \(2005\)](#) as a $z \approx 6.5$ post-starburst galaxy candidate, but later shown to be most likely at $z \sim 1.8$ – 2.5 interloper by [Schaerer et al. \(2007\)](#); [Dunlop et al. \(2007\)](#); [Chary et al. \(2007\)](#). Although similar in several respects, HUDF-J2 shows a more monotonously rising SED between z , J , and H than our objects exhibiting a “sharper” break. The colors and fluxes of our sources are also very similar to those of the lensed optical dropout galaxy #2 found behind the cluster Abell 1835, identified with the $z = 2.93$ sub-mm galaxy SMMJ14009+0252 (see [Schaerer et al. 2007](#); [Weiß et al. 2009](#), and references therein).

Our sources are obviously also characterized by a high IR-to-optical flux ratio, a criterion, which has been used by various authors. For example, [Rodighiero et al. \(2007\)](#) have studied IRAC 3.6 μm -selected sources undetected in deep optical HST images. The (K -3.6) and (z -3.6) colors of $z1$ and $Y5$ are comparable to their sources; the main difference seems to be in ($H - K$), where our sources are bluer than those of [Rodighiero et al. \(2007\)](#). $z1$ and $Y5$ appear to be related to the very dusty $z \sim 2$ – 3 sources from this study. [Fiore et al. \(2008\)](#) and [Dey et al. \(2008\)](#) have examined 24 μm selected sources with very red colors between 24 μm and the R band ($S(24)/S(R) \geq 1000$). They concluded that the bulk of these sources are very luminous strongly dust-obscured galaxies (referred to as DOGs) at $z \sim 2$, powered by AGN and/or by starbursts. Using the I -band

⁴ Our model assumes identical attenuation for the continuum and nebular lines, as in [Schaerer & de Barros \(2009\)](#).

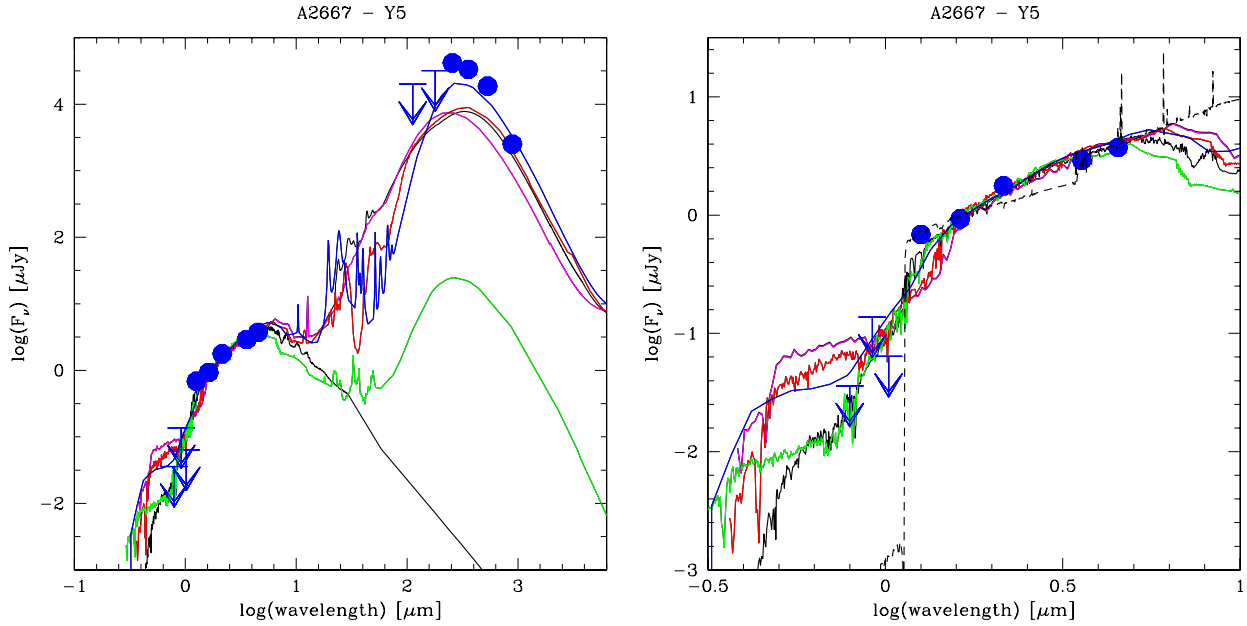


Fig. 3. Same as Fig. 2 for Y5. The best-fit SED at high-redshift (black dashed line) is for $z = 8.28$.

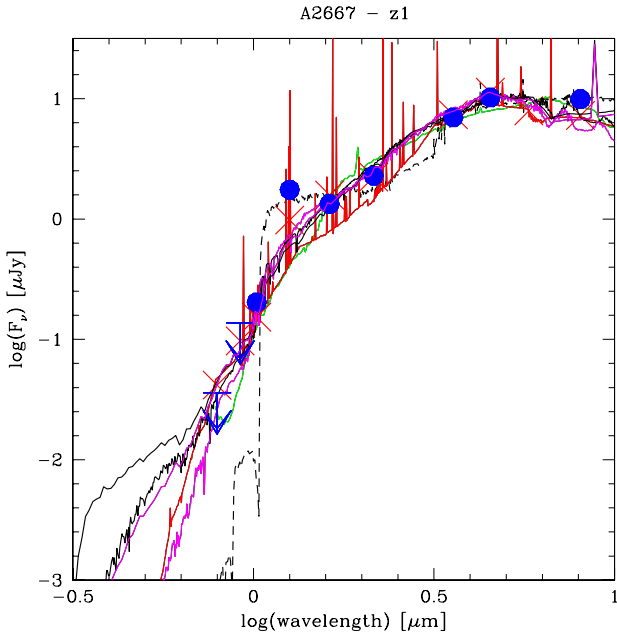


Fig. 4. Observed visible to near-IR part of the SED of $z1$ (blue circles) and best-fit models to this spectral range: using the Polletta et al. (2007) templates and no additional extinction (green line), black lines: using the Chary & Elbaz (2001) and Bruzual & Charlot (2003) templates with variable attenuation described by the Calzetti law, magenta: same as black lines, but adoption the SMC extinction law, red line (continuum) and red crosses (synthetic flux in filters): Bruzual & Charlot (2003) templates with nebular emission and SMC law, black dashed: high-redshift ($z = 7.5$) template from Laporte et al. (2011, dashed line). In all cases the best-fit redshift is $z \approx 1.5$ – 1.7 , except for Polletta’s templates.

as a proxy for R , we obtain a flux ratio $S(24)/S(R) \gtrsim 20\,000$ for $z1$, an extremely high flux ratio compared to the other samples. From the SED of Y5 (cf. Fig. 3), we also expect this galaxy to show a high $24\ \mu\text{m}$ to optical ratio. According to the source density from Dey et al. (2008), we would have expected \sim four strongly dust-obscured galaxies down to $\sim 0.3\ \text{mJy}$ at $24\ \mu\text{m}$ in our $45\ \text{arcmin}^2$ field. Because the depth of our MIPS observations is similar, this value is comparable to our source density,

although our selection is different. Pope et al. (2008) have also compared DOGs and sub-mm galaxies (SMGs) in the same $R - K - 24\ \mu\text{m}$ colors, showing that $\sim 30\%$ of SMGs satisfy the DOG criteria, the remainder showing less extreme (i.e. bluer) colors. This confirms that the SEDs of our sources are comparable to a subset of SMGs with the most extreme optical to IR/sub-mm colors, as already seen above (Sect. 4). Our optical data are not deep enough to ascertain whether $z1$ and Y5 fulfill the usual criteria for extremely red objects (EROs), $(R - K) \gtrsim 5.6$ in Vega magnitudes, at least as estimated from $(I - K_s)$.

Among known sub-mm galaxies, one source, GN10 or GOODS 850-5, stands out as having particularly extreme IR/sub-mm to visible/near-IR properties, similar to our two galaxies. Indeed, this source is undetected down to $\sim 0.01\ \mu\text{Jy}$ (1σ) in the visible, shows fluxes of ~ 1 – $5\ \mu\text{Jy}$ in the IRAC bands (3.6 – $8\ \mu\text{m}$), and peaks at ~ 10 – $20\ \text{mJy}$ around $1\ \text{mm}$ (Wang et al. 2004, 2009; Daddi et al. 2009), quite comparable to $z1$ and Y5. However, GN10 remains undetected even at JHK (Wang et al. 2009), which can be explained by its higher redshift ($z \sim 4$), recently confirmed from CO spectroscopy (Daddi et al. 2009). The observed spectral break of GN10 found between 3.6 and $2.2\ \mu\text{m}$ and other considerations (Wang et al. 2009; Daddi et al. 2009) suggests a very high attenuation of $A_V \gtrsim 4.5$ – 5 for this source, or at least for the star-forming part of it, if hosting multiple components. If we assume constant star-formation as Daddi et al. (2009) for their SED modeling, we would infer $A_V \sim 3$ (7.8) mag for $z1$ (Y5). Comparing the infrared-derived SFR with the upper limits in the rest-frame UV domain, we can also estimate the attenuation of our sources. Adopting the I -band flux as a constraint for the UV flux at ~ 2300 – $2500\ \text{\AA}$ and using the Kennicutt (1998) calibration, we obtain $A_V \gtrsim 4$ mag for both sources.

Sub-mm galaxies are also known to exhibit very strong attenuation. For example, sources with Balmer decrement measurements indicate $A_V \sim 1$ – 3 (Swinbank et al. 2004; Takata et al. 2006), and from SED fits (Swinbank et al. 2004) estimate $A_V = 3.0 \pm 1.0$ for their sample. Wardlow et al. (2011) find $A_V = 2.6 \pm 0.2$ from the median SED of sub-mm galaxies, but more extreme attenuations are found within the sub-mm

galaxy samples (see e.g. [Smail et al. 2004](#)). Also, the extremely red object, sub-mm detected galaxy HR10 studied by [Dey et al. \(1999\)](#) shows $A_V \sim 4.5$, as inferred from comparison of the IR and H α star-formation rate. In short, although higher than the typical/median value of sub-mm galaxies, the attenuation of the sources z1 and Y5 is similar to that of some sub-mm galaxies, such as GN10 at $z = 4.04$ and others at lower z . Our sources are also somewhat fainter, both in the rest-frame near-IR and in the IR, than the typical sub-mm galaxies (cf. [Wardlow et al. 2011](#)). Finally, our sources stand out by their large spectral break, which – to the best of our knowledge – is unusual among intermediate-redshift sources.

5.2. The other high- z candidates of the survey

Based on our FIR detections we have identified two potential interlopers among the ten high- z candidates discovered by [Laporte et al. \(2011\)](#). Most of the other candidates are in crowded regions where several sources emit in the FIR and are blended with each other, making any FIR measurement impossible. Two other candidates only seem to be clean from any contamination in the MIPS, PACS and SPIRE maps, namely Y3 and Y4. They remain undetected in all bands. However, the FIR upper limits obtained do not allow us to distinguish between low and high-redshift. On the other hand we can rule out that these sources are as extreme as z1 and Y5 in their IR/sub-mm to near-IR flux ratio, because they should otherwise clearly be detected in our Herschel images.

6. Conclusions

Analyzing the FIR SED of two high-redshift dropout candidates we find that both galaxies are likely at $z \sim 2$ rather than $z > 7$. From the FIR point of view alone, both galaxies could be similar to ULIRGs or SMGs, which are common at $z \sim 2$. At $z > 7$ the SEDs would imply extreme dust temperatures and luminosities. Fitting the global SEDs considering all available data from visible to submm we estimate $z \sim 1.6\text{--}2.5$.

However, the optical/NIR part of both objects remains difficult to understand if at $z \sim 2$. They show a very strong and well-defined spectral break (presumably the Balmer break), unusual among intermediate redshift sources. The source z1 is extreme for both IR/visible and near-IR/optical colors. The source Y5 has a somewhat smaller drop between the near-IR/optical domain.

We have examined several possible explanations for the extreme colors of these galaxies, but none of them is entirely satisfactory. More observations are required to understand their nature. Once a spectroscopic confirmation of their redshift is obtained we will be able to create new SED templates.

Other extreme sources (e.g. GN10 [Wang et al. 2004](#); [Lutz et al. 2005](#); [Wang et al. 2009](#); [Daddi et al. 2009](#)) were found from MIPS observations and submm searches. There could therefore be two complementary paths leading to similar, extreme sources.

Although spectroscopic confirmation is still required and not all possible interlopers may be detected in the FIR, this work shows that FIR observations can be very helpful to constrain the contamination of high- z dropout searches by lower redshift galaxies.

Acknowledgements. We are grateful to the referee for constructive comments and suggestions that helped to improve the paper. We thank the APEX staff for their aid in carrying out the observations. APEX is operated by the Max-Planck-Institut für Radioastronomie, the European Southern Observatory, and the Onsala Space Observatory. This work received support from the french

Agence Nationale de la Recherche under the reference ANR-09-BLAN-0234. The work of D.S. and M.Z. is supported by the Swiss National Science Foundation. Support from ISSI (International Space Science Institute) in Bern for an International Team is gratefully acknowledged. I.R.S., R.J.I., and A.W.B. acknowledge support from STFC.

References

- Berta, S., Magnelli, B., Lutz, D., et al. 2010, *A&A*, 518, L30
 Blain, A. W., Barnard, V. E., & Chapman, S. C. 2003, *MNRAS*, 338, 733
 Bolzonella, M., Miralles, J.-M., & Pelló, R. 2000, *A&A*, 363, 476
 Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., González, V., et al. 2010a, *ApJ*, 725, 1587
 Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., et al. 2010b, *ApJ*, 709, L133
 Bruzual, G., & Charlot, S. 2003, *MNRAS*, 344, 1000
 Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., et al. 2000, *ApJ*, 533, 682
 Capak, P., Mobasher, B., Scoville, N. Z., et al. 2011, *ApJ*, 730, 68
 Chapman, S. C., Blain, A. W., Smail, I., & Ivison, R. J. 2005, *ApJ*, 622, 772
 Chary, R., & Elbaz, D. 2001, *ApJ*, 556, 562
 Chary, R.-R., Teplitz, H. I., Dickinson, M. E., et al. 2007, *ApJ*, 665, 257
 Coppin, K., Chapin, E. L., Mortier, A. M. J., et al. 2006, *MNRAS*, 372, 1621
 Crawford, T. M., Switzer, E. R., Holzapfel, W. L., et al. 2010, *ApJ*, 718, 513
 Daddi, E., Dannerbauer, H., Krips, M., et al. 2009, *ApJ*, 695, L176
 Dey, A., Graham, J. R., Ivison, R. J., et al. 1999, *ApJ*, 519, 610
 Dey, A., Soifer, B. T., Desai, V., et al. 2008, *ApJ*, 677, 943
 Dickinson, M., Hanley, C., Elston, R., et al. 2000, *ApJ*, 531, 624
 Dunlop, J. S., Cirasuolo, M., & McLure, R. J. 2007, *MNRAS*, 376, 1054
 Dunne, L., Eales, S., Edmunds, M., et al. 2000, *MNRAS*, 315, 115
 Egami, E., Rex, M., Rawle, T. D., et al. 2010, *A&A*, 518, L12
 Fiore, F., Grazian, A., Santini, P., et al. 2008, *ApJ*, 672, 94
 Güsten, R., Nyman, L. Å., Schilke, P., et al. 2006, *A&A*, 454, L13
 Ivison, R. J., Swinbank, A. M., Swinyard, B., et al. 2010, *A&A*, 518, L35
 Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *ARA&A*, 36, 189
 Kovács, A., Chapman, S. C., Dowell, C. D., et al. 2006, *ApJ*, 650, 592
 Laporte, N., Pelló, R., Schaerer, D., et al. 2011, *A&A*, 531, A74
 Lutz, D., Yan, L., Armus, L., et al. 2005, *ApJ*, 632, L13
 Magdis, G. E., Elbaz, D., Hwang, H. S., et al. 2010, *MNRAS*, 409, 22
 Magnelli, B., Lutz, D., Berta, S., et al. 2010, *A&A*, 518, L28
 Maraston, C., Daddi, E., Renzini, A., et al. 2006, *ApJ*, 652, 85
 McLure, R. J., Dunlop, J. S., Cirasuolo, M., et al. 2010, *MNRAS*, 403, 960
 Michałowski, M., Hjorth, J., & Watson, D. 2010a, *A&A*, 514, A67
 Michałowski, M. J., Watson, D., & Hjorth, J. 2010b, *ApJ*, 712, 942
 Mobasher, B., Dickinson, M., Ferguson, H. C., et al. 2005, *ApJ*, 635, 832
 Murphy, E. J., Chary, R., Dickinson, M., et al. 2011, *ApJ*, 732, 126
 Oesch, P. A., Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., et al. 2010, *ApJ*, 709, L16
 Oliver, S. J., Wang, L., Smith, A. J., et al. 2010, *A&A*, 518, L21
 Polletta, M., Tajer, M., Maraschi, L., et al. 2007, *ApJ*, 81
 Pope, A., Bussmann, R. S., Dey, A., et al. 2008, *ApJ*, 689, 127
 Prevot, M. L., Lequeux, J., Prevot, L., Maurice, E., & Rocca-Volmerange, B. 1984, *A&A*, 132, 389
 Rawle, T. D., Chung, S. M., Fadda, D., et al. 2010, *A&A*, 518, L14
 Rex, M., Rawle, T. D., Egami, E., et al. 2010, *A&A*, 518, L13
 Richard, J., Pelló, R., Schaerer, D., Le Borgne, J., & Kneib, J. 2006, *A&A*, 456, 861
 Riechers, D. A., Walter, F., Carilli, C. L., & Lewis, G. F. 2009, *ApJ*, 690, 463
 Rieke, G. H., Alonso-Herrero, A., Weiner, B. J., et al. 2009, *ApJ*, 692, 556
 Rodighiero, G., Cimatti, A., Franceschini, A., et al. 2007, *A&A*, 470, 21
 Ruiz, A., Miniutti, G., Panessa, F., & Carrera, F. J. 2010, *A&A*, 515, A99
 Schaerer, D., & de Barros, S. 2009, *A&A*, 502, 423
 Schaerer, D., Hempel, A., Egami, E., et al. 2007, *A&A*, 476, 97
 Silva, L., Granato, G. L., Bressan, A., & Danese, L. 1998, *ApJ*, 509, 103
 Siringo, G., Kreysa, E., Kovács, A., et al. 2009, *A&A*, 497, 945
 Smail, I., Chapman, S. C., Blain, A. W., & Ivison, R. J. 2004, *ApJ*, 616, 71
 Steidel, C. C., Giavalisco, M., Pettini, M., Dickinson, M., & Adelberger, K. L. 1996, *ApJ*, 462, L17
 Swinbank, A. M., Smail, I., Chapman, S. C., et al. 2004, *ApJ*, 617, 64
 Swinbank, A. M., Smail, I., Longmore, S., et al. 2010, *Nature*, 464, 733
 Takata, T., Sekiguchi, K., Smail, I., et al. 2006, *ApJ*, 651, 713
 Vanzella, E., Pentericci, L., Fontana, A., et al. 2011, *ApJ*, 730, L35
 Vega, O., Clemens, M. S., Bressan, A., et al. 2008, *A&A*, 484, 631
 Wang, W., Cowie, L. L., & Barger, A. J. 2004, *ApJ*, 613, 655
 Wang, W., Barger, A. J., & Cowie, L. L. 2009, *ApJ*, 690, 319
 Wardlow, J. L., Smail, I., Coppin, K. E. K., et al. 2011, *MNRAS*, 917
 Weiß, A., Downes, D., Neri, R., et al. 2007, *A&A*, 467, 955
 Weiß, A., Ivison, R. J., Downes, D., et al. 2009, *ApJ*, 705, L45
 Wilkins, S. M., Bunker, A. J., Ellis, R. S., et al. 2010, *MNRAS*, 403, 938
 Zheng, W., Bradley, L. D., Bouwens, R. J., et al. 2009, *ApJ*, 697, 1907

ANNEXE 5

The bright end of the luminosity function at $z \sim 9$.

A&A, 2012, 542..L31

Résumé

Dans cet article, nous ajoutons une nouvelle contrainte sur la fonction de luminosité des galaxies à $z \sim 9$ s'appuyant sur des observations faites avec ESO/VLT HAWK-I, FORS2 et X-Shooter autour de l'amas de galaxies A2667, dans le cadre de notre projet visant à sélectionner des candidats à $z \sim 7-10$ observables par spectroscopie. Une seule source J -dropout a été sélectionnée dans ce champ de vue à partir de critères de couleurs et de détection/non-détection. Cette source a été récemment confirmée comme intrus à bas redshift à partir d'observations X-Shooter.

La profondeur et la surface couverte par notre relevé a été ajustée dans le but d'ajouter de fortes contraintes sur la partie brillante de la fonction de luminosité des galaxies et ainsi de contraindre l'histoire de la formation stellaire à très grand redshift.

L'absence de source J -dropout dans les $\sim 36 \text{ arcmin}^2$ de notre champ de vue autour d'A2667 peut être utilisé pour déterminer une limite supérieure de la densité numérique d'objet à $z \sim 9$.

La plus forte contrainte est obtenue pour une densité d'objets par unité de magnitude $\Phi(M_{1500} = -21.4 \pm 0.5) < 6.70 \times 10^{-6} \text{ Mpc}^{-3} \text{ mag}^{-1}$ à $z \sim 9$. A partir de cette limite supérieure nous pouvons également contraindre les paramètres de la fonction de luminosité. Ainsi en considérant tous les points disponibles à $z \sim 9$, nous pouvons donner une limite inférieure pour la magnitude caractéristique de la fonction de luminosité $M^* > -19.7 \text{ mag}$, avec une pente aux faibles luminosités $\alpha = -1.74$ (fixé) et une densité caractéristique $\Phi^* = 1.1 \times 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3}$. La densité de taux de formation stellaire correspondante doit être $\rho_{SFR} < 5.97 \times 10^{-3} \text{ M}_{\odot} \text{ an}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$ à $z \sim 9$. Ces résultats sont en parfait accord avec les dernières publications sur ce sujet.

Ce résultat confirme la diminution de la densité de galaxies brillantes à très grand redshift, et permet d'apporter de nouvelles contraintes sur la préparation des futurs grands relevés visant à explorer l'Univers à très grand redshift.

LETTER TO THE EDITOR

The bright end of the luminosity function at $z \sim 9$ *

N. Laporte^{1,2}, R. Pelló^{1,2}, M. Hayes^{1,2}, D. Schaerer^{5,2}, F. Boone^{1,2}, J. Richard⁴, J. F. Le Borgne^{1,2},
J. P. Kneib³, and F. Combes⁶

¹ Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, Toulouse, France

² CNRS, IRAP, 14, avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France

e-mail: [nicolas.laporte; roser; matthew.hayes; frederic.boone]@irap.omp.eu

³ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, CNRS – Université Aix-Marseille, 38 rue Frédéric Joliot-Curie,
13388 Marseille Cedex 13, France

e-mail: jean-paul.kneib@oamp.fr

⁴ Centre de Recherche Astrophysique de Lyon, University Lyon 1, 9 Avenue Charles André, 69561 Saint Genis Laval, France

e-mail: johan.richard@univ-lyon1.fr

⁵ Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Versoix, Switzerland

e-mail: Daniel.Schaerer@unige.ch

⁶ LERMA, Observatoire de Paris and CNRS, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

e-mail: Francoise.Combes@obspm.fr

Received 26 April 2012 / Accepted 18 May 2012

ABSTRACT

Context. We present additional constraints on the galaxy luminosity function at $z \sim 9$ based on observations carried out with ESO/VLT FORS2, HAWK-I, and X-Shooter around the lensing cluster A2667, as part of our project designed to select $z \sim 7$ –10 candidates accessible to spectroscopy. We find that only one selected J -dropout source in this field fulfills the color and magnitude criteria. This source was recently confirmed as a mid- z interloper based on X-Shooter spectroscopy.

Aims. Owing to the considerable depth and area covered by our survey, we are able to set strong constraints on the bright end of the galaxy luminosity function and hence on the star formation history at very high redshift.

Methods. We used our non-detection of reliable J -dropout sources over the ~ 36 arcmin² field of view towards A2667 to carefully determine the lens-corrected effective volume and the corresponding upper limit to the density of sources.

Results. Our strongest limit is obtained for $\Phi(M_{1500} = -21.4 \pm 0.50) < 6.70 \times 10^{-6} \text{ Mpc}^{-3} \text{ mag}^{-1}$ at $z \sim 9$. A maximum-likelihood fit of the luminosity function to all available data points including the present new result yields $M^* > -19.7$ with fixed $\alpha = -1.74$ and $\Phi^* = 1.10 \times 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3}$. The corresponding star-formation rate density should be $\rho_{\text{SFR}} < 5.97 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^3$ at $z \sim 9$. These results are in good agreement with the most recent estimates already published for this range of redshift and luminosity domain.

Conclusions. This new result confirms previously measured decreases in the density of luminous galaxies at very high redshift, hence provides strong constraints on the design of future surveys aiming to explore the very high-redshift Universe.

Key words. galaxies: high-redshift – dark ages, reionization, first stars

1. Introduction

Understanding the formation and evolution of the first galaxies is one of the major challenges of modern astronomy. Over the past dozen years, many projects and instruments have been developed to push the boundaries of our Universe, such as the Hubble Ultra Deep Field (Beckwith et al. 2003). The role played by the first luminous objects in the Universe during cosmic reionization is still unclear. One way to explore these first epochs is to constrain the number density of galaxies over cosmic time, thus establish the star formation history (SFH) representing the evolution of the star formation rate density (SFRd) over cosmic time. Two complementary approaches have been adopted to constrain the luminosity function: the observations of both large blank fields to select the brightest sources and lensing clusters, which are then used as gravitational telescopes to help select the faintest sources. Our group has conducted an observing program

combining these two approaches aimed at selecting $z \sim 7$ –10 candidates accessible to spectroscopy, namely the WIRCAM Ultra Deep Survey (WUDS) at CFHT on the CFHTLS-D3 Groth Strip field (Pello et al., to be submitted), and a lensing survey (Laporte et al. 2011, hereafter L11), that is central to this Letter.

The galaxy luminosity function (LF) has been relatively well-constrained up to redshift $z \sim 6$. Beyond this redshift however, the contamination by low- z interlopers becomes more severe because a majority of samples are only constrained by photometric data, hence the results at these redshifts could be seriously affected by contamination (Boone et al. 2011). The only way to get rid of this problem is to spectroscopically confirm, if not all, at least a substantial fraction of sources in a given sample, an aim that is beyond the capabilities of present-day facilities. Only the brightest samples, including highly magnified sources, can presently be confirmed. Fortunately, galaxies of intermediate-to-bright luminosity (rest-frame ultraviolet (UV) magnitude $M_{\text{UV}} \sim -20.5$ to -22) trace the most important region of the LF, where most of the evolution is currently observed as a function of redshift (e.g. Bouwens et al. 2010). However,

* Based on observations collected at The European Southern Observatory, Paranal, Chile, as part of the ESO 082.A-0163 and 087.A-0118.

at $z \sim 7-8$ the LF has started to be constrained by observations from ground-based or space observatories (such as Oesch et al. 2012; McLure et al. 2011; Castellano et al. 2010). Some attempts have been made up to $z \sim 10$ but these lack spectroscopic confirmation (Bouwens et al. 2011a).

We previously obtained deep images of the lensing cluster A2667 with ESO/VLT FORS 2 and HAWK-I in I , z , Y , J , H , and K_s bands. All details regarding these observations and data reduction can be found in L11. IRAC data between 3.6 and 8 μm , and MIPS 24 μm data were also included in the analysis when available (*Spitzer* Space Telescope, Werner et al. 2004; Fazio et al. 2004; Rieke et al. 2004). On the basis of these data, ten photometric candidates at $z \sim 7-10$ were selected based on the usual dropout technique. Among them, only one candidate, J1, is consistent with the $z \sim 9$ J -drop selection criteria, having an observed $m_H = 25.21 \pm 0.08$ and a modest magnification factor $\mu = 1.3$. Despite an excellent fit to its photometric SED at high- z , the reliability of this source was considered dubious by L11 given the detection of a faint compact counterpart in the HST F850LP/ACS image, with $z_{850} = 27.39 \pm 0.18$. The candidate J1 was subsequently confirmed as a $z = 2.082$ interloper based on the detection of five emission lines ([OIII] λ 5007, 4959, $H\alpha$, $H\beta$, and $Ly\alpha$) with ESO/VLT X-Shooter spectroscopy (see Hayes et al. 2012, submitted, for more details).

In this letter, we report new constraints on the LF at $z \sim 9$ based on the non-detection of reliable J -dropout candidates over the field of view towards the lensing cluster A2667. The largest magnification regimes cannot be addressed with a single cluster because the effective surfaces/volumes explored in this domain are too small to retrieve significant results. Therefore, this study is limited to the low-to-moderate magnification regime, where this pilot study provides the most interesting results on the LF compared to previous studies, in particular blank-field surveys. In Sect. 2, we introduce the method used to constrain the bright end of the LF at $z \sim 9$, in particular to determine the lens-corrected effective volume and the corresponding upper-limit on the density of sources. The constraints derived on the SFH at $z \sim 9$ are presented in Sect. 3. A brief discussion and conclusions are given in Sect. 4. Throughout this paper, a concordance cosmology is adopted, with $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_m = 0.3$, and $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. All magnitudes are given in the AB system (Oke & Gunn 1983).

2. The luminosity function at $z \sim 9$

We use our non-detection of reliable J -dropout candidates over the field of view towards A2667 to carefully determine the lens-corrected effective volume at $z \sim 9$ and the corresponding upper limits on the density of sources. In the following, we only consider the field of view corresponding to the surface covered with more than 75% of the total exposure time in all filters. A mask was also applied to remove all the noisy regions within and around galaxies from the subsequent analysis. The region masked is only $\sim 12\%$ of the total area, but reaches a maximum of $\sim 30\%$ of the cluster core extent within the central 1 arcmin² centered on the cD. The final effective area is ~ 36 arcmin².

The selection criteria adopted by L11 for $8.5 \lesssim z \lesssim 9.5$ candidates require a detection above 5σ level within a $1.3''$ diameter aperture in H , i.e. $H < 26.22$, and the usual color selection of $J - H > 0.76$, $H - K_s < 0.5$, and $J - H > 1.3 \times (H - K_s) + 0.76$. In practice, the depth in the J -band limits the reliability of the J -dropout selection to $H < 26.0$, corresponding to a completeness level of higher than 90%. Absolute magnitudes in

Table 1. Upper limits to the luminosity function at $z = 8.5-9.5$, for different magnification regimes and UV luminosities.

μ	μ	μ	Surface	Volume	$H <$	M_{1500}	$\Phi \times 10^{-6}$
mean	min	max	arcmin ²	$\times 10^4 \text{ Mpc}^3$	mag		$\text{Mpc}^{-3} \cdot \text{mag}^{-1}$
1.04	1.02	1.05	32.55	5.7602	26.02	-21.35	6.70
1.12	1.05	1.2	27.01	4.7798	26.06	-21.31	8.07
1.35	1.2	1.5	9.47	1.6758	26.22	-21.15	23.0
2.40	1.5	3.3	2.31	0.4088	26.93	-20.44	94.4

the $\sim 1500 \text{ \AA}$ domain (M_{1500}) are derived from H -band magnitudes assuming a flat spectrum.

Compared to blank fields, data obtained in gravitational-lensing fields need to be corrected for both magnification and dilution effects. A magnification factor μ introduces an enhancement to the observed luminosity, depending on the redshift of the source and the location of the image on the sky, without modifying the color-selection window. Dilution reduces the effective surface covered by the survey, in such a way that a pixel affected by a magnification factor μ has an effective area reduced by the same factor on the corresponding source plane. We used the lensing model for A2667 originally obtained by Covone et al. (2006) to compute the magnification map at $z \sim 9$ using the public software *Lenstool*¹, including the Markov chain Monte Carlo optimization method of Jullo et al. (2007). We explicitly compute the effective surface probed by the survey by means of a pixel-to-pixel integration of the magnification map, after masking the pixels lying in the object's mask, as explained above. The effective surface is 32.55 arcmin², corresponding to a covolume of 57602.5 Mpc³ between redshifts of about 8.5 and 9.5.

The effective limiting magnitude for the detection of $z \sim 9$ candidates, however, depends on the magnification factor μ . To take this effect into account when deriving upper limits to the density of sources, we considered different magnification regimes, with effective surface/covolume decreasing with increasing μ . Table 1 summarizes these results and provides the derived non-detection constraints on the LF. The areas, volumes, and limiting magnitudes quoted in this table are effective lens-corrected ones. Given the low-to-moderate magnification regimes explored in this study, the uncertainties in the effective surveyed volumes due to lensing-modeling uncertainties are considered negligible (see also Maizy et al. 2010 for details). The strongest limit is obtained for $\Phi(M_{1500} = -21.4 \pm 0.50) < 6.70 \times 10^{-6} \text{ Mpc}^{-3}$ at a 68% confidence level assuming Poissonian statistics. Figure 1 displays the independent data points on the LF, together with previous results from the literature. We also computed points from Zheng et al. (2012), for comparison purposes, using the Monte Carlo approach taking into account the probability distribution as a function of redshift (Bolzonella et al. 2002) and considering two different values for the magnification: $\mu \sim 15$, reported by the authors, and $\mu \sim 8$ obtained from the MACS1149+22 model by Smith et al. (2009).

We adopted the Schechter parametrization of the LF (Schechter 1976)

$$\Phi(M_{1500}) = \Phi^* \frac{\ln(10)}{2.5} \left(10^{-0.4(M-M^*)}\right)^{\alpha+1} \exp\left(-10^{-0.4(M-M^*)}\right), \quad (1)$$

to set constraints on M^* using a χ^2 minimization, assuming a fixed $\alpha = -1.74$ (Bouwens et al. 2008). Our two independent

¹ <http://www.oamp.fr/cosmology/lenstool>

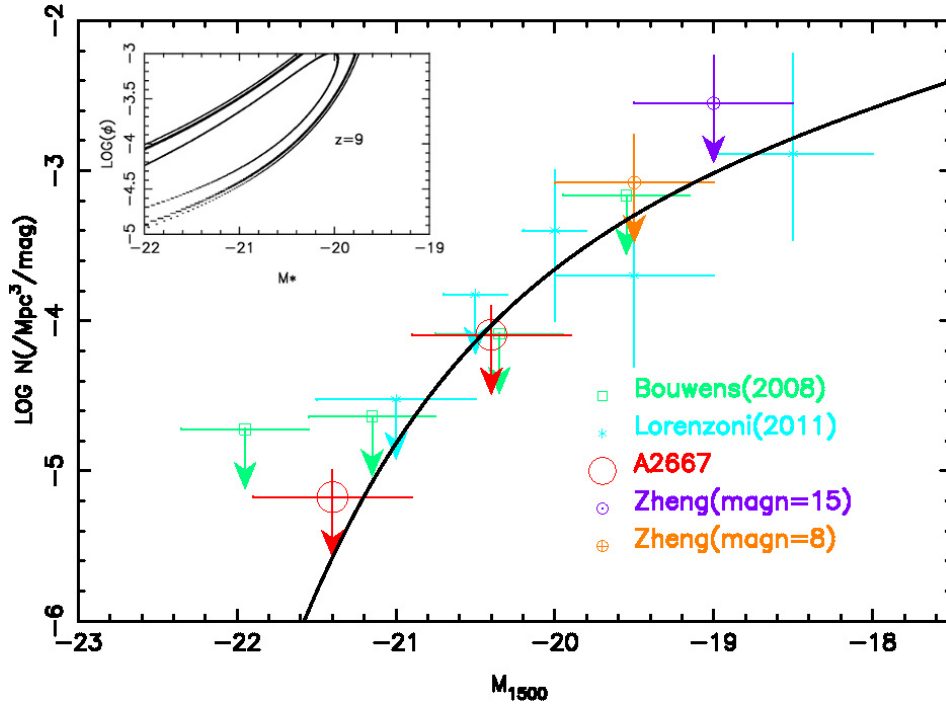


Fig. 1. Luminosity function at $z \sim 9$ showing the upper limits resulting from the absence of J -dropout sources in our HAWK-I survey (red dots including cosmic variance), upper limit from Bouwens et al. (2008) found in the HUDF and GOODS field of view (green dot). We also plot points obtained from the $z \sim 9$ candidate of Zheng et al. (2012) considering a magnification factor of $\mu \sim 15$, and the amplification factor $\mu \sim 8$ obtained using the model by Smith et al. (2009) for MACS1149+22 (error bars take into account the cosmic variance computed from Trenti & Stiavelli (2008)) and points from Lorenzoni et al. (2011) at $z \sim 8-9$. The last data set is only displayed for comparison purposes; it was not used for the computation of the LF at $z \sim 9$ given the difference in the redshift domain. The dark line displays the Schechter function using $M^* = -19.7$, $\alpha = -1.74$, and $\Phi^* = 1.10 \times 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3} \text{ mag}^{-1}$. The small panel displays the likelihood contours for the 1, 2 and 3σ confidence regions for a fixed $\alpha = -1.74$.

limits in Φ at $M_{1500} = -21.35$ and -20.44 were combined to the available upper limits from the HUDF and GOODS fields in the same redshift domain as Bouwens et al. (2008). As shown in Fig. 1, given the degeneracy between Φ^* and M^* , and the small number of available data points at $z \sim 9$, we can only derive a limit for Φ^* when assuming M^* or vice-versa. It has been shown that Φ^* does not seem to evolve significantly from $z \sim 4$ to 9, whereas M^* clearly decreases over the redshift range $z \sim 4-8$ (e.g. Bouwens et al. (2011b)). Assuming this no-evolution, we used a fixed $\Phi^* = 1.10 \times 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3}$ and obtained $M^* > -19.7$. This result is also consistent with previous findings (Bouwens et al. 2008).

3. The star formation history up to $z \sim 9$

The SFH of the Universe can be explored by measuring the evolution of the SFRd over cosmic time. Using the shape of the LF found in the previous section, we are able to constrain the SFRd at $z \sim 9$. This density is deduced from the UV density produced by Lyman break galaxies and usually defined by

$$\rho_{\text{UV}} = \int_{0.05L_{z=3}^*}^{\infty} L_{1500} \Phi(L_{1500}) dL_{1500}, \quad (2)$$

where $L_{z=3}^* = 1.33 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ and $\Phi(L_{1500})$ is the UV LF. The lower integration bound was chosen in order to facilitate the comparison with previous studies (see Sect. 4). The conversion between UV flux density and SFRd is done using the Kennicutt (1998) relation given by

$$\rho_{\text{SFR}} (M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}) = 1.40 \cdot 10^{-28} \times \rho_{\text{UV}} (\text{erg s}^{-1} \text{ Mpc}^{-3} \text{ \AA}^{-1}). \quad (3)$$

As a result, the SFRd limit at $z \sim 9$ is found, using $M^* = -19.7$, to be $\rho_{\text{SFR}} < 5.97 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$. Figure 2 shows the evolution of the SFRd with cosmic time including results already published over a wide range of redshift. For consistency, all points in this figure up to $z \sim 7$ have been corrected for dust extinction (at $z \geq 8$, we assumed that dust attenuation is negligible). A parameterization as a function of redshift was derived based on the expression given by Schiminovich et al. (2005) for dust extinction as a function of the UV slope, whose evolution with redshift is taken from Schiminovich et al. (2005) for $z \leq 3.5$, and extended from $z \sim 3.5$ up to 7 according to Bouwens et al. (2011b). The expression² given by Cole et al. (2001) is used to fit the SFH, in order to compare the above value of ρ_{SFR} with the trend observed between redshifts of about $z \sim 3$ and 8. The best-fit parameters of the Cole function are found to be $a = 0.0$, $b = 0.10$, $c = 2.85$, and $d = 4.65$. As seen in Fig. 2, our result is compatible with the evolution observed below $z \sim 8$, and also consistent with the SFRd limit published at $z \sim 10$ by Bouwens et al. (2011a).

4. Discussion and conclusions

Over the $\sim 36 \text{ arcmin}^2$ field of view of our survey around the lensing cluster A2667, only one J -dropout candidate was retained (L11). This source, which had been considered as a possible interloper by L11, was confirmed to be at $z = 2.082$ based on the detection of five emission lines with ESO/VLT X-Shooter spectroscopy (see Hayes et al., submitted, for more details). The

² $\rho_{\star} = \frac{a+bz}{1+(\frac{z}{c})^d} h M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$.

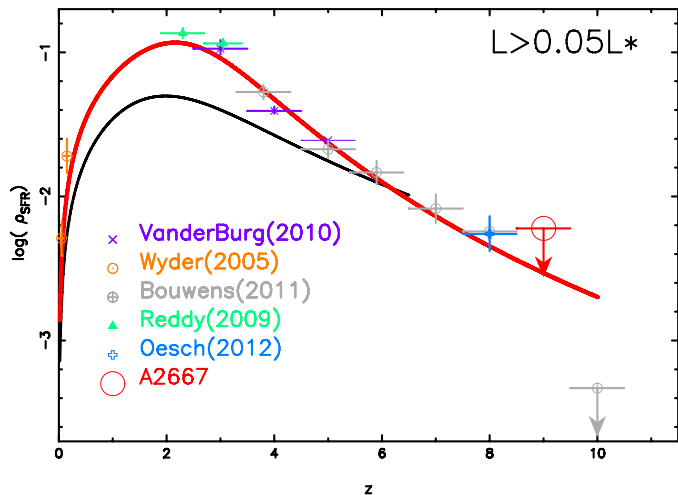


Fig. 2. Star formation history of the Universe including the result of the present study (empty red circle symbol) and the data of Wyder et al. (2005), Reddy & Steidel (2009), van der Burg et al. (2010), and Oesch et al. (2012). For consistency, all points in this figure have been corrected for dust reddening (see text). The red line shows the parametrization of the corrected SFH following Cole et al. (2001) (see text) and the dark line displays the evolution of the uncorrected SFRd (i.e. without dust extinction correction; the corresponding points are not shown to avoid confusion).

non-detection of J -dropout candidates in our survey is consistent with previous non-detections reported by Bouwens et al. (2008) in the HDF, HUDF, and GOODS fields (4.8, 9.1, and 9.3 arcmin² respectively), whose m_H (5σ , 0.6 arcsec aperture) typically range between ~ 27.6 and 26.6, and which are complementary in terms of the area covered and effective depth.

Assuming that there is no reliable $z \sim 9$ candidate in our survey up to $m_H = 26.0 + 2.5 \times \log(\mu)$, we have taken advantage of the survey depth and large area covered to set strong constraints on the bright end of the LF and hence on the SFH at very high redshift by a careful determination of the lens-corrected effective volume and corresponding upper-limits on the density of sources. We have considered different magnification regimes, with effective surface/covolume decreasing with increasing μ . The strongest limit is obtained for $\Phi(M_{1500} = -21.4 \pm 0.50) < 6.70 \times 10^{-6} \text{ Mpc}^{-3} \text{ mag}^{-1}$ at a 68% confidence level assuming Poissonian statistics.

We have combined our two independent LF limits at $M_{1500} = -21.35$ and -20.44 with the available upper limits for the HUDF and GOODS fields, extracted from Bouwens et al. (2008), to derive the Schechter parameters for the LF. Assuming a fixed $\alpha = -1.74$ and no-evolution in $\Phi^* = 1.10 \times 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3}$, we have derived a constraint on $M^* > -19.7$. This result is consistent with previous findings, e.g. Bouwens et al. (2008), Castellano et al. (2010) ($M^*(z \sim 7) \approx -20.24$) and Oesch et al. (2012) ($M^*(z \sim 8) \approx -19.80$). The corresponding SFRd given the previous LF should be $\rho_{\text{SFR}} < 5.97 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^3$ at $z \sim 9$. These results are in good agreement with the most recent estimates published for this range of redshift and luminosity, and confirm the decrease in the density of luminous galaxies from $z \sim 6$ to 9, hence provide strong constraints on the design of future surveys aiming to explore the very high-redshift Universe.

Several ongoing projects such as CLASH (Postman et al. 2012), CANDELS (Grogin et al. 2011) or BoRG (Trenti et al. 2011) are currently attempting to constrain the evolution of galaxies beyond $z \sim 6$. However, all candidates targeted

by these projects require confirmation by deep spectroscopic observations that are beyond the limits of present spectrographs. Near-IR spectrographs will also be required to understand the nature of the (extreme) mid- z interlopers found in these deep surveys. The arrival of multi-object near-IR facilities such as EMIR/GTC (Balcells et al. 2000; Pelló et al. 2011) or KMOS/VLT (Sharples et al. 2006; Sharples et al. 2010) will provide a substantial progress in this area. Given the results presented in this paper, increasing by a factor of about ten the sample of lensing clusters with deep multi-wavelength photometry over a field of view similar to our survey of A2667, is expected to set tight constraints on the intermediate-to-high luminosity domain at $z \sim 7-10$, and substantially improve the selection of spectroscopic targets. Such a cluster sample would provide a reference frame allowing us to connect the results obtained in blank fields with those obtained in the strongest magnification regimes, as demonstrated in this Letter.

Acknowledgements. Part of this work was supported by the French CNRS, the French Programme National de Cosmologie et Galaxies (PNCG), as well as by the Swiss National Science Foundation. This work received support from the Agence Nationale de la Recherche bearing the reference ANR-09-BLAN-0234.

References

- Balcells, M., Guzman, R., Patron, J., et al. 2000, in SPIE Conf. Ser. 4008, ed. M. Iye, & A. F. Moorwood, 797
- Beckwith, S. V. W., Caldwell, J., Clampin, M., et al. 2003, in BAAS, 35, Am. Astron. Soc. Meet. Abstracts #202, 723
- Bolzoniella, M., Pelló, R., & Maccagni, D. 2002, A&A, 395, 443
- Boone, F., Schaerer, D., Pelló, R., et al. 2011, A&A, 534, A124
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Franx, M., & Ford, H. 2008, ApJ, 686, 230
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Labbe, I., et al. 2011a, Nature, 469, 504
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., et al. 2011b, ApJ, submitted [arXiv:1109.0994]
- Castellano, M., Fontana, A., Paris, D., et al. 2010, A&A, 524, A28
- Cole, S., Norberg, P., Baugh, C. M., et al. 2001, MNRAS, 326, 255
- Covone, G., Kneib, J.-P., Soucail, G., et al. 2006, A&A, 456, 409
- Fazio, G. G., Hora, J. L., Allen, L. E., et al. 2004, ApJS, 154, 10
- Grogin, N. A., Kocevski, D. D., Faber, S. M., et al. 2011, ApJS, 197, 35
- Hayes, M., Laporte, N., Pelló, R., Schaerer, D., & Le Borgne, F. 2012, MNRAS, submitted
- Jullo, E., Kneib, J.-P., Limousin, M., et al. 2007, New J. Phys., 9, 447
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, ApJ, 498, 541
- Laporte, N., Pelló, R., Schaerer, D., et al. 2011, A&A, 531, A74 (L11)
- Lorenzoni, S., Bunker, A. J., Wilkins, S. M., et al. 2011, MNRAS, 414, 1455
- Maizy, A., Richard, J., de Leo, M. A., Pelló, R., & Kneib, J. P. 2010, A&A, 509, A105
- McLure, R. J., Dunlop, J. S., de Ravel, L., et al. 2011, MNRAS, 418, 2074
- Oesch, P. A., Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., et al. 2012, ApJ, submitted [arXiv:1201.0755]
- Oke, J. B., & Gunn, J. E. 1983, ApJ, 266, 713
- Pelló, R., Garzón, F., Balcells, M., et al. 2011, in SF2A-2011: Proc. Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, ed. G. Alecian, K. Belkacem, R. Samadi, & D. Valls-Gabaud, 161
- Postman, M., Coe, D., Benitez, N., et al. 2012, ApJS, 199, 25
- Reddy, N. A., & Steidel, C. C. 2009, ApJ, 692, 778
- Rieke, G. H., Young, E. T., Engelbracht, C. W., et al. 2004, ApJS, 154, 25
- Schechter, P. 1976, ApJ, 203, 297
- Schimminovich, D., Ilbert, O., Arnouts, S., et al. 2005, ApJ, 619, L47
- Sharples, R., Bender, R., Bennett, R., et al. 2006, New Astron. Rev., 50, 370
- Sharples, R., Bender, R., Agudo Berbel, A., et al. 2010, in SPIE Conf. Ser., 7735
- Smith, G. P., Ebeling, H., Limousin, M., et al. 2009, ApJ, 707, L163
- Trenti, M., & Stiavelli, M. 2008, ApJ, 676, 767
- Trenti, M., Bradley, L. D., Stiavelli, M., et al. 2011, ApJ, 727, L39
- van der Burg, R. F. J., Hildebrandt, H., & Erben, T. 2010, A&A, 523, A74
- Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J., et al. 2004, ApJS, 154, 1
- Wyder, T. K., Treyer, M. A., Milliard, B., et al. 2005, ApJ, 619, L15
- Zheng, W., Postman, M., Zitrin, A., et al. 2012, Nature, submitted [arXiv:1204.2305]

ANNEXE 6

A peculiar galaxy appears at $z \sim 11$: properties of a moderate -redshift interloper MNRAS, 2012, L..480H

Résumé

Laporte et al. (2011) ont annoncé la sélection d'une galaxie J -dropout lentillée à très grand redshift (A2667-J1). J1 a un redshift photométrique compris entre $z \sim 9.6$ et 12, de plus sa distribution de probabilité de redshift ne montre aucune autre solution à moyen ou bas redshift. Dans cet article, nous présentons les conclusions d'observations spectroscopiques de cette source avec VLT/ X - *Shooter* montrant clairement les raies de [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$, Ly α , H α et H β et elles situent la galaxie à $z=2.082$. La raie de l'oxygène contribue à hauteur de $\sim 25\%$ du flux mesuré dans le filtre H , et elle n'affecte donc pas la sélection en couleur de l'objet. Après avoir corrigé la photométrie de J1 des raies d'émission, nous montrons que deux solutions peuvent être envisagées sur la nature de l'objet : soit il s'agit d'un jeune starburst fortement rougi, soit d'un objet composé d'une très vieille population d'étoiles à laquelle s'ajoute une jeune population. Nous pouvons également déduire de cette étude que pour détecter cet objet à 3σ sur des images prises en bande B (en bande V), une profondeur de AB=30.2 mag (29.5 mag) est requise, autrement dit la profondeur des images obtenues avec le *Hubble Space Telescope*. En supposant que ce type de contaminant soit également présent parmi les objets sélectionnés sur des images HST/WFC3, nous avons montré qu'une profondeur de 32 mag en bande V était requise pour éliminer ce type d'objet des échantillons issus du HUDF. En conclusion, il est important de noter qu'une population de galaxies à $z \approx 2$ montre les mêmes couleurs dans le proche infra-rouge que les sources à $z \sim 7-12$.

A peculiar galaxy appears at redshift 11: properties of a moderate-redshift interloper[★]

Matthew Hayes,^{1,2,†} Nicolas Laporte,^{1,2} Roser Pelló,^{1,2} Daniel Schaerer^{2,3}
and Jean-François Le Borgne^{1,2}

¹Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, Toulouse, France

²CNRS, IRAP, 14 avenue Edouard Belin, F-31400 Toulouse, France

³Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Versoix, Switzerland

Accepted 2012 May 29. Received 2012 May 17; in original form 2011 April 13

ABSTRACT

In 2011 Laporte et al. reported a very high redshift galaxy candidate: a lensed *J*-band dropout (A2667-J1). J1 has a photometric redshift of $z = 9.6\text{--}12$, the probability density function for which permits no low- or intermediate- z solution. We here report new spectroscopic observations of this galaxy with Very Large Telescope/*X-Shooter*, which show clear [O III] $\lambda 5007$ Å, Ly α , H α and H β emission and place the galaxy firmly at $z = 2.082$. The oxygen lines contribute only ~ 25 per cent to the *H*-band flux and do not significantly affect the dropout selection of J1. After correcting the broad-band fluxes for line emission, we identify two roughly equally plausible natures for A2667-J1: it is either a young heavily reddened starburst or a maximally old system with a very pronounced 4000-Å break, upon which a minor secondary burst of star formation is superimposed. Fits show that to make a 3σ detection of this object in the *B* band (*V* band), imaging of depth AB = 30.2 (29.5) would be required – despite the relatively bright near-infrared (NIR) magnitude, we would need optical data of equivalent depth to the *Hubble Ultra Deep Field* to rule out the mid- z solution on purely photometric grounds. Assuming that this stellar population can be scaled to the NIR magnitudes of recent *Hubble Space Telescope*/Wide Field Camera 3 (WFC3) IR-selected galaxies, we conclude that unfeasibly deep optical data (reaching AB ~ 32) would be required for the same level of security. There is a population of galaxies at $z \approx 2$ with continuum colours alone that mimic those of our $z = 7\text{--}12$ candidates.

Key words: galaxies: evolution – galaxies: high-redshift – galaxies: individual: A2667-J1 – galaxies: photometry – galaxies: star formation.

1 INTRODUCTION

Broad-band imaging in the near-infrared (NIR) has enabled the detection of candidate galaxies at redshifts between $z = 7$ and 12, using both recent survey instruments on the *Hubble Space Telescope* (*HST*; Finkelstein et al. 2010; McLure et al. 2010; Bouwens et al. 2011b; Trenti et al. 2011; Yan et al. 2011) and wider but shallower observations from the ground (e.g. Ouchi et al. 2009; Capak et al. 2011; Pelló et al., in preparation). With specific astrophysics in mind, these catalogues may be used to infer the cosmic history of star formation, the photon budget available for reionization, and also as an independent test of the reionization edge through the

prevalence of the H I Ly α emission line (Pentericci et al. 2011; Curtis-Lake et al. 2012; Schenker et al. 2012).

It is vital, therefore, to understand the lower- z objects that could contaminate such samples, and the frequency with which they do. At the highest z , contamination rates have been estimated using population synthesis methods (Bouwens et al. 2011b; Trenti et al. 2011), and shown to be non-negligible. Empirical studies at $z \sim 2$ have also found a population of galaxies with emission lines strong enough to mimic a strong spectral break, suggesting roughly similar contamination levels (Atek et al. 2011). Yet the empirical interloper rate, measured directly by deep spectroscopy of the $z > 7$ candidates, remains broadly unknown.

To these ends our group has been carrying out its own multiwavelength studies, taking advantage of gravitational lensing to search for intrinsically fainter background objects (Laporte et al. 2011, hereafter L11). Originally, L11 selected 10 lensed galaxies that satisfy criteria for z -, *Y*- and *J*-dropout galaxies. With deep optical, NIR and *Spitzer*/IRAC photometry, traditional

[★] Based on observations made with European Southern Observatory (ESO) telescopes at the Paranal Observatory under programme ID 087.A-0118.

†E-mail: matthew.hayes@irap.omp.eu

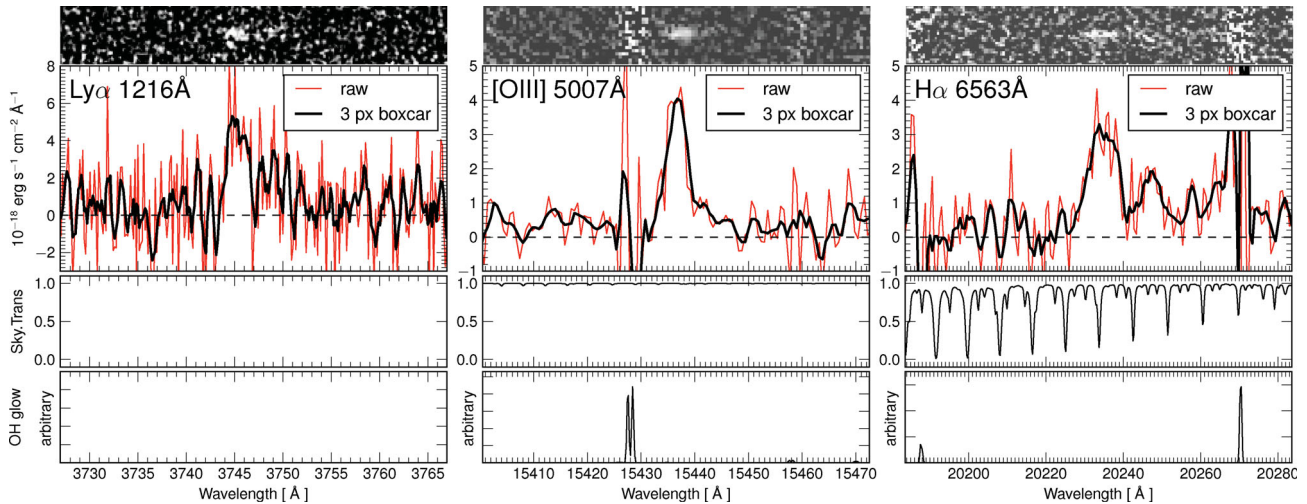


Figure 1. Examples of the extracted 1D spectra around strong detections. The left-hand panel shows H I Ly α , the centre panel [O III] λ 5007 Å and the right-hand panel H I H α . From top to bottom, each panel shows the 2D spectral image, the 1D spectral extractions, the sky transmissivity/telluric absorption and the OH airglow spectrum. Ly α presents with its characteristic asymmetric shape. [O III] is the strongest line, and detected with signal-to-noise ratio (S/N) = 20, while H α appears somewhat contaminated by both telluric bands and skylines. See text for details.

photometric redshift (phot- z) methods placed all galaxies in the range $z = 7$ –12. However, two of the L11 sources were found to lie at $z \sim 2$ (Boone et al. 2011), hinting that strong optical lines may have mimicked a Lyman break. In cases where very deep optical imaging is available, this source of contamination is thought to be small, as the line strengths imply low masses/metallicities that in turn should exhibit blue continuum colours and remain detectable, particularly when stacked. However, other sources of contamination exist, specifically relating to dust attenuation and strong 4000-Å breaks: in both of these cases an intrinsically red spectrum in the rest-frame ultraviolet (UV) and optical may cause a galaxy to go undetected in all bandpasses bluer than the first dropout band.

In this Letter we present the optical and NIR spectrum of a bright J -band dropout galaxy (A2667-J1) – phot- $z = 11.9^{+0.1}_{-2.3}$, no low- z solution and no *Herschel* detection – obtained with Very Large Telescope (VLT)/X-Shooter. In L11 we were sceptical about the very high- z interpretation because of the large implied luminosity, and the detection of a faint source in *HST*/ z_{850} imaging (although the $z - H$ colour still exceeds 2 mag). However, the spectrum shows several strong emission lines that are consistent only with $z = 2.082$, implying it is an interloper. In Section 2 we present the new observations and measurements of emission lines. In Section 3 we discuss inferences we can draw from the emission lines, explanations for the strong spectral break and selection function, and remodel the stellar continuum. In Section 4 we discuss the implications that this galaxy may have upon other very high- z surveys. All magnitudes are AB.

2 OBSERVATIONS AND MEASUREMENTS

2.1 X-Shooter observations

A2667-J1 ($\alpha = 23:51:34.9$, $\delta = -26:3:32.7$, J2000) was observed with X-Shooter (D’Odorico et al. 2006; Vernet et al. 2011), mounted at Unit Telescope 2 (UT2) of European Southern Observatory (ESO)/VLT, on the night of 2011 August 24. The total integration time was short, but at 4×900 s was sufficient to find several strong emission lines. We used the 1-arcsec (0.9-arcsec) slit for the

UVB channel (VIS and NIR), providing an almost constant aperture between the U and K bands. More importantly, the NIR spectral resolution of $R > 5000$ is sufficient to resolve the atmospheric OH airglow lines. Between each observation, the object was dithered along the slit by 2.5 arcsec. The average atmospheric seeing was 0.76 arcsec. Data were reduced and combined using the EsoREX X-Shooter pipeline version 1.3.7, and 1D spectra were extracted from the frames using the APALL task in NOAO/IRAF with an aperture width of 1.5 arcsec.

2.2 Emission lines in the spectrum

We clearly identified a strong emission line at wavelength $\lambda = 15437$ Å (Fig. 1) – after masking regions contaminated by a nearby airglow line and fitting a Gaussian profile, we measure a flux of $(18.8 \pm 0.96) \times 10^{-18}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$. The H -band magnitude is 25.21 ± 0.08 (L11), and assuming the quoted bandpass parameters ($\lambda_c = 1.620$ μ m, FWHM = 2890 Å, where FWHM is the full width at half-maximum), we compute an observer frame equivalent width (EW) of (679 ± 71) Å. The wavelength of the observed emission line falls close to the peak transmission, so no filter wing corrections are necessary.

This high EW restricts the possible line identifications – after testing various possibilities, we determine it to be [O III] λ 5007 Å and also identify Ly α , H β and H α . This places the redshift of J1 firmly at $z = 2.082$. After the removal of a nearby OH line [O III] λ 4959 Å is also visible but no He II λ 1640 Å, [N II] λ 6548, 6584 or [O II] λ 3726, 3729 Å are visible in either the 1D or 2D spectra. Example spectra are shown in Fig. 1, and the measured line fluxes (or limits) are listed in Table 1.

3 WHAT IS A2667-J1?

3.1 Basic inferences from the nebular lines

We first discuss a few line ratios. Both H α and H β can be measured, although the significance of H β is low (2σ). The H α /H β ratio is 2.92 ± 1.67 , consistent with the unobscured value of 2.86 ($T = 10^4$ K), which corresponds to $E(B - V) = 0 \pm 0.5$ (1σ ; Calzetti

Table 1. A2667-J1 fluxes in emission lines.

Species	λ_{rest} (Å)	λ_{meas} (Å)	z	Flux ($\times 10^{-18}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$)
H I Ly α	1215.67	3743.0	2.079	9.41 ± 2.25
He II	1640.42	–	–	<4.87
[O II]	3727.09	–	–	<2.72
[O II]	3729.88	–	–	<2.72
H I H β	4862.72	14 998.2	2.084	7.77 ± 4.22
[O III]	4960.30	15 288.2	2.082	7.06 ± 2.72
[O III]	5008.24	15 436.6	2.082	18.8 ± 0.96
H I H α	6564.61	20 234.6	2.082	22.7 ± 4.08
[N II]	6583.46	20 290.2	–	<3.62

Vacuum wavelengths are quoted.

et al. 2000). Assuming no obscuration and corrected for lensing magnification, the star formation rate (SFR) inferred from H α is $4.1 \pm 0.7 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Kennicutt 1998), which is towards the lower end of the envelope of Hayes, Schaefer & Östlin (2010b) for $z \sim 2$ H α -selected galaxies. At the 1σ upper limit of dust attenuation the intrinsic SFR will be a factor of 5 higher. Regarding Ly α , assuming pure recombination under case B and the permitted range of $E(B - V)$, Ly α escape fractions fall in the range 1–5 per cent, again close to the $z \approx 2$ average (Hayes et al. 2010a).

Neither side of the [O II] doublet is detected ($<1.92 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$), despite the region being free of both telluric and airglow features. This allows us to put a reasonable limit on the excitation parameter, $P = [\text{O III}]/([\text{O III}] + [\text{O II}])$ of $1.0_{-0.1}^{+0}$, which is not greatly affected by the range of permitted dust contents. P is known to correlate strongly with the ionization parameter and the hardness of the ionizing spectrum (therefore the temperature of the stellar population; e.g. Pilyugin 2001), and the spectrum suggests that the stellar population of A2667-J1 is still hot enough to keep all the oxygen doubly ionized. We may also calculate the R_{23} index $[(\text{O II}] + [\text{O III}])/\text{H}\beta]$ which is not particularly high at 3.2 ± 1.6 ; the high value of P , the low R_{23} and the absence of a clear [N II] lines surrounding H α suggest that we are looking at a relatively low metallicity burst of star formation. From the N2 index, metallicity $12 + \log(\text{O}/\text{H}) < 8.39$ (1σ ; Pettini & Pagel 2004), which would place J1 roughly midway through the distribution of Erb et al. (2006) at $z \sim 2$. While J1 is very compact, the [O III]/H β ratio and [N II]/H α limit are fully consistent with a nebula produced by star formation, not an active nucleus (Kauffmann et al. 2003).

3.2 Line contribution and colour selection

A2667-J1 met the selection criteria for a $z \sim 11$ galaxy in $(J - H)$ versus $(H - K_s)$ colour space defined in L11 and optimized for the removal of stars and lower- z galaxies. It is important to note that every survey has its own combination of wavelength coverage and depth, and therefore the selection criteria will naturally differ. Indeed, most comparable studies are based upon *HST* data, and consequently include no K -band criteria for their J -band dropouts. Details aside, it is well known that [O III] and H α lines may have EW high enough to dominate broad-band fluxes (e.g. Schaefer & de Barros 2009; Trump et al. 2011) causing mid- z galaxies to interlope into very high- z samples (Atek et al. 2011). A vital question, therefore, is whether J1 was selected because of this. Combined [O III]+H β provides EW $\approx 900 \text{ \AA}$, and these lines contribute just 25 per cent to the H -band flux (FWHM = 2890 \AA). If we subtract this nebular contribution, the colour of the $(J - H)$ spectral break changes from the measured value of $>2.3 \text{ mag}$ to $>2.0 \text{ mag}$, and

still easily clears the dropout criterion of $(J - H) > 0.76$. After subtracting H α from the K_s band we recompute the $(H - K_s)$ colour as 0.50, only slightly redder than the 0.44 measured in L11 and still on the border of the selection box. Therefore even without the strong nebular lines we would still have selected J1 as a very high- z candidate.

There is the need to explain a spectral discontinuity with amplitude >6 in f_{ν} between the J and H bands (rest frame 5250 and 4080 Å) and amplitude >10 between Y (rest frame 3310 Å) and H . This could result from either heavy dust obscuration or a strong 4000-Å break – the former seems inconsistent with H α /H β , while the latter seems inconsistent with even the presence of strong emission lines.

3.3 (Re)modelling the stellar population

Before modelling, we take advantage of new *Spitzer* data reduction methods and re-perform the IRAC photometry using the latest pipeline processed data. The high-level science data from the GTO Lensing Cluster Survey (Programme 83, PI: Rieke) were re-obtained, and photometry performed in 1-arcsec circular apertures paying special attention to the sky properties (level, noise, skewness) in nearby empty apertures. In Table 2 we present updated stellar (i.e. line-subtracted) VLT photometry, updated IRAC photometry and the original *HST* photometry from L11. We note that in the optical and NIR colours, A2667-J1 appears rather similar to the unusual IR object HDFN-JD1 (Dickinson et al. 2000), although it is 0.7 mag bluer in $H - K_s$ – the nature of that source also remains unclear.

With new stellar (i.e. line-corrected) photometry, we model the stellar population with HYPER- z (Bolzonella, Miralles & Pelló 2000), using the CB2007 modification of the Bruzual & Charlot (2003) population synthesis models to generate evolutionary templates. We adopt a Salpeter initial mass function, lock the redshift $z = 2.082$ and fit dust attenuation, star formation history (SFH) and time since the onset of star formation. The range of SFHs include exponentially decaying SFRs with e-folding time-scales as listed in the abscissa of Fig. 2(b). For comparative purposes we perform fits at three different metallicities: $Z = 0.0001, 0.004$ and 0.02 . We show the results in Fig. 2(a), with histograms of 10^4 Monte Carlo realizations in the right-hand panels.

First we note that for the three different metallicities, the values of χ^2 that describe the best fit are effectively consistent, and we do not have the power to distinguish between them. Metallicity

Table 2. Updated stellar fluxes, corrected for emission lines.

Telescope and bandpass	Observed λ_c (μm)	Rest λ_c (μm)	Magnitude (AB)
VLT/FORS2/I	0.791	0.257	27.39 ± 0.49^a
<i>HST</i> /ACS/F850LP	0.911	0.296	27.39 ± 0.18
VLT/FORS2/z	0.914	0.297	$>27.72^a$
VLT/HAWKI/Y	1.03	0.334	$>28.1^a$
VLT/HAWKI/J	1.26	0.409	$>27.5^a$
VLT/HAWKI/H	1.62	0.526	25.53 ± 0.11^b
VLT/HAWKI/ K_s	2.15	0.698	25.02 ± 0.16^b
<i>Spitzer</i> /IRAC/Ch1	3.58	1.16	24.48 ± 0.14^c
<i>Spitzer</i> /IRAC/Ch2	4.53	1.47	24.70 ± 0.24^c
<i>Spitzer</i> /IRAC/Ch3	5.78	1.88	23.65 ± 0.41^c
<i>Spitzer</i> /IRAC/Ch4	8.05	2.61	$>24.62^c$

^aAs reported in L11; ^bemission line subtracted; ^cphotometry modified from L11.

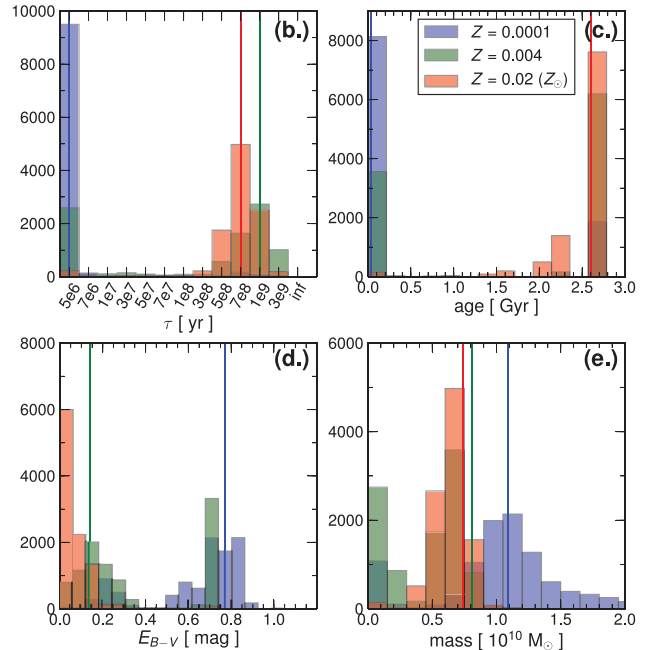
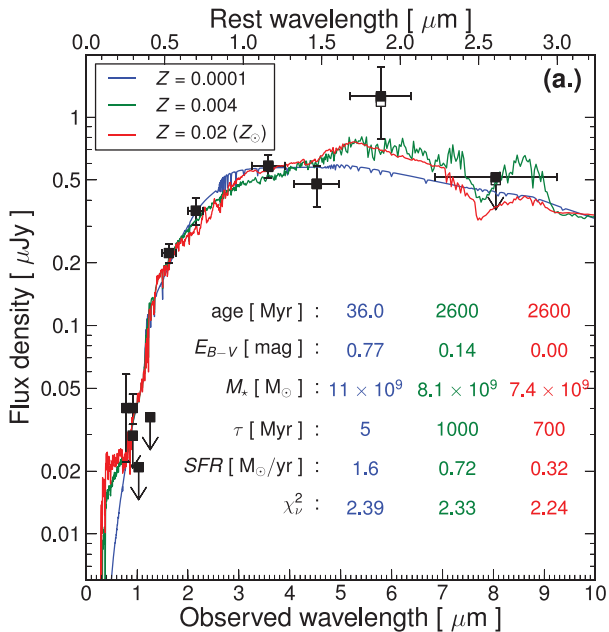


Figure 2. SED fitting results using *HYPER-Z* and the CB2007 synthesis models. Panel (a) shows the fits, with data points and limits as solid black boxes; error bars are 1σ and horizontal bars represent the FWHM of the filters. Open boxes show the IRAC points when corrected for Paschen and Brackett line emission. The solid coloured lines show different stellar metallicities; inferred quantities are displayed in the corresponding colour. The right-hand panels show the distribution of the quantities recovered from fits to 10^4 Monte Carlo realization of the data: (b) SFH τ , (c) age, (d) $E(B - V)$ and (e) stellar mass. The same metallicity colour scheme applies.

does, however, modulate the frequency with which other results are obtained, and there are two different and entirely degenerate ways of reproducing the break: either with a large dust content or an old population with a strong 4000-Å break. The latter scenario would imply a dual stellar population: one evolved enough for a strong break, the other young enough to produce the emission lines. As usual a strong 4000-Å break is more frequently seen at higher metallicities, where stellar evolution runs faster. Indeed models at extremely low Z prefer the young dusty solution in >80 per cent of cases, models at $Z = 0.004$ seem to be rather evenly split between the young/dusty versus old solutions, and the $Z = 0.02$ models almost exclusively prefer ages above 2 Gyr and little dust. The $Z = 0.0001$ models are rejected by three arguments: (i) the necessary attenuation is higher than permitted from $H\alpha/H\beta$ (Section 3.1), while usually nebular $E(B - V)$ exceeds that of the stars (Calzetti et al. 2000); (ii) such metallicities should produce higher $[O\text{III}]/H\beta$; and (iii) a dusty metal-poor galaxy seems an unlikely combination. However, the $Z = 0.004$ models all seem permissible, and we do not have the information to formally distinguish between the two scenarios.

We note that in the case of the composite population, the recent burst must also have a stellar population that has not been subtracted from the photometry prior to fitting. Indeed, its contribution to the J -band flux is not permitted to be large, otherwise the $J - H$ break would be diminished. To investigate this we take the rest-frame $H\alpha$ EW (280 Å) and compute the range of ages at which this EW is exceeded: the star-forming population must have an age below ≈ 5 Myr (STARBURST99; Leitherer et al. 1999). Over this age range we then compute the range of permitted J magnitudes and without reddening the population will remain completely undetected in J for ages below 2 Myr. However, the $H\alpha$ EW is independent of reddening while the $J - K_s$ colour is not; the

1σ limit of $E(B - V)$ allows up to a factor of 3 greater attenuation at J than at K , and ages up to 4 Myr still predict a J -band non-detection. On the other hand, a rather blue continuum may explain the *HST* z_{850} detection. For this range in parameter space, the burst contributes between 0.4 and 4 per cent of the total stellar mass.

Although the IRAC channels show the largest errors, the 5.8- μm channel carries a residual of $\approx 1.2\sigma$. We note that the higher metallicity stars show the strongest 1.6- μm stellar feature, which is probably the cause of the marginal preference for these models. However, the IRAC points also contain the Paschen and Brackett lines, for which we also make a first-order attempt to correct (assuming 10^4 K gas). Since the nebular extinction is not well constrained, we make two corrections, one derived for $E(B - V) = 0$ and the other for $E(B - V) = 0.5$. These modified points are shown in Fig. 2 and the largest correction (where $\text{Pa}\alpha$ falls in 5.8 μm) amounts to just 0.06 mag – consequently the corrections in channels 1 and 2 are not visible. We do not re-perform the spectral energy distribution (SED) fit, but note that this correction does just bring the channel 3 data point to about 1σ of the fit.

Finally we examine the phot- z solutions that are allowed by the new line-free photometry, and we repeat the fits with the redshift free. The peak at $z = 10\text{--}12$ is still recovered but now represents the tertiary solution. The primary solution lies at $z = 2.6\text{--}3.3$ which is actually in good agreement with the secondary peak from L11 ($z = 2.8$), and the secondary grouping prefers $z < 1.5$. However, more interestingly, only 0.2 per cent of the realizations have phot- z within 1σ of the spectroscopically measured value, and it is not easy to obtain a good SED fit at the measured redshift when the templates comprise only single stellar populations. This lends support to the scenario of multiple populations, and the hypothesis that the z_{850} and NIR detections do not see the same stars.

4 IMPLICATIONS FOR HIGH- z SURVEYS

A2667-J1 can be described in two ways, but regardless of the true population, one salient fact remains: it was photometrically selected as a $z \sim 11$ candidate, but actually lies at $z \approx 2$.

Because of our homogeneous coverage across the NIR, J1 was selected in two colour space: $(J - H)$ and $(H - K_s)$. The selection, therefore, is more similar to lower- z methods (e.g. z - and Y -dropouts) and somewhat different from other J -dropout searches (Henry et al. 2007; Bouwens et al. 2011a), which lack comparably deep K -band data and therefore employ a one-colour selection. The requirement of $(H - K_s) < 0.5$ (a blue UV slope) is specifically intended to fortify the selection against the inclusion of mid- z galaxies with strong optical breaks, but a $z \approx 2$ galaxy is precisely what we have found. On the other hand, a non-detection in bandpasses bluewards of the break is also required by typical surveys to reject lower- z galaxies and, while J1 is undetected in ground-based z , Y , and J imaging, it is detected in *HST* z_{850} (albeit with a colour similar to the dropout criterion). For J1, imaging bluer than the z band would be effectively useless in evaluating its status as an interloper: from the best-fitting SEDs and Monte Carlo simulations described in Section 3.3, we calculate that in the *HST* $F435W$ and $F606W$ (B and V) we would need to reach depths of $AB = 30.2$ and 29.5 in order to detect the continuum. In other words, this relatively bright H -detected J -drop would need imaging with the depth of the *Hubble Ultra Deep Field* (HUDF; Beckwith et al. 2006) to be rejected as very high- z . A $H = 28$ mag galaxy of these colours in the HUDF or CANDELS surveys would still remain undetected in the available *HST* z -band imaging, and would require imaging reaching $V = 32$ in order to detect the bluer continuum. It currently remains unclear how abundant galaxies of this type are, and thus systematic campaigns of spectroscopic follow-up will remain a vital pursuit, even at the faintest magnitudes.

ACKNOWLEDGMENTS

This work received support from Agence Nationale de la recherche bearing the reference ANR-09-BLAN-0234-01. DS acknowledges support from the Swiss National Science Foundation.

REFERENCES

- Atek H. et al., 2011, ApJ, 743, 121
 Beckwith S. V. W. et al., 2006, AJ, 132, 1729
 Bolzonella M., Miralles J.-M., Pelló R., 2000, A&A, 363, 476
 Boone F. et al., 2011, A&A, 534, A124
 Bouwens R. J. et al., 2011a, Nat, 469, 504
 Bouwens R. J. et al., 2011b, ApJ, 737, 90
 Bruzual G., Charlot S., 2003, MNRAS, 344, 1000
 Calzetti D., Armus L., Bohlin R. C., Kinney A. L., Koornneef J., Storchi-Bergmann T., 2000, ApJ, 533, 682
 Capak P. et al., 2011, ApJ, 730, 68
 Curtis-Lake E. et al., 2012, MNRAS, 422, 1425
 D'Odorico S. et al., 2006, Proc. SPIE, 6269, 98
 Dickinson M. et al., 2000, ApJ, 531, 624
 Erb D. K., Shapley A. E., Pettini M., Steidel C. C., Reddy N. A., Adelberger K. L., 2006, ApJ, 644, 813
 Finkelstein S. L., Papovich C., Gialavisco M., Reddy N. A., Ferguson H. C., Koekemoer A. M., Dickinson M., 2010, ApJ, 719, 1250
 Hayes M. et al., 2010a, Nat, 464, 562
 Hayes M., Schaerer D., Östlin G., 2010b, A&A, 509, L5
 Henry A. L., Malkan M. A., Colbert J. W., Siana B., Teplitz H. I., McCarthy P., Yan L., 2007, ApJ, 656, L1
 Kauffmann G. et al., 2003, MNRAS, 346, 1055
 Kennicutt R. C., Jr 1998, ARA&A, 36, 189
 Laporte N. et al., 2011, A&A, 531, A74 (L11)
 Leitherer C. et al., 1999, ApJS, 123, 3
 McLure R. J., Dunlop J. S., Cirasuolo M., Koekemoer A. M., Sabbi E., Stark D. P., Targett T. A., Ellis R. S., 2010, MNRAS, 403, 960
 Ouchi M. et al., 2009, ApJ, 706, 1136
 Pentericci L. et al., 2011, ApJ, 743, 132
 Pettini M., Pagel B. E. J., 2004, MNRAS, 348, L59
 Pilyugin L. S., 2001, A&A, 369, 594
 Schaerer D., de Barros S., 2009, A&A, 502, 423
 Schenker M. A., Stark D. P., Ellis R. S., Robertson B. E., Dunlop J. S., McLure R. J., Kneib J.-P., Richard J., 2012, ApJ, 744, 179
 Trenti M. et al., 2011, ApJ, 727, L39
 Trump J. R. et al., 2011, ApJ, 743, 144
 Vernet J. et al., 2011, A&A, 536, A105
 Yan H. et al., 2011, ApJ, 728, L22

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

