

UNIVERSITÉ DE PROVENCE - AIX-MARSEILLE I
UFR SCIENCE DE LA MATIERE

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PROVENCE

Spécialité : **Astrophysique**

Laboratoire d'accueil : **Laboratoire d'Astrophysique de Marseille**

École Doctorale : **Physique et Sciences de la Matière**

présentée et soutenue publiquement
par

Benjamin Clément

le 21 décembre 2011

**Recherche de galaxies avec un grand décalage spectral vers
le rouge ($z = 7.7$) par imagerie en bande étroite**

Jury

Prof. Philippe Amram,	Président du jury
Dr. Roser Pelló,	Rapporteur
Prof. Daniel Schaerer,	Rapporteur
Dr. Jean-Gabriel Cuby,	Directeur de thèse
Dr. Jean-Paul Kneib,	Co-directeur de thèse

Résumé

Briser la frontière observationnelle de l’Univers lointain suscite de nombreux axes de recherches dans la cosmologie moderne. Exigeantes par la sensibilité demandée, ces observations constituent aussi bien un défi technologique pour les prochaines générations d’instruments qu’une étape nécessaire à la compréhension des différentes étapes d’évolution de l’Univers. Une des étapes importantes est la réionisation du milieu intergalactique, époque charnière marquant la fin des “Âges Sombres”. Déterminer quand et comment ce processus s’est déroulé et quelles ont été les sources l’ayant déclenché et entretenu sont les principales questions motivant ces recherches.

Les travaux présentés dans cette thèse participent à l’effort de la communauté scientifique internationale dans la caractérisation de l’histoire de l’époque de la réionisation en recherchant des galaxies à grand décalage spectral vers le rouge (*redshift*). Après un panorama complet des contraintes observationnelles actuelles sur l’époque de la réionisation, sont ensuite présentés les deux projets ayant fournis les données constituant la matière première de cette analyse. En utilisant une même technique d’imagerie en bande étroite dans le domaine de longueurs d’onde proche-infrarouge, des observations avec l’instrument WIRCAM (CFHT) et d’autres avec l’instrument HAWK-I (VLT) ont permis d’établir des contraintes robustes sur la fonction de luminosité des Emetteurs Lyman- α au redshift $z = 7.7$. A l’occasion de la présentation du second projet, la problématique de la stratégie observationnelle est abordée, notamment via l’utilisation des amas de galaxies comme lentilles gravitationnelles amplifiant le flux des sources d’arrière-plan. L’absence de confirmation spectroscopique des Emetteurs Lyman- α sélectionnés durant l’analyse des données WIRCAM et l’absence de candidats dans le sondage HAWK-I suggèrent une évolution de la fonction de luminosité des Emetteurs Lyman- α entre les redshifts $z = 6.5$, telle que déterminée dans d’autres études, et $z = 7.7$. La tendance de cette évolution, en luminosité ou en densité de galaxies, ne peut pas encore être déterminée compte tenu de la variabilité des résultats obtenus à plus bas redshift. Si cette évolution s’effectuait en luminosité, ce pourrait être le signe d’une augmentation de l’opacité du milieu intergalactique au rayonnement Lyman- α causée par une plus importante fraction d’hydrogène neutre, ce qui est une signature attendue de la réionisation.

Abstract

Breaking through the observational frontier of the distant universe motivates numerous scientific cases in modern cosmology. Demanding by the required sensitivity, high-redshift observations provide both a technological challenge for next generation instruments and a necessary step toward the understanding of cosmic evolution. One critical epoch is the reionization of the intergalactic medium bringing to light the end of the so-called “Dark Ages”. Determine when and how this process took place and what were the sources that started and maintained the reionization are the main questions motivating this research.

The work presented in this thesis contributes to the effort of the international scientific community in characterizing the reionization epoch history by searching for galaxies at high redshift. First, I describe the current observational constraints in a comprehensive chapter. Then the two datasets used in that work are presented. From narrow-band observations in the near-infrared with WIRCAM at the CFHT and HAWK-I at the VLT, I put strong constraints on the luminosity function of Lyman- α Emitters at $z = 7.7$. The best strategy for this type of survey is discussed, in particular with the use of massive galaxy clusters acting as gravitational lenses that amplify the flux from background sources. The lack of spectroscopic confirmation of candidates found with WIRCAM and the lack of candidates found with HAWK-I suggest an evolution of the luminosity function from $z = 6.5$. This evolution could be either in luminosity or in number density but somewhat discrepant results at lower redshift prevent any definitive answer to this question. If the evolution was mostly in luminosity, it could be interpreted as an increase in the opacity of the intergalactic medium caused by an increased fraction of neutral hydrogen, which is an expected signature of reionization.

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	iv
Introduction	1
1 Observations de l’Univers lointain	3
1 Observer notre passé	3
2 Le premier milliard d’années de l’Univers	5
3 Contraintes observationnelles sur la réionisation du milieu intergalactique	7
3.1 Polarisation du CMB et anisotropies de température	9
3.2 La dépression Gunn-Peterson dans le spectre des quasars à $z \sim 6$	11
3.3 L’émission rémanente des sursauts gamma	17
3.4 Fonction de luminosité et profil de la raie Lyman- α	19
3.5 Résumé des contraintes actuelles sur la fraction d’hydrogène neutre	31
4 A la recherche des sources de la réionisation	32
4.1 Quasars et AGN	32
4.2 Sélection par le continuum-UV : les galaxies à “cassure” de Lyman	35
4.3 Sélection par raie d’émission : les Emetteurs Lyman- α	38
4.4 Galaxies massives et poussiéreuses à $z \sim 5 - 6$	42
5 Contraindre la réionisation par des observations à $z > 7$	44
2 Imagerie en bande étroite avec l’instrument WIRCam au CFHT	47
1 Introduction	47
2 Description des données	47
3 Sélection des candidats	48
4 Sources de contamination d’origine astrophysique	51
4.1 Objets à la luminosité variable	52
4.2 Etoiles de type spectral L et T	52
4.3 Objets extrêmement rouge	53

4.4	Les galaxies à raies d'émission	54
4.5	Galaxies à grand redshift	58
5	Détermination de la fonction de luminosité des Emetteurs Lyman- α à $z=7.7$	58
6	Conclusion	61
7	Article : Limits on the luminosity function of Ly α emitters at $z=7.7$.	62
3	Imagerie en bande étroite avec l'instrument HAWK-I au VLT	75
1	Introduction	75
2	Description du sondage	75
2.1	Lentilles gravitationnelles et champs vides, une stratégie ob- servationale complémentaire	76
2.2	Choix des champs observés	79
2.3	Observations avec HAWK-I	80
2.4	Descriptions des données complémentaires	81
3	Réduction des données dans le proche-infrarouge	85
3.1	Corrections préliminaires	86
3.2	Soustraction du fond de ciel	88
3.3	Nettoyage des mauvais pixels	90
3.4	Masquage des objets	91
3.5	Correction des variations relatives de la photométrie	91
3.6	Alignement des images individuelles	91
3.7	Combinaison finale et carte de poids	93
3.8	Etalonnage photométrique	93
3.9	Alignement astrométrique	97
4	Photométrie et propriétés des images	97
4.1	Détection et mesure du flux avec SExtractor	97
4.2	Erreur photométrique en présence de bruit corrélé entre les pixels	100
4.3	Correction d'ouverture et taille d'ouverture optimale	102
4.4	Limites de détection	104
4.5	Qualité d'image	104
4.6	Artéfacts instrumentaux	105
4.7	Fantômes optiques	106
4.8	Rémanence	106
4.9	Événement radioactifs	107
4.10	Bruit	108
5	Sélection des candidats à $z\sim 7.7$	108
5.1	Complétude des images dans le filtre <i>NB1060</i>	108
5.2	Critères de sélection photométrique	110
5.3	Application des critères et examen des candidats	114
6	Conclusion	116

4	Extension des contraintes sur la fonction de luminosité Lyman-α à $z \sim 7.7$	117
1	Introduction	117
2	Volume comobile	117
3	Conversion du flux <i>NB1060</i> en luminosité Ly α	120
4	Calcul du nombre d'objets attendus	120
5	Niveaux de confiance suivant une loi de Poisson	121
6	Variance cosmique	122
7	Probabilité de non détection incluant la variance cosmique	125
8	Contraintes sur les paramètres de la LF	126
9	Discussion et conclusion	128
	9.1 Une évolution en densité volumique	129
	9.2 Une évolution en luminosité	129
10	Article : Evolution of the Ly α luminosity function from $z = 6.5$ to $z = 7.7$: evidence for the epoch of reionization?	131
	Conclusion et perspectives	147

Introduction

En seulement vingt ans, le paysage de la cosmologie moderne a considérablement évolué. Avec la construction d'une génération de télescopes au pouvoir collecteur de lumière sans précédent et l'envoi dans l'espace de satellites toujours plus performants, nous avons assisté à un élargissement considérable des frontières de la cosmologie observationnelle. Parmi celles-ci, la recherche des galaxies les plus lointaines fait figure de défi technologique tant elle est exigeante en terme de sensibilité des instruments. C'est aussi un moteur important dans l'avancement des connaissances sur les premiers millions d'années d'évolution de l'Univers et sur la formation des premières galaxies.

En conséquence de la vitesse finie de la lumière, observer loin revient à remonter l'échelle des temps de l'Univers. De ce fait, les objets lointains sont observés dans un Univers plus jeune, moins de 6% de son âge actuel pour les records de distance actuels (2011). Compte tenu des distances importantes impliquées, le flux lumineux reçu de ces objets est considérablement affaibli et leur lumière nous apparaît décalée vers les plus grandes longueurs d'onde sous l'effet de l'expansion de l'Univers. Pour localiser les premières galaxies, les astronomes comptent sur la signature des étoiles jeunes et chaudes. Elles se manifestent par un intense rayonnement dans le domaine ultraviolet et par la production d'un spectre de raies nébulaires dont la plus intense est celle de la recombinaison de l'hydrogène : la raie Lyman- α . Pour les objets les plus lointains, ce rayonnement est alors observé dans le domaine infrarouge. Faibles et rouges, les premières galaxies sont aussi peu nombreuses. Il faut donc effectuer des relevés de galaxies dans de grands volumes d'Univers pour espérer en détecter une poignée.

En quoi les observations de l'Univers lointain sont-elles utiles à la cosmologie moderne ? Outre les connaissances sur la formation des premiers blocs à l'origine des galaxies peuplant l'Univers aujourd'hui, observer l'Univers durant son premier milliard d'années d'évolution permet de contraindre une époque charnière de son histoire : la réionisation du milieu intergalactique. Nous savons que l'état de l'Univers est passé par trois phases distinctes depuis le Big Bang. Initialement ionisé sous la forme d'un plasma d'hydrogène, l'Univers a connu une phase neutre après la recombinaison des atomes d'hydrogène environ 380 000 ans après le Big Bang. Aujourd'hui, sauf en de rares nuages isolés, les atomes d'hydrogène du milieu intergalactique sont à nouveau tous ionisés. Déterminer quand cette transition de phase a eu lieu et quelle est son histoire sont les motivations principales amenant les astronomes à pousser les instruments jusqu'à leurs limites. L'objectif est également d'identifier quelles sont les sources à l'origine du flux de photons nécessaire à la

réionisation du milieu intergalactique.

Cette thèse s'inscrit dans la continuité des efforts fournis par les astronomes pour faire avancer la connaissance de l'Univers lointain. L'objectif principal des deux projets présentés dans ce manuscrit est la détection d'un certain type de galaxies distantes : les Emetteurs Lyman- α avec un décalage spectral vers le rouge z de 7.7. Dans le modèle standard de la cosmologie, cette distance correspond à un Univers observé tel qu'il était seulement 700 millions d'années après le Big Bang, une époque qui est censée coïncider avec la réionisation du milieu intergalactique.

Ce manuscrit est constitué de quatre chapitres qui décrivent tour à tour le contexte, les données et les résultats du travail que j'ai effectué au cours de cette thèse.

Le premier chapitre dresse un panorama des connaissances actuelles sur l'époque de la réionisation. Il vise d'une part à décrire les contraintes existantes sur l'histoire de la réionisation et d'autre part à brosser un portrait des différentes sources susceptibles d'être les moteurs de ce changement d'état du milieu intergalactique.

Le second chapitre décrit des observations que nous avons menées avec l'instrument WIRCAM du Canada-France-Hawaï Telescope en faisant usage d'un filtre à bande de transmission étroite centrée à la longueur d'onde de 1062 nm, dans l'infrarouge. Il présente les résultats que nous avons obtenus sur la fonction de luminosité des Emetteurs Lyman- α à $z = 7.7$.

Les troisième et quatrième chapitres sont consacrés à l'exploitation des données obtenues au cours d'un programme de grande envergure avec l'instrument HAWK-I du Very Large Telescope. Avec un filtre à bande étroite à 1062 nm, nous avons observé des amas de galaxies dans le but de bénéficier de l'effet de lentille gravitationnelle pour amplifier le flux des objets faibles mais aussi des champs vides d'amas. Le troisième chapitre se concentre sur la description des données et sur la recherche de candidats photométriques à $z = 7.7$. Le quatrième chapitre présente les contraintes apportées sur l'évolution de la fonction de luminosité des Emetteurs Lyman- α en fonction du temps et les conséquences que l'on peut en déduire sur l'histoire de la réionisation.

Chapitre 1

Observations de l'Univers lointain

1 Observer notre passé

Depuis que l'humanité a levé les yeux au ciel, elle n'a cessé de s'émerveiller devant le spectacle d'une nuit étoilée. Toutes les civilisations, dans leur histoire et leur culture, se sont intéressées à la question du Cosmos. Par sa présence évidente, le Cosmos est en effet un passage obligatoire dans toute tentative de description de l'ordre du monde. Ordre dont il est d'ailleurs synonyme, d'après sa racine grecque. C'est le point commun à toutes les cosmologies. Pour un homme de l'Antiquité, sa perception du cosmos devait se résumer à la course du Soleil et de la Lune dans le ciel, à l'observation de la ronde des étoiles au cours de l'année ou de cette nébuleuse à l'aspect laiteux que l'on a maintenant reconnu comme étant notre propre galaxie. Lorsque l'homme du XXI^e siècle se représente le cosmos, il a peut-être en tête ces images d'innombrables galaxies se détachant sur un ciel noir comme le montrent les images du télescope spatial Hubble. Entre temps, nous avons assisté à un incroyable effort des sciences naturelles pour faire sortir la cosmologie des spéculations métaphysiques et la faire entrer dans une ère où la physique et l'astrophysique s'allient pour lui appliquer la discipline de la méthode scientifique : observation et expérimentation, modélisation et prédiction.

Le statut de l'expérience en cosmologie est délicat. Son sujet d'étude étant l'Univers dans son ensemble, le scientifique n'a pas la possibilité de reproduire des expériences dans son laboratoire pour tester les hypothèses qu'il propose. Seulement depuis peu, l'astrophysicien dispose de la puissance de calcul des ordinateurs pour entreprendre une certaine forme d'expérience : la simulation numérique. Par ce moyen, il emploie sa compréhension des phénomènes physiques pour tenter de reproduire ce qu'il observe. Mais c'est précisément l'observation qui constitue le fondement de cette science empirique. Bien que de nouvelles méthodes font leur apparition (rayons cosmiques, neutrinos), le photon reste le principal vecteur d'information entre l'astrophysicien et son objet d'étude. Puisque la lumière se propage à une vitesse finie, observer un objet lointain revient à l'observer tel qu'il était au moment où cette lumière a été émise, autrement dit à l'observer tel qu'il apparaissait dans le passé. En ce sens, la cosmologie observationnelle est une archéologie (Figure 1.1).

L'introduction du Principe Cosmologique, axiome stipulant l'homogénéité et

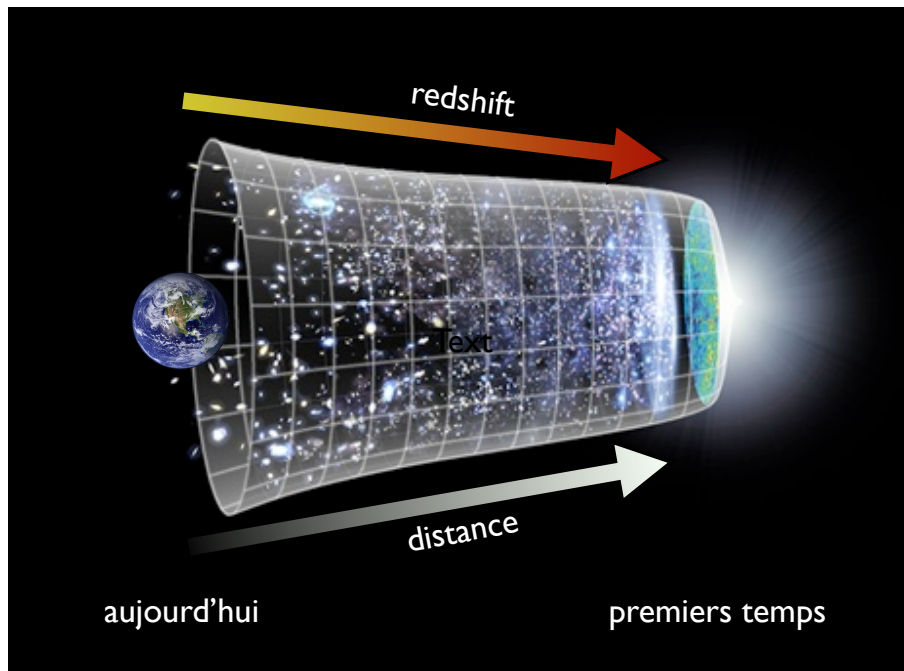


Figure 1.1 – La cosmologie en tant qu’archéologie cosmique. En conséquence de la vitesse finie de la lumière, plus une source lumineuse est lointaine, plus sa lumière met de temps à nous parvenir. La source est donc observée telle qu’elle était quand l’Univers était plus jeune. En cherchant des objets de plus en plus lointains, nous pouvons retracer l’histoire de l’Univers depuis son origine jusqu’à aujourd’hui.

l’isotropie de l’Univers aux grandes échelles de distance, permet de garantir à l’observateur que ce qu’il voit très loin est une représentation assez fidèle des conditions régnant dans notre propre région de l’Univers il y a très longtemps. Nous n’avons donc pas à faire de spéculations sur l’évolution de l’Univers : il nous suffit de l’observer tel qu’il se présente à différentes distances, c’est-à-dire à différentes époques de son histoire. Malheureusement, puisque le flux lumineux reçu d’une source de luminosité fixée apparaît de plus en plus faible avec la distance, observer loin signifie observer des objets extrêmement faibles. L’observation de l’Univers lointain pose donc sans cesse un challenge technologique dans le développement d’instruments toujours plus sensibles et recueillant de plus en plus de lumière.

Suivant l’expansion de la métrique décrivant la distance de deux objets dans l’Univers, la longueur d’onde des photons se dilate à mesure qu’ils se propagent entre deux points. Le facteur par lequel la longueur d’onde observée s’est accrue relativement à la longueur d’onde émise est dénoté par $(1 + z)$ où z est l’indice de décalage spectral vers le rouge cosmologique, nommé simplement *redshift* tout au long de cette thèse. Historiquement, c’est à Edwin Hubble que l’on doit la première dérivation empirique de la relation liant le décalage spectral z à la distance D nous séparant de la galaxie observée. C’est en comparant la distance des galaxies, obtenues par la mesure de la période de variation d’étoiles variables telles que les céphéïdes, à leur vitesse de récession, obtenues par la mesure du décalage spectral vers le rouge des raies d’émission de ces galaxies effectuées par l’astronome Vesto Slipher, qu’il

en a déduit la relation linéaire qui porte désormais son nom, la loi de Hubble :

$$\begin{aligned} v &= H_0 \cdot D \\ z &= \frac{\lambda_o}{\lambda_e} - 1 \approx \frac{v}{c} \end{aligned} \tag{1.1}$$

où v est la vitesse de récession exprimée en km.s^{-1} , H_0 est la constante de Hubble mesurée aujourd'hui en $\text{km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$, D est la distance propre en mégaparsecs ($1 \text{ Mpc} = 3.09 \times 10^{22} \text{ m}$) et c la vitesse de la lumière en km.s^{-1} . Depuis, les astronomes utilisent les différentes raies d'émissions connues de l'atome d'Hydrogène ou d'autres éléments chimiques pour mesurer par spectroscopie le redshift z des objets qu'ils observent, en déduire leur distance et l'époque cosmique à laquelle nous les observons. Les grands télescopes actuels permettent aux astronomes d'observer des objets si lointains que nous les observons tels qu'ils se présentaient il y a plus de 12 milliards d'années. Ces objets possèdent un redshift $z \geq 7$ et leur lumière ultraviolette nous apparaît comme complètement décalée dans le domaine de longueur d'onde infrarouge. L'existence même de ces objets nous indique que des galaxies étaient déjà formées avec une activité de formation stellaire déjà vigoureuse moins de 800 millions d'années après le Big Bang.

2 Le premier milliard d'années de l'Univers

Dans cadre de la théorie de la Relativité Générale, l'extrapolation de l'expansion de l'Univers dans le passé aboutit à une époque de densité et de température infinies en un temps fini. Le modèle standard de la cosmologie place cette singularité initiale, ce "Big Bang", il y a 13.7 milliard d'année, ce qui donne l'âge de l'Univers. Après plusieurs décennies d'observations, la cosmologie moderne a convergé vers un modèle rendant compte de plusieurs observations critiques. Portant le nom de Lambda-Cold Dark Matter (ΛCDM), ce modèle simple fait intervenir deux constituants majoritaires à la nature encore imprécise : la matière noire froide et l'énergie noire (Figure 1.2). Les observations qu'il permet d'expliquer dans un cadre cohérent sont :

- le rayonnement de fond cosmique,
- la nucléosynthèse primordiale,
- les structures à grande échelle des galaxies et amas de galaxies,
- l'accélération de l'expansion de l'Univers.

Ce modèle comporte six paramètres cosmologiques primaires (la densité physique de baryon $\Omega_b h^2$, la densité physique de matière noire $\Omega_c h^2$, la densité d'énergie noire Ω_λ , l'indice spectral scalaire n_s , l'amplitude des perturbations de courbure Δ_R^2 et la profondeur optique à la réionisation τ) à partir desquels on peut dériver des paramètres secondaires tels que la constante de Hubble $H_0 = 100 h(\text{km/s})/\text{Mpc}$, l'amplitude des fluctuations de densité sur une échelle de $8h^{-1} \text{ Mpc}$ σ_8 ou le redshift de réionisation z_{reion} . La détermination précise de la valeur de ces paramètres à travers différentes sondes cosmologiques constitue l'activité première de la cosmologie. La plus récente détermination avec ses implications pour la cosmologie a été effectuée par Komatsu et al. (2011) à partir de sept années d'observations du rayonnement de fond cosmique par le satellite WMAP.

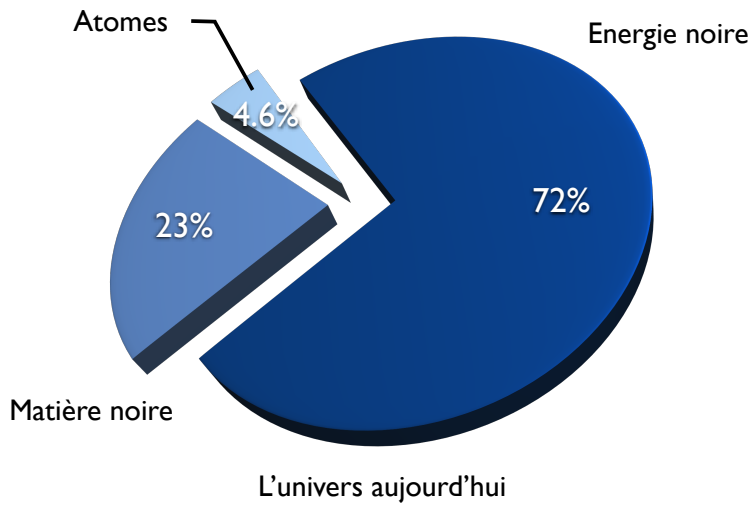


Figure 1.2 – Contenu de l'Univers aujourd'hui dans le modèle Λ CDM et d'après les données du satellite WMAP.

L'observation directe de l'Univers lointain ne peut se faire que si celui-ci est transparent. De ce point de vue, le milieu baryonique a connu trois phases distinctes au cours du premier milliard d'année d'évolution de l'Univers. Après le Big Bang et pendant $\sim 380\,000$ ans ($z \geq 1100$), l'Univers est resté à l'état d'un plasma chaud de photons, de protons et d'électrons. Les atomes neutres d'Hydrogène et d'Hélium ne pouvaient pas se former du fait du couplage avec le champ de photons. En conséquence de ce couplage radiatif, l'Univers ionisé était opaque au rayonnement et l'observation de cette époque au moyen de télescopes traditionnels est impossible. A mesure que l'expansion refroidit l'Univers en dessous des 3000K , les électrons et les protons se lient plus facilement, la formation d'atomes neutres se retrouve donc favorisée et on assiste à une époque de recombinaison cosmique. Sans particules chargées, la diffusion Thomson n'est plus possible et les photons se découplent de la matière pour se propager librement dans le milieu baryonique. Les derniers photons ayant diffusés forment une surface de dernière diffusion observée maintenant dans le domaine micro-onde sous la forme d'un rayonnement de corps noir à $T = 2.73\text{K}$, uniforme et isotrope (CMB, Cosmic Microwave Background). Observé plus en détail, ce rayonnement de fond cosmologique comporte l'empreinte des fluctuations de densité produites par la période d'inflation ayant suivi immédiatement le Big Bang. Le spectre de corps noir quasi-parfait du CMB et les anisotropies de son champ de température constituent deux prédictions remarquables du modèle du Big Bang.

Initialement ionisé, l'Univers se retrouve neutre après la recombinaison. Or les observations des raies d'absorption dans les quasars montrent que le milieu intergalactique (InterGalactic Medium, IGM) est aujourd'hui à nouveau complètement ionisé. D'une part, l'étude de la polarisation du CMB a permis de déterminer que du gaz ionisé était présent dès $z_{reion} = 10.6 \pm 1.2$ (Komatsu et al., 2011). D'autre part, l'observation de la dépression Gunn-Peterson dans le rayonnement UV des quasars lointains semble indiquer que l'IGM était complètement ionisé dès $z \sim 6$

(Fan et al., 2006b). Quelque part entre $z \sim 11$ et $z \sim 6$, les atomes d’hydrogène du milieu intergalactique sont donc réionisés. Pendant plusieurs centaines de millions d’années suivant la recombinaison, l’Univers était rempli de gaz neutre dans une époque communément appelée “Ages Sombres” car il n’y avait pas ou peu de sources lumineuses. Dès que les premières étoiles et les premières galaxies se sont formées, le rayonnement ionisant des jeunes étoiles a commencé à ioniser l’hydrogène neutre les entourant. Comprendre quand et à quelle vitesse ce processus s’est déroulé à l’échelle de l’Univers constitue un enjeu majeur de la cosmologie du XXIe siècle.

3 Contraintes observationnelles sur la réionisation du milieu intergalactique

L’approche traditionnelle considère que la réionisation de l’hydrogène neutre est assurée par le rayonnement UV des premières sources lumineuses, étoiles ou noyaux actifs de galaxies (AGN pour Active Galactic Nucleus). A partir de chaque source ponctuelle, ce front d’ionisation croît en volume jusqu’à former une bulle d’hydrogène ionisé, une région HII, englobant toute la galaxie. De galaxies en galaxies, ces bulles individuelles finissent par se rejoindre en formant une plus grande région et le processus s’accélère par l’action conjointe de l’activité croissante des galaxies et du plus grand libre parcours moyen des photons UV dans le milieu intergalactique devenu perméable. Cette phase est généralement décrite comme une étape de “chevauchement” ou de “percolation”. Finalement, les filaments résiduels sont ionisés à leur tour pour déboucher sur un milieu intergalactique complètement ionisé avec une fraction d’hydrogène neutre HI $x_{HI} \equiv \frac{n_{HI}}{n_H} \sim 10^{-5}$ aujourd’hui à $z = 0$ (Figure 1.3).

Toutefois, cette description simpliste présente quelques difficultés. En premier lieu, est-ce que la phase rapide de percolation est possible compte tenu de la répartition des sources (et des bulles)? En plus d’être un phénomène relativement local (Furlanetto & Oh, 2005), une bulle HII croît jusqu’à ce que la recombinaison contre-balance l’ionisation, puisque plusieurs bulles saturent en un temps fini, cette époque doit également avoir une certaine largeur $\Delta z \geq 0.15$ (Wyithe & Loeb, 2004) qui doit être compatible avec le processus dans son ensemble. Ensuite, le temps de recombinaison devient plus important que le temps de Hubble à $z \geq 8$ ce qui permet d’imaginer des scénarios complexes de réionisation (Cen, 2003). En fonction de l’efficacité des galaxies à produire des étoiles pour maintenir le flux ionisant durant la période $z \sim 6 - 10$, on peut concevoir une réionisation en plusieurs étapes. Une première réionisation causée par les étoiles massives de première génération (Population III), suivie d’une recombinaison partielle et une nouvelle réionisation à $z \sim 6$ (Cen, 2003). Par ailleurs, la topologie du processus est toujours âprement discutée (Choudhury et al., 2009). La réionisation pourrait démarrer dans les régions de fortes densités et s’étendre aux régions de faibles densités (modèle inside-out, (Iliev et al., 2006)) ou bien à l’inverse les régions peu denses seraient ionisées dans une première étape tandis que les pics de densité les plus importants seraient ionisés en dernier lieu après l’étape de chevauchement (modèle outside-in, (Gnedin, 2000; Miralda-Escudé et al., 2000)). Enfin, le postulat de départ peut éventuellement être

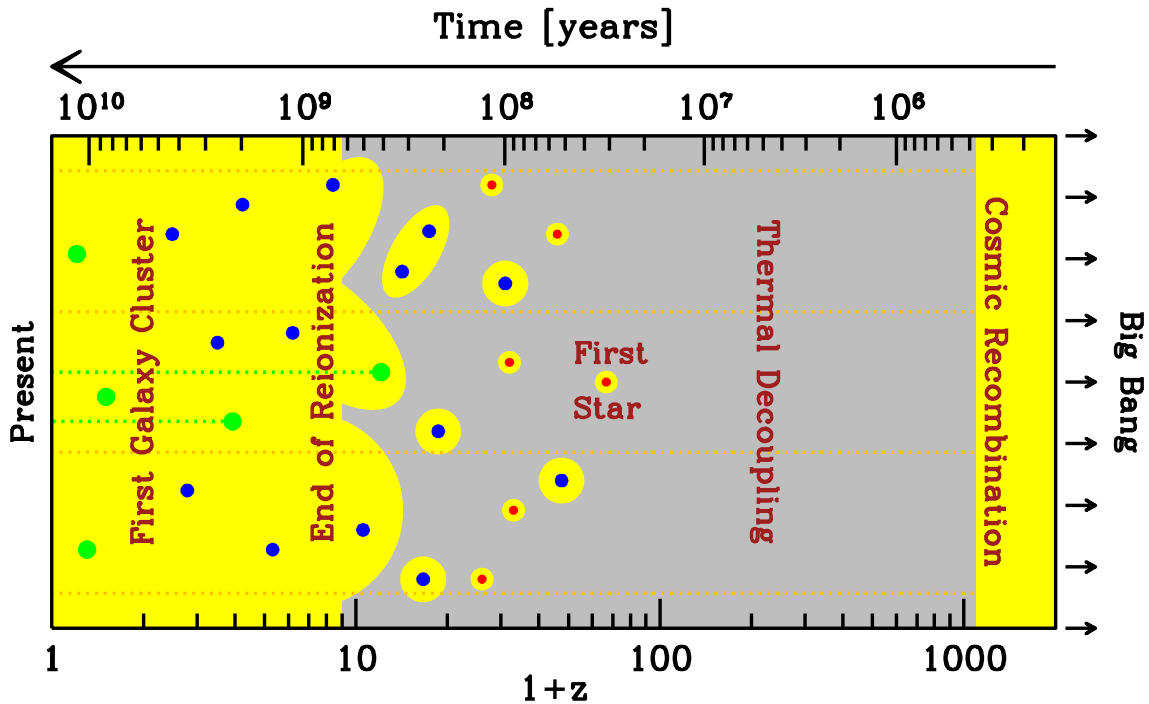


Figure 1.3 – Représentation schématique de l’évolution de l’Univers depuis le Big Bang jusqu’à aujourd’hui. Le redshift est porté en abscisse avec l’axe supérieur donnant l’âge de l’Univers qui lui correspond. Les zones en jaunes marquent les régions où l’hydrogène du milieu intergalactique était ionisé et la partie grise celles où il est neutre. Les premières étoiles se forment dans des halos de matière noire de faible masse $\sim 10^5 M_\odot$ (points rouges), grossissant jusqu’à des masses de $10^7 - 10^9 M_\odot$ pour les sources de la réionisation (points bleus) et atteignant enfin des masses de l’ordre de $\sim 10^{12} M_\odot$ pour les galaxies de l’époque actuelle (points verts). Ce schéma montre comment dans ce scénario théorique, les premières sources ionisent une région croissante du milieu intergalactique jusqu’à ce que différentes bulles se rejoignent. Cette phase de “percolation” accélère le processus de réionisation jusqu’à un recouvrement total laissant seulement quelques poches isolées d’hydrogène neutre dans l’Univers. D’après [Loeb \(2008\)](#).

discuté, la réionisation ne serait plus conduite par le flux de photons UV mais par des photons X de haute énergie produits par des mini-quasars ou des supernovæ. Cependant, cette contribution semble insuffisante pour rendre compte des observations ([Dijkstra et al., 2004](#)).

En résumé, la caractérisation de cette époque charnière soulève de nombreuses questions aussi bien théoriques que observationnelles. Quand la réionisation s’est-elle déroulée? Quand s’est-elle achevée? Comment s’est-elle déroulée? Etait-ce un processus uniforme et très rapide ou bien s’est-elle déroulée graduellement et éventuellement en plusieurs épisodes? Quelles étaient les sources responsables? Et indirectement, quelle empreinte laisse-t-elle dans les observations?

Plusieurs observations indépendantes permettent d’apporter quelques réponses à ces questions.

3. CONTRAINTES OBSERVATIONNELLES SUR LA RÉIONISATION DU MILIEU INTERGALACTIQUE

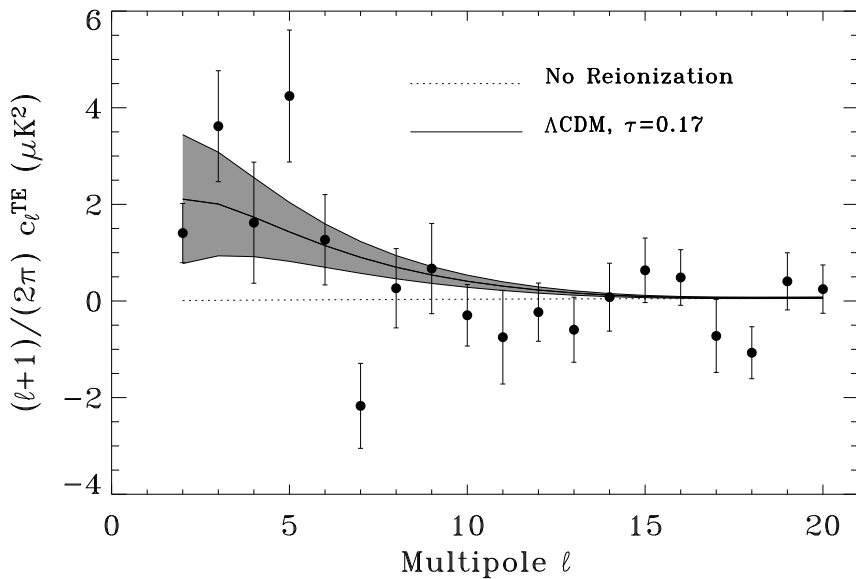


Figure 1.4 – Détection des effets de la réionisation sur le spectre de puissance croisé de la polarisation et des fluctuations de température du CMB. Les points de données de WMAP1 (points noirs) sont comparés à différents modèles cosmologiques intégrant (trait plein) ou non (pointillés) une époque de réionisation. Un excès de puissance est observé pour les faibles multipôles ($\ell \leq 10$) correspondant aux échelles angulaires de $\theta \geq 10^\circ$ permettant d’obtenir des contraintes sur l’épaisseur optique τ de la diffusion Thomson à l’époque de la réionisation (Kogut et al., 2003).

3.1 Polarisation du CMB et anisotropies de température

Le satellite Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) produit des cartes de mesures de la polarisation et des fluctuations de température du rayonnement de fond cosmique. Ces observations sont riches en information sur le contenu de l’Univers et produisent d’importantes contraintes sur les paramètres cosmologiques (Komatsu et al., 2011). En libérant les électrons, la réionisation rend les photons du CMB sensibles à la quantité d’hydrogène ionisé. En effet, la diffusion Thomson d’un photon du CMB sur un électron libre du milieu intergalactique a un effet d’amortissement sur le spectre de puissance angulaire des fluctuations de température. Cet amortissement est fonction du paramètre cosmologique τ qui est l’épaisseur optique de la diffusion Thomson à l’époque de la réionisation. La détermination de τ dépend largement des autres paramètres cosmologiques mais la prise en compte des effets de la diffusion Thomson sur la polarisation du CMB permet de briser ces dégénérescences. L’exploitation de la première année de prise de données de WMAP (Kogut et al., 2003) a permis la détection du signal de la réionisation sous la forme d’un excès de puissance dans le spectre de puissance croisé de la polarisation et des fluctuations de température (Figure 1.4). La réionisation affectant les photons du CMB bien après la recombinaison, elle laisse une empreinte sur les multipôles très petits ($\ell \leq 10$) qui correspondent à une échelle angulaire de $\theta \geq 10^\circ$. Cette signature est donc bien séparable de la signature de la recombinaison qui affecte les échelles angulaires plus petites. L’exploitation des données de WMAP après 7 ans de prise de données a produit une valeur de $\tau = 0.088 \pm 0.015$ (Komatsu et al., 2011). Cette

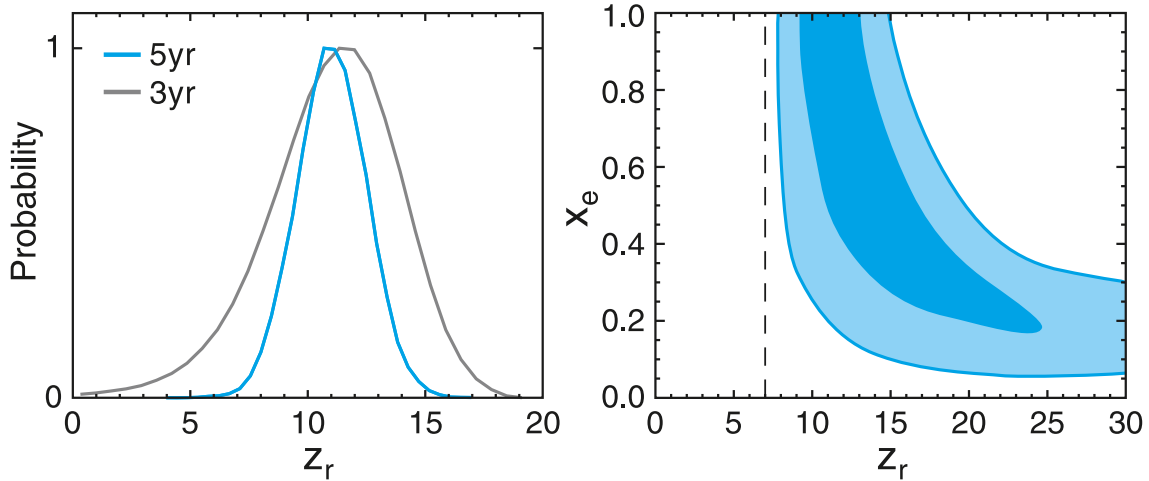


Figure 1.5 – A gauche : Densité de probabilité marginalisée pour le redshift de réionisation z_{reion} dans un modèle de réionisation instantanée. Les deux courbes montrent l’amélioration des contraintes après l’analyse de trois années (courbe grise) et cinq années (courbe bleue) d’exploitation du satellite WMAP. Une réionisation instantanée à $z \sim 6$ est exclue à 3.5σ (Dunkley et al., 2009). A droite : contours de confiance obtenus dans un scénario de réionisation en deux étapes où la fraction d’ionisation x_e à z_{reion} est suivie d’une ionisation complète à $z = 7$. Ces données sont compatibles avec une réionisation graduelle et largement étalée dans le temps (Dunkley et al., 2009).

mesure de τ peut se traduire en terme de redshift de réionisation z_{reion} si l’on interprète la réionisation comme un processus instantané passant de l’état neutre à l’état ionisé au redshift $z_{reion} = 10.6 \pm 1.2$, soit environ 460 millions d’années après le Big Bang. Bien que l’histoire de la réionisation soit probablement plus complexe, cette mesure nous indique que des électrons libres, donc de l’hydrogène ionisé, étaient déjà présents en quantité significative à partir de $z \sim 10.6$, en conséquence de quoi une réionisation tardive et instantanée à $z \sim 6$ est rejetée avec un niveau de confiance de 99.9% (Dunkley et al., 2009). La Figure 1.5 permet d’apprécier les marges d’erreur dans les modèles utilisés pour contraindre la réionisation à l’aide des données de WMAP. En modélisant l’histoire de la réionisation par deux étapes, une première à z_r avec une fraction d’ionisation x_e et une seconde en fixant $x_e = 1$ à $z = 7$, Dunkley et al. (2009) suggèrent que les données de WMAP (5 années) sont compatibles avec une période étendue de réionisation partielle pouvant débuter à partir de $z \sim 25$ (Figure 1.5 à droite). A titre de comparaison, notons que leur modèle de réionisation instantanée produit une valeur de $z_r = 11.0 \pm 1.4$ (Figure 1.5 à gauche).

Dans ce domaine et dans un futur proche, le satellite européen Planck précisera la valeur de τ grâce à une sensibilité accrue et apportera de nouvelles contraintes sur l’histoire de la réionisation à très haut redshift (Lewis et al., 2006; The Planck Collaboration, 2006).

3.2 La dépression Gunn-Peterson dans le spectre des quasars à $z \sim 6$

3.2.1 L'effet Gunn-Peterson

En 1965, le source quasi-ponctuelle (QSO) 3C 9 est l'objet le plus lointain observé avec un redshift $z = 2.01$. L'absence de larges dépressions dues à l'absorption du rayonnement par les atomes d'hydrogène dans le spectre de cette source amènent Gunn & Peterson (1965) à conclure que l'hydrogène du milieu intergalactique doit être ionisé. En extrapolant cette observation à des quasars de plus en plus lointains, ils proposent un test permettant de localiser dans le temps l'époque à laquelle l'IGM devient neutre. En effet, ils postulent que pour un objet au-delà de la réionisation, l'hydrogène neutre présent dans l'IGM crée une absorption complète du flux en-deçà de la longueur d'onde de la raie Lyman- α .

Pour un quasar lointain, la partie UV du spectre aux longueurs d'onde $\lambda \leq \lambda_{Ly\alpha} \sim 1216\text{\AA}$ est décalée vers le rouge dans le domaine visible. La transmission relative T est définie par :

$$T = f(\lambda)/f_{cont} \quad (1.2)$$

où f_{cont} est le rayonnement continu du QSO. Chaque nuage d'hydrogène neutre situé en avant-plan par rapport au quasar va entraîner une forte diminution de la transmission par la diffusion résonnante des photons Lyman- α en-dehors de la ligne de visée. Cela se manifeste par un spectre pourvu de nombreuses zones d'absorptions baptisées *forêt Lyman- α* . Un exemple est montré avec la Figure 1.6 où le spectre observé d'un quasar à $z = 6.28$ (courbe trait plein) est comparé au spectre attendu en l'absence d'absorption (courbe en tirets). L'intense rayonnement lyman- α produit par le gaz chauffé au voisinage du quasar lui-même est partiellement absorbé à 8850\AA . Aux longueurs d'onde supérieures, le spectre original est observé puisque les photons émis avec une longueur d'onde $\lambda \geq 1216\text{\AA}$ sont décalés à des longueurs d'onde supérieures ne correspondent jamais à une raie de résonance de l'atome d'hydrogène. En revanche, les photons émis à plus faible longueur d'onde sont décalés jusqu'à 1216\AA pour être finalement absorbés par un atome d'hydrogène sur son passage. Sur cet exemple, la différence entre le spectre observé et le spectre attendu est très importante, le flux est très proche de zéro immédiatement avant la raie Lyman- α constituant un véritable "creux" dans le spectre.

L'opacité de Gunn-Peterson est définie comme :

$$\tau_{GP} = -\ln T \quad (1.3)$$

Dans un milieu uniforme, cette opacité est reliée à l'abondance d'hydrogène neutre n_{HI} à travers l'expression :

$$\tau_{GP} = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_\alpha \lambda_\alpha H^{-1}(z) n_{HI} \quad (1.4)$$

où f_α est la force d'oscillateur de la raie Lyman- α , $H(z)$ est le paramètre d'Hubble dépendant du redshift et n_{HI} est la densité d'hydrogène neutre. Numériquement,

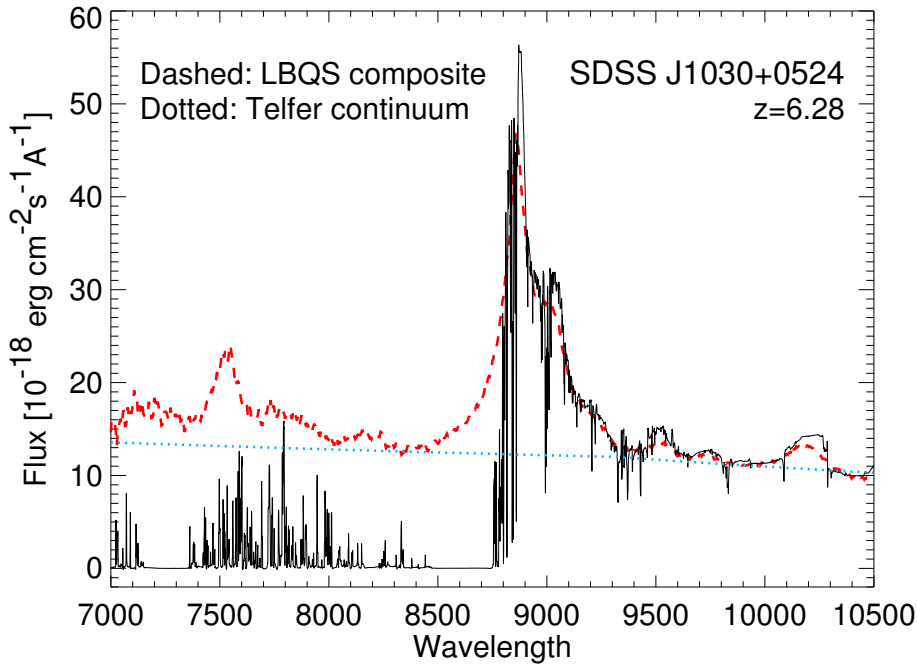


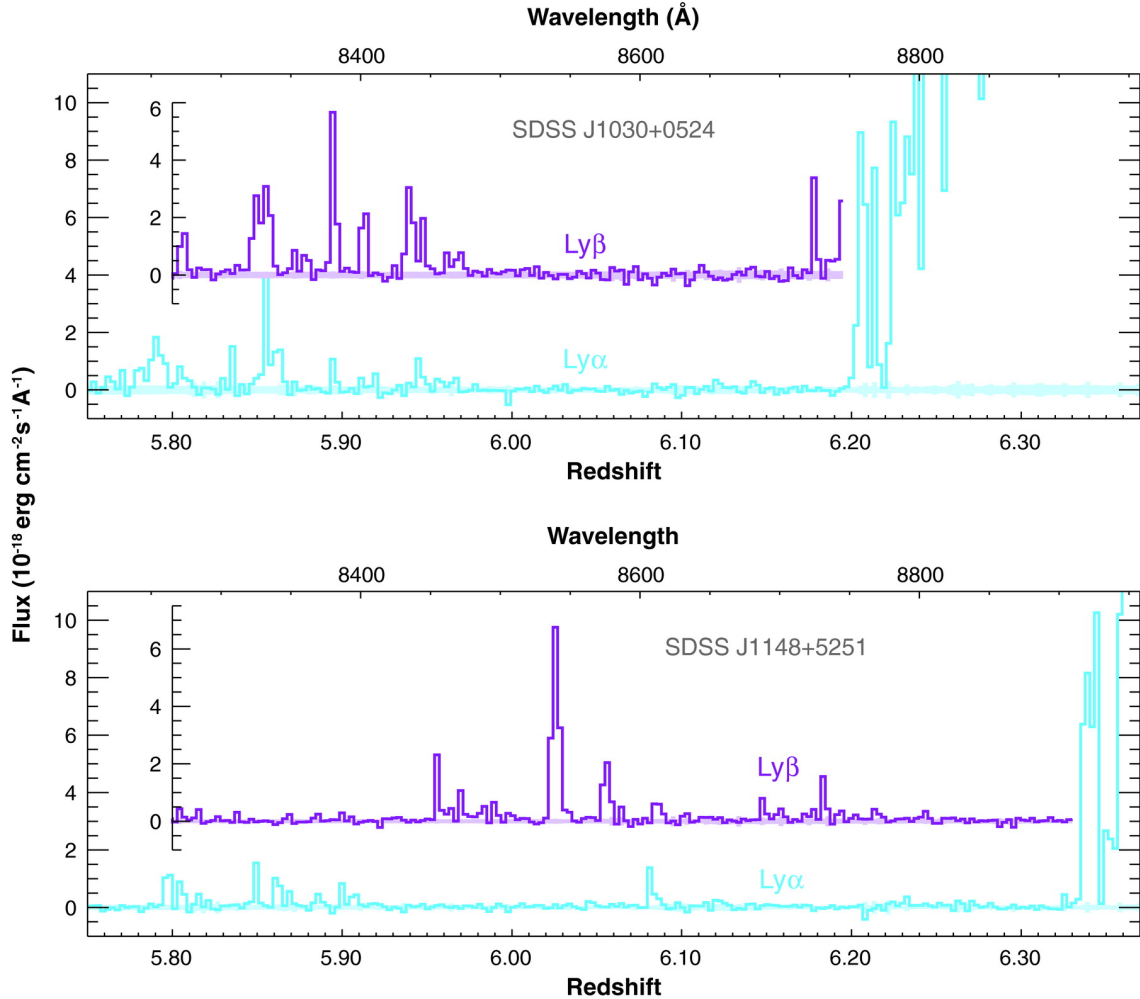
Figure 1.6 – Absorption du rayonnement Lyman- α dans le spectre d'un quasar lointain. Cette figure, tirée de [White et al. \(2003\)](#) montre le spectre observé d'un quasar à redshift $z = 6.28$ (trait plein noir) en comparaison du spectre attendu en l'absence d'absorption (tirets rouges). Ce dernier a été établi à partir d'une moyenne de plusieurs spectres de quasars observés à plus bas redshift. L'émission d'un quasar est constituée d'une émission continue (pointillés bleus) sur laquelle se superpose des raies d'émission atomique.

celle-ci devient :

$$\tau_{GP} = 4.9 \times 10^5 \left(\frac{\Omega_m h^2}{0.13} \right)^{-1/2} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.02} \right) \left(\frac{1+z}{7} \right)^{3/2} \left(\frac{n_{HI}}{n_H} \right). \quad (1.5)$$

On note $x_{HI} = \left(\frac{1+z}{7} \right)^{3/2} \frac{n_{HI}}{n_H}$ la fraction d'hydrogène neutre ([Fan et al., 2006b](#)). Deux points sont à souligner. Premièrement, une faible fraction d'hydrogène neutre, $x_{HI} \sim 10^{-4}$, suffit à donner lieu à une profonde et apparemment complète dépression Gunn-Peterson, à comparer à la fraction aujourd'hui de $x_{HI} \sim 10^{-5}$. De ce point de vue, ce test n'est donc sensible qu'à la toute fin de l'époque de la réionisation lorsque l'IGM est déjà largement ionisé. Deuxièmement, $\tau_{GP} \propto f \lambda$ où f et λ sont les forces d'oscillateur et les longueurs d'onde au repos des transitions considérées. Dans le cas des transitions donnant lieu aux raies Lyman- β et Lyman- γ , l'épaisseur optique est respectivement ~ 6 et 18 fois plus faible que pour la raie Lyman- α à fraction d'hydrogène neutre égale. Ces raies fournissent donc des contraintes plus importantes sur l'état d'ionisation de l'IGM lorsque l'absorption Ly- α a déjà atteint la saturation. En réalité, à haut redshift, l'IGM n'est probablement pas uniforme et il faut alors affiner ces diagnostics par un traitement rigoureux de la structure interne de l'IGM induisant une dépendance à la ligne de visée. La Figure 1.7 ([White et al., 2003](#)) illustre cet effet en comparant l'absorption GP de deux quasars lointains à $z = 6.28$ et $z = 6.42$. L'un d'eux (SDSS J1030+0524) montre une absorption complète tandis que l'autre (SDSS J1148+5251) montre clairement une transmission du flux

3. CONTRAINTES OBSERVATIONNELLES SUR LA RÉIONISATION DU MILIEU INTERGALACTIQUE




 Fan X, et al. 2006.
Annu. Rev. Astron. Astrophys. 44:415–62

Figure 1.7 – Spectres de deux quasars à $z > 6$ montrant une dépression Gunn-Peterson au niveau des raies Lyman- α (courbe bleue) et Lyman- β (courbe violette). L’axe supérieur correspond à l’échelle en longueur d’onde relative à la courbe bleue et les zones de couleur ombragées montrent l’erreur à 1σ . Les deux spectres ont été alignés en redshift (axe des abscisses) pour mettre en évidence leurs différences. Le quasar du haut, SDSS J1030+0524 ($z = 6.28$), montre une absorption complète du flux aussi bien dans la forêt Lyman- α que dans la forêt Lyman- β . Celui du bas, SDSS J1148+5251 ($z = 6.42$), montre quant à lui certaines zones de transmission, en particulier au niveau de Lyman- β à $z \sim 6.15$. Ces différences illustrent la variance dans la transmission du flux Lyman- α et Lyman- β en fonction de la ligne de visée. D’après [Fan et al. \(2006a\)](#) adapté de [White et al. \(2003\)](#).

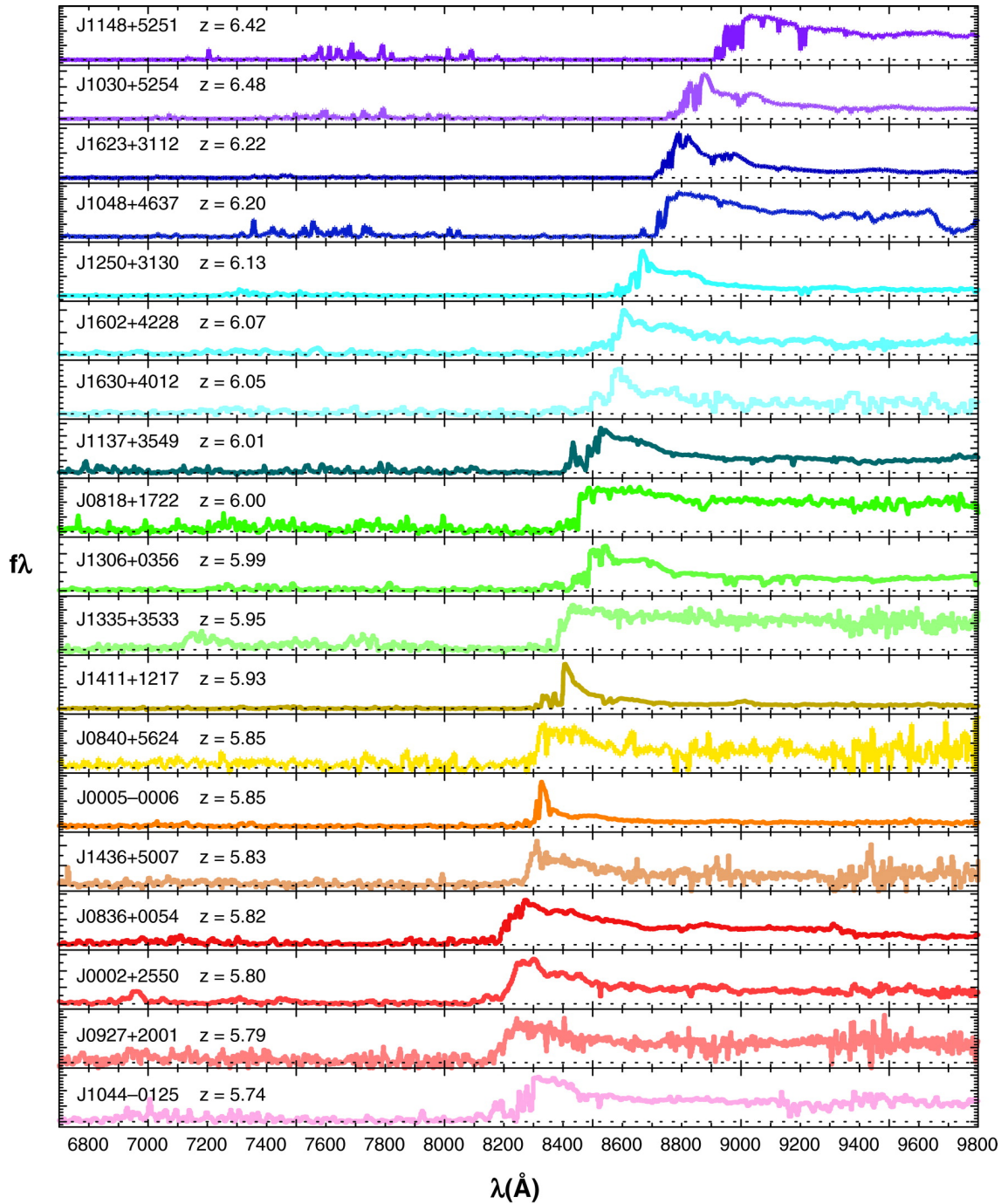
Lyman- α et Lyman- β indiquant une ligne de visée largement ionisée. Pour palier cette variance, les observateurs ont adopté une approche statistique pour étudier l'évolution de la transmission moyenne d'un échantillon de quasars lointains. En comparant l'opacité moyenne à celle attendue pour une forêt Lyman- α s'épaississant, ils ont pu mettre en évidence un changement plus radical dans la transmission de l'IGM à $z \geq 6$.

3.2.2 Spectres de quasars SDSS à $5.7 \leq z \leq 6.4$ par Fan et al. 2006

L'observation d'une cinquantaine de quasars dans la gamme de redshift $2 \leq z \leq 6.3$ démontre une forte évolution de l'absorption Ly- α à $z_{abs} \geq 5$ où z_{abs} est le redshift du système absorbant (Songaila, 2004). A $z \geq 5.5$, le flux transmis s'approche rapidement de zéro, et à partir de $z_{abs} \geq 6$, la dépression de Gunn-Peterson commence à apparaître dans le spectre des quasars. Fan et al. (2006b) rapportent les résultats d'un relevé photométrique de quasars à $z \geq 5.7$ dans 6600 deg² du Sloan Digital Sky Survey (SDSS). Combinant les observations de 19 quasars (Figure 1.8) aux résultats de Songaila (2004), ils ont mesuré que pour $z_{abs} \leq 5.5$, l'épaisseur optique pouvait être ajustée par une courbe $\tau \propto (1+z)^{4.3}$, tandis que pour des redshifts supérieurs $z_{abs} \geq 5.5$, l'évolution de l'épaisseur optique s'accélérait nettement en suivant une courbe $\tau \propto (1+z)^{\geq 10.9}$ (Figure 1.9). A ces redshifts, la dispersion autour de la tendance moyenne devient également plus importante : $\sigma(\tau)/\tau$ augmente de $\sim 15\%$ à $z \sim 5$ jusqu'à plus de $\geq 30\%$ à $z \geq 6$. Comme le montrent également les différences notées sur la Figure 1.7, la variance plus importante et le changement significatif dans l'évolution de l'épaisseur optique traduisent un changement radical dans la nature de l'IGM au-delà de $z \geq 6$. A cette époque, il est probablement dans un état correspondant à la fin de la réionisation. Les études de la taille physique des "trous", les régions dans le spectre avec $\tau \geq 2.5$ (Fan et al., 2006b), et de la taille de la *zone de proximité*, la région proche du quasar qui est directement ionisée par le quasar lui-même, soutiennent également ce résultat.

Déduire la fraction volumique moyenne d'hydrogène neutre $\langle f_{HI} \rangle_V$ à partir de ces mesures n'est pas immédiat car cette étape dépend d'une part de la distribution de la densité de l'IGM, encore largement inconnue, et d'autre part de l'hypothèse d'un rayonnement de fond UV uniforme, ce qui ne semble pas être en adéquation avec la distribution non uniforme des galaxies observées à cette époque. Si une mesure *absolue* est délicate, la mesure de l'évolution en fonction du redshift de la taille de la zone de proximité $R \propto ((1+z)x_{HI})^{-1/3}$ donne accès au changement relatif de la fraction d'hydrogène neutre dans laquelle la région HII s'étend autour du quasar. De cette manière, Fan et al. (2006b) ont pu déterminer que le plus lointain quasar de leur échantillon ($z \sim 6.5$) se trouvait dans un environnement où la fraction d'hydrogène neutre était ~ 14 fois plus importante que ceux à $z \sim 5.7$. En croisant cette estimation avec celles issues de la mesure de l'épaisseur optique GP à plus bas redshift, ils en déduisent que la fraction volumique d'hydrogène neutre est de l'ordre de $\langle f_{HI} \rangle_V \sim 10^{-3.5}$ à $z \sim 6.2$ contre $10^{-4.5}$ à $z \sim 5.5$ (Figure 1.10).

3. CONTRAINTES OBSERVATIONNELLES SUR LA RÉIONISATION DU MILIEU INTERGALACTIQUE




 Fan X, et al. 2006.
Annu. Rev. Astron. Astrophys. 44:415–62

Figure 1.8 – Spectres de 19 quasars du SDSS à $5.74 < z < 6.42$. On constate une rapide évolution de la transmission du milieu intergalactique : du flux est clairement transmis aux longueurs d’onde inférieures à la raie Lyman- α pour les quasars à $z < 6$; la dépression de Gunn-Peterson commence à apparaître dans le spectre des quasars à partir de $z \sim 6.1$. D’après Fan et al. (2006a).

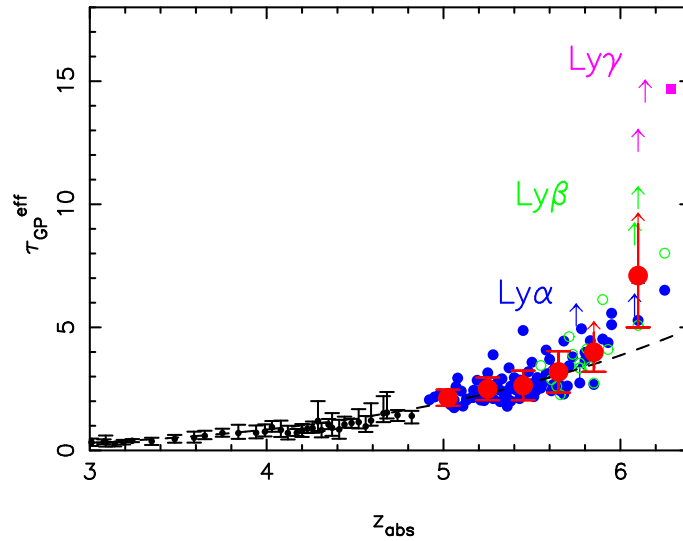


Figure 1.9 – Evolution de l'épaisseur optique τ_{GP}^{eff} en fonction du redshift de l'absorbant z_{abs} pour les raies Lyman- α (points bleus), Lyman- β (cercles ouverts verts) et Lyman- γ (flèches roses). Les points rouges avec les barres d'erreurs représentent la moyenne et la dispersion des points à chaque redshift. La courbe en tiret noire décrit une évolution de la transmission en fonction du redshift telle que $\tau \propto (1+z)^{4.3}$. A partir de $z_{abs} > 5.5$, le meilleur ajustement donne $\tau \propto (1+z)^{\geq 10.9}$ indiquant des changements rapides dans la transmission de l'IGM. Cette évolution s'accompagne également d'une augmentation de la dispersion des transmissions pour différentes lignes de visée (Fan et al., 2006b).

3.2.3 Le quasar le plus lointain à $z = 7.085$

Très récemment, Mortlock et al. (2011) ont rapporté la découverte du plus lointain quasar connu à ce jour : ULAS J112001.481064124.3 à $z = 7.085$. Ce quasar a été découvert dans les données infrarouges du United Kingdom Infrared Telescope (UKIRT) Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS, Lawrence et al. (2007)) dont $\sim 2250 \text{ deg}^2$ ont été analysées jusqu'à présent. L'intense luminosité d'un tel objet a permis l'obtention de spectre à haut signal sur bruit avec les instruments FORS2 du VLT ($\lambda \leq 1.05 \mu\text{m}$) et GNIRS monté sur le Gemini North Telescope ($\lambda \geq 1.05 \mu\text{m}$). Ce spectre, présenté sur la Figure 1.11, est marqué par une forte absorption du flux en-deçà de la raie Lyman- α du fait de la présence d'hydrogène neutre sur la ligne de visée ainsi que par de nombreuses raies d'émission caractéristiques des quasars comme par exemple le doublet CIV observé à $\lambda = 1.249 \mu\text{m}$ ou la raie MgII. La masse du trou noir à l'origine de cette luminosité a pu être déterminée à $2 \times 10^9 M_{\odot}$, ce qui est remarquable compte tenu de l'âge de l'Univers à cette époque (0.77 millions d'années). Comme pour ceux à plus bas redshift, la zone de proximité de ce quasar peut apporter une contrainte sur la fraction neutre à $z \sim 7$. D'une taille de $R = 2.1 \pm 0.1 \text{ Mpc}$, celle-ci est apparemment trois fois plus petite que celle des quasars dans la gamme de redshift $6 \leq z \leq 6.4$ (Figure 1.12). De cette mesure, ils en déduisent une fraction neutre $\langle f_{HI} \rangle_V \geq 0.1$ à $z \sim 7$ si aucun système absorbant ne vient s'intercaler à proximité du quasar (Bolton et al., 2011).

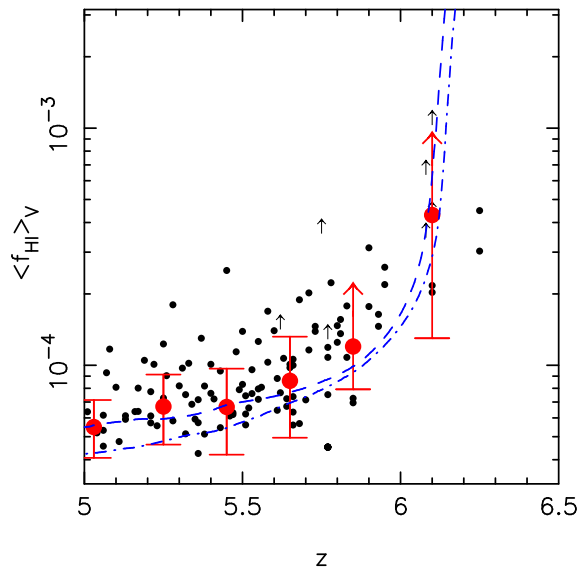


Figure 1.10 – Evolution de la fraction volumique d’hydrogène neutre $\langle f_{HI} \rangle_V$ en fonction du redshift. Les points de données sont en gris et les points rouges avec les barres d’erreur représentent la moyenne et la dispersion des points pour chaque redshift. Les courbes bleues sont des résultats issus de simulations. D’après Fan et al. (2006a).

3.3 L’émission rémanente des sursauts gamma

Les sursauts gamma, gamma-ray bursts (GRB) en anglais, sont des flashes de rayons γ associés à l’explosion d’une étoile massive en fin de vie dans une galaxie lointaine (sursauts “longs”) ou à la coalescence de deux étoiles à neutrons (sursauts “courts”). A grand redshift, les sursauts “longs” sont plus fréquents. Très lumineux, ils peuvent être observés à de très grande distance $z \geq 10$ (Lamb & Reichart, 2000). Phénomène plus utile à l’étude de la réionisation, ils sont accompagnés d’une émission rémanente, dénommée *afterglow* dans la littérature scientifique. Les parties UV et visible de ce rayonnement sont décalées dans le domaine de longueurs d’onde visible et infrarouge, en fonction de la distance du GRB. De plus, à grande distance, l’émission rémanente va pouvoir être observée durant plusieurs semaines grâce à la dilatation du temps par un facteur $(1 + z)$. Un suivi rapide depuis les télescopes au sol ou dans l’espace permet alors d’acquérir le spectre de cette émission rémanente marquée par des raies d’absorption dues à la présence de métaux dans l’environnement du GRB et par une importante absorption du rayonnement aux longueurs d’onde inférieures à la raie lyman- α , si le GRB a eu lieu à $z \geq 6$. Cette absorption résulte de l’action combinée des nuages denses de gaz neutre à l’intérieur de la galaxie hôte et de l’hydrogène neutre éventuellement présent dans le milieu intergalactique le long de la ligne de visée. Discriminer les deux contributions s’avère délicat et les contraintes apportées sur la fraction d’hydrogène neutre x_{HI} sont faibles, même avec un spectre de très bonne qualité (Figure 1.13 (Patel et al., 2010)). Néanmoins, les GRB présentent l’avantage de marquer la présence proche de leur galaxie hôte, qui peut à son tour être étudiée plus en détails. Ainsi, la galaxie hôte d’un GRB est comparable au Grand Nuage de Magellan avec une masse stellaire faible $M_* \approx 10^{9.3} M_\odot$ mais avec un taux de formation stellaire plus

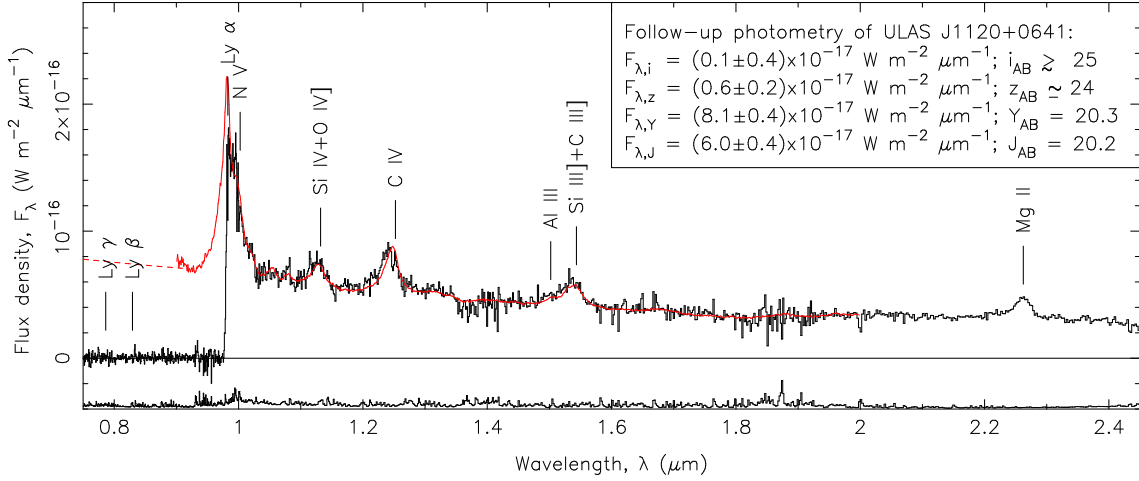


Figure 1.11 – Spectre du quasar ULAS J1120+0641 à $z = 7.085$. Pour $\lambda \leq 1.005 \mu\text{m}$, le spectre a été obtenu avec l’instrument FORS2 du VLT, pour $\lambda \geq 1.005 \mu\text{m}$, le spectre provient de l’instrument GNIRS du télescope Gemini Nord. Un important décalage vers le bleu de la raie CIV est observé, traduisant une vitesse importante du gaz dans la direction de la ligne de visée. La courbe rouge est un spectre composite dérivé des observations de 169 quasars du SDSS à $2.3 \leq z \leq 2.6$ et montrant également un décalage vers le bleu de la raie CIV. L’excellent ajustement des deux courbes pour les longueurs d’onde plus rouge que la raie Lyman- α traduit une étonnante similarité entre les propriétés des quasars à $z \sim 7$ et ceux à plus bas redshift. D’après [Mortlock et al. \(2011\)](#).

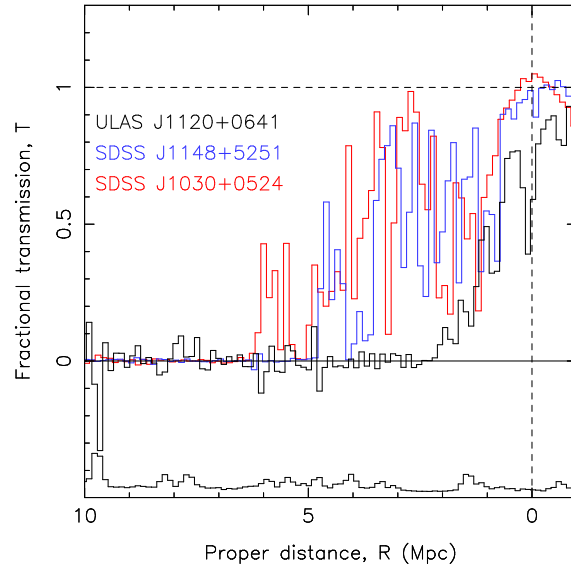


Figure 1.12 – Transmission dans la zone de proximité du quasar ULAS J1120+0641 à $z = 7.085$ comparée à celle de deux quasars à $z \sim 6.4$. Cette transmission a été obtenue en divisant le spectre observé par le spectre composite présentés sur la Figure 1.11. L’échelle en longueur d’onde a été ramenée à une distance propre R par rapport au redshift du quasar. Le profil de transmission de ULAS J1120+0641 apparaît comme très différent de ceux des deux quasars à plus bas redshift, avec notamment un rayon de la zone de proximité plus petit ([Mortlock et al., 2011](#)).

3. CONTRAINTES OBSERVATIONNELLES SUR LA RÉIONISATION DU MILIEU INTERGALACTIQUE

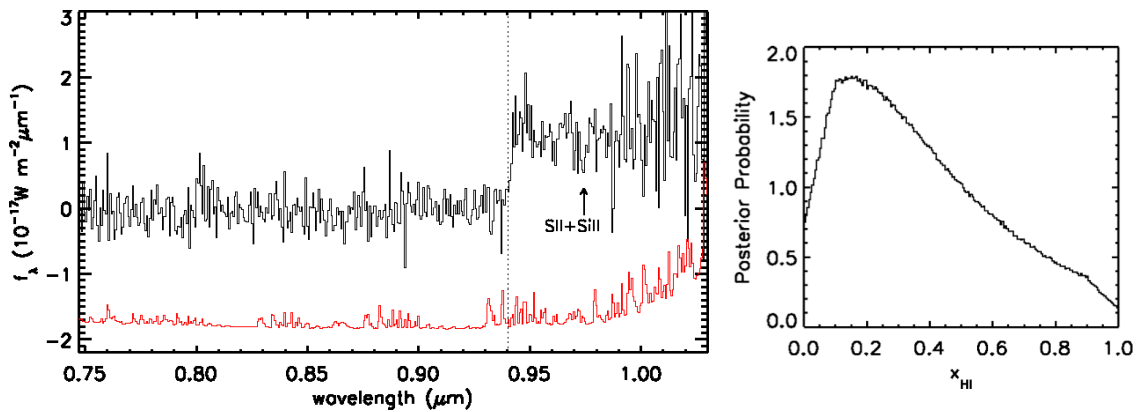


Figure 1.13 – A gauche : Spectre de l'émission rémanente du GRB 080913 avec l'instrument FORS2 du VLT. Les raies SII et SiII observées en absorption indiquent un redshift $z = 6.733$, la longueur d'onde de la raie Lyman- α décalée est marquée par la ligne verticale en pointillés. A droite : distribution de probabilité obtenue sur la fraction d'hydrogène neutre x_{HII} lors d'un ajustement par un modèle incluant les effets d'absorption de l'IGM et d'un système d'absorption Lyman- α saturée (DLA) sur la ligne de visée. D'après [Patel et al. \(2010\)](#).

élevé $SFR \approx 2.5 M_{\odot} yr^{-1}$, elle contient aussi peu de métaux ([Savaglio et al., 2009](#)). A $z \geq 6$, trois GRBs ont été détectés par le satellite Swift ([Gehrels et al., 2004](#)) et confirmés spectroscopiquement : le GRB 050904 à $z = 6.3$ ([Kawai et al., 2006](#)), le GRB 080913 à $z = 6.7$ ([Greiner et al., 2009](#)) et le plus lointain, le GRB 090423 à $z = 8.2$ ([Tanvir et al., 2009](#); [Salvaterra et al., 2009](#)). Récemment, [Cucchiara et al. \(2011\)](#) ont également rapporté une estimation de la distance du GRB 090429B à $z \sim 9.4$, uniquement sur la base de données photométriques.

Dans une tentative d'estimation de la fraction d'hydrogène neutre à $z = 6.3$ à partir de l'émission rémanente du GRB 050904, [Totani et al. \(2006\)](#) ont déterminé une limite supérieure pour la fraction d'hydrogène neutre $x_{HI} \leq 0.17$ (0.60) avec un niveau de confiance de 68% (95%). A $z = 6.7$ avec le GRB 080913, [Patel et al. \(2010\)](#) ont également déterminé une limite supérieure $x_{HI} \leq 0.73$ avec un niveau de confiance de 90% (Figure 1.13, panneau de droite). Compte tenu de la probable inhomogénéité de l'IGM à cette époque, l'échantillon actuel est encore insuffisant pour contraindre sa distribution de densité. Avec seulement quelques GRBs par an à $z \geq 6$, il faudra attendre plusieurs années d'exploitation du satellite Swift ou le lancement du satellite franco-chinois SVOM ([Götz et al., 2009](#)), avec une stratégie d'observation dédiée, pour voir le nombre de GRBs distants augmenter significativement.

3.4 Fonction de luminosité et profil de la raie Lyman- α

La raie d'émission Lyman- α , plusieurs fois évoquée auparavant, constitue un traceur efficace des galaxies à grand redshift. Cette section est consacrée à la description de la raie Lyman- α en tant qu'outil cosmologique pour contraindre l'état du milieu intergalactique à l'approche de la réionisation. La population des galaxies pour lesquelles on détecte un intense rayonnement Lyman- α , les Emetteurs Lyman- α (LAEs

pour Lyman-Alpha Emitters), fait également partie des sources susceptibles de générer un flux de photons ionisants à même de réioniser l'Univers, ce rôle sera précisé plus loin dans la Section 4.3.

3.4.1 La raie Lyman- α

La série de Lyman est la série de transitions électroniques des états excités de l'atome d'Hydrogène du niveau d'énergie de l'électron $n \geq 2$ vers l'état fondamental $n = 1$, où n est le nombre quantique principal. Elles s'accompagnent d'une émission de lumière dans le domaine ultraviolet. Ces transitions étant nommées suivant l'alphabet grec par niveaux d'énergie croissants, la première transition du niveau $n = 2$ vers le niveau $n = 1$ porte le nom de Lyman- α . La différence d'énergie entre ces deux niveaux étant de 10.2 eV, le photon est émis à la longueur d'onde au repos $\lambda = 1215.7\text{\AA}$. L'intérêt de la raie Lyman- α pour la détection des galaxies lointaines a été reconnu assez rapidement à l'époque de la détection des premiers quasars à $z \sim 2$ (Partridge & Peebles, 1967). En considérant un modèle simple du spectre d'émission des galaxies jeunes dominé par des étoiles de type O et B ($T \sim 30000K$), ils calculent que le flux de la raie Lyman- α pourrait représenter jusqu'à 7% du flux bolométrique d'une galaxie jeune en pleine flambée de formation d'étoiles. Dans leur modèle, ces étoiles produisent un flux intense de photons avec une énergie supérieure à la limite de Lyman ($h\nu > 13.6$ eV soit $\lambda < 912\text{\AA}$) qui sont ensuite absorbés par les atomes hydrogène neutre présents dans l'atmosphère stellaire. Cette absorption est à l'origine d'une "cassure" dans le spectre aux longueurs d'onde inférieures à 912 \AA . L'atome d'hydrogène ainsi excité réémet finalement l'énergie sous la forme d'un spectre de raie "nébulaires", et principalement dans la raie Lyman- α . Ainsi, la raie Lyman- α est étroitement liée à la présence d'étoiles jeune dans la galaxie et au taux de formation stellaire (SFR, Star Formation Rate). Pour donner un ordre de grandeur, une source avec un taux de formation stellaire de $1 M_{\odot}/yr$ produit une luminosité Lyman- α $L = 1.1 \times 10^{42} \text{ergs/s}$ (Kennicutt, 1998; Brocklehurst, 1971). Il faut toutefois préciser que plusieurs effets liés à l'extinction par la poussière ou au transfert radiatif dans l'environnement de la galaxie rendent délicate l'interprétation de la luminosité Lyman- α en terme de taux de formation stellaire.

Avec une section efficace d'absorption plus importante que toutes les autres raies de la série de Lyman, et également supérieure à la section efficace d'ionisation, un photon Lyman- α possède une épaisseur optique très importante qui fait de la raie Lyman- α une raie à diffusion résonante. S'il n'est pas détruit par un grain de poussière sur son trajet, chaque photon va subir un très grand nombre de diffusions dans le gaz d'hydrogène neutre avant de pouvoir s'échapper et atteindre l'observateur. La redistribution des photons Lyman- α s'effectuant à la fois angulairement et fréquemment, elle donne lieu à un profil caractéristique en double pic (Figure 1.14 Verhamme et al. (2006)). On comprend dès lors toutes les altérations que peut subir le rayonnement Lyman- α en fonction de l'environnement qu'il rencontre. Par exemple, si la galaxie comporte d'importants écoulements de gaz vers le milieu intergalactique ("outflows"), alors dans le référentiel d'un atome s'échappant de la source, les photons "bleus" peuvent être successivement diffusés et décalés vers la fréquence de résonance tandis que les photons "rouges" sont systématiquement dé-

3. CONTRAINTES OBSERVATIONNELLES SUR LA RÉIONISATION DU MILIEU INTERGALACTIQUE

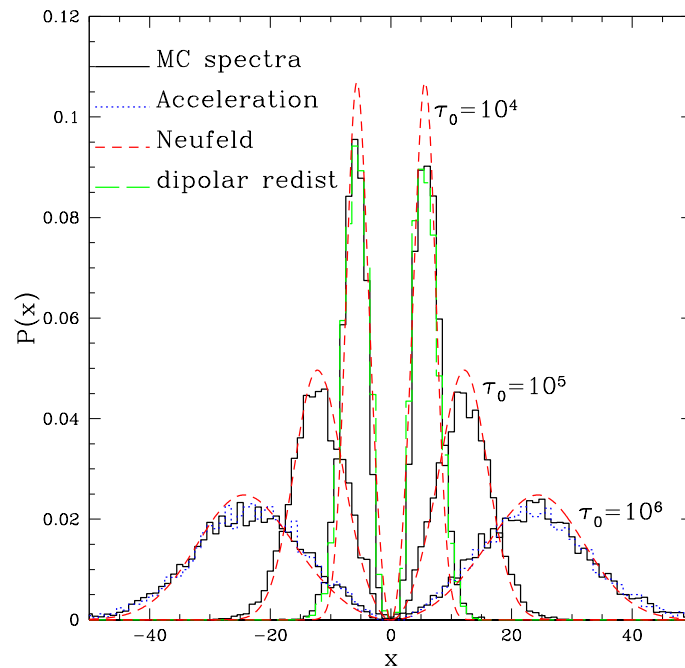


Figure 1.14 – Prédications sur le profil émergent de la raie Lyman- α obtenues avec une simulation Monte Carlo de transfert radiatif en 3D. Les résultats obtenus pour différentes épaisseurs optiques τ_0 sont considérés (histogrammes noirs) et comparés à des solutions analytiques (courbes en tirets rouges). D’après [Verhamme et al. \(2006\)](#).

calés à des fréquences leur permettant de s’échapper plus facilement. La conséquence étant de produire un profil de raie Lyman- α où seul le pic rouge est observé, ce qui correspond effectivement à une grande majorité d’observations de la raie à grand redshift ([Verhamme et al., 2008](#)). Cependant, toujours à grand redshift et dans le cas d’une population de galaxies encore jeunes et en formation, bien que la présence d’outflows ne soit pas exclue, on s’attend plutôt à ce que le gaz s’écoule vers l’intérieur de la galaxie (“infall”), produisant l’effet inverse en favorisant la sortie du pic bleu. Puisque celui-ci est rarement observé, une autre hypothèse a été avancée ([Haiman, 2002](#)) : l’absorption par l’hydrogène neutre du milieu intergalactique.

Après son échappement de la galaxie, le photon Lyman- α peut éventuellement rencontrer des nuages denses d’hydrogène neutre au sein du milieu intergalactique. Il peut alors être diffusé en-dehors de la ligne de visée et rester inobservable depuis la Terre. Dans un IGM partiellement ionisé, la diffusion est efficace jusqu’à la longueur d’onde de la raie à 1216Å, résultant dans l’absorption quasi-complète de l’aile bleue de la raie et d’une partie de l’aile rouge pour donner à la raie son allure asymétrique caractéristique (Figure 1.15 [Laursen et al. \(2011\)](#)). La Figure 1.15 illustre parfaitement l’effet de l’IGM sur la transmission de la raie Lyman- α . En modélisant la raie intrinsèque par une simple gaussienne et en tenant compte de l’agrégation des galaxies à grand redshift, [Dijkstra et al. \(2007\)](#) ont déterminé que l’IGM à $z \geq 5$ ne pouvait transmettre que 10-30% du flux Lyman- α , même dans un IGM complètement ionisé. Dans un IGM complètement neutre, la diffusion peut avoir lieu assez loin de la fréquence de résonance provoquant une suppression totale la raie qui est ainsi observée en absorption. En ce sens, le profil de la raie Lyman- α et l’étude de

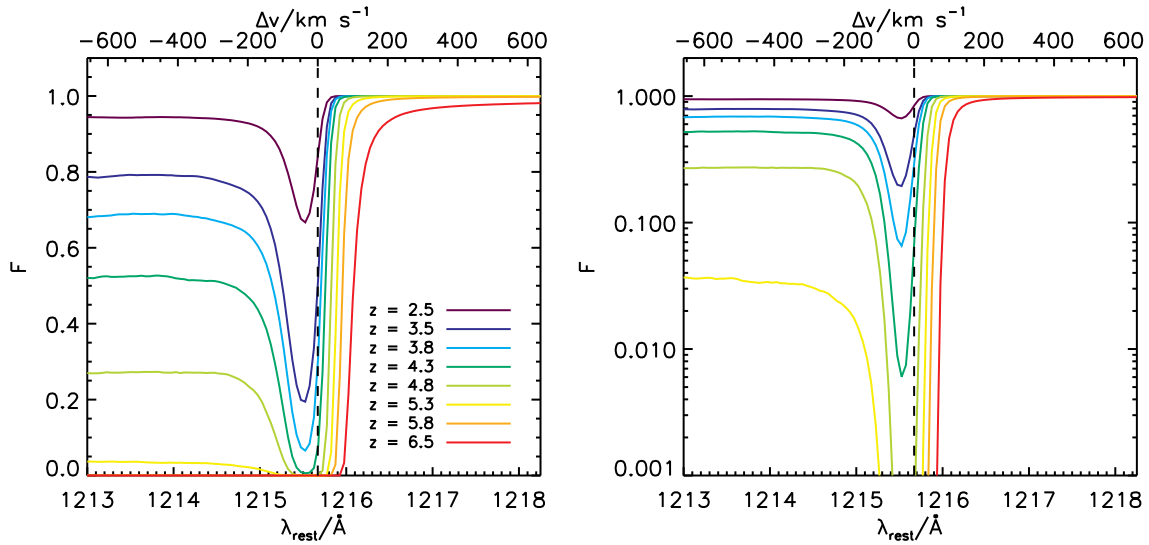


Figure 1.15 – Transmission normalisée du milieu intergalactique autour de la longueur d'onde de la raie Lyman- α . Plusieurs redshifts sont considérés et symbolisés par des courbes de différentes couleurs. La figure de gauche reprend celle de droite avec un axe des ordonnées en échelle logarithmique pour accentuer l'évolution de la transmission à $z > 5$. D'après [Laursen et al. \(2011\)](#).

son évolution en fonction du redshift s'avèrent utile pour estimer l'atténuation par l'IGM et donc apporter des contraintes supplémentaires sur l'histoire de la réionisation. Une différence significative dans le profil de la raie entre deux époques pourrait alors indiquer un changement dans l'opacité de l'IGM. Plusieurs observations ont mis à profit ce test à partir des échantillons d'Émetteurs Lyman- α pour lesquels des spectres ont été obtenus.

Observations du profil de la raie Lyman- α à $z \geq 5.7$.

Compte tenu de leur faible flux ($\sim 1 \times 10^{-17} \text{ ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$), les spectres des galaxies à $z \geq 6$ possèdent un trop faible rapport signal sur bruit pour pouvoir être exploité individuellement en terme de profil de raie, en-dehors de la simple détermination de l'asymétrie du profil. Pour palier ce problème, il est commun de produire un spectre composite à partir de la moyenne de tous les spectres. Parmi les résultats récents, [Ouchi et al. \(2010\)](#) ont produit un spectre composite de la raie Lyman- α à partir de 11 spectres de LAEs à $z \equiv 5.7$ et à 19 à $z \equiv 6.6$ (Figure 1.16). Les spectres ont été obtenus avec l'instrument DEIMOS du télescope Keck offrant une résolution de $R \sim 3500$ à $\lambda = 9200 \text{ \AA}$. Comme le montre le panneau droit de la Figure 1.16, aucune différence n'est trouvée au-delà de la marge d'erreur à 1σ . Une évaluation de la largeur de la raie en ajustant un profil gaussien (faisant donc abstraction de l'asymétrie) sur les spectres individuels produit des valeurs de $\Delta V_{FWHM} = 265 \pm 37 \text{ km s}^{-1}$ à $z = 5.7$ et $\Delta V_{FWHM} = 270 \pm 16 \text{ km s}^{-1}$ à $z = 6.6$. Une estimation directe de cette largeur sur le spectre composite donne des résultats similaires ne permettant pas de trancher sur une éventuelle évolution de cette largeur entre les deux époques. Avec un échantillon distinct et plus important de LAEs confirmés spectroscopiquement (88 à $z = 5.7$ et 30 à $z = 6.5$), [Hu et al. \(2010\)](#) ont déterminé des largeurs de

3. CONTRAINTES OBSERVATIONNELLES SUR LA RÉIONISATION DU MILIEU INTERGALACTIQUE

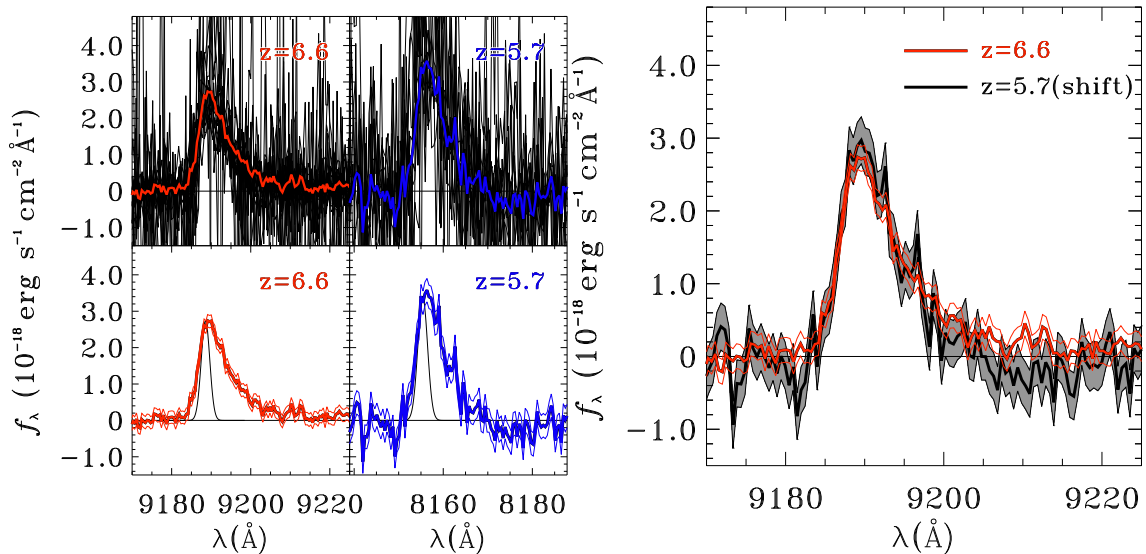


Figure 1.16 – À gauche : spectres d’émetteurs Lyman- α à $z = 5.7$ et $z = 6.6$. En haut : alignements normalisés des spectres obtenus avec l’instrument DEIMOS du télescope Keck. En bas : spectres composites à $z = 5.7$ (courbe bleue) et $z = 6.5$ (courbe rouge) avec marge d’erreur à 1σ . À droite : comparaison des spectres composites de la raie Lyman- α à $z = 6.6$ (courbe rouge) et à $z = 5.7$ (courbe noire) décalée à $z = 6.6$. D’après [Ouchi et al. \(2010\)](#).

raie (définies cette fois comme la demi-largeur à mi-hauteur d’une gaussienne avant troncature et convolution par la réponse instrumentale) de $FWHM = 0.98 \pm 0.04 \text{ \AA}$ à $z = 5.7$ et $FWHM = 0.81 \pm 0.08 \text{ \AA}$ à $z = 6.5$. Bien que la raie apparaisse plus étroite à plus grand redshift, la différence n’est que marginalement significative, suivant les conclusions de [Ouchi et al. \(2010\)](#). Enfin, toujours dans le même type d’observations, [Kashikawa et al. \(2011\)](#) comparent le profil moyen obtenu à partir de 45 LAEs à $z = 6.5$ et 54 à $z = 5.7$, complétant les travaux de [Kashikawa et al. \(2006\)](#) et [Shimasaku et al. \(2006\)](#). Ils obtiennent un résultat consistant pouvant suggérer une absence d’évolution de l’opacité de l’IGM entre ces deux époques. Cependant, il faut souligner que dans cette procédure c’est le pic de la raie observée qui est utilisé pour déterminer le redshift. Or, la longueur d’onde du maximum de la raie peut être significativement décalée par rapport à la longueur d’onde de la raie dans le référentiel au repos si d’importants “vents” galactiques sont présents. De tels décalages sont en effet observés de manière systématique dans les galaxies à $z \sim 3$ ([Shapley et al., 2003](#); [McLinden et al., 2011](#)). Cette petite erreur dans la détermination du redshift est susceptible de diluer le profil de la raie sur le spectre composite. Une solution serait de pouvoir déterminer le redshift réel (dit “systémique”) à partir d’autres raies nébulaires ou des raies d’absorption mais c’est une tâche difficilement réalisable à $z \geq 5$ compte tenu des performances des instruments actuels. Compte tenu de ces limitations, il semble difficile de dériver des contraintes fortes sur l’état et sur l’évolution de l’IGM à ces redshifts.

Récemment, [Lidman et al. \(2011\)](#) ont obtenu des spectres de très bonne qualité de deux LAEs (S11 5236 et SGP 5236) parmi les plus lumineux à $z = 5.7$ ($F \sim 7 - 9.5 \times 10^{-17} \text{ ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$). Ces objets ont été trouvés dans le sondage en bande étroite WFIAS ([Westra et al., 2006](#)) effectué avec l’instrument Wide Field Imager

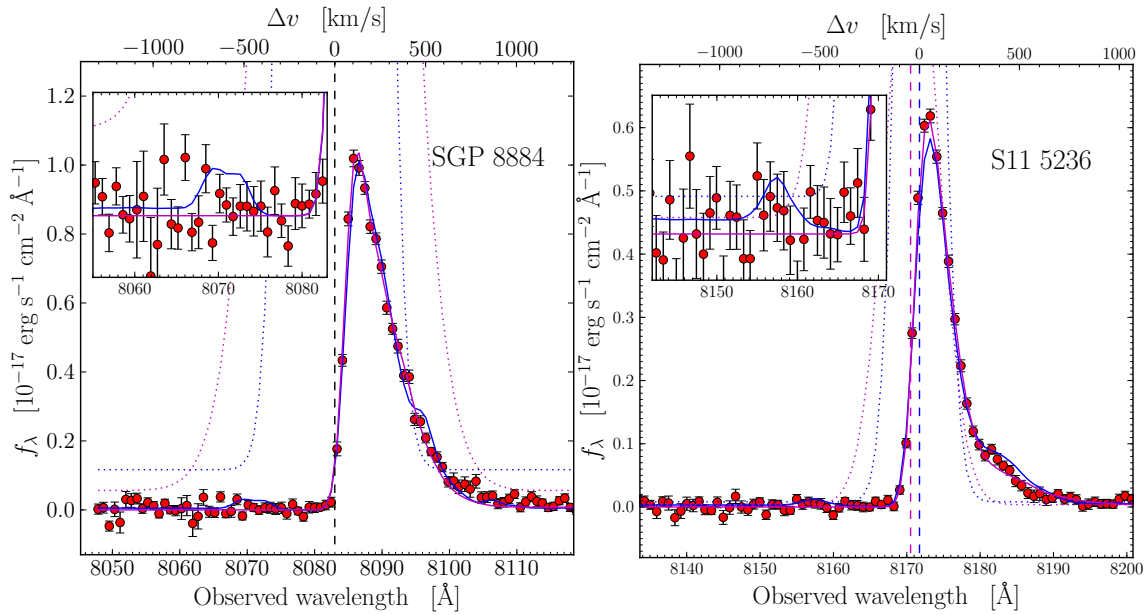


Figure 1.17 – Ajustements de modèles sur les spectres de deux LAEs à $z = 5.7$: SGP 8884 (gauche) et S11 5236 (droite). Les spectres ont été obtenus avec l’instrument FORS2 du VLT (points rouges). La ligne solide bleue représente le modèle de transfert radiatif sans prise en compte de l’atténuation de l’IGM contrairement à la ligne solide magenta. Les lignes en pointillés correspondent au profil intrinsèque de la raie. Les deux modèles reproduisent parfaitement la partie bleue de la raie et ne permettent pas de trancher sur un effet notable de l’IGM à $z = 5.7$.

(WFI) du télescope de 2.2m de l’ESO/MPI à La Silla au Chili. Les spectres obtenus avec l’instrument FORS2 du VLT sont montrés sur la Figure 1.17 et affichent des rapports de signal sur bruit de 100 pour S11 5236 et 150 pour SGP 8884. Plusieurs ajustements ont été produits à partir de modèles analytiques ou des modèles de transferts radiatifs avec ou sans traitement de l’impact de l’IGM. En dépit de la résolution de $R \sim 5000$ et des rapports signal sur bruit élevés, Lidman et al. (2011) ne sont pas en mesure de distinguer entre les différents modèles. Plus important encore, la partie bleue de la raie Ly- α ne leur permet pas de conclure que la raie est affectée par l’IGM du milieu intergalactique à ce redshift. Mais seul le modèle de transfert radiatif incluant l’impact de l’IGM (ligne magenta) permet produire un ajustement correct de l’aile rouge de la raie, sans toutefois être convainquant compte tenu les hypothèses simplifiées en ce qui concerne la gestion de la poussière ou de la répartition du milieu interstellaire.

Tous ces exemples montrent que si en principe, l’utilisation du profil de la raie Lyman- α pourrait être un diagnostic efficace de l’état du milieu intergalactique durant l’époque de la réionisation, nous sommes en pratique largement limités par la qualité des spectres et le niveau de détail des modèles utilisés pour contraindre ces observations. Un autre diagnostic utilisant la raie Lyman- α , peut-être plus probant, consiste à étudier la distribution de la luminosité de cette raie au sein de la population de galaxies qui lui donne naissance. Cela se fait par l’intermédiaire de la fonction de luminosité des Emetteurs Lyman- α . A supposer qu’un changement d’opacité du milieu intergalactique a un impact substantiel sur la transmission de

la raie, ceci devrait se traduire par une évolution de la luminosité caractéristique de la population.

3.4.2 La fonction de luminosité des Emetteurs Lyman- α à $z \geq 3$

La fonction de Schechter

Une fonction de luminosité $\Phi(L)$ est une fonction qui décrit un nombre de galaxies par unité de volume (généralement en Mpc^3/h^3) en fonction de leur luminosité. La luminosité peut être celle mesurée dans une certaine bande spectrale, celle correspondant au flux d'une raie d'émission ou bien encore être la luminosité bolométrique de l'objet. En constatant le besoin d'une luminosité caractéristique accompagnée d'une diminution importante du nombre de galaxies pour éviter la divergence de l'intégrale sur toutes les luminosités, [Schechter \(1976\)](#) proposa une formulation analytique employant le produit d'une loi de puissance et d'une loi exponentielle. Soit $\Phi(L)dL$ le nombre de galaxies dans l'intervalle de luminosité allant L à $L + dL$:

$$\Phi(L)dL = \Phi^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right) d\left(\frac{L}{L^*}\right) \quad (1.6)$$

où Φ^* est la normalisation de la fonction correspondant à la densité volumique des sources à la luminosité déterminant la coupure exponentielle L^* . Le paramètre α représente la pente aux faibles luminosités qui gouverne l'abondance relative des objets faibles par rapport aux objets brillants. Elle est parfois représentée sous une forme cumulée $\Phi(> L)$ représentant la densité volumique des objets avec une luminosité supérieure à L . Les effets des trois paramètres libres de la fonction sont illustrés sur la Figure 1.18. La densité numérique des galaxies excédant la luminosité L est alors :

$$\rho_n = \int_L^\infty \Phi(L)dL = \Phi^* \Gamma(\alpha + 1, L/L^*) \quad (1.7)$$

et la densité de luminosité des galaxies excédant L est :

$$\rho_L = \int_L^\infty \Phi(L)LdL = \Phi^* L^* \Gamma(\alpha + 2, L/L^*) \quad (1.8)$$

où Γ est la fonction gamma incomplète. Notons que ρ_n diverge si $\alpha < -1$ quand $L/L^* \rightarrow 0$ tandis que ρ_L diverge seulement si $\alpha < -2$. On s'attend donc à une coupure de la fonction de luminosité (non représentée par la fonction de Schechter) aux faibles luminosités.

Cette fonction peut également être exprimée en terme de magnitude absolue en effectuant les substitutions :

$$\begin{aligned} \Phi(M)dM &= \Phi(L)d(-L) \\ M - M^* &= -2.5 \log\left(\frac{L}{L^*}\right) \end{aligned} \quad (1.9)$$

pour obtenir :

$$\Phi(M)dM = 0.4 \ln 10 \Phi^* 10^{0.4(\alpha+1)(M-M^*)} \exp\left(-10^{-0.4(M-M^*)}\right) dM \quad (1.10)$$

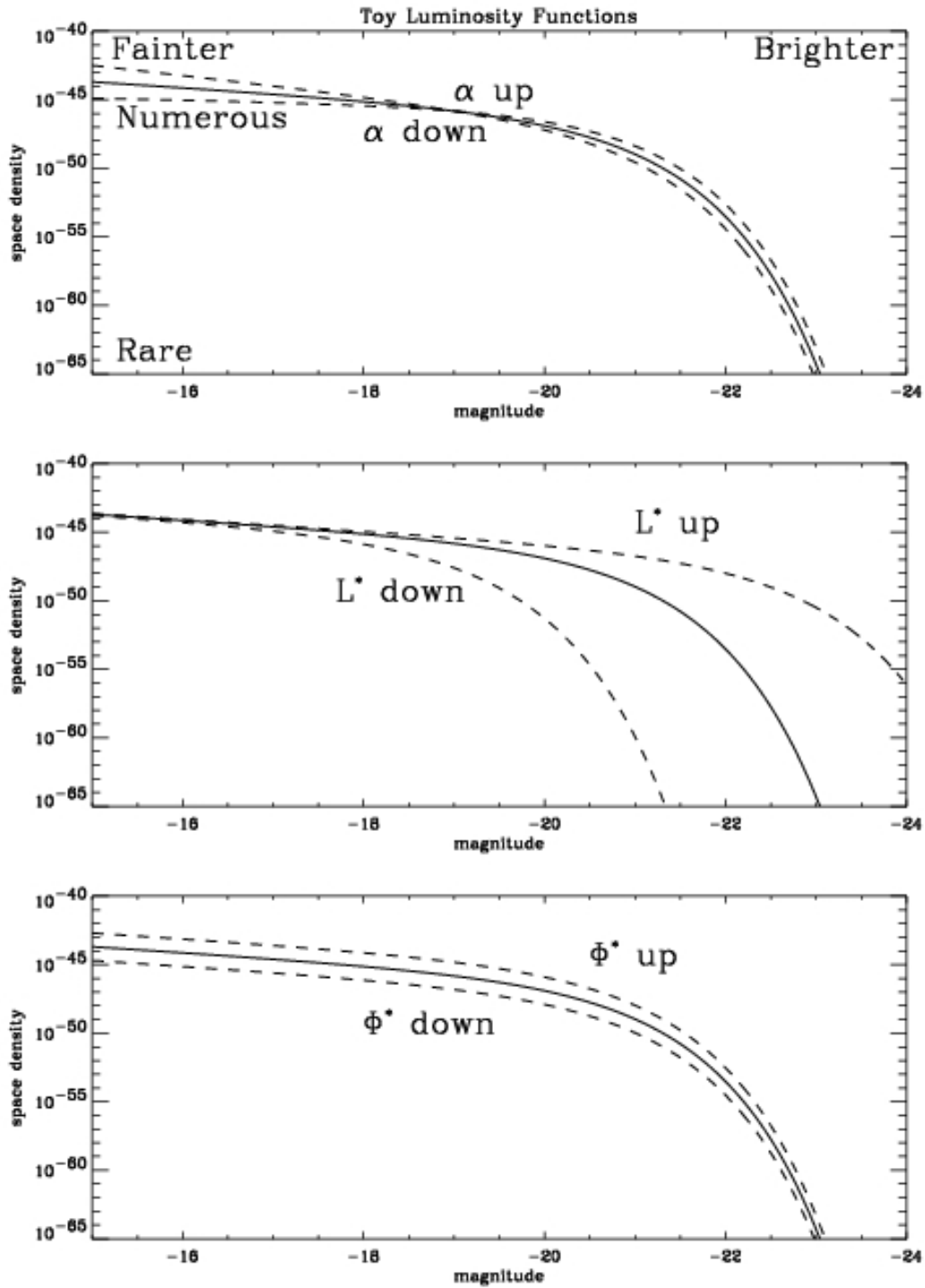


Figure 1.18 – Impact des différents paramètres de la fonction de Schechter. Le nombre de galaxies par bin de luminosité décroît de façon monotone avec l'accroissement de la luminosité. Aux faibles luminosités, la chute est décrite par une loi de puissance d'exposant α . Au-dessus d'une luminosité caractéristique L^* , le nombre subit une coupure exponentielle. La normalisation générale de la fonction est donnée par une densité caractéristique Φ^* .

3. CONTRAINTES OBSERVATIONNELLES SUR LA RÉIONISATION DU MILIEU INTERGALACTIQUE

Cette forme analytique présente un ajustement excellent aux observations comme en témoigne la fonction de luminosité des galaxies dans le sondage 2dF (Norberg et al., 2002). C’est notamment le formalisme qui domine pour comparer les différents sondages d’Emetteurs Lyman- α à grand redshift en cherchant à mettre en évidence une évolution de la luminosité caractéristique L^* .

Résultats des sondages d’Emetteurs Lyman- α dans l’intervalle de redshift $3 \leq z \leq 7$

Cette section se concentre sur les contraintes apportées sur la fraction d’hydrogène neutre à partir des fonctions de luminosité des Emetteurs Lyman- α (Lyman-Alpha Emitters, LAEs) à des époques s’approchant de la fin de la réionisation. La technique d’observation en bande étroite généralement employée pour localiser ces galaxies sera décrite un peu plus loin en Section 4.3. Elle sera également régulièrement abordée dans ce manuscrit en tant que dénominateur commun des travaux présentés dans cette thèse. Les résultats de la littérature présentés dans cette section seront à nouveau discutés à la lumière des résultats obtenus à $z = 7.7$ ans dans la Section 9 du chapitre 4.

Nous avons vu que les photons Lyman- α étaient très sensibles à l’hydrogène neutre du milieu rencontré lors de leur propagation vers l’observateur. Le flux de la raie effectivement mesuré ne représente qu’une petite fraction du flux intrinsèque, cette fraction diminuant avec l’augmentation de la fraction d’hydrogène neutre dans le milieu intergalactique (Laursen et al., 2011). Il est donc naturel de s’attendre à un déclin de la luminosité des LAEs à mesure que ces galaxies sont détectées au sein d’un milieu de plus en plus neutre (Malhotra & Rhoads, 2004; Haiman & Cen, 2005). C’est pourquoi la détermination de la fonction de luminosité a donné lieu à une abondante littérature depuis la découverte des premiers LAEs à $z \geq 5$ (Dey et al., 1998; Hu et al., 1999) démontrant l’existence de tels objets et la possibilité de détecter la raie Lyman- α à ces redshifts. Dans un stade plus avancé de leur évolution à $3 \leq z \leq 6$, la population des LAEs apparaît comme stable en nombre et en luminosité. van Breukelen et al. (2005) et Shimasaku et al. (2006) ne rapportent pas d’évolution significative de la LF entre $z \sim 3.4$ et $z \sim 5.7$ et $z \sim 4.5$ et $z \sim 5.7$, respectivement. Les déterminations récentes par Ouchi et al. (2008) et Cassata et al. (2011) assoient un peu plus encore cette constatation (Figure 1.19). Cette apparente stabilité de la fonction de luminosité observée mise en contraste de l’évolution de l’épaisseur optique de Gunn-Peterson (Fan et al., 2006b) implique que la fonction de luminosité “intrinsèque” des LAEs a dû augmenter en luminosité et/ou en nombres de $z \sim 3$ à $z \sim 5.7$. Les origines physiques de cette évolution sont encore incertaines mais certains modèles parviennent toutefois à reproduire les fonctions de luminosité de cette gamme de redshifts (Kobayashi et al., 2010). Par conséquent, si un important déclin de la fonction de luminosité est détecté à $z \geq 6$, ce pourrait être le signe d’une opacité croissante de l’IGM à cette époque, dans la continuité des contraintes apportées par le test de la dépression Gunn-Peterson des quasars. Notons que le test de Gunn-Peterson sature rapidement pour de faibles fractions d’hydrogène neutre là où, en principe, le test de la LF Lyman- α permettrait de mettre en évidence des fractions volumiques plus importantes.

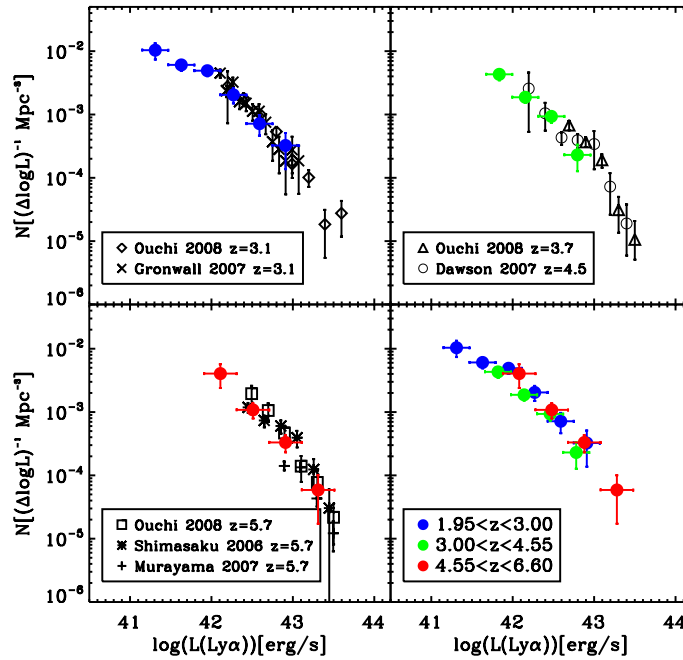


Figure 1.19 – Fonction de luminosité des LAEs dans différents bins de redshifts. Dans chaque panneau, des points de données issus de la littérature sont comparés à l'échantillon de [Cassata et al. \(2011\)](#). En haut à gauche : $2 < z < 3.2$ (points bleus). En haut à droite : $3.2 < z < 4.55$ (points verts). En bas à gauche : $4.55 < z < 6.6$ (points rouges). En bas à droite : comparaisons des trois échantillons montrant une constance de la fonction de luminosité des LAEs de $z = 2.5$ à $z = 6$.

Une des premières comparaisons de la LF des LAEs entre $z \sim 5.7$ et $z \sim 6.5$ a été effectuée par [Malhotra & Rhoads \(2004\)](#) dans une compilation des résultats issus de différents sondages. Ils concluent sur une absence d'évolution significative de la LF apparente signifiant un Univers encore largement ionisé à $z \sim 6.5$. Il faut attendre le relevé de [Kashikawa et al. \(2006\)](#) dans le Subaru Deep Field (SDF) pour voir la première observation d'un déclin de la LF à $z \sim 6.5$. Grâce à la caméra SuprimeCam du télescope Subaru, ils ont procédé à un sondage profond ($NB921=26$) et large en volume ($2.17 \times 10^5 \text{ Mpc}^3$). La fonction de luminosité est déterminée à partir d'un échantillon majoritairement photométrique, laissant la possibilité d'une contamination par des objets à plus bas redshifts. La démarche consiste à faire l'hypothèse réaliste d'un IGM complètement ionisé à $z \sim 5.7$ et à attribuer totalement la réduction de la luminosité caractéristique d'un facteur 0.6 ($L_{6.5}^* = 0.6 \times L_{5.7}^*$) à une absorption du flux par l'IGM. De cette façon, ils déduisent une fraction d'hydrogène neutre $x_{HI} \leq 0.45$ en se basant sur un modèle dynamique de l'IGM par [Santos \(2004\)](#). [Kashikawa et al. \(2011\)](#) rapportent la confirmation spectroscopique de plusieurs candidats supplémentaires dans ce sondage pour arriver à un taux de confirmation de 90% des candidats photométriques à $z \sim 6.5$ (45 objets) et de 74% à $z \sim 5.7$ (54 objets). Ils confirment les résultats de [Kashikawa et al. \(2006\)](#) sur une évolution de la LF, plutôt du côté brillant (voir Figure 1.20). En se basant sur les modèles de [McQuinn et al. \(2007\)](#), ils déterminent à leur tour une fraction $x_{HI} \leq 0.38$ à $z \sim 6.5$. Cette valeur est également en accord avec les modèles d'évolution des LAEs de [Kobayashi et al. \(2010\)](#) incluant une possible évolution de la quantité de photons

3. CONTRAINTES OBSERVATIONNELLES SUR LA RÉIONISATION DU MILIEU INTERGALACTIQUE

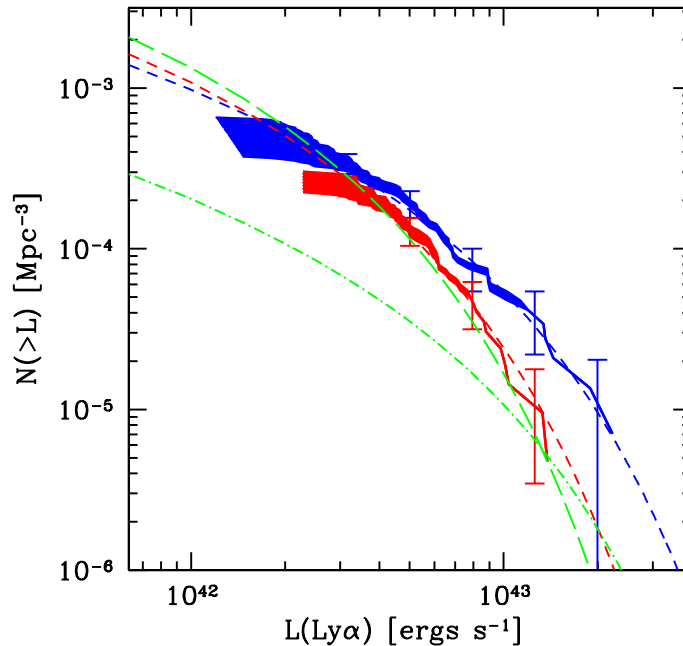


Figure 1.20 – Fonctions de luminosité cumulatives des LAEs à $z = 5.7$ (en rouge) et $z = 6.5$ (en bleu). Les zones de couleurs symbolisent les limites basses et hautes en rejetant ou en considérant comme authentique les objets non confirmés spectroscopiquement par [Kashikawa et al. \(2011\)](#). Les lignes en tirets bleus ou rouges sont des ajustements de la LF par une fonction de Schechter en fixant le paramètre $\alpha = -1.5$. La ligne en tiret vert est la LF à $z = 6.5$ de [Ouchi et al. \(2010\)](#) tandis que la ligne en points-tirets est la LF à $z = 6.6$ de [Hu et al. \(2010\)](#).

Lyman- α s'échappant de la galaxie. Ces résultats sont aussi compatibles avec les observations de [Ouchi et al. \(2010\)](#) rassemblant 207 LAEs à $z \sim 6.6$ dans 1 deg^2 du champ SXDS (ligne verte en tirets sur la Figure 1.20). [Ouchi et al. \(2010\)](#) rapportent une limite haute sur la fraction neutre de $x_{HI} \leq 0.2 \pm 0.2$. La conclusion principale de ces études est que l'IGM soit encore largement ionisé à $z \sim 6.6$ impliquant que l'essentiel du processus de réionisation se soit produit à $z > 7$. Dans le même temps, [Hu et al. \(2010\)](#) arrivent à des conclusions différentes en se basant sur un échantillon de LAEs tous confirmés spectroscopiquement. Leur détermination des LF à $z \sim 5.7$ et $z \sim 6.5$ (Figure 1.21) semble indiquer un tout autre scénario dans lequel l'évolution de la fonction de luminosité s'effectuerait plutôt en nombre qu'en luminosité. Autre problème, leur détermination de la LF à $z \sim 6.5$ est un facteur 2 en-dessous de celle de [Kashikawa et al. \(2011\)](#), du moins dans sa partie faible (ligne verte en trait-point sur la Figure 1.20). De même, leur détermination de la LF à $z \sim 5.7$ est un facteur 2 en-dessous de celle effectuée par [Ouchi et al. \(2008\)](#). Pour expliquer ces différences, [Hu et al. \(2010\)](#) invoquent une contamination substantielle parmi les candidats ne bénéficiant pas d'une confirmation spectroscopique, hypothèse qui semble contredite par le taux élevé de confirmation de [Kashikawa et al. \(2011\)](#). Dans le cas contraire, ils se pourraient que certains des candidats photométriques de [Hu et al. \(2010\)](#), parmi les plus faibles et non retenus suite à l'absence de détection de la raie par spectroscopie (50% à $z = 5.7$), soient en réalité d'authentiques Émetteurs Lyman- α . Quoiqu'il en soit, cette divergence dans les résultats laisse présager

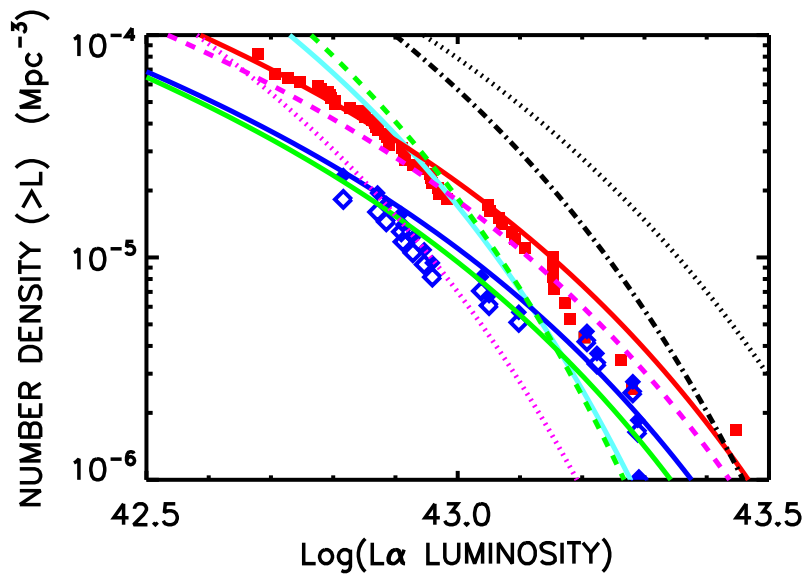


Figure 1.21 – Fonctions de luminosité cumulatives des LAEs à $z = 5.7$ et $z = 6.5$. Les courbes noires en pointillés et en points-tirets désignent les LF à $z = 5.7$ de [Shimasaku et al. \(2006\)](#) et [Ouchi et al. \(2008\)](#) respectivement. Les courbes magenta en tirets courts et en tirets longs désignent les LFs à $z = 5.7$ et $z = 6.5$ de [Malhotra & Rhoads \(2004\)](#). La courbe verte en trait plein est la LF basée sur l'échantillon spectroscopique de [Kashikawa et al. \(2006\)](#). La courbe verte en tiret est celle basée sur leur échantillon photométrique. La courbe cyan en trait plein est la LF de [Ouchi et al. \(2010\)](#) à $z = 6.5$. Enfin, les points et courbes rouges et bleus sont les données de [Hu et al. \(2010\)](#) à $z = 5.7$ et $z = 6.5$ respectivement.

3. CONTRAINTES OBSERVATIONNELLES SUR LA RÉIONISATION DU MILIEU INTERGALACTIQUE

de la présence de biais systématiques qui ne sont pas encore complètement maîtrisés. En particulier, la variance cosmique pourrait jouer un rôle important dans la dispersion des valeurs entre les différents champs observés. Avec un effet similaire, un IGM largement irrégulier dans sa répartition d'hydrogène neutre pourrait lui aussi influencer significativement les comptages de LAEs en fonction des champs, comme cela était déjà suggéré par l'importante variance des valeurs de l'épaisseur optique Gunn-Peterson parmi différentes lignes de visée vers des quasars. Enfin, ces changements dans la LF pourraient être attribués à une évolution intrinsèque des galaxies elles-même. Un moyen de tester cette hypothèse consiste alors à comparer les fonctions de luminosité du continu UV des LAEs qui est insensible à une variation de l'opacité de l'IGM entre les deux époques. [Kashikawa et al. \(2011\)](#) ne trouvent aucune différences entre $z \sim 5.7$ et $z \sim 6.5$ apportant un crédit supplémentaire à l'interprétation de l'atténuation de la luminosité caractéristique $L_{Ly\alpha}^*$ par un IGM de plus en plus neutre.

La première raie Lyman- α détectée par spectroscopie à $z \sim 7$ a été IOK-1 à $z = 6.96$ ([Iye et al., 2006](#)). A partir de cette observation et de différents modèles ([Santos, 2004](#); [Kobayashi et al., 2007](#)), [Ota et al. \(2008\)](#) obtiennent des fractions d'hydrogène neutre de $x_{HI} = 0.27 \pm 0.15$ à $z = 6.5$ et $x_{HI} = 0.33 \pm 0.21$ à $z = 7$ marginalement consistantes avec une tendance à la hausse.

La fraction d'Emetteurs Lyman- α

En 2011, les campagnes de confirmation spectroscopique des galaxies à cassure de Lyman (Section 4.2) ont permis de découvrir plusieurs nouveaux LAEs dans la gamme de redshift $6.8 \leq z \leq 7.2$ ([Fontana et al., 2010](#); [Vanzella et al., 2011](#); [Pentericci et al., 2011](#); [Schenker et al., 2011](#); [Ono et al., 2011](#)). En étudiant la fraction Lyman- α en fonction du redshift ([Stark et al., 2010](#)), c'est-à-dire la proportion d'Emetteurs Lyman- α présents parmi les échantillons photométriques de galaxies à cassure de Lyman, il semble possible d'apporter des contraintes supplémentaires sur la fraction d'hydrogène neutre. Toutes les études citées ci-dessus observent une diminution de cette fraction Lyman- α à $z \sim 7$. Ainsi, [Pentericci et al. \(2011\)](#) interprètent cette tendance par une augmentation rapide de la fraction neutre pour arriver à $x_{HI} \geq 0.6$ à $z \geq 7$. Leur estimation fait usage des modèles de [Dijkstra & Wyithe \(2010\)](#) incluant l'impact des vents galactiques sur la transmission de la raie Lyman- α dans une simulation de la réionisation.

3.5 Résumé des contraintes actuelles sur la fraction d'hydrogène neutre

La Figure 1.22, tirée de [Ouchi et al. \(2010\)](#), résume l'essentiel des contraintes abordées dans cette section sur l'histoire de la réionisation. On constate la complémentarité des différentes approches dans la couverture de l'intervalle de redshift $5 < z < 10$. Les quasars (Section 3.2.2) indiquent que l'IGM était quasiment 100% ionisé à $z \sim 6$ tandis que les observations d'Emetteurs Lyman- α et de GRBs (Sections 3.4.2 et 3.3) indiquent qu'il n'était pas encore totalement neutre à $z \sim 7$, avec

une fraction x_{HI} probablement inférieure à 50%. On note l'importance de la poursuite des recherches à toutes les époques, aussi bien pour préciser ce qui ne sont que des limites basses ou hautes mais aussi pour explorer un domaine encore non contraint : l'univers à $z > 7$.

4 A la recherche des sources de la réionisation

Dans la section précédente, nous avons passé en revue différentes observations qui pouvaient témoigner de l'histoire de la réionisation. Ces mêmes témoins sont également susceptibles d'être les acteurs de la réionisation du milieu intergalactique par l'intermédiaire du flux de photons UV produit par les jeunes étoiles en formation et parvenant à s'échapper de leur galaxie hôte. La formation et la croissance des structures avant et durant l'époque de la réionisation doivent donc être suffisantes pour réioniser l'Univers et le maintenir dans cet état. Pas assez de sources et l'IGM ne pourrait pas être pratiquement entièrement ionisé à $z \sim 6$, trop de sources et trop de métaux seraient produits ce qui pourrait entrer en contradiction avec les mesures de la métallicité de l'IGM à $z \sim 2 - 5$ (Songaila, 2005, 2006). Dans cette section, nous allons discuter des sources de la réionisation (quasars et AGNs, galaxies à flambée de formation d'étoiles) et de leurs contributions respectives. En parallèle, nous discuterons également des différentes techniques observationnelles employées pour les localiser.

4.1 Quasars et AGN

Quasars et noyaux actifs de galaxies (Active Galactic Nuclei, AGN) sont des objets astrophysiques qui se caractérisent par une extrême luminosité, généralement observée sur l'ensemble du spectre électromagnétique. Leur émission provient d'une région compacte au centre d'une galaxie massive entourant un trou noir supermassif. Ce sont d'intenses émetteurs de photons UV qui, dans ce cas, s'échappent généralement facilement de la galaxie hôte. La luminosité importante et la chute du flux aux longueurs d'onde inférieures à la raie Lyman- α rendent la sélection par imagerie très efficace. Les quasars à grand redshift $z \geq 5.8$, sont généralement sélectionnés par leur excès de couleur $i-z$ couplé à un critère de couleur $z-J$ pour les différencier des étoiles rouges de type naines brunes. Leur rareté sur le ciel nécessite d'effectuer des relevés de galaxies sur des surfaces de plusieurs centaines de degrés carrés. La majorité des quasars connus à $z \geq 5.8$ proviennent du Sloan Digital Sky Survey (SDSS principal Fan et al. (2001, 2006b) et SDSS profond Jiang et al. (2008, 2009)), mais on peut également citer le Canada-France High- z Quasar Survey (CFHQS, Willott et al. (2005)) qui cible préférentiellement les quasars à plus faible luminosité dans le sondage CFHT Legacy Survey (CFHTLS), le Subaru/XMM-Newton Deep Survey (SXDS) et le Red-sequence Cluster Survey (RCS-2).

Ces sondages permettent d'établir la fonction de luminosité des quasars qui est généralement paramétrée sous la forme d'une double loi de puissance où le changement de pente s'opère au niveau d'une magnitude absolue caractéristique M^* :

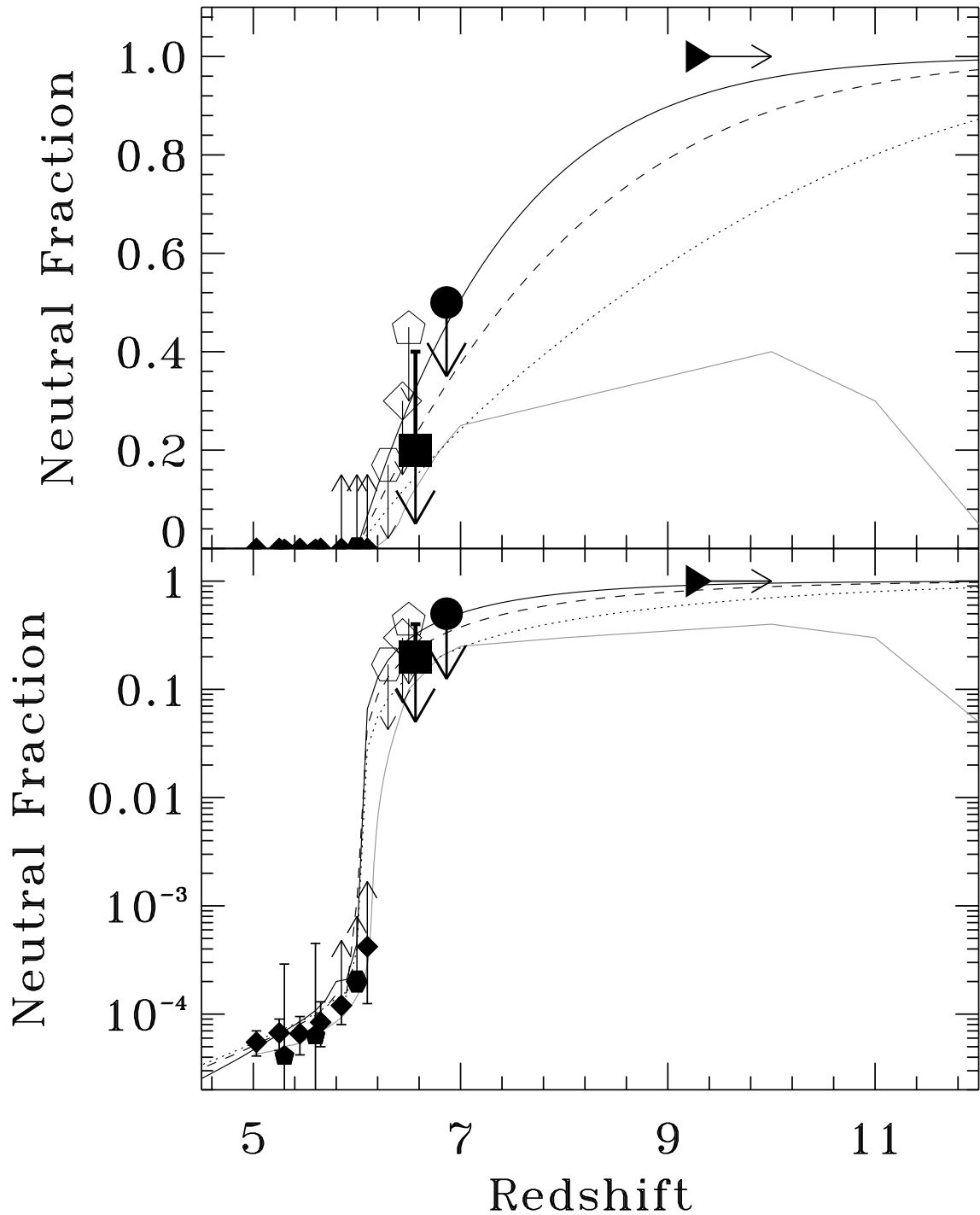


Figure 1.22 – Résumé des contraintes sur la fraction d’hydrogène neutre x_{HI} en fonction du redshift d’après Ouchi et al. (2010). Les panneaux du haut et du bas montrent les mêmes données mais avec une échelle des ordonnées soit linéaire soit logarithmique. De $z \sim 5$ à $z \sim 6.2$, les contraintes sont portées par l’analyse de la dépression Gunn-Peterson dans le spectre des quasars (Fan et al., 2006b) (voir Section 3.2.2). Le triangle à $z \sim 9$ symbolise la limite basse sur le redshift de réionisation portée par les données de polarisation du CMB par WMAP7 (Section 3.1). Entre les deux, à $6.5 < z < 7$, les différents points représentent les limites supérieures portées par l’évolution de la fonction de luminosité des LAEs ou par les GRBs (Sections 3.4.2 et 3.3). Les différentes lignes correspondent à différents modèles pour l’histoire de la réionisation.

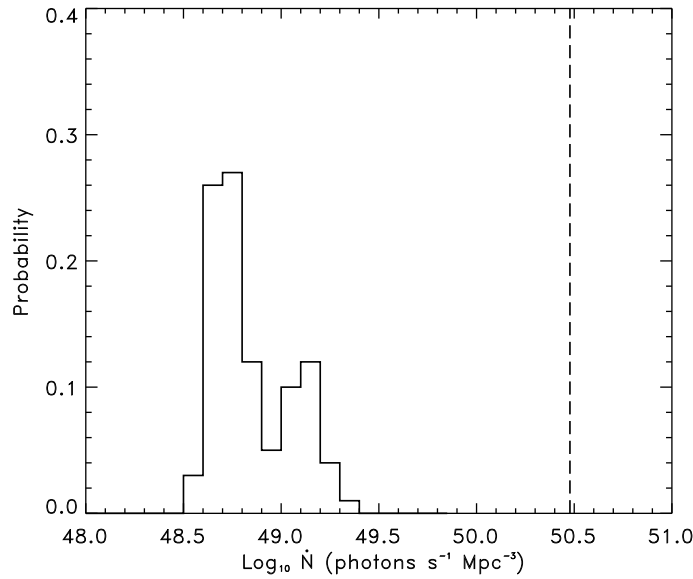


Figure 1.23 – Densité de probabilité du taux d’émission de photons par unité de volume comobile \dot{N} (photons $s^{-1} \text{Mpc}^{-3}$) des quasars à $z \sim 6$. La ligne verticale en tirets représente le taux limite requis pour maintenir le milieu intergalactique dans un état ionisé à $z = 6$. D’après [Willott et al. \(2010\)](#).

$$\Phi(M^*, z) = \frac{\Phi(M^*)}{10^{0.4(\alpha+1)(M-M^*)} + 10^{0.4(\beta+1)(M-M^*)}} \quad (1.11)$$

où $\Phi(M^*)$ est la normalisation de la fonction, β est la pente du côté brillant et α la pente du côté des faibles magnitudes. Un facteur d’évolution en fonction du redshift est parfois utilisé pour rendre compte de l’évolution de la densité numérique des quasars à $z \sim 2.5$ ([Richards et al., 2006](#)). Grâce à un échantillon de 40 quasars à $5.74 < z < 6.42$ provenant des sondages CFHQS, SDSS principal et SDSS profond, [Willott et al. \(2010\)](#) ont obtenu un ajustement de la fonction de luminosité des quasars à $z \sim 6$ avec les paramètres suivants : $\Phi(M^*) = 1.14 \times 10^{-8} \text{Mpc}^{-3} \text{mag}^{-1}$, $M^* = -25.13$ et $\beta = -2.81$. Ils ont fixé la pente aux faibles magnitudes à $\alpha = -1.5$ et ont utilisé un facteur d’évolution en redshift tel que $\Phi(M^*, z) \propto 10^{-0.47(z-6)}$ d’après [Fan et al. \(2001\)](#). A partir de cette détermination de la fonction de luminosité, [Willott et al. \(2010\)](#) ont calculé le taux d’émission de photons par unité de volume (\dot{N} en photons $s^{-1} \text{Mpc}^{-3}$) produit par la population de quasars à $z \sim 6$. En suivant les prescriptions de [Meiksin \(2005\)](#), ils ont enfin déterminé le taux limite requis pour compenser la recombinaison des atomes d’hydrogène et entretenir la réionisation de l’Univers. Leurs résultats sont présentés sur la Figure 1.23 où la densité limite (ligne en tirets) est comparée à la densité de probabilité du taux émis par les quasars (histogramme). Avec une valeur 20 à 100 fois inférieure au taux requis pour garder l’Univers ionisé ($\dot{N}_{median} = 5 \times 10^{48}$ photons $s^{-1} \text{Mpc}^{-3}$ contre $\dot{N}_{lim} = 3 \times 10^{50}$ photons $s^{-1} \text{Mpc}^{-3}$), la contribution des quasars apparait comme largement insuffisante, même en considérant une importante population de quasars faibles. Cette conclusion est en accord avec les contraintes placées sur ce taux en évaluant la contribution des quasars au rayonnement de fond dans le domaine X ([Dijkstra et al., 2004](#)), déjà évoquée en Section 3. La réionisation du milieu inter-

galactique ne s'est donc pas produite sous le seul effet du flux de photons UV des quasars à $z \geq 6$.

4.2 Sélection par le continuum-UV : les galaxies à “cassure” de Lyman

Une des techniques les plus efficace dans la sélection des galaxies à grand redshift consiste à exploiter un trait caractéristique de leur distribution d'énergie spectrale : la “cassure” de Lyman. Celle-ci intervient à $\lambda = 912\text{\AA}$ dans le référentiel au repos et correspond à l'énergie nécessaire pour arracher un électron du puit de potentiel électrique de l'atome d'hydrogène. Les photons ayant une énergie supérieure ont de grandes chances d'être absorbé par un atome d'hydrogène présent dans l'atmosphère stellaire, dans le milieu interstellaire ou bien dans le milieu intergalactique le long de la ligne de visée. Avec un redshift croissant, cette brisure dans le spectre se retrouve décalée dans différentes bandes spectrales offrant la possibilité de sélectionner ces galaxies sur la base d'un critère de couleur rouge. Parmi les études pionnières utilisant cette technique, on peut citer les travaux de [Steidel et al. \(1996\)](#) qui ont utilisé trois filtres dans le domaine visible, les filtres U , G et R , pour sélectionner des galaxies à $z \sim 3$. Observée avec cette combinaison de filtres, une telle galaxie se caractérise par une densité de flux similaire dans les filtres G et R ($G - R \sim 0$) tandis qu'elle disparaît quasiment dans le filtre U (e.g. $U - G > 1.5$), c'est pourquoi ces galaxies sont parfois appelées des “ U -dropouts” en référence au filtre dans lequel elles disparaissent. Cette technique étant très efficace à $z \sim 3$, où cette différence de couleur suffit à les discriminer des autres galaxies, elle a permis l'obtention d'échantillons de plusieurs milliers d'objets ([Steidel et al., 2003](#)). Elle souffre néanmoins d'une certaine incomplétude en regard de la population totale de galaxies car elle ne permet pas d'identifier des galaxies passives. En effet, la sélection est biaisée vers des galaxies actives dites à flambée de formation stellaire, c'est-à-dire celles qui ont un continuum UV important et une extinction due à la poussière modérée. En suivant le décalage croissant de la limite de Lyman, l'emploi de filtres de plus en plus dans le rouge permet de sélectionner des galaxies à des redshifts plus importants comme à $z \sim 4$ et $z \sim 5$ ([Ouchi et al., 2004](#)), ou à $z \sim 6$ ([Bouwens et al., 2007](#)). Il faut signaler qu'à $z \sim 6$, la cassure de Lyman ($\lambda < 912\text{\AA}$) est remplacée par la cassure Lyman- α ($\lambda < 1216\text{\AA}$) du fait de l'opacité croissante du milieu intergalactique au rayonnement dans cet intervalle de longueurs d'onde. De plus, cette technique de sélection n'est pas aussi discriminante à $z \sim 6$ qu'à $z \sim 3$ car le critère utilisé (e.g. $i - z > 1.5$) peut éventuellement amener à la sélection de galaxies passives à $z \sim 2$ ou d'étoiles froides de notre propre galaxie comme les étoiles naines de types L à T. L'introduction d'un critère dans le proche infrarouge (filtres J et H) permet éventuellement de contenir la contamination dans les 10% ([Stanway et al., 2005](#)). Récemment, l'installation de la caméra WFC3 à bord du télescope spatial Hubble a permis l'exploitation de cette technique jusqu'à $z \sim 10$ ([Bouwens et al., 2010, 2011a](#)) en utilisant des critères de détection uniquement dans le proche infrarouge. L'extrême faiblesse de ces objets ($J \sim 28$) rend la confirmation spectroscopique difficile et entièrement tributaire de la détection de la seule raie Lyman- α . La question d'une éventuelle contamination des échantillons de LBGs à $z \sim 7 - 10$ est donc encore ouverte. Parallèlement à

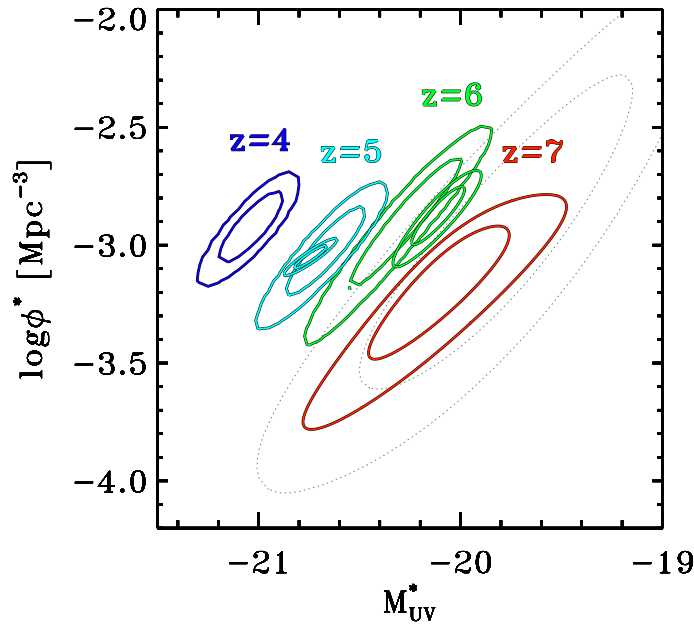


Figure 1.24 – Ellipses d’erreur à 1σ et 2σ sur les paramètres M^* et Φ^* de la fonction de luminosité du continuum UV des LBGs à différents redshifts. Les grandes ellipses bleues, cyans et vertes proviennent des résultats de Bouwens et al. (2008) à $z = 4, 5$ et 6 . Les plus petites ellipses à $z = 5$ et $z = 6$ sont tirées de McLure et al. (2009) et les ellipses rouges de Ouchi et al. (2009) à $z = 7$. Les grands contours en pointillés noirs viennent d’une estimation de Bouwens et al. (2008) à $z = 7$. Tous les ajustements ont été faits en fixant la pente aux faibles luminosité à $\alpha = -1.7$. On note que l’évolution de ces paramètres à chaque redshift est significative à 2σ . D’après Ouchi et al. (2009).

cette technique qui se base sur des critères de couleurs pré-définis, une approche complémentaire consiste à rassembler toutes les mesures photométriques obtenues dans différents filtres pour leur ajuster un modèle de distribution spectrale d’énergie et obtenir un redshift dit photométrique. On détermine alors un redshift photométrique pour toutes les galaxies détectées dans une image et on sélectionne par ce moyen celles qui sont dans la gamme de redshifts qui nous intéresse. Cette analyse par redshift photométrique a notamment été utilisée par McLure et al. (2009) pour étudier les galaxies à $5 < z < 6$ et par McLure et al. (2010) pour étendre la recherche au domaine $6 < z < 9$ sur la base des données WFC3 du télescope spatial Hubble.

Le principal résultat issu de toutes ces recherches consiste en la détermination de la fonction de luminosité du continuum UV sur une large gamme de redshift. La mise en évidence de son déclin entre $z \sim 3$ et $z \sim 8$ constitue un résultat majeur de ces observations (Figure 1.24). Par-delà l’importance du résultat en ce qui concerne les modèles de formation des galaxies, les fonctions de luminosités à $z \sim 7$ et $z \sim 8$ permettent de contraindre le rôle de ces galaxies en tant qu’acteurs du processus de réionisation de l’Univers à cette époque. A partir de la fonction de luminosité à $z \sim 7$ mesurée dans le Subaru Deep Field et le champ profond GOODS-N, Ouchi et al. (2009) ont calculé la densité de luminosité ρ_{UV} à $\lambda \sim 1500\text{\AA}$ (au repos). D’après Bolton & Haehnelt (2007), ils ont pu déterminer le taux d’émission de photons

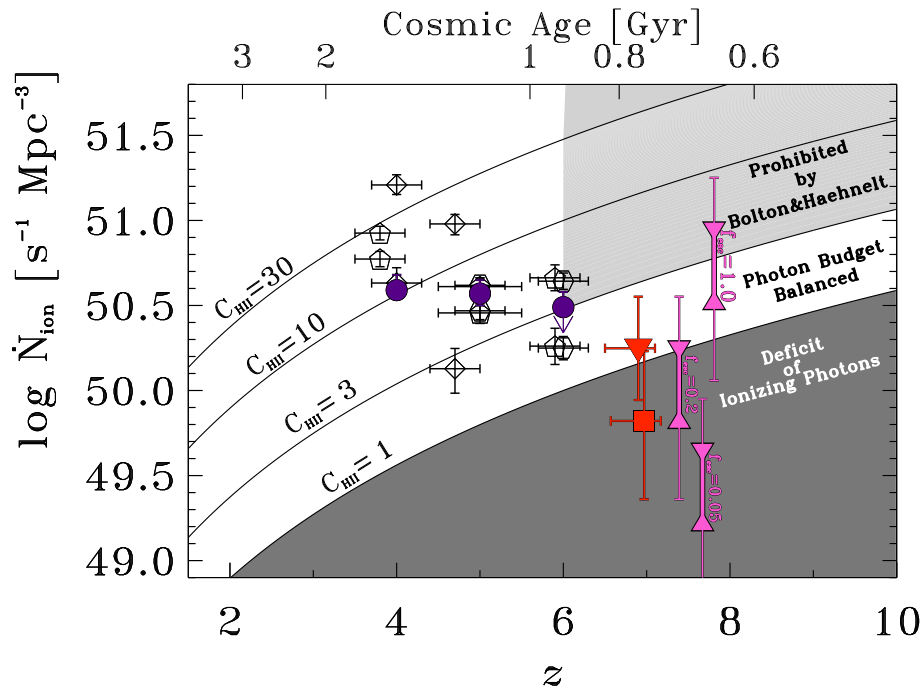


Figure 1.25 – Taux d’émission de photons par unité de volume comobile \dot{N} (photons $\text{s}^{-1} \text{Mpc}^{-3}$) en fonction du redshift z . Les intervalles de couleur magenta désignent les contraintes placées sur ce taux à partir de la fonction de luminosité des LBGs à $z \sim 7$ par [Ouchi et al. \(2009\)](#) en suivant différentes hypothèses pour la fraction d’échappement f_{esc} . Ils ont été légèrement décalés sur l’axe des abscisses pour faciliter la lecture. Les symboles rouges sont placés au redshift exact. Les lignes pleines noires désignent le taux d’émission limite requis pour maintenir la réionisation en fonction du redshift et pour différentes valeurs du facteur d’homogénéité de l’IGM C_{HII} . La zone en gris foncé définit une zone du diagramme où l’émission UV des LBGs n’est pas suffisante pour maintenir la réionisation tandis que la zone en gris clair désigne un régime inconsistant avec les observations de [Bolton & Haehnelt \(2007\)](#) à $z \leq 6$.

susceptibles d’ioniser l’hydrogène par unité de volume comobile \dot{N}_{ion} :

$$\dot{N}_{ion}(\text{s}^{-1}\text{Mpc}^{-3}) = 10^{49.7} \left(\frac{\epsilon^g}{10^{25}} \right) \left(\frac{\alpha_s}{3} \right)^{-1} \left(\frac{f_{esc}}{0.1} \right) \quad (1.12)$$

où $\epsilon^g = \rho_{UV}/6$ est la densité d’émission de photon à la limite de Lyman en $\text{erg s}^{-1}\text{Hz}^{-1}\text{Mpc}^{-3}$ ([Madau et al., 1999](#)), α_s est l’indice spectral fixé à $\alpha_s = 3$ pour une histoire de formation stellaire continue, une fonction de masse initiale de type Salpeter et une métallicité $Z = 0.2Z_{\odot}$. La fraction des photons s’échappant dans le milieu intergalactique, f_{esc} , a été successivement fixée à 5%, 20% et 100% pour en évaluer l’impact. La Figure 1.25 compare ce taux à celui requis pour contrebalancer la recombinaison de l’hydrogène en fonction du redshift. Le taux limite a été calculé en suivant le modèle de [Madau et al. \(1999\)](#) :

$$\dot{N}_{ion}(\text{s}^{-1}\text{Mpc}^{-3}) = 10^{47.4} C_{HII} (1+z)^3 \quad (1.13)$$

où C_{HII} est un facteur caractérisant le degré d’homogénéité de l’IGM. Notons qu’à cause de la formation hiérarchique des structures, l’IGM est probablement inhomogène à $z \sim 7$ impliquant $C_{HII} > 1$. Si \dot{N}_{ion} tombe en-dessous du modèle pour

$C_{HII} = 1$, cela signifie que l'IGM ne peut pas rester dans un état ionisé, et cela quelques soient les hypothèses faites sur son degré d'homogénéité. Ouchi et al. (2009) notent que les mesures de la forêt Lyman- α à $z \sim 6$ indiquent $C_{HII} \leq 3$ (Bolton & Haehnelt, 2007) (points violets sur la Figure 1.25). Puisque dans un scénario de croissance hiérarchique des structures, l'IGM est censé être plus homogène à $z \sim 7$ qu'à $z \sim 6$, les modèles avec $C_{HII} \leq 3$ sont aussi valides à $z \geq 6$ et permettent de dégager une zone du diagramme où doit tomber le taux d'émission de photons ionisants des galaxies pour maintenir l'IGM dans un état ionisé. A $z \sim 7$, Ouchi et al. (2009) ont donc déterminé deux valeurs de \dot{N}_{ion} dépendant de la limite en luminosité jusqu'où la fonction de luminosité est intégrée pour calculer ρ_{UV} . Il s'agit du triangle rouge et du carré rouge sur la Figure 1.25. Les lignes magenta, qui sont décalées sur l'axe des abscisses pour faciliter la lecture, représentent les mêmes limites pour différentes valeurs de f_{esc} . Leur figure montre que ces galaxies émettent un flux suffisant pour maintenir un IGM ionisé seulement si la fraction d'échappement est $f_{esc} \geq 0.2$ tandis qu'elle est trois fois inférieure au taux requis si $f_{esc} = 0.05$, qui est la valeur mesurée à $z \sim 3$ (Shapley et al., 2003). Deux scénarios sont alors possible à la lumière de ces résultats : si les galaxies à $z \sim 7$ ont les mêmes propriétés qu'à plus bas redshifts, l'univers ne peut pas être totalement ionisé par les galaxies ; au contraire, si certaines propriétés évoluent (fraction d'échappement plus importante ou métallicité plus faible par exemple), alors l'Univers à $z \sim 7$ peut être maintenu dans un état ionisé et proche de l'équilibre entre ionisation et recombinaison. Le premier scénario impliquerait de devoir trouver d'autres sources à la réionisation que les galaxies et les quasars (section 4.1). Une contribution des galaxies aux très faibles luminosités peut encore être envisagée mais Ouchi et al. (2009) soulignent que \dot{N}_{ion} avec $f_{esc} = 0.05$ reste invariablement inférieur à la courbe pour $C_{HII} = 1$, même en considérant une pente de la fonction de luminosité aussi raide que $\alpha = -1.9$. Le second scénario semble donc plus probable et certaines observations vont dans ce sens en indiquant un accroissement de la fraction de photons du continu de Lyman s'échappant dans le milieu intergalactique entre $z \sim 0$ et $z \sim 6$ (Inoue et al., 2006). Maintenant que d'importants échantillons de galaxies à $z \sim 7 - 8$ sont disponibles, des efforts restent à produire pour contraindre la population stellaire de ces galaxies et dériver plus précisément leur contribution à la réionisation de l'IGM.

4.3 Sélection par raie d'émission : les Emetteurs Lyman- α

Une autre manière de localiser les galaxies à grand redshift consiste à en détecter directement l'émission Lyman- α . Par construction, cette sélection est biaisée vers les galaxies pour lesquelles cette raie est observable, c'est-à-dire des galaxies jeunes, contenant peu de poussières et en pleine flambée de formation stellaire. Lorsque la luminosité de la raie est importante relativement à la luminosité du continu stellaire (e.g. largeur équivalente $EW_0 > 20\text{\AA}$), on qualifie ces galaxies d'Emetteurs Lyman- α (Lyman-Alpha Emitters, LAEs). Plusieurs techniques permettent de mener des sondages visant à la détection directe de la raie par spectroscopie à fente longue (Santos, 2004), par spectroscopie multi-objets (Cassata et al., 2011) ou par spectroscopie à champ intégral (van Breukelen et al., 2005). Ces techniques sont très sensibles et permettent d'atteindre rapidement des luminosités de l'ordre de 1×10^{42} erg/s ou

1×10^{41} erg/s si le sondage bénéficie de l’amplification gravitationnelle d’un amas massif de galaxie en avant-plan (Santos, 2004). En contrepartie, la taille des fentes sur le ciel est limitée et les volumes d’Univers sondés sont toujours petits. Une alternative consiste à utiliser des filtres à bande étroite montés sur des caméras à très grand champ de vue. D’une largeur typique de $100 - 150 \text{ \AA}$, ces filtres augmentent le rapport signal sur bruit d’un objet possédant une raie d’émission tombant dans leur domaine de transmission. Couplées à des observations en filtre à bandes larges, ces observations permettent de sélectionner les galaxies possédant un excès d’émission dans le filtre en bande étroite. Il s’agit là d’une détection indirecte de la présence d’une raie d’émission, qui peut éventuellement être autre que la raie Lyman- α . Cette technique d’observation nécessite donc toujours un suivi spectroscopique des objets détectés. A ce jour, les observations en bande étroite sont de loin les plus efficaces pour assembler d’importants échantillons d’Emetteurs Lyman- α localisés à des redshifts précis (e.g. $z = 3.1, 4.7, 5.7, 6.6, 7, 7.7$) correspondant aux fenêtres de longueurs d’ondes libres de toute émission OH de l’atmosphère. Plusieurs milliers de LAEs ont ainsi été identifiés par cette technique, dont plusieurs centaines à $z \geq 5.7$ (Ouchi et al., 2008, 2010; Hu et al., 2010; Kashikawa et al., 2011). Cette technique étant à la base de ce travail de thèse, elle sera abordée à plusieurs reprises et sous différents aspects tout au long de ce manuscrit.

A partir de ces échantillons, on peut déterminer la fonction de luminosité des LAEs, témoin important de l’histoire de la réionisation (Section 3.4.2). Les observations spectroscopiques de la raie Lyman- α de ces galaxies apportent également des contraintes sur la réionisation (Section 3.4). Dans cette section, nous abordons les Emetteurs Lyman- α en tant que population de galaxies pouvant être à l’origine de la réionisation du milieu intergalactique. Comme pour les LBGs, cette évaluation passe par la détermination de la fonction de luminosité du continu UV des LAEs et de la densité de luminosité ρ_{UV} . Malheureusement, en conséquence de la technique employée, de nombreux LAEs ne sont pas suffisamment lumineux en UV pour être détectés en bandes larges, à moins d’utiliser de l’imagerie profonde avec le télescope spatial Hubble (e.g. LAEs à $z \sim 5.7$ Taniguchi et al. (2009)). La partie aux faibles luminosités de la fonction de luminosité UV, critique dans la détermination de ρ_{UV} , est alors peu contrainte. Kashikawa et al. (2011) ont donc utilisé une autre approche pour déterminer cette fonction de luminosité UV à partir de la fonction de luminosité Lyman- α . Plusieurs campagnes d’observations spectroscopiques des LBGs et des LAEs à $3 < z < 6$ ont permis d’établir une relation liant la largeur équivalente de la raie Lyman- α EW_0 à la luminosité UV (Ouchi et al., 2008; Vanzella et al., 2009; Stark et al., 2010). Toutes observent un déficit de larges EW_0 dans les galaxies lumineuses en UV et une augmentation de la largeur équivalente maximale vers les plus faibles luminosités. Cette distribution en EW_0 est bien ajustée par une fonction exponentielle dont la largeur varie en fonction de la luminosité (Gronwall et al., 2007). A partir de la relation empirique $EW_0 - UV$ paramétrée par Stark et al. (2010), Kashikawa et al. (2011) ont mis en place une simulation Monte-Carlo pour dériver la magnitude absolue M_{UV} étant données une luminosité Lyman- α et une largeur équivalente. La Figure 1.26 montre une comparaison de la LF obtenue par cette méthode à $z \sim 5.7$ (ligne en point-tirets) avec celle déterminée à partir de la détection du continu UV des LAEs en bande large. Les deux estimations sont

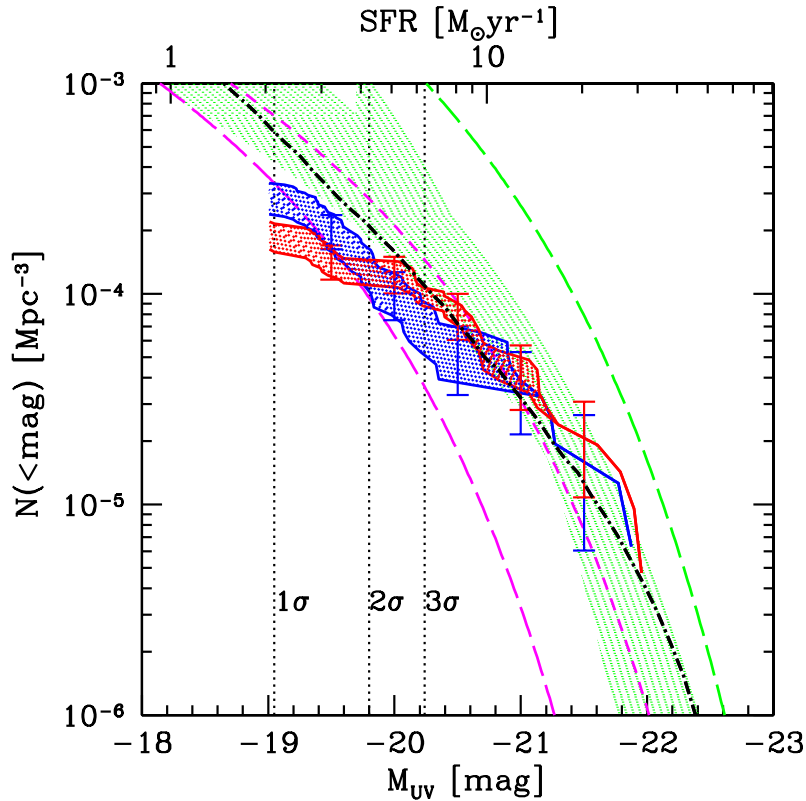


Figure 1.26 – Fonctions de luminosité du continuum UV des Emetteurs Lyman- α à $z = 5.7$ (bleu) et $z = 6.5$ (rouge). La courbe en points-tirets noire représentation l’estimation la fonction de luminosité UV des LAEs à $z = 5.7$ à partir d’une relation $EW_0 - UV$. La zone verte désigne la région où se placent différentes fonctions de luminosité UV issus des LBGs à $z \sim 6$ et la courbe en tirets verts représente la fonction de luminosité des LBGs à $z \sim 3$. Les courbes en tirets courts (resp. longs) magenta désignent les LFs UV de LAEs à $z = 5.7$ (resp. 3.1). D’après [Kashikawa et al. \(2011\)](#).

en accord, surtout aux fortes luminosités mais [Kashikawa et al. \(2011\)](#) notent que la fonction de luminosité UV déterminée à partir de la relation $EW_0 - UV$ prend plutôt la forme d’une loi de puissance. Celle-ci serait trop raide aux faibles luminosités pour ressembler à la fonction de Schechter déterminée pour les LBGs à $z \sim 6$ ([Bouwens et al., 2007](#)). Enfin, cette estimation n’est valide qu’à $z \sim 5.7$ compte tenu du fait que la fonction de luminosité Lyman- α est susceptible d’être affectée par le milieu intergalactique neutre à $z \sim 6.5$ (Section 3.4.2). En intégrant la fonction de luminosité UV trouvée et en la convertissant en un taux de formation stellaire, [Kashikawa et al. \(2011\)](#) ont pu déterminer le taux de formation stellaire par unité de volume comobile (Star Formation Rate Density, SFRD) en $M_\odot \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$. Ils l’ont comparé à la densité critique du nombre de photons nécessaire pour conserver le milieu intergalactique dans un état ionisé ([Madau et al., 1999](#)) converti en SFRD :

$$\dot{\rho}_*(z) = 0.013 f_{esc}^{-1} \left(\frac{C_{HII}}{30} \right) \left(\frac{1+z}{6} \right)^3 \left(\frac{\Omega_b h_{70}^2}{0.04} \right)^2 M_\odot \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3} \quad (1.14)$$

où la fraction d’échappement f_{esc} et le facteur d’homogénéité de l’IGM C_{HII} ont déjà été décrit en Section 4.2. On rappelle juste que ces deux facteurs sont assez

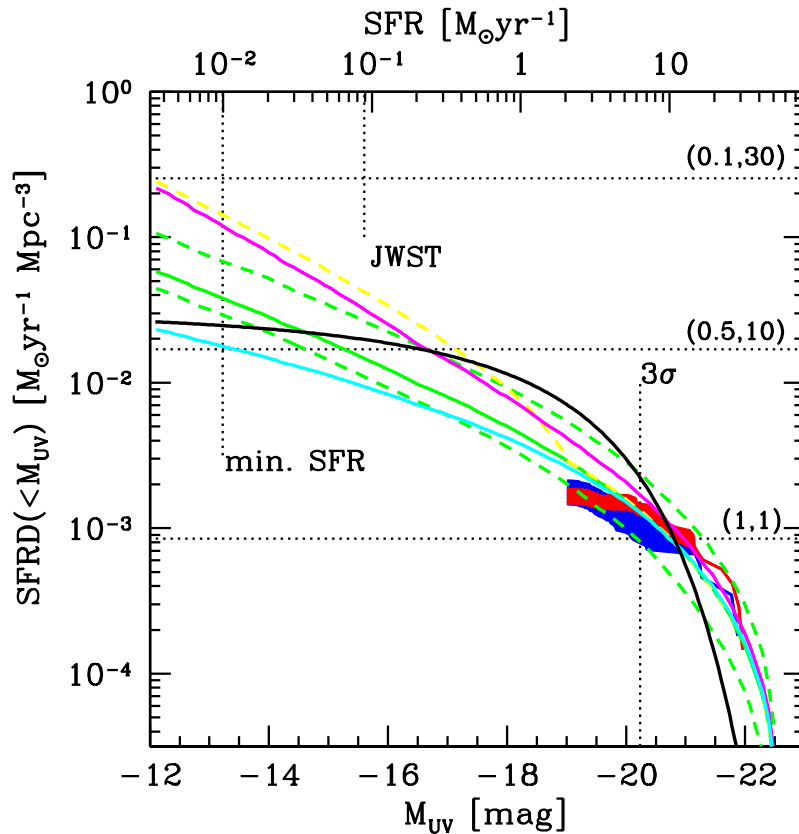


Figure 1.27 – Densité de taux de formation stellaire (SFRD) en fonction de la magnitude UV d’Emetteurs Lyman- α à $z = 5.7$ et $z = 6.5$. Le SFRD dérivé de la LF des LAEs à $z = 5.7$ construite à partir de la relation $EW_0 - UV$ est donné par les courbes vertes pour différentes valeurs minimales de EW_0 . Une pente de $\alpha = -1.5$ a été assumée. Les courbes magenta et cyan montrent l’effet d’une pente fixée à $\alpha = -1.7$ et $\alpha = -1.3$ respectivement. La courbe noire correspond aux LBGs à $z \sim 6$. Les trois lignes horizontales en pointillés donnent le SFRD limite pour différents jeux de paramètres (f_{esc}, C_{HII}).

peu contraints par les observations. Le résultat de la comparaison est montré sur la Figure 1.27 où les trois lignes horizontales en pointillées correspondent aux couples de paramètres (f_{esc}, C_{HII}) : (1,1), (0.5,1) et (0.1,30). La ligne verte en trait plein correspond à l’estimation du SFRD des Emetteurs Lyman- α à $z \sim 5.7$ à partir de la LF UV. Le ligne en trait plein noir correspond au SFRD dérivé des observations de LBGs à $z \sim 6$ par Bouwens et al. (2007). La conclusion immédiate de ce diagramme est que dans un univers au milieu intergalactique homogène ($C_{HII} = 1$) et en considérant une fuite totale des photons ionisants ($f_{esc} = 1$), l’univers peut être ionisé entièrement par les LAEs brillants à $z \sim 6.5$. Dans un cas plus réaliste ($f_{esc} < 1$ et $C_{HII} > 1$), leur contribution est insuffisante mais les LAEs de faibles luminosités peuvent éventuellement apporter le surplus de photons nécessaire à la réionisation. Les lignes cyan et magenta de la Figure 1.27 illustrent l’importance de la pente aux faibles luminosités de la fonction de luminosité Lyman- α . Elles correspondent respectivement à $\alpha = -1.3$ et $\alpha = -1.7$ quand la ligne verte en trait plein correspond à $\alpha = -1.5$. Ce paramètre α est encore très peu contraint par les observations mêmes si une pente de $\alpha \sim -1.7$ semble possible (Cassata et al., 2011). D’après cette fi-

gure, la contribution relative des LAEs au budget de photons par rapport à celle des LBGs semble augmenter aux faibles magnitudes, pour finalement la dépasser. Il est nécessaire de rappeler que les deux fonctions de luminosités comparées font appel à de nombreuses hypothèses et paramètres peu contraints et représentent toutes deux des extrapolations des fonctions observées aux faibles luminosités. Néanmoins, cette analyse a le mérite d'être pionnière dans le domaine et souligne à nouveau l'importance de la contribution des Emetteurs Lyman- α de faible luminosité UV à la réionisation de l'Univers. Malheureusement, ces LAEs extrêmement faibles sont pour l'instant largement en-dessous des sensibilités des instruments actuels et il faudra probablement attendre le James Webb Space Telescope ou les Extremely Large Telescope pour préciser leur contribution exacte.

4.4 Galaxies massives et poussiéreuses à $z \sim 5 - 6$

En sélectionnant des galaxies sur la base de la luminosité de leur rayonnement continu UV (LBGs) ou par la présence d'une raie Lyman- α (LAEs), on se restreint aux galaxies jeunes ($\sim 10 - 300$ Myrs), peu massives ($M_* \sim 10^9 - 10^{10} M_\odot$), actives en terme de formation stellaire ($SFR \sim 1 - 100 M_\odot yr^{-1}$) et contenant peu d'extinction due à la présence de poussières. Or à $z \sim 6$, un milliard d'années se sont déjà écoulées depuis le Big Bang. Des galaxies qui auraient été actives dans le passé mais qui ne formeraient plus beaucoup d'étoiles à l'époque d'observation peuvent éventuellement être ratées par ces sélections. Il se peut également que ces galaxies soient toujours actives à $z \sim 6$ mais avec un rayonnement UV largement éteint par la poussière produite lors des précédentes générations d'étoiles, elles se retrouveraient en-dessous des seuils de détection des instruments actuels.

Une manière d'étudier ces galaxies consiste à utiliser des données de l'instrument IRAC à bord du satellite Spitzer. Cette instrument permet d'obtenir des mesures photométriques aux longueurs d'ondes de 3.5, 4.5, 5.8 et 8 μm correspondant au domaine visible 0.5-1 μm dans le référentiel au repos de la galaxie à $z \sim 6$. Ces observations permettent de tracer la cassure de Balmer à $\lambda \sim 3646 \text{ \AA}$ marquant la fin de la série de Balmer de l'atome d'hydrogène (transition vers le niveau $n \rightarrow 2$). Ce rayonnement est plus important chez les étoiles de type A avec des âges intermédiaires (0.3-1 Gyr), il constitue un témoin de l'activité de formation stellaire passée. En observant des galaxies confirmées spectroscopiquement à $z = 5.8$ avec IRAC dans le champ GOODS-S, Eyles et al. (2005) ont mis en évidence de telles générations d'étoiles vieilles (Figure 1.28. Pour cette galaxie, les détections conjointes de la raie Lyman- α et de la cassure de Balmer témoignent d'une histoire de formation stellaire complexe où la première trace une flambée de formation d'étoiles en cours tandis que la seconde est le signe d'une générations d'étoiles plus ancienne avec un âge de 250 - 650 Myr, suivant les différentes histoires de formation stellaire ajustées. A partir d'un échantillon plus large d'une trentaine de LBGs détectées par IRAC dans le champ GOODS-S, Eyles et al. (2007) ont dérivé des contraintes sur la contribution de ces galaxies à la réionisation du milieu intergalactique. La Figure 1.29 compare la densité volumique du taux de formation stellaire en fonction de l'âge de l'échantillon à la densité critique de ce taux nécessaire à la réionisation telle que calculée par Madau et al. (1999), et mise à jour pour une température de l'IGM de

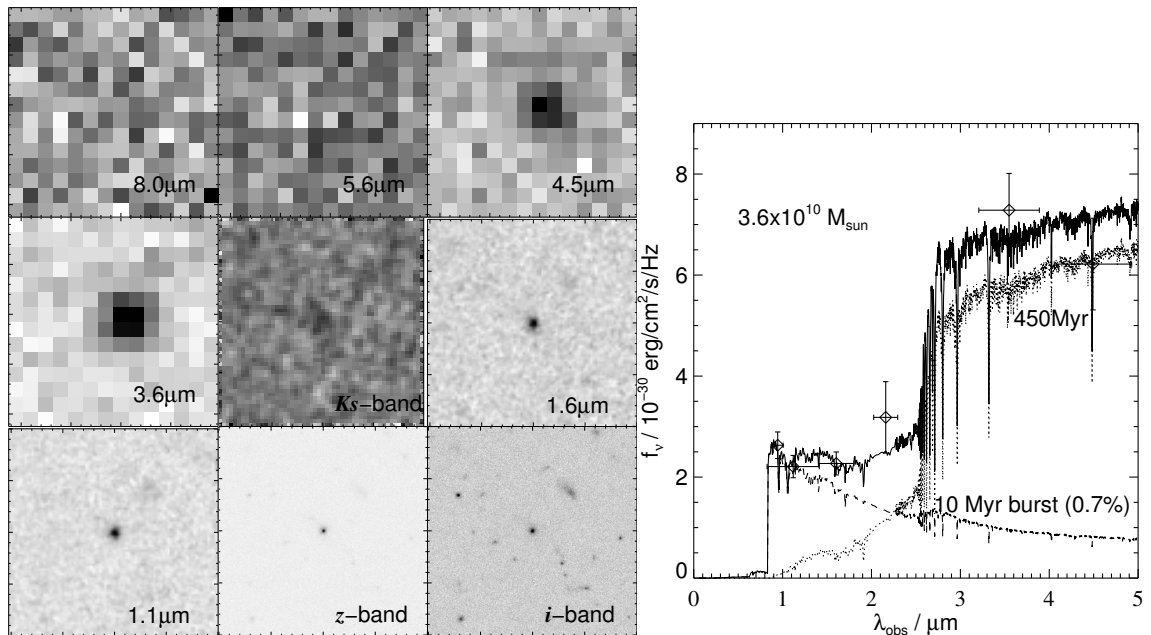


Figure 1.28 – À gauche : images de la galaxie SMB03#1 ($z = 5.83$) prises par IRAC/Spitzer (filtres de 3.6 à $8.0\mu\text{m}$), ACS/HST (filtres i et z) et ISAAC/VLT (filtre K_s). Chaque vignette fait $8''$ de côté. À droite : ajustements de distribution spectrale d'énergie sur la photométrie de SMB03#1. Le meilleur ajustement est trouvé pour un mélange d'une population d'étoiles de 450 millions d'années ($M \sim 3.6 \times 10^{10} M_{\odot}$) contribuant au flux détecté par IRAC à 3.6 et $4.5\mu\text{m}$ et une récente flambée de formation de jeunes étoiles dans les 10 derniers millions d'années ($\sim 0.7\%$ de la masse).

$T = 20000K$ (au lieu des $T = 10000K$ assumés par Madau et al.) en suivant [Stiavelli et al. \(2004\)](#). Compte tenu de l'incomplétude de leur sondage, puisque des galaxies en phase passive sans formation stellaire à $z \sim 6$ sont manquées par leur sélection, et des hypothèses derrière les calculs du taux de formation stellaire passé, celui-ci doit être considéré comme une borne inférieure. Leur figure montre que la densité du taux de formation stellaire que cet échantillon avait à $7 < z < 8$ semble suffisante pour réioniser le milieu intergalactique à cette même époque. Il faut signaler que leur calcul fait l'hypothèse du cas limite où tous les photons ionisants s'échappent dans le milieu intergalactique ($f_{esc} = 1$), une fraction d'échappement plus faible impliquerait que ces galaxies ne pouvaient maintenir l'IGM ionisé que pendant une courte période de temps. Parmi les limites de cette méthode, il faut également souligner que la procédure utilisée pour caractériser les populations stellaires d'une galaxie est soumise à de nombreuses dégénérescences entre les différentes propriétés, et que la prise en compte de l'émission nébulaire (raies et continue) peut réduire d'un facteur 3 les âges déterminés en la négligeant ([Schaerer & de Barros, 2009](#)).

Ces observations sont en accord avec des travaux plus récents menés par [Stark et al. \(2009\)](#) à $4 < z < 6$ et [Labbé et al. \(2010\)](#) à $7 < z < 8$ toujours à partir d'un échantillon de galaxies sélectionnées en UV. On peut également reporter la découverte récente d'une possible vieille (~ 800 Myrs) galaxie confirmée spectroscopiquement à $z = 6.027$ derrière l'amas de galaxies Abell 383 par [Richard et al. \(2011\)](#). Faible dans le domaine UV mais rendue détectable par l'amplification gra-

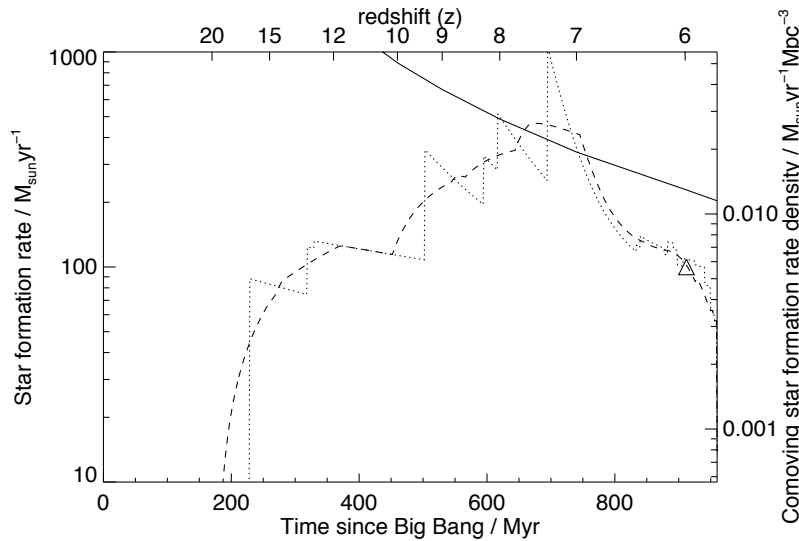


Figure 1.29 – Taux de formation stellaire passé en fonction du temps depuis le Big Bang pour un échantillon de LBGs à $z \sim 6$ détectées par IRAC/Spitzer (courbe en pointillés et courbe en tirets). L’axe supérieur reporte le redshift correspondant au temps indiqué en abscisse. L’axe des ordonnées à droite est en unité de densité de taux de formation stellaire. La courbe en trait plein correspond à la densité du taux de formation stellaire limite nécessaire à maintenir l’IGM dans un état ionisé au redshift donné. D’après [Eyles et al. \(2007\)](#).

vitationnelle de l’amas, cette galaxie laisse supposer que les galaxies les plus faibles sélectionnées en UV ne sont pas forcément observées dans un stade précoce de leur évolution. En tout état de cause, ces “vieilles” galaxies à $z \sim 6$ sont les témoins d’une activité de formation stellaire importante à $z > 7$, susceptible de jouer un rôle important dans la réionisation de l’Univers.

5 Contraindre la réionisation par des observations à $z > 7$

Depuis la découverte du premier objet astrophysique au-delà du redshift $z \sim 6$ (un LAE à $z = 6.56$ [Hu et al. \(2002\)](#)), les contraintes sur l’époque de la réionisation n’ont cessé de se préciser grâce à l’obtention d’un nombre croissant d’objets toujours plus lointains. En 2011, la découverte d’un quasar à $z = 7.085$ ([Mortlock et al., 2011](#)) marque probablement la fin d’une décade de découvertes dans la gamme de redshifts $6 < z < 7$ et le début d’une transition vers des redshifts supérieurs, au plus près de la réionisation. Cette transition a débuté par l’acquisition d’images extrêmement profondes avec la caméra WFC3 à bord du télescope spatial Hubble. L’accumulation de plus d’une centaine de LBGs à $7 < z < 10$ ([Bouwens et al., 2011b](#)) démontre l’efficacité d’un tel instrument s’affranchissant du rayonnement du ciel dans le proche-infrarouge en observant depuis l’espace. Les instruments au sol ne sont pas en reste comme en témoignent des galaxies confirmées à $z > 7$ et préalablement localisées par l’instrument HAWK-I du VLT ([Castellano et al., 2010](#);

Vanzella et al., 2011).

Les sections 3 et 4 de ce chapitre ont dressé un panorama des contraintes observationnelles actuelles sur la réionisation. La première a décrit les contraintes sur l'histoire de la réionisation, c'est-à-dire sur l'évolution de la fraction d'hydrogène neutre x_{HI} en fonction du redshift. La seconde s'est focalisée sur la recherche des sources responsables de cette réionisation et sur la mesure de leur contribution au budget de photons nécessaire à conserver l'Univers dans cet état. Dans ce contexte, les Émetteurs Lyman- α jouent un rôle prépondérant par l'étude de l'évolution de la transmission de la raie Lyman- α à travers l'établissement de leur fonction de luminosité à différents redshifts. D'une part, l'étude de la transmission Gunn-Peterson dans le spectre des quasars a permis d'établir que l'IGM était quasiment entièrement ionisé à $z \sim 6$ (Fan et al., 2006b). D'autre part, la mesure de l'épaisseur optique de la diffusion Thomson des photons du CMB par le satellite WMAP indique que l'IGM n'était plus totalement neutre dès $z \sim 10.6 \pm 1.2$ (Komatsu et al., 2011). Entre les deux, la fonction de luminosité des LAEs s'avère être un précieux diagnostic de l'évolution de la fraction neutre (Kashikawa et al., 2011), bien que son évolution en luminosité fasse encore débat comme le montrent les résultats récents de Hu et al. (2010). Dans la recherche des Émetteurs Lyman- α , la technique de sélection par utilisation de filtres à bande étroite s'est montrée la plus efficace dans l'accumulation d'un nombre important d'objets à $z \sim 5.7$ et $z \sim 6.5$. Depuis le sol, le choix des longueurs d'onde centrales de ces filtres a été dicté par l'existence de zones libres dans le spectre de raies d'émission OH du ciel dans le proche-infrarouge. Après la fenêtre à $\lambda \sim 973nm$, correspondant à $z_{Ly-\alpha} \sim 7$ et déjà explorée (Iye et al., 2006), les fenêtres suivantes correspondent aux longueurs d'onde $\lambda \sim 1062nm$ ($z_{Ly-\alpha} \sim 7.7$), $\lambda \sim 1185nm$ ($z_{Ly-\alpha} \sim 8.8$) et $\lambda \sim 1211nm$ ($z_{Ly-\alpha} \sim 9$). Les deux dernières ont été explorées par Willis & Courbin (2005), Cuby et al. (2007), Willis et al. (2008) et Sobral et al. (2009), sans toutefois parvenir à détecter des galaxies à ces redshifts. Ultravista, un sondage en cours avec le télescope dédié VISTA de l'ESO au Chili, vise également à détecter des Émetteurs Lyman- α à $z \sim 8.8$ lors d'une observation profonde du champ cosmologique COSMOS. Entre $z \sim 6.5$ et $z \sim 9$, ce qui représente 300 millions d'années d'évolution de l'Univers, le redshift $z \sim 7.7$ était encore peu exploré avant la publication des deux articles présentés dans ce travail de thèse : Hibon et al. (2010) et Clément et al. (2011). Par ces observations, nous avons apporté des contraintes nouvelles sur la fonction de luminosité des Émetteurs Lyman- α à $z \sim 7.7$, toujours non établie à ce jour, et sur son évolution probable depuis les plus bas redshifts. L'exploration de ce domaine de redshift est indéniablement capitale pour la compréhension de l'histoire de la réionisation et pour la découverte de galaxies toujours plus distantes, cibles de choix pour les télescopes de prochaines générations que sont les Extremely Large Telescopes (ELTs) ou le James Webb Space Telescope (JWST) à l'horizon 2020.

Chapitre 2

Imagerie en bande étroite avec l'instrument WIRCam au CFHT

1 Introduction

Nous avons vu que la raie Lyman- α était un formidable outil cosmologique. Elle permet de localiser des galaxies distantes et s'affiche comme un témoin important de l'état d'ionisation du milieu intergalactique. Parmi les différentes applications de cet outil, l'étude de l'évolution de la fonction de luminosité des Emetteurs Lyman- α (LAEs) en fonction du temps permet de contraindre l'histoire de la réionisation, c'est-à-dire l'évolution de la fraction d'hydrogène neutre x_{HI} . Détecter des galaxies durant cette époque n'est pas chose aisée depuis le sol car elle nécessite des observations dans le domaine proche-infrarouge, domaine de longueur d'onde où l'atmosphère présente de nombreuses raies d'émissions très intenses. Une des techniques employée par les astronomes consiste à utiliser des filtres à bande de transmission étroite pour exclure ces raies du ciel et repérer les galaxies présentant une raie d'émission à la longueur d'onde du filtre utilisé. Cette technique a été très prolifique dans la recherche des Emetteurs Lyman- α à $z = 5.7$ et $z = 6.5$ et a permis d'établir les premières contraintes sur l'évolution de la fonction de luminosité des LAEs à l'approche de l'époque de la réionisation (Kashikawa et al., 2006; Ouchi et al., 2010; Kashikawa et al., 2011). Dans cette étude, nous proposons d'étendre ces observations plus loin dans le domaine infrarouge. Pour cela, nous avons employé l'instrument WIRCAM du Canada-France-Hawaï Telescope pour observer un large champ du ciel profond dans un filtre étroit centré à la longueur d'onde de 1062 nm. Nous avons sélectionné un échantillon de candidats sur la base de critères photométriques et produit une première détermination de la fonction de luminosité des LAEs à $z = 7.7$.

2 Description des données

WIRCam est une caméra installée au foyer du télescope Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT). Elle est équipée de quatre détecteurs Hawaii2-RG assemblés en

grille 2×2 et séparés de $\sim 15''$. Ils couvrent une surface totale d'environ $20' \times 20'$ sur le ciel, soit $400''^2$, avec une taille de pixel de $0.3''$.

Durant les semestres 2005B et 2006B, 40 heures d'observations ont été obtenues avec cette caméra à travers le filtre Low-OH1. Ces données constituent la matière première de l'analyse ayant donné lieu à la publication résumée dans ce chapitre. Ce filtre a été fabriqué pour observer le ciel profond dans l'infrarouge proche sans être gêné par l'émission des raies OH, très présente à ces longueurs d'onde. Pour cela, il dispose d'une bande passante étroite de $\sim 100\text{\AA}$ centrée à la longueur d'onde $\lambda_c = 10610\text{\AA}$. Dans la suite, nous y feront référence sous la dénomination *NB1060*.

Le champ observé fait partie du champ profond D1 du Canada-France-Hawaii Legacy Survey (CFHT-LS), ses coordonnées sont : $\alpha = 02^h 26^m 30^s$ et $\delta = -04^\circ 23' 25''$ (J2000). Il a été choisi pour la qualité des données dans les autres bandes photométriques, et en particulier pour la couverture profonde dans le domaine visible offertes par les données en bandes u^* , g' , r' , i' , z' obtenues avec la caméra MEGACAM au cours du sondage CFHT-LS. Plus loin dans le domaine infrarouge, ce sont des données en bandes J , H et K_s qui ont été utilisées lors de la sélection des candidats de cette étude. Ces données ont été obtenues avec la caméra WIRCam dans le cadre du programme WIRCam Deep Survey (WIRDS, PIs Willott & Kneib). Enfin, des données aux longueurs d'onde de $3.6\mu m$ et $4.5\mu m$ obtenues avec l'instrument IRAC à bord du satellite Spitzer ont également été utilisées. Ces dernières proviennent du sondage SWIRE [Lonsdale et al. \(2003\)](#). L'ensemble des données utilisées et leurs caractéristiques sont recensés dans la Table 2.1. Plus de détails quant à la réduction des données et à leur étalonnage photométrique sont disponibles dans la Section 2 de la publication reprise en section 7.

3 Sélection des candidats

La démarche menée lors de la sélection des candidats Emetteurs Lyman- α a consisté à construire des catalogues d'objets dans chacune des bandes dont nous disposons. Les entrées de ces catalogues ont été associées de sorte à construire un unique catalogue recensant toutes les détections de l'image *NB1060* et rigoureusement absentes des catalogues dans les bandes u^* , g' , r' , i' , z' car nous ne nous attendons pas à ce que ce type de galaxies soient détectables dans ces bandes (voir la section 5.2). Le rayon d'association utilisé a été de $0.7''$. Seuls les objets avec un $SNR \geq 5$ sur l'image finale ont été retenus à ce stade, avec un critère supplémentaire imposant leur détection sur chacune des deux images des deux époques de prise de données, séparée d'une année. Compte tenu des profondeurs relatives des images du domaine visible par rapport à celle de l'image *NB1060*, ce critère de non détection se traduit par des critères sur les différentes couleurs tels que :

$$\begin{aligned}
 u^* - NB1060 &\geq 2.7 \\
 g' - NB1060 &\geq 2.9 \\
 r' - NB1060 &\geq 2.6 \\
 i' - NB1060 &\geq 2.2 \\
 z' - NB1060 &\geq 1.3 \\
 g'r'i' - NB1060 &\geq 3
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

3. SÉLECTION DES CANDIDATS

Instrument	Filtre	Temps d'intégration (hrs)	Magnitude limite
MegaCam	u^*	20.7	27.9
MegaCam	g'	25	28.1
MegaCam	r'	49	27.8
MegaCam	i'	74	27.4
MegaCam	z'	55.8	26.5
WIRCam	NB 1ère époque	20	24.8
WIRCam	NB 2nd époque	20	24.9
WIRCam	NB combinée	40	25.2
WIRCam	J	6.2	25.0 ^a
WIRCam	H	7.7	24.7
WIRCam	K_s	8.9	24.7 ^a
IRAC	$3.6 \mu\text{m}$	0.034	22.2
IRAC	$4.5 \mu\text{m}$	0.034	21.5

^a Dans une partie du champ où des données provenant de l'instrument SOFI du NTT ont été ajoutées, la magnitude limite devient 25.2 en J et 24.8 en K_s .

Table 2.1 – Données observationnelles. Les magnitudes limites sont données à 4σ dans des ouvertures de diamètre $1.5''$ pour les instruments MegaCam et WIRCam. Elles correspondent à un taux de complétude de 50%. Les magnitudes de l'instrument IRAC sont données à 5σ dans des ouvertures de $3.8''$ de diamètre.

Le dernier critère provient de l'utilisation d'une image combinée des trois bandes photométriques g' , r' , i' , plus profonde que chacune des bandes prises séparément.

Aucun critère de détection n'a été utilisé en ce qui concerne les images obtenues dans le proche infrarouge. En revanche, un critère empirique sur la couleur $K_s - NB1060$ a permis de rejeter trois objets de l'échantillon final après avoir été reconnus comme des objets extrêmement rouges (EROs, voir aussi la section 4.3) :

$$K_s - NB1060 \leq 1.2 \quad (2.2)$$

L'application de ces critères a permis de converger vers un échantillon de huit objets après inspection visuelle des détections par trois auteurs de l'étude. Ces objets sont présentées sur la figure 2.1 et leur photométrie est reprise dans la Table 2.2. Parmi ces huit, seuls cinq objets présentent un excès de couleur dans le filtre $NB1060$ ($NB1060 - J \leq 0$), signe probable d'une raie d'émission à cette longueur d'onde. L'un d'entre eux ne montre pas d'excès tout en étant pas détecté aux plus grande longueurs d'onde, nous l'avons donc identifié comme une probable étoile naine de type T (voir section 4.2. Les profondeurs relatives des images $NB1060$ et J ne permettent pas de conclure sur un excès de couleur significatif dans le filtre $NB1060$ des deux détections les plus faibles. Nous les avons néanmoins inclus dans l'analyse comme étant des candidats potentiels.

Dans la Table 2.2, Nous avons calculé la limite en largeur équivalente au moyen de l'équation :

$$EW_{\text{rest}} = \left(\frac{f_{\lambda, NB1060} \times \lambda_{NB1060}^2}{f_{\lambda, J} \times \lambda_J^2} - 0.5 \right) \times \frac{\Delta\lambda_{NB1060}}{1 + z} \quad (2.3)$$

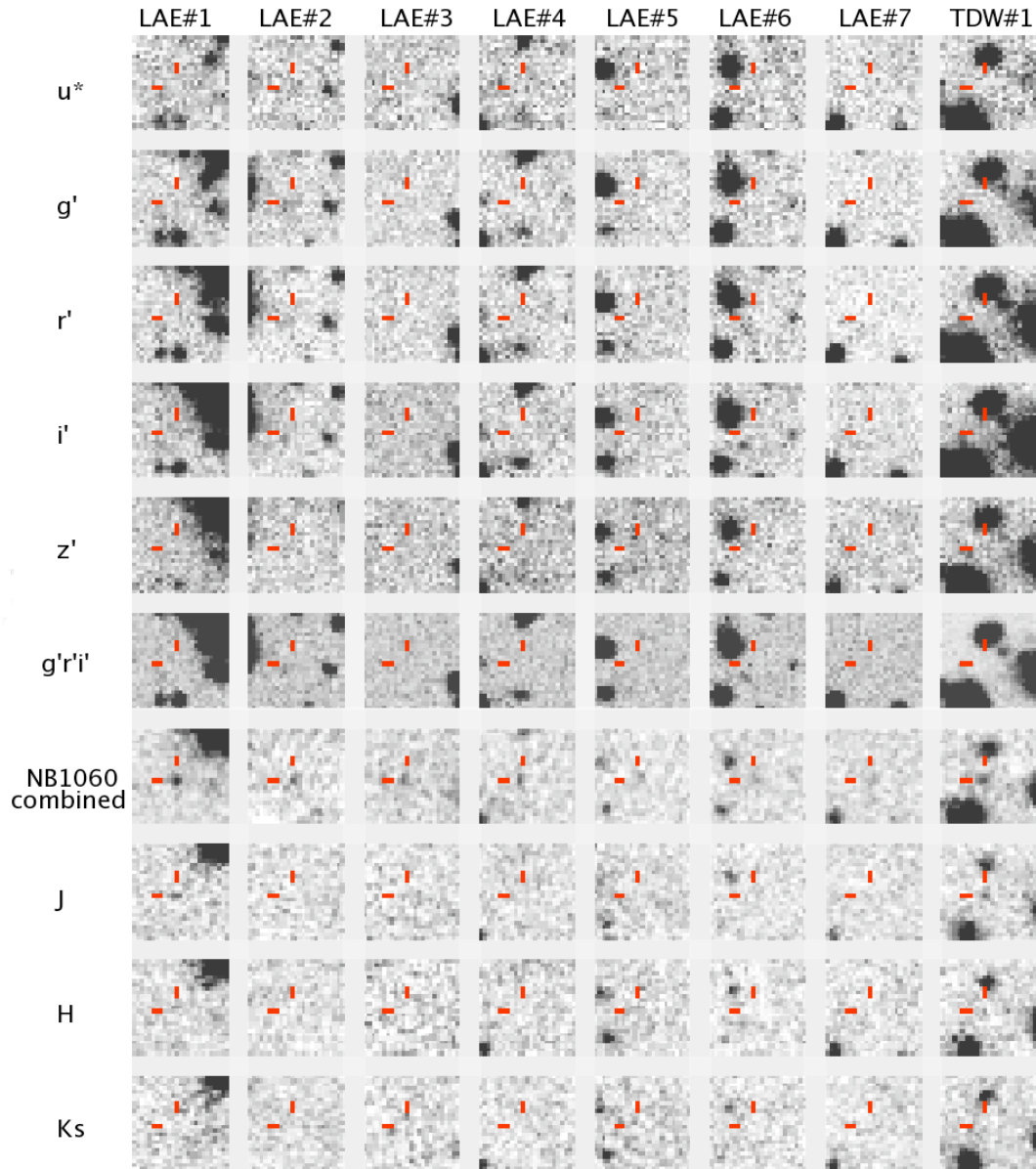


Figure 2.1 – Images des sept candidats Emetteur Lyman- α à $z = 7.7$ dans différents filtres. L'objet TDW#1 est montré à titre de comparaison bien qu'il ne fasse pas partie de l'échantillon des candidats.

4. SOURCES DE CONTAMINATION D'ORIGINE ASTROPHYSIQUE

Id.	$NB1060$	Erreur	SNR ($NB1060$)	J	Erreur	$SNR(J)$	H	Erreur	$SNR(H)$	K_s	EW^a (Å)
LAE#1	24.0	0.08	14.5	24.5	0.16	6.7	24.7	0.3	4	>24.7	13
LAE#2	24.3	0.17	6.5	>25.0	---	---	>24.7	---	---	>24.7	>16
LAE#3	24.6	0.15	7.2	>25.2	---	---	>24.7	---	---	>24.8	>15
LAE#4	24.8	0.19	5.8	>25.2	---	---	>24.7	---	---	>24.8	>11
LAE#5	24.9	0.2	5.5	>25.2	---	---	>24.7	---	---	>24.8	>9
LAE#6 ^b	25.1	0.19	5.9	>25.0	---	---	>24.7	---	---	>24.7	>5
LAE#7 ^b	25.1	0.22	4.9	>25.0	---	---	>24.7	---	---	>24.7	>5
TDW#1 ^c	24.3	0.12	9.4	24.2	0.15	7.3	>24.7	---	---	>24.7	-

^a Dans le référentiel au repos.

^b Ces deux objets sont inclus dans l'échantillon des candidats en dépit de l'impossibilité de contraindre l'excès de flux dans le filtre $NB1060$.

^c Cet objet ne fait pas partie de l'échantillon des candidats LAEs à $z = 7.7$.

Table 2.2 – Données photométriques des sept candidats LAEs et du candidat naine brune de type T.

où f_λ est la densité de flux en $\text{erg/s/cm}^2/\text{Å}$ aux longueurs d'onde centrales des filtres $NB1060$ et J , et $\Delta\lambda_{NB1060}$ est la largeur à mi-hauteur du filtre $NB1060$ ($\Delta\lambda_{NB1060} = 100\text{Å}$). Cette formulation considère que pour les longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde de la raie $\text{Ly}\alpha$, le rayonnement UV continu est égal à 0. Ainsi, pour une raie $\text{Ly}\alpha$ à la longueur d'onde centrale du filtre $NB1060$, seule la moitié rouge de la bande passante du filtre est susceptible de détecter le rayonnement UV continu. Dans le calcul, nous avons aussi considéré un rayonnement UV continu plat, c'est-à-dire à valeur constante en fréquence $f_\nu = \text{constante}$. Lorsque l'objet n'était pas détecté dans la bande J , nous avons extrapolé la valeur du continu UV à partir des limites de détection mesurées dans cette bande. En terme de comparaison avec les autres études, nous avons noté que le plus faible des objets présentant probablement une raie d'émission dans le filtre $NB1060$ (LAE#5) avait une limite en largeur équivalente observée de $EW_{obs} \geq 80\text{Å}$ soit $EW_{rest} \geq 9\text{Å}$. Cette valeur est comparable aux plus petites largeurs équivalentes des objets sélectionnés à $z \sim 6.5$ par Taniguchi et al. (2005) à savoir $EW_{rest} \geq 17\text{Å}$. Bien qu'à des redshifts différents et avec des critères de sélection différents, les deux populations d'Émetteurs Lyman- α sont néanmoins comparables en terme de largeurs équivalentes.

4 Sources de contamination d'origine astrophysique

Une sélection d'objets sur des critères uniquement photométriques n'est pas exempte de contamination par des objets de natures différentes. Seul un spectre avec une détection claire de la raie Lyman- α permet de déterminer la nature réelle des objets ainsi sélectionnés. En l'absence de telles données spectroscopiques, il est nécessaire de quantifier précisément les différents types de contamination susceptible d'affecter notre sélection. Ici, nous nous concentrerons sur la contamination par des objets d'origines astrophysiques, les artefacts instrumentaux présents dans ce type de données d'imagerie sont détaillés dans la Section 4.6 du chapitre 3.

4.1 Objets à la luminosité variable

Plusieurs années peuvent séparer les observations *NB1060* des observations dans le domaine visible. Un objet astrophysique dont le flux aurait varié avec le temps pourrait tout à fait être détecté dans l'image *NB1060* tout en ayant été largement en-deçà des limites de détections des images dans le domaine visible. Ce pourrait par exemple être le cas d'une supernova dans l'univers distant qui resterait observable durant plusieurs semaines. En suivant la méthodologie décrite dans [Cuby et al. \(2007\)](#), nous avons estimé que ~ 3 supernovae pourraient être présentes sur chacune des images de première et deuxième époque de données atteignant une magnitude limite de $m_{NB1060} \sim 24.8$. En imposant un critère de détection sur ces deux images, et en faisant en sorte que les deux époques soient séparées d'au moins une année, on réduit considérablement le risque de confondre un tel objet avec un Emetteur Lyman- α à grand redshift.

Observer sur de longues périodes permet également de réduire considérablement la contamination par des objets d'avant-plan tels que des astéroïdes avec une faible vitesse relative par rapport à la terre et qui serait susceptible d'apparaître immobiles le temps de quelques nuits d'observations rapprochées.

4.2 Étoiles de type spectral L et T

Une naine brune est un astre de masse intermédiaire entre les étoiles et les planètes géantes. Sa masse inférieure à 0.07 masses solaires ne lui permet pas d'entretenir des réactions de fusion nucléaire de l'hydrogène mais elle rayonne tout de même de sa propre chaleur interne. Avec des températures de surface inférieures à 1800 K, elles rentrent dans la catégorie des étoiles les plus froides. Dans le domaine visible, le spectre des naines L est dominé par de larges bandes d'absorptions dues aux métaux hydrures et alcalins, elles émettent donc la plus grande partie de leur rayonnement dans le rouge et l'infrarouge proche. Celles de type spectral T se distinguent du type L par un spectre présentant de larges bandes d'absorption dues au méthane leur donnant une couleur bleue dans le proche infrarouge. Un exemple typique de spectre de naine brune de type T est montré sur la [Figure 2.2](#). Observés avec les filtres *NB1060*, *J* et *K_s*, ces étoiles peuvent adopter des couleurs similaires à une galaxie à grand redshift. Nous avons utilisé une librairie de spectres mise à dispositions par Adam Burgasser¹ pour calculer les couleurs *NB1060* – *J* et *NB1060* – *K_s* de ces étoiles. Celles-ci sont reportées sur la [Figure 2.3](#) par des étoiles. En dépit d'une certaine dispersion en fonction des types, la couleur typique d'une naine brune reste *NB1060* – *J* ≥ 0 . Remarquablement, TDW#1, un des objets sélectionnés dans l'échantillon décrit dans la [section 3](#) possède précisément une telle couleur. Ceci nous encourage à l'identifier comme une probable naine T et à ne pas le conserver dans l'échantillon final. Les erreurs photométriques de deux autres objets, LAE#6 et LAE#7, pourraient également être des contaminants de ce type mais à partir de modèle de répartition des naines T dans la galaxie ([Ryan et al., 2005](#)), nous avons estimé qu'il était peu probable de détecter trois étoiles de ce type dans notre sondage.

1. <http://web.mit.edu/ajb/www/tdwarf/>

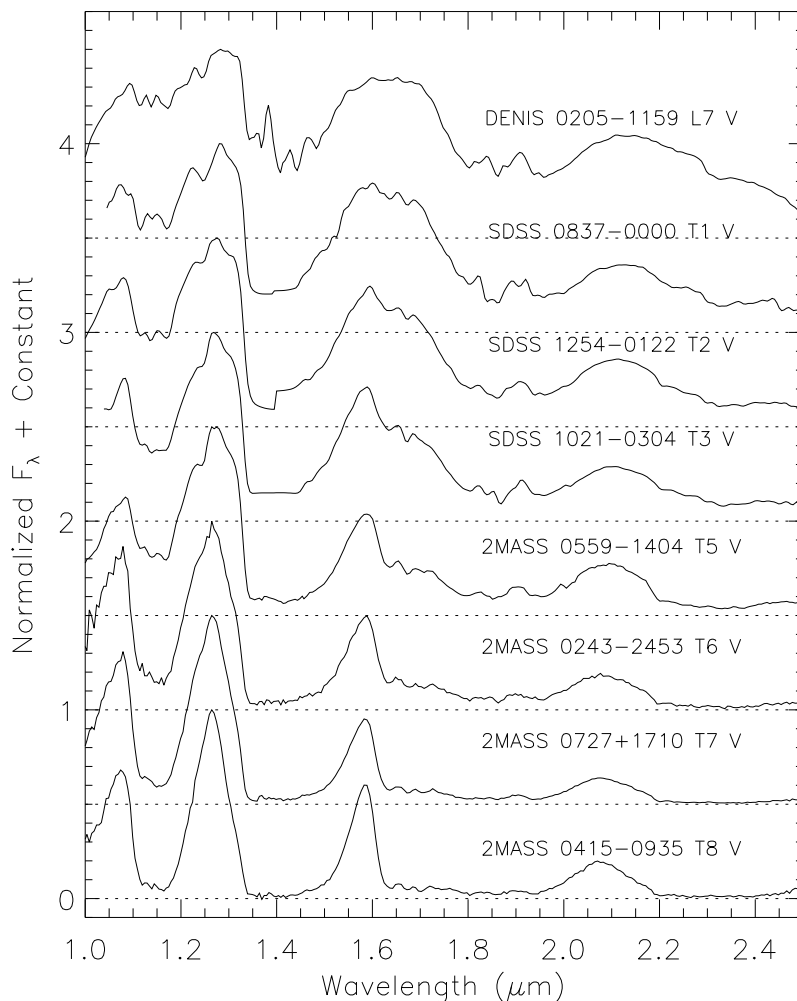


Figure 2.2 – Spectres d'étoiles naines de types L et T. Les spectres ont tous été dégradés à la résolution de l'instrument NIRC du télescope Keck et normalisé à leur pic dans la bande J . Un décalage en ordonné a été appliqué pour faciliter la comparaison. D'après [Burgasser et al. \(2002\)](#).

4.3 Objets extrêmement rouge

Les objets extrêmement rouges (EROs pour extremely red objects en anglais) constituent une classe d'objets définie sur un critère photométrique entre le domaine visible et l'infrarouge proche. Elle regroupe les objets possédant une couleur $R_{Vega} - K_{Vega} \geq 5$ (ou $R_{AB} - K_{AB} \geq 3.4$) ([Cimatti et al., 2002](#)). En première approche, cette couleur très rouge permet d'isoler deux types de galaxies situées à $z \geq 1$: les galaxies actives et poussiéreuses et les galaxies passives et vieilles. Les premières sont rouges sous l'effet d'une importante absorption de leur rayonnement visible par de grandes quantités de poussières suite à des épisodes de formation stellaire, et les secondes sont rouges car leur rayonnement est dominé par des étoiles vieilles et évoluées ([Smail et al., 2002](#)). Etant naturellement faibles dans le domaine visible, ces galaxies représentent une source de contamination évidente dans les sondages de galaxies à grand redshift que seules des données profondes dans ces bandes peuvent aider à contenir. Dans le domaine infrarouge proche, la bande K peut

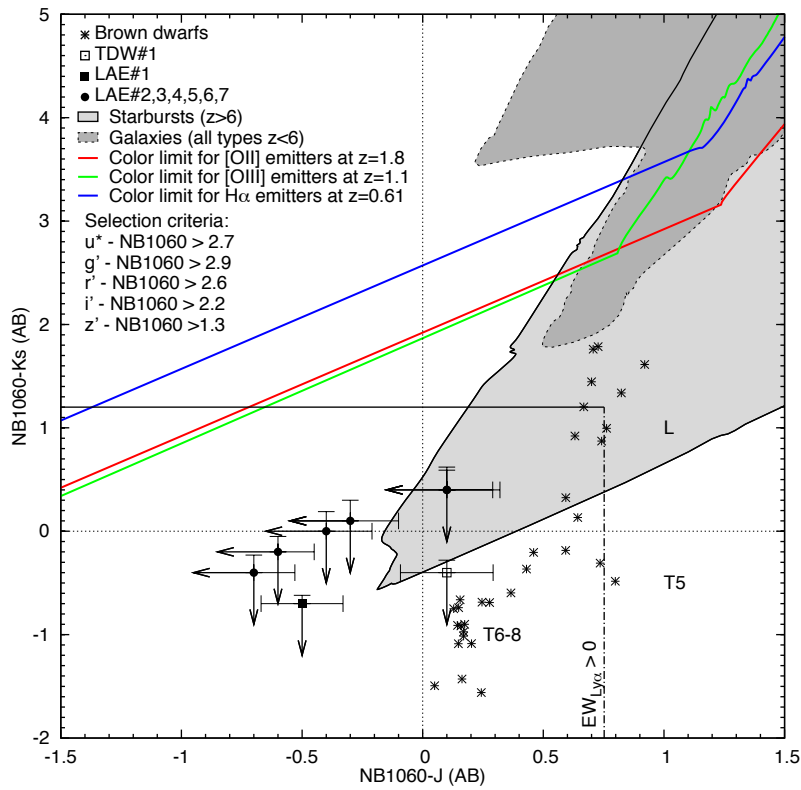


Figure 2.3 – Diagramme couleur-couleur $NB1060 - K_s$ vs. $NB1060 - J$. Le carré noir correspond au candidat LAE#1, les cercles noirs correspondent aux candidats LAE#2 à LAE#7. Le carré ouvert désigne le candidat naine brune de type T. Les étoiles correspondent aux couleurs des naines brunes de types L à T8 dans ces trois filtres. La zone de couleur gris clair correspondent aux couleurs des galaxies à flambée de formation stellaire à $z > 6$ satisfaisant les différents critères de couleur utilisés pour la sélection des candidats. La zone de couleur gris foncé correspond aux couleurs des galaxies de tout type à $z < 6$ satisfaisant ces mêmes critères. Les lignes de couleurs illustrent l'impact de l'ajout d'une raie d'émission localisée à la longueur d'onde du filtre $NB1060$. Elles correspondent aux raies $H\alpha$ (bleu), OII (rouge) et OIII (vert) pour des redshifts de $z = 0.61$, $z = 1.1$ et $z = 1.8$, respectivement. Sur ce diagramme, les objets présentant une raie d'émission à ces redshifts sont localisés au-dessus de ces lignes.

s'avérer utile à identifier de tels contaminants puisque par définition ils s'y montrent particulièrement brillants.

4.4 Les galaxies à raies d'émission

La raie Lyman- α n'est pas la seule raie d'émission susceptible d'être détectée par un excès de flux dans le filtre $NB1060$. En principe, il est possible qu'une galaxie soit suffisamment faible pour qu'elle ne soit pas détectée dans le domaine visible (satisfaisant ainsi les critères des équations 2.1) tout en subissant un épisode de formation stellaire suffisamment important pour produire des raies d'émissions nébuleuses éventuellement décalées à la longueur d'onde du filtre $NB1060$. Parmi les contaminants les plus probables, on peut citer les principales raies d'émissions nébu-

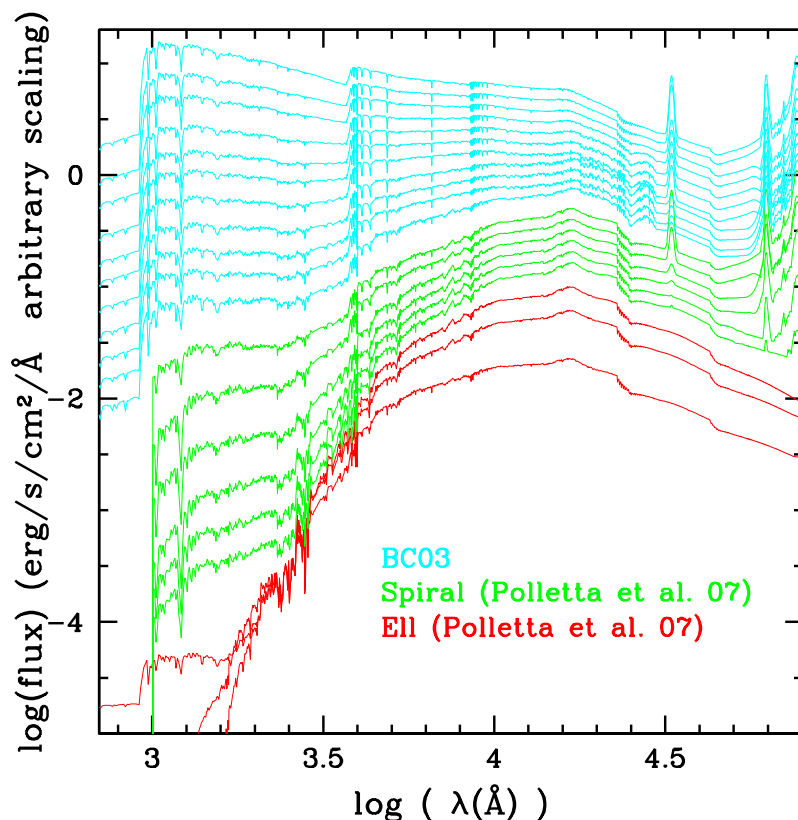


Figure 2.4 – Modèles de distributions d'énergie spectrale de galaxies. Les modèles de couleur cyan sont des modèles de galaxies à flambée de formation stellaire générés à partir des modèles de [Bruzual & Charlot \(2003\)](#). Les modèles de couleur verte représentent des galaxies spirales (S0, Sa, Sb, Sc, Sd et Sdm) et ceux de couleur rouge des galaxies elliptiques, ils sont issus de [Polletta et al. \(2007\)](#). D'après [Ilbert et al. \(2009\)](#).

laïres observées dans le spectre des galaxies : la raie $H\text{-}\alpha$, les raies [OIII] et le doublet [OII]. Observés dans le filtre *NB1060*, celles-ci correspondraient respectivement à des objets situés à $z = 0.61$, $z = 1.1$ et $z = 1.8$.

Pour étudier cette contamination, nous avons d'abord utilisé la librairie de distributions d'énergie spectrale décrite dans [Ilbert et al. \(2009\)](#) et utilisée pour le calcul des redshifts photométriques du sondage COSMOS. Cette librairie contient 21 spectres synthétiques de différents types de galaxies : des galaxies elliptiques, des galaxies spirales et des galaxies jeunes à flambée de formation stellaire (Figure 2.4). Nous avons utilisé le programme LePhare (Arnouts & Ilbert) pour calculer les couleurs de ces modèles dans les différents filtres utilisés dans ce sondage et dans une large gamme de redshifts ($0 \leq z \leq 8$). Enfin, en fonction du modèle, différentes lois d'extinction ont été appliquées en suivant les prescriptions de [Ilbert et al. \(2009\)](#). Nous avons fait varier le paramètre d'extinction $E(B-V)$ entre des valeurs extrêmes, $0 \leq E(B-V) \leq 5$, pour rendre compte du mieux possible l'éventail des possibilités rencontrées dans un sondage cosmologique. Sur les 100 000 spectres ainsi obtenus, nous avons appliqué les critères des équations 2.1 et placé ces points sur un diagramme reprenant les couleurs *NB1060-J* et *NB1060-K_s*. Le résultat obtenu est présenté sur la Figure 2.3 sous la forme d'une enveloppe grisée, la partie la plus

sombre marquant la position des galaxies de tout type en-deçà de $z \leq 6$ tandis que la zone claire entoure les points correspondant aux galaxies à bouffée de formation stellaire au-delà de $z \geq 6$.

Les différentes raies d'émissions nébulaires ne sont pas directement incluses dans les modèles de galaxies utilisés ici. La position des points dans le diagramme de la Figure 2.3 marque donc la limite où la galaxie modélisée ne présente pas de raie d'émission dans le filtre *NB1060*. Si pour une galaxie quelconque une raie devait être présente à cette longueur d'onde, la magnitude *NB1060* observée diminuerait inversement proportionnellement à la largeur équivalente de la raie en question et le point se décalerait dans la partie basse et gauche de ce diagramme en suivant une droite de pente 1. Trois cas de figure correspondant aux raies H- α , [OIII] et [OII] dans le filtre *NB1060* sont représentés sur la Figure 2.3 avec des lignes de couleur bleue, verte et rouge respectivement. Ces lignes correspondent en fait aux limites sur les couleurs *NB1060-J* et *NB1060-K_s* que peuvent adopter les modèles de galaxies de cette librairie décalés aux redshifts $z = 0.61$, $z = 1.1$ et $z = 1.8$, et munis d'une raie d'émission de largeur équivalente quelconque localisée à la longueur d'onde du filtre *NB1060*. Pour qu'une de ces raies émanant d'un objets à bas redshift soient réellement confondues avec un Emetteurs Lyman- α à $z = 7.7$, il faudrait que sa largeur équivalente dans son référentiel au repos dépasse largement plusieurs centaines ou plusieurs milliers d'Angströms.

Ce diagramme est utile pour se représenter la répartition de tels objets dans un diagramme couleur-couleur en compagnie des couleurs des candidats sélectionnés. Toutefois, il est limité par l'hypothèse de départ liée à l'utilisation de modèles de galaxies choisis pour être le plus représentatif possible des galaxies détectées dans un sondage cosmologique de type COSMOS. Il est possible que les couleurs de certaines galaxies à la distribution spectrale d'énergie exotique ne soient pas capturées par cette approche. C'est pourquoi nous allons maintenant approfondir la contamination par des Emetteurs H- α , des Emetteurs [OIII] et des Emetteurs [OII] en détaillant d'autres approches.

4.4.1 Emetteurs H α à $z=0.61$

En nous basant sur la fonction de luminosité de la raie H- α publiée par [Tresse et al. \(2002\)](#), nous avons estimé qu'environ 300 Emetteurs H- α sont susceptibles d'être détectés jusqu'à la limite de luminosité atteinte par les observations WIRCam, le filtre *NB1060* capturant la raie H- α dans l'intervalle de redshift [0.607-0.623]. La plupart de ces objets sont relativement brillants dans le domaine visible et sont donc facilement rejetés. En effet, d'après les fonctions de luminosité des galaxies dans le bin de redshift [0.6-0.8] de [Ilbert et al. \(2005\)](#), nous avons évalué la magnitude de ces objets à 25.8, 26 et 25.6 dans les filtres r' , i' et z' , ce qui est plus d'une magnitude plus brillant que la limite des images MEGACam du CFHT-LS. Il ressort de ce calcul qu'aucune galaxie normale à $z = 0.61$ ne peut contaminer notre échantillon.

D'autres calculs permettent d'arriver à la même conclusion. Par exemple, pour ce redshift, les raies [OIII] et [OII] seraient localisées dans les bandes r' et i' du domaine visible. Les magnitudes limites dans ces bandes correspondent respectivement à 3×10^{-18} erg.s $^{-1}$.cm $^{-2}$ et 2×10^{-18} erg.s $^{-1}$.cm $^{-2}$. Avec un décrétement de Balmer assumé à

$H\alpha/H\beta = 2.8$ pour une recombinaison de type B, ces limites en flux correspondent à des limites supérieures sur les rapports de raies $[OII]/H\beta$ et $[OIII]/H\beta$ de 1.0 et 0.71 respectivement. [Maier et al. \(2006\)](#) proposent une étude de ces rapports de raies pour des galaxies entre avec un redshift $0.4 \leq z \leq 3$. Sur leur figure 4, ils observent que les galaxies à ces redshifts avec un rapport de raie $[OIII]/H\beta$ faible, inférieur à 1, tendent à avoir un rapport $[OIII]/[OII]$ faible, inférieur à 0.3. De ce calcul, il ressort que compte tenu de la sensibilité en flux H- α de l'image *NB1060*, au moins une des deux raies $[OII]$ ou $[OIII]$ devraient être détectée sur les images profondes du CFHT-LS.

En conclusion, il est peu probable qu'un Emetteur H- α soit confondu avec un Emetteur Lyman- α dans notre étude.

4.4.2 Emetteurs $[OIII]$ à $z=1.1$

De la même manière que pour les Emetteurs H- α , la grande majorité des Emetteurs $[OIII]$ à $z = 1.12$ seront détectés sur les images du domaine visible. [Kakazu et al. \(2007\)](#) présentent un échantillon de galaxies de faible métallicité présentant des raies d'émissions jusqu'à $z \sim 1$. Ils proposent notamment une estimation du nombre d'émetteurs $[OIII]$ à $z = 0.83$. En négligeant une éventuelle évolution de la fonction de luminosité entre $z = 0.83$ et $z = 1.12$, nous avons estimé à partir de leur figure 13 qu'environ 100 de ces objets devraient être détecté sur l'image *NB1060*. Toujours pour les mêmes arguments, seuls les objets très faibles et avec une grande largeur équivalente pour la raie $[OIII]$ sont susceptible de provoquer une contamination de notre échantillon. De plus, pour que la raie $[OII]$ ne soit pas détectée dans le filtre i' , il faudrait un rapport de raie $[OIII]/[OII] \geq 4$, ce qui représente moins de 5% des objets de l'échantillon de [Maier et al. \(2006\)](#). Ceci nous amène donc à la conclusion que les émetteurs $[OIII]$ ne représentent pas une source de contamination très importante de notre échantillon.

4.4.3 Emetteurs $[OII]$ à $z=1.8$

A partir de l'estimation de la fonction de luminosité effectuée par [Rigopoulou et al. \(2005\)](#), nous avons estimé à ~ 300 le nombre d'émetteurs $[OII]$ détectables sur l'image *NB1060*. Les relations de [Kennicutt \(1998\)](#) liant le continu UV à la luminosité de la raie $[OII]$ nous ont permis d'évaluer qu'à la limite en flux de l'image *NB1060* devrait correspondre une magnitude dans le visible $m_{vis}^{AB} \geq 25.5$ pour une telle galaxie. C'est 2 ou 3 magnitudes plus brillant que les limites atteintes dans les images du CFHT-LS. Il est donc peu probable qu'une galaxie échappe aux critères requis dans le visible et contamine notre échantillon. Nous devons remarquer ici que les galaxies poussiéreuses subissant une forte atténuation de leurs magnitudes dans le domaine visible rentreraient dans la catégorie des objets extrêmement rouges décrites plus haut à la section 4.3 et seraient probablement détectée et rejetée en fonction de leur magnitude dans la bande K_s .

4.5 Galaxies à grand redshift

Le bande de transmission du filtre *NB1060* ne suit pas directement la bande de transmission du filtre z' le précédent en longueur d'onde parmi les images utilisées dans ce sondage. Il est donc tout à fait possible qu'une galaxie avec un redshift $6.8 \leq z \leq 7.7$ passe tous nos critères et soit détectée par son continu UV dans le filtre *NB1060*. L'estimation de la fonction de luminosité des galaxies à cassure de Lyman (LBGs) aux redshifts $z \sim 5.9$ et $z \sim 7.3$ par [Bouwens et al. \(2008\)](#) nous permet d'estimer à leurs nombres à ~ 3 et ~ 0.2 dans notre sondage. Le premier nombre est certainement surestimé compte tenu du redshift considéré pour la fonction de luminosité, le second nous montre qu'il est relativement peu probable que notre échantillon dominé par une contamination de LBGs. A noter que la couleur de ces galaxies peut éventuellement être confondue avec une étoile naine brune de type T (voir section 4.2) sur la base de sa couleur $NB1060 - J \sim 0$. Ce pourrait être le cas pour l'objet TDW#1. Enfin, une pente du continu UV qui serait très bleue ($\alpha \leq 2$) pourrait éventuellement lui donner une couleur $NB1060 - J \leq 0$.

5 Détermination de la fonction de luminosité des Emetteurs Lyman- α à $z=7.7$

A partir de l'échantillon de sept objets décrit dans la Section 3, nous avons déterminé la fonction de luminosité des LAEs à $z \sim 7.7$ en ajustant une fonction de Schechter cumulative $\Phi(> L)$ à la densité volumique croissante des objets en fonction de la luminosité. A partir du champ de vue de l'instrument WIRCAM ($20' \times 20'$) et de l'intervalle en redshift donné par la largeur à mi-hauteur de la courbe de transmission du filtre *NB1060*, nous avons obtenu un volume comobile de $\sim 6.3 \times 10^4$ Mpc³. L'erreur sur le nombre d'objets est simplement l'erreur de Poisson et n'inclut pas la contribution de la variance cosmique. Nous avons également considéré que 70% du flux mesuré dans le filtre provenait de la seule raie Lyman- α . Le meilleur ajustement de la fonction de Schechter a été obtenu en minimisant un χ^2 représentant la distance entre les sept points de données et une fonction de Schechter donnée par ses trois paramètres : Φ^*, L^* et α . Lors de la recherche du χ^2 minimal, nous avons fixé la pente aux faibles luminosités à $\alpha = -1.5$ car nous ne disposons pas d'une dynamique suffisante en luminosité pour ajuster ce paramètre. Ce choix est également motivé par une meilleure comparaison aux résultats des autres études fixant α à cette valeur. L'espace des paramètres (Φ^*, L^*) a été exploré au moyen d'une grille régulière sur ces deux paramètres.

En plus de l'ajustement sur l'échantillon total de sept candidats, nous avons évalué l'impact d'une éventuelle contamination de notre échantillon en considérant que seuls quatre des sept candidats sont effectivement des LAEs à $z \sim 7.7$. L'ensemble de toutes les combinaisons possibles de 4 objets parmi 7 contient 35 sous-échantillons que nous avons pu séparer en trois catégories distinctes :

- une catégorie dite “brillante” de 20 sous-échantillons contenant systématiquement l'objet le plus brillant LAE#1,

5. DÉTERMINATION DE LA FONCTION DE LUMINOSITÉ DES EMETTEURS LYMAN- α À $Z=7.7$

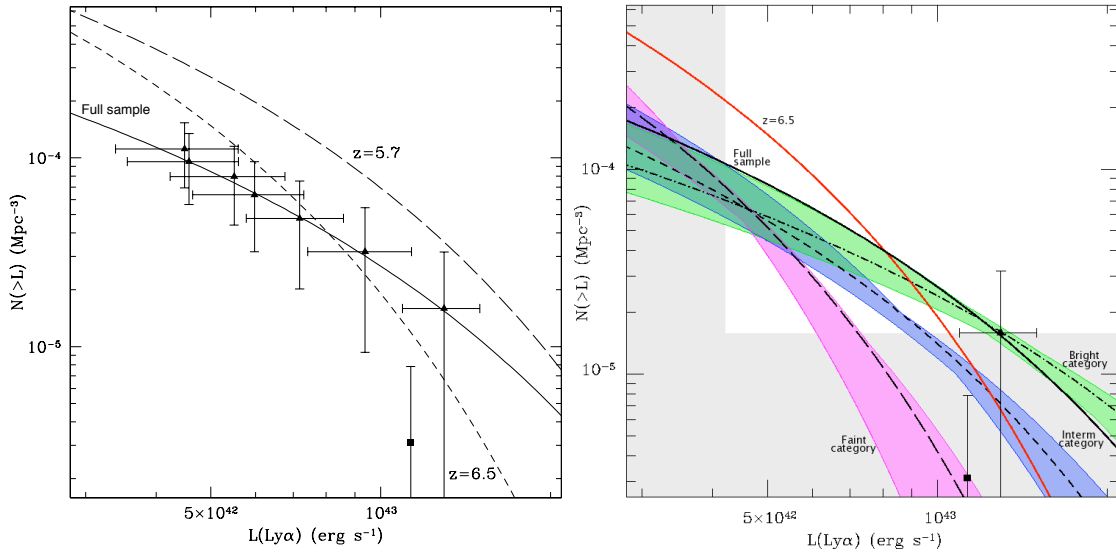


Figure 2.5 – A gauche : Fonctions de luminosité cumulatives des LAEs à $z = 7.7$ avec une pente fixée à $\alpha = -1.5$. Les triangles représentent l’échantillon de candidats photométriques de LAEs à $z = 7.7$. Le carré noir est le point donné par la détection d’un LAE à $z = 6.96$ (Iye et al., 2006). La ligne noire en trait plein est le meilleur ajustement d’une fonction de Schechter aux points de données à $z = 7.7$. La ligne en tirets courts est la fonction de luminosité des LAEs à $z = 5.7$ déterminée par Ouchi et al. (2008). La ligne en tirets longs est la fonction de luminosité des LAEs à $z = 6.5$ déterminée par Kashikawa et al. (2006). A droite : Fonctions de luminosités des LAEs à $z = 7.7$ en fonction de différentes hypothèses sur la contamination de l’échantillon. La courbe en trait plein rouge est la LF à $z = 6.5$. La courbe en trait plein noir est la LF ajustée sur l’échantillon complet. Les différentes zones de couleurs avec les courbes en tirets représentent les trois catégories de sous-échantillons décrites dans le texte : une catégorie de candidats faibles (magenta), une catégorie de candidats à la luminosité intermédiaire (bleu) et une catégorie de candidats brillants (vert). La zone grisée représente la limite dans le cas où aucun des candidats n’est confirmé spectroscopiquement.

- une catégorie dite “intermédiaire” de 10 sous-échantillons ne contenant pas LAE#1 mais contenant toujours le second objet le plus brillant LAE#2,
- une catégorie dite “faible” de 5 sous-échantillons ne contenant ni LAE#1 ni LAE#2.

Nous avons déterminé une fonction de luminosité représentant chacune de ces trois catégories en prenant la valeur moyenne des paramètres Φ^* et L^* obtenus pour les sous-échantillons d’objets d’une même catégorie. La dispersion des différentes fonction de luminosité obtenue est symbolisée par des contours de couleurs sur la Figure 2.6. Les différents paramètres de Schechter sont repris dans la Table 2.3.

Pour évaluer de manière plus précise les différences entre les différentes catégories et pouvoir comparer nos résultats aux résultats à $z \sim 5.7$ et $z \sim 6.5$, nous avons tracé les contours d’erreur à 68% et 95% obtenus dans la procédure de minimisation du χ^2 (Figure 2.6). L’échantillon complet tend vers une évolution de la fonction de luminosité qui ne suivrait pas la tendance montrée par les déterminations à $z \sim 5.7$ (Ouchi et al., 2008) et $z \sim 6.5$ (Kashikawa et al., 2006) d’une diminution de la luminosité caractéristique L^* . Au contraire, les candidats que nous trouvons à

Redshift	$\log(L^*(\text{erg s}^{-1}))$	$\log(\Phi^*(\text{Mpc}^{-3}))$
7.7 ^a	$43.0^{+0.2}_{-0.3}$	$-3.9^{+0.5}_{-0.3}$
7.7 ^b	$43.3^{+0.6}_{-0.6}$	$-4.4^{+1.2}_{-0.7}$
7.7 ^c	$42.9^{+0.5}_{-0.7}$	$-3.8^{+2.1}_{-0.8}$
7.7 ^d	$42.5^{+0.5}_{-0.7}$	$-3.0^{+3.5}_{-1.2}$
6.5 ⁽¹⁾	$42.6^{+0.12}_{-0.1}$	$-2.88^{+0.24}_{-0.26}$
5.7 ⁽²⁾	$42.8^{+0.16}_{-0.16}$	$-3.11^{+0.29}_{-0.31}$

- ^a Echantillon complet des sept candidats
^b Moyenne des vingt sous-échantillons *brillants* de quatre objets parmi sept
^c Moyenne des dix sous-échantillons *intermédiaires* de quatre objets parmi sept
^d Moyenne des cinq sous-échantillons *faibles* de quatre objets parmi sept

Références. (1) [Kashikawa et al. \(2006\)](#); (2) [Ouchi et al. \(2008\)](#)

Table 2.3 – Meilleurs ajustements pour les paramètres de la fonction de luminosité avec la pente aux faibles luminosités fixée à $\alpha = -1.5$.

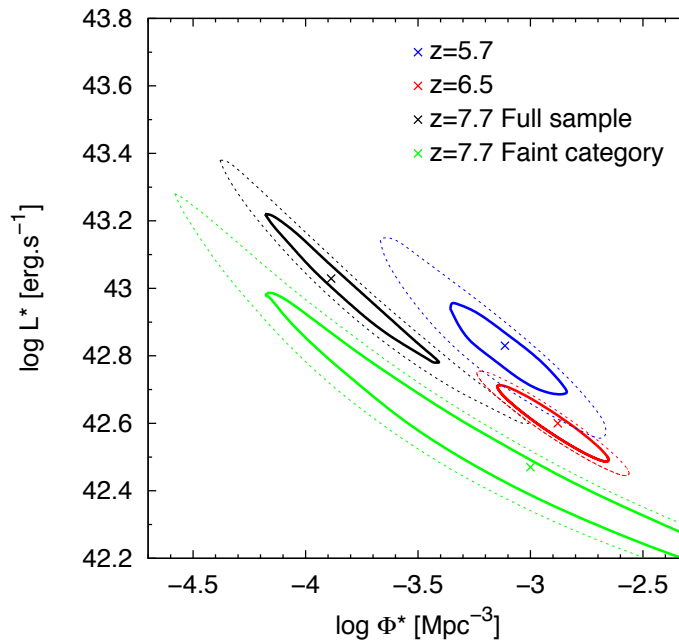


Figure 2.6 – Contours d'erreur sur les paramètres Φ^* et L^* de la fonction de luminosité des LAEs. La pente aux faibles luminosités a été fixée à $\alpha = -1.5$. Les contours représentent les niveaux de confiance à 68% et 95% pour les LFs à $z = 5.7$ en bleu ([Ouchi et al., 2008](#)), à $z = 6.5$ en rouge ([Kashikawa et al., 2006](#)) et à $z = 7.7$ en noir. Les contours verts sont pour l'ensemble des sous-échantillons de candidats *faibles*.

$z \sim 7.7$ sont globalement plus brillants que ceux à $z \sim 6.5$ mais moins nombreux. Avec des contours d'erreur à 95% qui ne se croisent pas, ce résultat a une signification de 2σ . Si les deux candidats les plus brillants ne sont pas d'authentiques LAEs à $z \sim 7.7$ tandis que les plus faibles en sont, alors la fonction de luminosité déterminée pour la catégorie "faible" indiquerait une diminution de la luminosité caractéristique des LAEs à $z \sim 7.7$ en comparaison de celle des LAEs à $z \sim 6.5$, résultat mitigé par des marges d'erreur importantes liées au faible nombre d'objet entrant dans cette catégorie. Notons que cette hypothèse serait également compatible avec la confirmation spectroscopique d'un unique LAE à 6.96 (Iye et al., 2006).

Ces résultats sont basés uniquement sur la constitution d'un échantillon de candidats sélectionnés à partir de critères photométriques. Une confirmation spectroscopique de la réalité de ces objets est nécessaire pour valider les hypothèses faites sur l'évolution de la fonction de luminosité des LAEs à $z \sim 7.7$ et contraindre la mesure de la fraction d'hydrogène neutre x_{HI} à cette époque.

6 Conclusion

Nous avons utilisé une image profonde du champ CFHT-LS D1 obtenue par la caméra WIRCam du Canada-France-Hawaï Telescope dans le filtre à bande étroite à $\lambda = 1.06\mu m$ pour chercher des Émetteurs Lyman- α à $z = 7.7$. Ces observations couvrent une surface de 390 arcmin^2 se traduisant par un volume comobile de $\sim 6.3 \times 10^4 \text{ Mpc}^3$ à $z = 7.7$. Elles totalisent quarante heures d'intégration pour atteindre un flux limite de $8.3 \times 10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, soit $L_{Ly\alpha} = 4.1 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$. A partir de critères photométriques basés sur la non détection des candidats sur des images dans le domaine de longueur d'onde visible et sur un excès de flux dans le filtre en bande étroite *NB1060* en regard du filtre *J*, sept candidats ont été sélectionnés et utilisés pour une première détermination de la fonction de luminosité des LAEs à $z \sim 7.7$. Nous trouvons une évolution en contradiction avec l'évolution en luminosité mise en avant par Kashikawa et al. (2006) si les objets les plus brillants sont d'authentiques LAEs.

Remarques sur la campagne d'observation spectroscopique des candidats de Hibon et al. En Novembre 2009, nous avons procédé à une campagne d'observation spectroscopique des cinq candidats les plus brillants de l'échantillon présenté par Hibon et al. (2010). Les observations ont été effectuées par P. Hibon et B. Clément au moyen de l'instrument X-SHOOTER du VLT. Seul l'objet LAE#2 présente une raie d'émission à une longueur d'onde correspondant au filtre *NB1060* mais celle-ci est symétrique et trop étroite pour correspondre à la raie Lyman- α à $z = 7.7$. Il s'agit donc très vraisemblablement d'un contaminant à plus bas redshift. Le détail des observations accompagné d'une étude de la contamination des échantillons de LAEs à $z \sim 7.7$ seront présentés dans une future publication (Cuby et al.). Le résultat de cette campagne a été interprété comme une absence de LAEs dans le volume sondé par les observations avec WIRCam jusqu'à la luminosité du plus faible des objets de cette campagne ($L \sim 5 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$). Cette contrainte sur la

fonction de luminosité a été incorporée dans l'analyse présentée dans les chapitres suivants.

7 Article : Limits on the luminosity function of $\text{Ly}\alpha$ emitters at $z=7.7$

Limits on the luminosity function of Ly α emitters at $z = 7.7^*$

P. Hibon^{1,2}, J.-G. Cuby¹, J. Willis⁴, B. Clément¹, C. Lidman³, S. Arnouts^{5,1}, J.-P. Kneib¹,
C. J. Willott⁶, C. Marmo⁷, and H. McCracken⁷

¹ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, OAMP, Université Aix-Marseille & CNRS, 38 rue Frédéric Joliot Curie, 13388 Marseille Cedex 13, France

² Korean Institute for Advanced Study, Dongdaemun-gu, Seoul 130-722, Korea

³ European Southern Observatory, Alonso de Cordova 3107, Vitacura, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

⁴ Department of Physics and Astronomy, University of Victoria, Elliot Building, 3800 Finnerty Road, Victoria, BC, V8P 5C2, Canada

⁵ Canada France Hawaii Telescope Corporation, Kamuela, HI 96743, USA

⁶ Herzberg Institute of Astrophysics, National Research Council, 5071 West Saanich Rd, Victoria, BC V9E 2E7, Canada

⁷ Institut d'Astrophysique de Paris, Université Pierre et Marie Curie, 98bis boulevard d'Arago, 75014 Paris, France

Received 19 March 2009 / Accepted 13 January 2010

ABSTRACT

Aims. The Ly α luminosity function (LF) of high-redshift Ly α emitters (LAEs) is one of the few observables of the re-ionization epoch accessible with 8–10 m class telescopes. The evolution of the LAE LF with redshift is dependent upon the physical evolution of LAEs and the ionisation state of the Universe towards the end of the Dark Ages.

Methods. We performed a narrow-band imaging program at 1.06 μm using CFHT/WIRCcam. The observations target Ly α emitters at redshift $z \sim 7.7$ in the CFHT-LS D1 field. From these observations we derived a photometric sample of 7 LAE candidates at $z \sim 7.7$.

Results. We derive luminosity functions for the full sample of seven objects and for subsamples of four objects. Assuming the brightest objects in our sample are real, we find that the resulting luminosity function is not consistent with previous work at lower redshifts. More definitive conclusions will require spectroscopic confirmation.

Key words. early Universe – galaxies: luminosity function, mass function – galaxies: high-redshift

1. Introduction

Searching for high-redshift galaxies is one of the most active fields in observational cosmology. The most distant galaxies provide a direct probe of the early stages of galaxy formation, in addition to revealing the effects of cosmic re-ionization (Fan et al. 2006). The brightest galaxies at $z \sim 6$ (Eyles et al. 2007) indicate that star formation commenced at significantly higher redshifts and that such galaxies are likely to contribute significantly to re-ionization. Conversely, detection of $z > 7$ galaxies is still rare, in large part because of the complete absorption of their restframe UV emission below the Ly α line which is redshifted beyond the 1 μm cutoff wavelength of silicon. The deployment of large format IR arrays at many telescopes now makes these observations possible. From $z = 6.5$ to $z = 7.7$, light dimming due to luminosity distance is 30% and the age of the Universe decreases by 150 Myr, leading to further dimming due to age, probably moderate considering the relatively short time span. Observations of $z > 7$ objects should therefore remain within reach of the current generation of telescopes.

* Based on observations obtained at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT), which is operated by the National Research Council (NRC) of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France (CNRS), and the University of Hawaii. This work is based in part on observations obtained with MegaPrime/MegaCam, a joint project of CFHT and CEA/DAPNIA and in part on data products produced at TERAPIX and the Canadian Astronomy Data Centre as part of the Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey, a collaborative project of NRC and CNRS.

One prime tracer of high-redshift galaxies is the Ly α line. The determination of the Ly α luminosity function (LF) with infrared arrays is being actively pursued by several groups, either through narrow-band imaging (e.g. Willis et al. 2008; Cuby et al. 2007) or through blind spectroscopy along the critical lines of galaxy clusters used as gravitational telescopes (Richard et al. 2006; Stark et al. 2007; Bouwens et al. 2008). High- z galaxies are also being discovered using the dropout technique between the optical and near infrared domains, either in the field (see e.g. Bouwens et al. 2009) or behind galaxy clusters (see e.g. Richard et al. 2008). The dropout method is primarily sensitive to the UV continuum emission of the galaxies and therefore allows to determine their UV luminosity function (UVLF).

The UVLF of LAEs is a direct tracer of galaxy evolution and it is not affected by the amount of neutral hydrogen in the intergalactic medium (IGM), while the Ly α emission (and therefore the Ly α LF) may be affected. A rapid change in the ionization state of the Universe could lead to a decline in the Ly α luminosity density at high redshift, while the UVLF should have a milder evolution. Evidence of such rapid change of the neutral fraction of the IGM between redshifts 6 and 7 includes the observation of LAEs in narrow-band imaging at $z = 6.5$ (Kashikawa et al. 2006) and at $z = 7$ (Ota et al. 2008) and in spectroscopy at $z > 7$ (Richard et al. 2008). The patchy structure of a partially ionized Universe should also affect the apparent clustering of LAEs at high redshifts; see Mesinger & Furlanetto (2008) for an analysis of this effect at $z \sim 9$.

More observations of LAEs at high redshifts are needed to better characterize the re-ionization epoch, and in particular

observations in the near-IR domain to probe redshifts $\gtrsim 7$. Willis & Courbin (2005), Willis et al. (2008) and Cuby et al. (2007) have performed narrow-band surveys at $z = 8.8$ that yielded only upper limits of the Ly α LF of LAEs at this redshift. In this paper we present the results of a narrow-band imaging survey at $z = 7.7$ representing a factor of 10 improvement in area at approximately the same detection limit compared to our previous survey at $z = 8.8$. These observations were made with the Wide Field near-IR Camera (WIRCam) operating at CFHT¹.

In Sect. 2, we describe the narrow-band observations and other data used in this paper. In Sect. 3, we discuss the construction of our sample of Ly α emitters. In Sect. 4, we compute the Ly α luminosity function of $z = 7.7$ LAEs and compare it to the results of other surveys and to simulations.

Unless explicitly stated otherwise, we use AB magnitudes throughout the paper. We assume a flat, Λ CDM model with $\Omega_M = 0.27$ and $H = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

2. Observational data

The CFHT-LS D1 field provides imaging data from X-ray to near-IR wavelengths, including extremely deep optical data from the CFHT Legacy Survey. For the purpose of this study, we originally made use of the T0004 catalog release of the CFHT-LS survey, and later of the T0005 release when it became available (November 2008). The CFHT-LS data products are available from the CADC archive to CFHT users and take the form of image stacks in the $u^*g'r'i'z'$ filters and of ancillary data, such as weight maps, quality checks, catalogs, etc. The u^*, g', r', i', z' filters have spectral curves similar to the SDSS filters.

The core data relevant to this paper are deep (~ 40 h) near-IR Narrow Band (NB) observations of a $\sim 20' \times 20'$ area of the CFHT-LS D1 field. In addition to the narrow-band near-IR data we employed broad band J, H and K_s data of the same field acquired as part of another program carried out with WIRCam Deep Survey (WIRDS; PIs Willott & Kneib). We also used near-IR Spitzer/IRAC data from the SWIRE survey (Lonsdale et al. 2003).

A summary of the observational data used in this paper is provided in Table 1. Figure 1 shows the transmission curves of the filters corresponding to the multi-band data used in this paper.

2.1. WIRCam narrow-band data

WIRCam is a $\sim 20' \times 20'$ imager installed at the CFHT prime focus. It is equipped with 4 Hawaii2-RG arrays with a pixel scale of $0.3'' \text{ pixel}^{-1}$. The four arrays are separated by a $\sim 15''$ gap. We used the Low-OH1 filter centered at $1.06 \mu\text{m}$ (hereafter referred to as NB1060) with a full width at half maximum of $0.01 \mu\text{m}$ ($\sim 1\%$). The wavelength response of this filter is located within a spectral region of low night sky OH emission.

The data were acquired in queue mode over several months in two different semesters in 2005B and 2006B with each epoch totalling approximately ~ 20 h of integration time. A detector integration time of 630 s per frame was selected to provide background limited performance. The sky background was measured to be $\sim 4e^- \text{ s}^{-1} \text{ pixel}^{-1}$, corresponding to a sky brightness $\sim 17.7 \text{ mag arcsec}^{-2}$ (Vega). Our first observations started shortly after the commissioning of the camera. At this time the detector was experiencing variable readout noise and significant

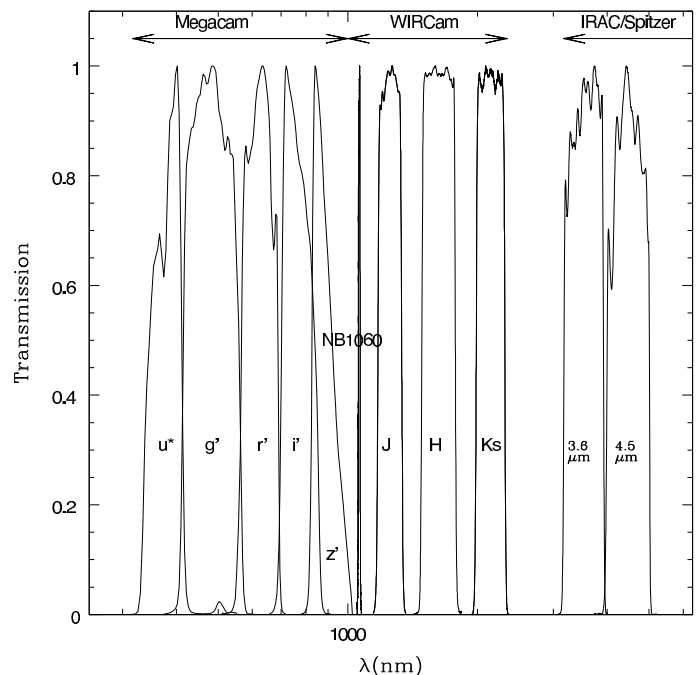


Fig. 1. Transmission curves of the filters corresponding to the data used in this paper. All transmissions are normalized to 100% at maximum.

Table 1. Observational data.

Instrument	Band	Integration time (h)	Limiting magnitude ^a
MegaCam	u^*	20.7	27.9
MegaCam	g'	25	28.1
MegaCam	r'	49	27.8
MegaCam	i'	74	27.4
MegaCam	z'	55.8	26.5
WIRCam	NB 1st epoch	20	24.8
WIRCam	NB 2nd epoch	20	24.9
WIRCam	NB combined	40	25.2
WIRCam	J	6.2	25.0 ^b
WIRCam	H	7.7	24.7
WIRCam	K_s	8.9	24.7 ^b
IRAC	$3.6 \mu\text{m}$	0.034	22.2
IRAC	$4.5 \mu\text{m}$	0.034	21.5

Notes. ^(a) 4σ magnitude limits in apertures $1.5''$ in diameter for MegaCam and WIRCam. These limits correspond to a 50% completeness level. IRAC limiting magnitudes are 5σ in $3.8''$ apertures. ^(b) In one quarter of the field, for which additional NTT/SOFI data were available, magnitude limits of 25.2 in J and 24.8 in K_s were achieved.

electronic crosstalk, both issues that were progressively solved in the subsequent months of operations. The 2005B data were therefore the most significantly affected. We discuss the potential effects of the electronic cross-talk as a source of contamination in Sect. 3.3.1.

When observing with WIRCam telescope guiding is achieved through the on-chip guiding capability implemented in the detector controller. This is performed by clocking small detector windows around bright stars for fast readout and rapid guiding. This feature does also leave some residuals on the images along the detector lines where the windows are located.

The narrow-band data were pre-processed at CFHT (dark subtraction and flat fielding). The pre-processed images were then stacked together at the Terapix data processing center at Institut d'Astrophysique de Paris (IAP). The data reduction steps

¹ See <http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/WIRCam/>

include double pass sky subtraction, astrometric and photometric calibration and final stacking of the images. Two separate stacks were produced for each of the one-year datasets. Details of the data reduction are presented in Marmo (2007). We combined these two stacks into a single stack corresponding to the entire dataset. The area of the final stacked image after removal of the edges was 390 arcmin^2 and the *FWHM* of stellar sources was measured to be $\sim 0.76''$.

2.2. WIRCam Broad band data

The broad band *J*, *H* and K_s WIRCam data were acquired in 2006B and 2007B and were processed in a manner similar to the narrow-band data. Moderately deep SOFI (ESO-NTT) *J* and K_s band images were also available, covering one quarter of the WIRCam field (Iovino et al. 2005). The SOFI data increased the limiting magnitude of the survey by 0.1 to 0.2 mag in the *J* and K_s bands for the corresponding quadrant. We did not use data from the UKIDSS Deep Extragalactic Survey (UKIDSS-DXS; Lawrence et al. 2007) *J*, *H* and K_s images as these data are less deep than those acquired by our program. The image quality measured in the *J* and K_s images is comparable to that of the NB1060 image.

We emphasize at this point that the spectral response of the NB1060 and *J* WIRCam filters do not overlap. The wavelengths of the blue and red ends of the full width at half maximum of the *J* filter are 1175 and 1333 nm. The *J* filter can therefore be used to trace the UV continuum above the Ly α line without being contaminated by line emission.

2.3. Photometric calibration

Photometric calibration of the NB data set is complicated by the fact that photometric reference sources do not currently exist for the NB1060 filter and no spectrophotometric standard stars were observed as part of the program. We therefore employed spectral fitting of stars identified in the science image to determine the NB zero point. For consistency we applied identical procedures for the photometric calibration of the entire MegaCam and WIRCam datasets. We selected stars as morphologically unresolved, non-saturated sources from the source catalogues. Some 75 of these sources were matched with sources present in the 2MASS catalog. We determined the zero points of the WIRCam broad band data (*J* and K_s) by minimizing the difference between the WIRCam and 2MASS magnitudes of this stellar sample. This procedure generated rms residuals of 0.07 and 0.15 mag in the *J* and K_s bands respectively.

For the MegaCam data, we applied zero point offsets up to 0.06 magnitudes to the photometric catalog distributed as part of the T0004 CFHT-LS release. These offsets were determined by Ilbert et al. (2006) when fitting the original CFHT-LS photometry to synthetic colors of galaxies derived from SED models as part of a photometric redshift analysis. These offsets were originally determined for the T0003 release, and we used slightly modified ones corresponding to the T0004 release (Coupon et al. 2009; Ilbert et al. 2006).

In addition to the above approach, we generated synthetic colors for the MegaCam and WIRCam filters of a variety of stellar spectra models of various temperatures and metallicities (Marigo et al. 2008, and <http://stev.oapd.inaf.it/~lgirardi/cgi-bin/cmd>). The WIRCam *J* and K_s magnitudes of the stellar sample provided a satisfactory match to the synthetic color tracks. However, the CFHT-LS magnitudes had

to be modified by offsets of similar magnitude to those mentioned above to provide a better match to the color tracks. This suggests that there are systematic offsets between the CFHT-LS photometry and synthetic colors of stars and galaxies. It is not surprising that the photometric offsets for stars and galaxies are similar as synthetic SED modeling of galaxies makes direct use of stellar spectra. It is perhaps more interesting that these offsets do not appear to depend upon the models considered (as noted by Ilbert et al. 2006) a fact which is supported by our analysis using completely different synthetic stellar libraries.

We performed a final check using the stellar library of Pickles (1998). This library consists of observed stellar spectra in the optical and parts of the near-IR domain with interpolated points computed in unobserved spectral regions. Once again the MegaCam color tracks computed using the Pickles library match the observed colors of our stellar sample after applying the same offsets as above.

From the color tracks we determined that the stars of the stellar sample used for calibration have spectral types from G to M5. Then, from the calibrated u^* , g' , r' , i' , z' , *J*, *H* and K_s data, we performed an ad hoc polynomial fitting of the fluxes of all objects in the stellar sample, from which we derived for each star the NB1060 magnitude at $1.06 \mu\text{m}$. This simple method is justified in view of the large number of photometric datapoints (7) available, of the smooth spectral energy distribution of stars, and of the absence of features at the wavelength of the NB1060 filter in the infrared spectra of stars of spectral types earlier than M5.

The computed stellar reference magnitudes were applied to determine the zero point of the NB1060 image. The zero point magnitude in each quadrant was computed individually as each displays a slightly different electronic gain. The typical rms residual in each quadrant after this last step was 0.04 mag.

Making provision for additional sources of errors, e.g. the accuracy of the 2MASS photometry, possible biases from the selected sample of stars, etc., we estimate our final photometric accuracy to be on the order of 0.1 mag rms and we adopt this value in the rest of this paper.

2.4. Catalog generation and detection limits

We used SExtractor (Bertin & Arnouts 1996) in single image mode for object detection and photometry in the NB1060, *J*, *H* and K_s WIRCam images. The magnitudes were computed in apertures 5 pixels ($1.5''$) in diameter. We used the CFHT-LS public images of the field for the optical $u^*g'r'i'z'$ bands, photometrically corrected as explained in the previous section.

The limiting magnitude of the NB1060, *J*, *H* and K_s WIRCam observations was estimated as follows: we added 200 artificial star-like objects per bin of 0.1 mag onto the stacked NB1060 image in carefully selected blank regions. We then ran SExtractor on this image using the same parameters as previously used for object detection. Counting the number of artificial stars retrieved in each magnitude bin provided a direct measure of our completeness limit. The limiting magnitude that we report in this paper corresponds to the 50% completeness limit.

When analysing the optical data we re-binned the original CFHT-LS images with a pixel scale $0.19'' \text{ pixel}^{-1}$ to the $0.3'' \text{ pixel}^{-1}$ scale of the WIRCam images. We then ran SExtractor with the same parameters used with the WIRCam data. We checked that the photometry before and after re-binning was preserved. We then computed the 50% completeness limit for the CFHT-LS images using the approach that was applied to the WIRCam images.

In order to estimate the signal to noise ratio (SNR) of our candidates and the SNR corresponding to our 50% completeness limit we used the noise image (BACKGROUND_RMS) produced by SExtractor. This image details the local noise σ per pixel. The SNR of an object with F counts in an aperture of A pixels is given by

$$SNR = F / \sqrt{A\sigma^2}, \quad (1)$$

with the error on the magnitude m given by:

$$\Delta m = 1.086/SNR. \quad (2)$$

The limiting magnitude at 50% completeness of the $NB1060$ image computed using the above method is 25.2. This magnitude corresponds to a source of $SNR \sim 4$ and a NB flux of $8.3 \times 10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

A similar procedure was used to derive the limiting magnitudes of all CFHT-LS and WIRCam images. They are reported in Table 1.

3. Sample construction

3.1. Initial candidate selection

We created a catalog of multi-band photometry for detected sources by matching sources detected in individual bands to those detected in the $NB1060$ image using a matching tolerance of $0.7''$.

Our initial selection of $Ly\alpha$ candidates was based on the following criteria:

1. We selected objects detected in the $NB1060$ image yet absent in all optical images (u^* , g' , r' , i' , z'), assuming that no flux will be detected blueward of the $Ly\alpha$ line. Negligible amounts of radiation are expected to escape the galaxy and to be transmitted by the IGM below the $z = 7.7$ Lyman limit at $\sim 790 \text{ nm}$. This means no flux in the u^* , g' and r' bands. All the radiation between the $Ly\alpha$ and $Ly\gamma$ lines at $z = 7.7$ is entirely redshifted beyond the Gunn-Peterson (GP) trough at $\sim 850 \text{ nm}$ observed in the spectra of high-redshift quasars (Fan et al. 2006), and which corresponds to $Ly\alpha$ absorption by the partially neutral IGM above $z \sim 6$. There should therefore be no detectable flux in the z' band and limited flux in i' band with a very strong color break $i' - J \gtrsim 3$ (Becker et al. 2001).
2. We required that the $NB1060$ objects detected in the combined image were also detected in each of the $NB1060$ stacks corresponding to each observing semester. While each half-stack is at lower SNR than the combined image used for generating the master $NB1060$ catalog, this criterion permits the removal of variable (in flux or in position) objects and reduces considerably the number of low SNR detections.
3. We required a signal to noise ratio of ~ 5 or higher on the combined image, corresponding to a $SNR \gtrsim 3.5$ in half stack images.

Considering the limiting magnitude of our optical and NB images, the first selection criterion corresponds to:

$$\begin{aligned} u^* - NB1060 &> 2.7 \\ g' - NB1060 &> 2.9 \\ r' - NB1060 &> 2.6 \\ i' - NB1060 &> 2.2 \\ z' - NB1060 &> 1.3. \end{aligned} \quad (3)$$

Taken altogether, the color break between the optical and $NB1060$ filters is extremely high and covers a wide spectral range. For the CFHT-LS, the Terapix data center generated deep χ^2 images combining the g' , r' and i' images. Without entering into considerations on wide band/multi-color magnitudes, we can infer from equations 3 that the optical dropout selection can be broadly expressed as:

$$g'r'i' - NB1060 \gtrsim 3. \quad (4)$$

We remark that this color break is significantly stronger than what has been usually in previous high- z LAEs or LBGs searches, although with a slight gap in wavelength between the optical red end and the $NB1060$ filter.

Having applied these criteria, careful visual inspection of the candidates allowed us to remove a few obvious fake candidates in the form of electronic ghosts or artifacts around bright stars. A couple of objects of dubious quality in one or more of the images, or those with unusual morphologies, were also removed.

Finally, three bright K_s band sources with $NB1060 - K_s \gtrsim 1.2$ were flagged as Extremely Red Objects (EROs) (see also Sect. 3.3.6) and were discarded. This corresponds to an additional color selection criterion for the candidates:

$$NB1060 - K_s \lesssim 1.2. \quad (5)$$

Application of these criteria generated an initial list of 8 objects, none of them are resolved at the level of the image quality of the $NB1060$ image ($0.76''$).

Finally, we note that none of the objects in our list have counterparts in the Spitzer/IRAC SWIRE data of the same field. Even if the $H\alpha$ line was ~ 100 times brighter than the $Ly\alpha$ line, it would remain undetected in the $5.8 \mu\text{m}$ IRAC band SWIRE data.

3.2. The sample

Our sample consists of 8 objects listed in Table 2 and shown in Fig. 2. Five objects have $NB1060 - J < 0$ and are flagged as candidate emission line objects. One has $NB1060 - J \sim 0$ and therefore does *not* qualify as an emission line object. It is instead identified as a T-dwarf candidate (see Sect. 3.3.5). The two remaining objects are NB-only detections and cannot be unambiguously identified as line emitting objects.

Therefore, from the six brightest objects of the original sample of eight selected without using the J magnitudes, five appear to be line emitters. With the same success rate of 5/6 the two faintest objects should therefore also be line emitters and it is therefore reasonable to keep them in the final sample – although noting that the identification is less secure than the other candidates.

We also report in Table 2 the lower limits of the restframe equivalent widths (EW) derived from the photometric data, defined as:

$$EW_{\text{rest}} = \left(\frac{f_{\lambda, NB1060} \times \lambda_{NB1060}^2}{f_{\lambda, J} \times \lambda_J^2} - 0.5 \right) \times \frac{\Delta\lambda_{NB1060}}{1+z} \quad (6)$$

where f_{λ} is the observed flux density in $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ at the wavelengths of the $NB1060$ and J filters and $\Delta\lambda_{NB1060}$ is the width of the $NB1060$ filter (100 \AA). It is assumed that the UV continuum is completely absorbed below the $Ly\alpha$ line, and therefore contributes to the $NB1060$ flux over one half of the filter spectral width. We assume a constant continuum flux density in f_{ν}^2 . Six out of seven of our LAE photometric candidates are not

² Taking a constant flux density in f_{λ} would lead to EW values that are approximately twice as large.

Table 2. Table of the $z \sim 7.7$ LAE and T-dwarf candidates.

Name	NB1060	Error	SNR (NB1060)	J	Error	$SNR(J)$	H	Error	$SNR(H)$	K_s	EW^a (Å)
LAE#1	24.0	0.08	14.5	24.5	0.16	6.7	24.7	0.3	4	>24.7	13
LAE#2	24.3	0.17	6.5	>25.0	>24.7	>24.7	>16
LAE#3	24.6	0.15	7.2	>25.2	>24.7	>24.8	>15
LAE#4	24.8	0.19	5.8	>25.2	>24.7	>24.8	>11
LAE#5	24.9	0.2	5.5	>25.2	>24.7	>24.8	>9
LAE#6 ^b	25.1	0.19	5.9	>25.0	>24.7	>24.7	>5
LAE#7 ^b	25.1	0.22	4.9	>25.0	>24.7	>24.7	>5
TDW#1 ^c	24.3	0.12	9.4	24.2	0.15	7.3	>24.7	>24.7	...

Notes. ^(a) In the restframe. ^(b) These two objects are not unambiguously identified as line emitting objects, but are included in the LAE sample (see text for details). ^(c) This object is not formally part of the sample because it is a likely late type T-dwarf (see text for details).

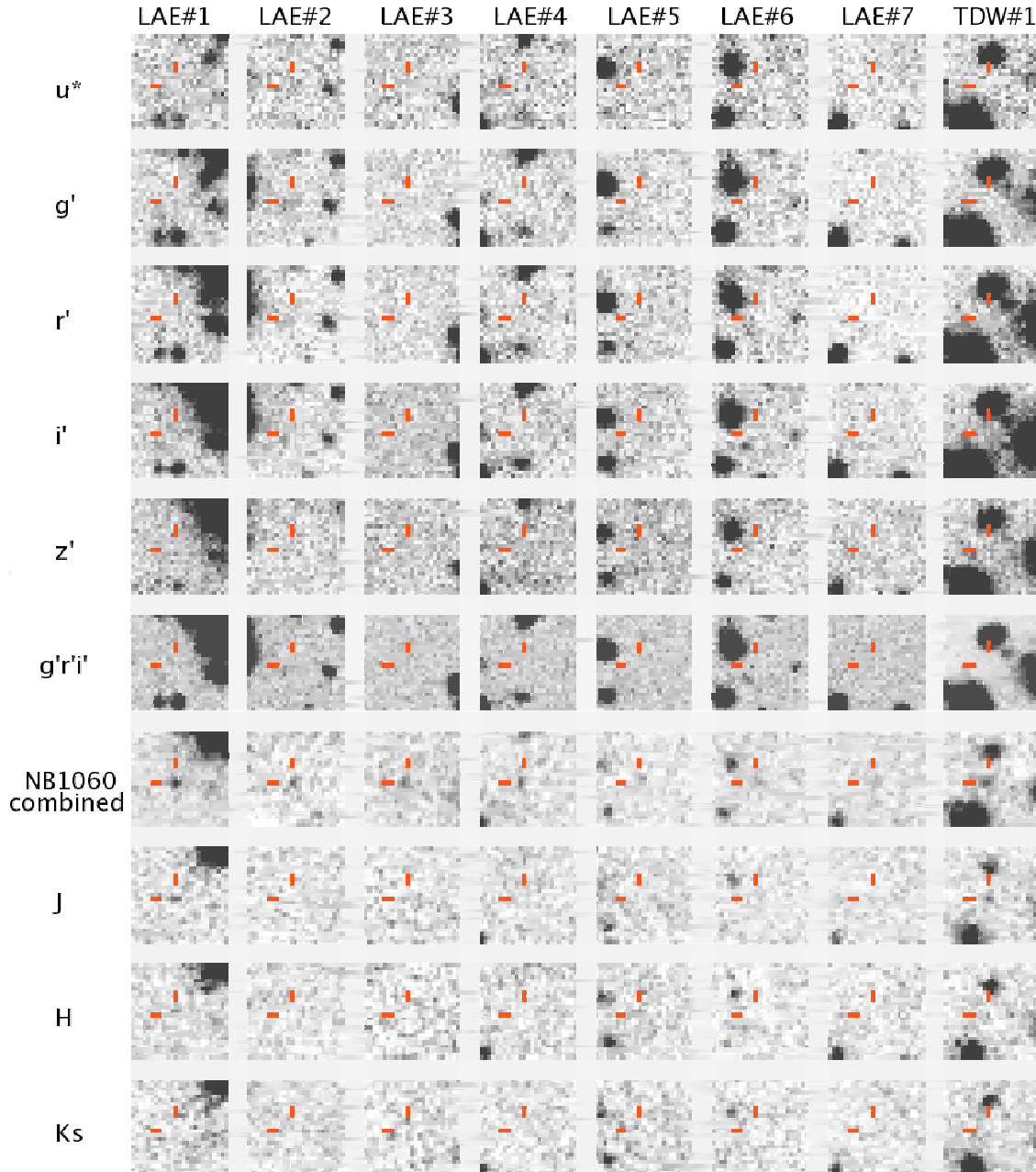


Fig. 2. Thumbnail images of all candidates listed in Table 2. Object TDW#1 is displayed for reference but is not part of the LAE sample (see text for details). Objects names and passbands are located above and to the left of the thumbnails, respectively.

detected in the J band and we therefore use the detection limit in this band, deriving in turn lower EW limits. We note that LAE#6 and LAE#7 have positive EW limits despite the fact that their $NB1060$ magnitudes are fainter than their J magnitudes.

Samples of emission line selected galaxies are normally defined in terms of the equivalent width sampled by a particular survey. For example, Taniguchi et al. (2005) present a sample of 9 spectroscopically confirmed LAEs at $z = 6.5$ with EW values $EW_{\text{obs}} > 130 \text{ \AA}$ or $EW_{\text{rest}} > 17 \text{ \AA}$. In our sample of candidate $z = 7.7$ LAEs, the faintest line emitter (LAE#5) presents $NB1060 - J < -0.3$ which corresponds to an EW limit $EW_{\text{obs}} > 80 \text{ \AA}$ or $EW_{\text{rest}} > 9 \text{ \AA}$. Considering that, in all but one case, the EW values are lower limits, the lower range of EW s sampled by our observations is comparable to that of other studies. Within the practical limitation of matching the selection criteria of two different surveys, the two populations of LAEs revealed by Taniguchi et al. (2005) and the current study are therefore approximately equivalent in terms of the EW sampled. However, the $z = 7.7$ LAEs presented in this paper are selected to be $NB1060$ excess sources at a lower significance level than the Taniguchi et al. (2005) LAEs. Moreover, our sources are not confirmed spectroscopically. Therefore, when comparing the LF properties of the $z = 7.7$ LAE candidates to confirmed LAE sources at $z = 6.5$, we must include an assessment of the unknown sample contamination.

3.3. Possible sources of contamination

Known astronomical objects such as extremely red objects or T-dwarfs can potentially satisfy the optical dropout selection and therefore contribute to our sample. We examine various such examples of contamination in this section, in addition to contamination from instrumental sources.

In the discussion that follows we will make use of Fig. 3, which shows the $NB1060 - K_s$ versus $NB1060 - J$ colors of the candidate LAEs together with the colours of possible contaminating sources.

We used the template spectra (without emission lines) described in Ilbert et al. (2009). Spectra were redshifted over the interval $0 < z < 8$ and reddened according to a range of $E(B - V)$ values over the interval $0 < E(B - V) < 5$. This process generated approximately 100,000 spectra. We then applied our selection criteria (Eq. (3)) to this spectral sample and computed $NB1060 - J$ and $NB1060 - K_s$ colors. The envelope of points corresponding to galaxies at redshifts $z < 6$ ($z > 6$) is indicated by the dark (light) grey zone in Fig. 3.

3.3.1. Electronic crosstalk

The WIRCam detectors suffer from relatively strong electronic cross-talk. The effect is manifest as the appearance of ghost images every 32 rows or columns around bright and saturated stars. Three types of electronic ghosts have been identified: positive, negative and ‘‘edge’’ ghosts, the latter consisting of spot images positive on one edge and negative on the other edge. The pattern of these electronic ghosts follows the pattern of objects on each image, as the effect is caused by (bright) objects. Only the positive ghosts are likely to generate false candidates. They are however easily recognizable as they are distributed along columns with a fixed pattern originating from the brightest stars. Median filtering over every 32nd row (which corresponds to the number of amplifiers) allows one to identify and reject the ghosts while retaining the astronomical objects. Having applied this

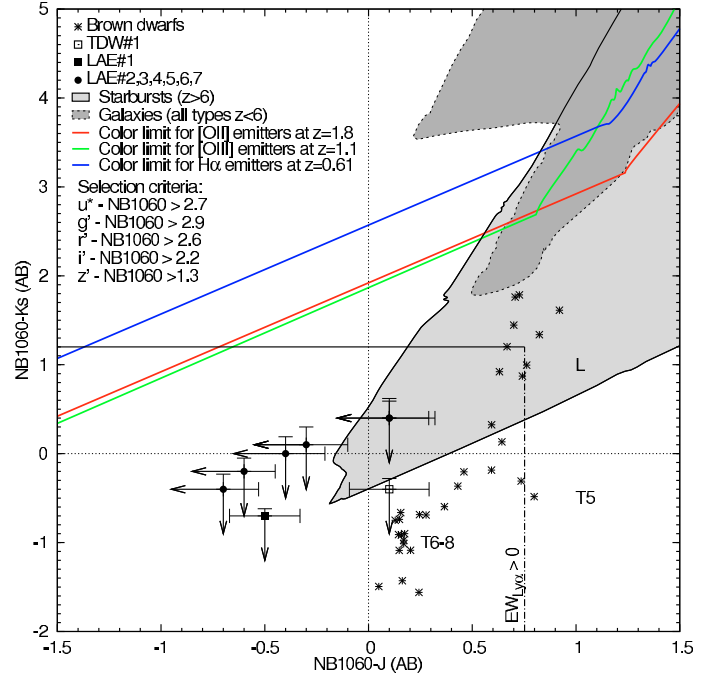


Fig. 3. $NB1060 - J$ and $NB1060 - K_s$ color-color diagram. The filled square symbol corresponds to LAE#1, the filled circles to LAE candidates #2 to #7, and the open square to the T-dwarf candidate. Photometric errors are represented by the error bars or arrows depending on whether the objects are detected or not in the J and/or K_s bands. Star symbols correspond to L and T-dwarfs (see Sect. 3.3.5). The grey areas correspond to the colors of $z > 6$ starbursts and $z < 6$ galaxies with reddening values $E(B - V)$ in the range $[0-5]$ that satisfy the color selection criteria used in this work. The template spectra used to compute the colors are described in Ilbert et al. (2009) and are without emission lines. The result of adding an emission line to the spectra is to move the points to the left of the plot parallel to a line of slope 1. The lines drawn from the bluest $NB1060 - K_s$ datapoints at redshifts 0.61 (blue), 1.1 (green) and 1.8 (red) are indicated. Emission line galaxies at these redshifts are located above these lines.

procedure, the data were carefully inspected and 2 additional objects were subsequently discarded as electronic ghosts as they presented several similarities with the appearance of brighter ghosts.

3.3.2. Persistence

Pixels illuminated by bright stars in one image continue to release electrons long after the illumination has stopped. This generates fake objects at the positions once illuminated by these stars. These fake sources remain fixed on the detector and therefore do not follow the objects during the dithering pattern. In principle, they are removed by sigma or min-max clipping when the images are stacked, however faint residuals may remain. Indeed, a pattern of faint objects reproducing the pattern of telescope offsets was observed around the brightest stars in the image, generating false candidates which could be easily identified and removed.

3.3.3. Noise

Following the approach outlined in Iye et al. (2006), we estimate that there are $\sim 10^6$ $1.5''$ (diameter) circular apertures in our NB data. Assuming a Gaussian distribution, the corresponding number of false alarm events above 5σ is ~ 0.3 . This is

admittedly an analysis that does not take into account the fact that the noise properties of the stacked and resampled NB image deviate from a Gaussian distribution. While contamination from noise might take place close to the detection limit, noise is not a plausible source of contamination for higher SNR objects.

3.3.4. Transient objects

At the flux limit of the survey, distant supernovae can be visible for several weeks, and are therefore a potential source of contamination. We computed the expected number of type Ia and type II supernovae that would be visible in our narrow-band WIRCam images by using the method presented in [Cuby et al. \(2007\)](#). For a limiting magnitude of 24.8, which corresponds to the depths reached in the one-year stacked images (see Table 1), we find that ~ 3 supernovae would have occurred in the area covered by our data. While contamination by SNe is probable in the individual one-year stacks, such objects are automatically removed from our final list of candidates because of the constraint that they be present in both one-year images. Similarly, stacking of data acquired over long time spans automatically removes slowly moving solar-system objects.

3.3.5. T-dwarfs

Using the [Tinney et al. \(2003\)](#) spectral type vs. absolute magnitude relations, we calculate that we could detect T-dwarfs up to distances of 300 to 1000 pc, depending on spectral type, from the coolest to the warmest. Considering the high galactic latitude of our field, this extends our sensitivity to T-dwarfs far beyond the scale height of the Galactic disk. Truncating to a height of 350 pc, which is the scale height that is applicable to T-dwarfs ([Ryan et al. 2005](#)), we estimate a sample volume of ~ 400 pc³. Considering a volume density of T-dwarfs of a few 10^{-3} pc⁻³, we expect no more than one T-dwarf in our field. At a couple of hundreds of parsecs from the Sun, the proper motion of these objects would not be detected over a one year timescale.

We used the public library of L and T-dwarfs spectra compiled by Burgasser (<http://web.mit.edu/ajb/www/tdwarf/>) to compute the $NB1060 - J$ colors expected for these objects. Including T-dwarfs as late as T8 (for which NIRC spectra are available), the colours satisfy (see Fig. 3):

$$(NB1060 - J)_{T\text{-dwarfs}} > 0. \quad (7)$$

One of the brightest candidates detected in the J band has $NB1060 - J$ colors satisfying this criterion and is therefore classified as a late-type T-dwarf (TDW#1). LAE#6 and #7 have $NB1060 - J$ upper limits consistent with late-type T-dwarfs. However, because (i) these are only upper limits; (ii) we are not expecting many T-dwarfs in our data (see Sect. 3.3.5); and (iii) these two objects are likely to be line emitters (see Sect. 3.2), we assume, for the rest of this paper, that only TDW#1 is a T-dwarf. We show in Sect. 3.3.8 that TDW#1 could, in principle, be a high-redshift Lyman Break Galaxy, but this is less likely.

3.3.6. Extremely red objects

Extremely red objects (EROs) are usually defined by their $R - K$ color, e.g. $R_{AB} - K_{AB} \gtrsim 3.4$, possibly with additional color criteria ([Cimatti et al. 2002](#)). They are generally identified as either old, passively evolving, elliptical galaxies or dusty starburst galaxies ([Pierini et al. 2004](#); [Bergström & Wiklind 2004](#)). Despite their faintness in the optical bands, the vast majority of

Table 3. Extremely red objects.

Name	$NB1060^a$	Error	K_s^a	Error	Size ^a
ERO#1	25.1	0.4	22.5	0.1	3.3
ERO#2	24.2	0.3	23	0.1	1.9
ERO#3	24.2	0.3	22.5	0.15	1.3

Notes. ^(a) MAG_AUTO as given by SExtractor. ^(b) FWHM in arcsec in the K_s band.

the ERO population present in our data are detected in the r' , i' or z' bands, and are therefore not selected as LAE candidates. Only 3 objects that passed our initial selection criteria were identified as EROs based on their bright red $NB1060 - K_s$ colors. All three are spatially resolved. Their K_s magnitudes and sizes are given in Table 3. After removing these 3 objects from our sample, none of the remaining candidates are detected in the K_s band. The K_s -band data, although of limited depth, do provide a reasonably robust way of discriminating EROs from LAE candidates.

3.3.7. Low redshift emitters

Our candidates exhibit a very strong color break of about three magnitudes between the optical part of the spectrum and $1.06 \mu\text{m}$ (Eq. (4)). Contamination could occur from strongly star-forming low-metallicity galaxies that have an emission line redshifted into the bandpass of the NB filter and an underlying continuum so faint that it would remain undetected in any of the optical broadband filters. The most likely sources of low redshift contamination are from $H\alpha$ emitters at $z = 0.61$, [O III] emitters at $z = 1.1$ and [O II] emitters at $z = 1.8$. We first make use of Fig. 3 to evaluate the EW of the emission lines required at these redshifts to contaminate our sample. Such emission line galaxies are located above the colored lines. For their near-IR colors to be consistent with our data (to the extreme left of the plot), the contribution of the emission lines to the $NB1060$ flux is equivalent to restframe equivalent widths of several hundreds or thousands of Angstroms. We now discuss each source of contamination in turn.

$H\alpha$ emitters at $z = 0.61$

To estimate the number of $H\alpha$ emitters present in our WIRCam image, we use the $H\alpha$ luminosity function of [Tresse et al. \(2002\)](#) without reddening correction. To our detection limit, and assuming that the NB flux is dominated by the $H\alpha$ line flux, we estimate that we have ~ 300 $H\alpha$ emitters in the redshift interval [0.607–0.623]. The vast majority of these emitters are bright in the optical and therefore not selected.

Using the [Ilbert et al. \(2005\)](#) luminosity functions in the rest-frame UBV filters and in the redshift bin [0.60–0.8] we estimate the limiting magnitude providing 300 objects in the comoving volume sampled by the $H\alpha$ line through the $NB1060$ filter. We obtain magnitudes of 25.8, 26 and 25.6 corresponding approximately to the $r'i'z'$ filters at redshift 0.6, i.e. more than 1.5 mag brighter than the limiting magnitudes of the CFHT-LS in the r' and i' filters. No normal $z = 0.61$ galaxy spectral energy distribution can therefore contaminate our sample.

In the extreme case of a pure emission line spectrum, the sensitivity limits in the r' and i' bands correspond to [O II] and [O III] flux limits of 3×10^{-18} erg s⁻¹ cm⁻² and 2×10^{-18} erg s⁻¹ cm⁻², respectively. Assuming an intrinsic Balmer decrement of 2.8 for case B recombination, these flux limits correspond to upper limits on the [O II]/ $H\beta$ and [O III]/ $H\beta$ line

ratios of 1.0 and 0.71, respectively. In the sample of galaxies between redshifts 0.4 and 3 presented in Maier et al. (2006), no objects meet these criteria simultaneously. All objects with low [O III]/H β ratios have high [O II]/[O III] ratios, so at least one of the two lines, [O II] or [O III], should therefore be detected.

In conclusion of this analysis, we argue that contamination by $z = 0.61$ galaxies is unlikely to bias our sample significantly.

[O III] emitters at $z = 1.1$

At redshift 1.12, similar to the case above, the vast majority of the [O III] emitters in the comoving volume sampled by the NB filter will be detected in the optical bands. We use Fig. 13 of Kakazu et al. (2007) to estimate the number of [O III] emitters in our NB image to be around 100, assuming that the evolution in the [O III] LF between redshifts 0.83 and 1.1 is not dramatic, and considering that the line emission dominates the NB1060 flux. Contamination in our sample can only come from low luminosity, high EW [O III] emitters, unlikely to represent more than a handful of objects. Even so, for [O II] to remain undetected in the i' filter, a [O III]/[O II] ratio of 4 or higher is required at the detection limits of the i' and NB images. In the data presented in Maier et al. (2006) at redshifts between 0.4 and 3, no more than 5% of the galaxies have such high values. It is therefore unlikely that our sample is contaminated by [O III] emitters.

[O II] emitters at $z = 1.8$

Using the [O II] luminosity function of Rigopoulou et al. (2005), we estimate the number of [O II] emitters in our NB image to be ~ 300 objects. The [O III] and H α lines at redshift 1.84 fall between the atmospheric windows that define the J , H and K_s bands, and therefore do not contribute to the near-IR fluxes in these bands. Using the Kennicutt (1998) relations between the UV continuum and [O II] luminosity, we derive a rough estimate of the optical magnitudes expected for [O II] emitters at $1.06 \mu\text{m}$. At the flux limit of our data, we get $m_{\text{opt}}^{\text{AB}} \approx 25.5$, which is 2 to 3 mag brighter than the limiting magnitude of our optical data. Even with a large scatter around this value, we expect that the vast majority of [O II] emitters should be readily detected in the optical bands. Dusty starbursts may obviously have much fainter optical magnitudes, but such objects fall into the category of Extremely Red Objects, which, as explained above, can be discarded from their brightness in the K_s band. Very strong and unusual [O II] EW s would be required for dusty [O II] emitters to be selected as candidates without being detected in the K_s band, and such objects are likely to be spatially resolved.

We remark that Taniguchi et al. (2005) suggest that the few line emitters in their sample of $z = 6.5$ LAE candidates resisting a definitive identification as LAEs could be [O II] emitters. Some, if not all, of these [O II] emitters would probably be detected in the K_s band with the same detection limit as ours. We therefore argue that contamination by [O II] emitters in our survey is likely to be low and unlikely to contaminate a large fraction of our sample.

3.3.8. High-redshift LBGs

Bright high-redshift Lyman Break Galaxies (LBGs) can be detected in the NB1060 filter through their UV continuum. For this to happen, the redshift needs to be smaller than our target value of 7.7, but high enough for these objects to escape detection in the optical images, irrespective of the presence of Ly α emission. See Cuby et al. (2003) for such an example.

To estimate the level of contamination by these bright, high-redshift UV sources, we use the Bouwens et al. (2009) UVLFs at

$z \sim 6$ and ~ 7 . As a worst case scenario, we consider two redshift ranges: the [6.0–7.0] range for which we use the $z = 5.9$ UVLF and the [7.0–7.7] range for which we use the $z = 7.3$ UVLF. I band dropouts may fail detection in the z band while being detected in the NB1060 filter. While the number of objects is much less than one in the second redshift range, it is ~ 3 in the first redshift range. We consider this number to be significantly overestimated, because our simple calculation uses the luminosity function at $z = 5.9$, which applies to the lower bound of the redshift range and for which the luminosity is brighter. Had we used the $z = 7.3$ UVLF to match the [6.0–7.0] range, we would have found 0.2 objects.

We note that these objects would – but for their possible detection in the z' band – pass all of our selection criteria, but could be mistaken as late type T-dwarfs (see Sect. 3.3.5). Interestingly, one of the brightest candidates in our sample (TDW#1), although primarily thought to be a T-dwarf, could also be a bright LBG.

3.3.9. Conclusion

We have analyzed various possible sources of contamination for our sample. We remark that the magnitudes of our candidates are well distributed, and do not cluster towards the faint end of the luminosity range probed by our survey. This is in itself a sanity check demonstrating that we are not sensitive to a sudden increase of the false alarm rate towards faint fluxes. We note that we have made use of very robust selection criteria to select our candidates, consisting of very strong color breaks between the optical and the near-IR (~ 3 mag) together with additional near-IR criteria to reject EROs. We argue that our selection criteria are comparable to the criteria used in other LAE or LBG studies and we are therefore confident in the reliability of our sample. However, we cannot completely rule out contamination by one of the sources identified above, in particular artifacts and/or [O II] emitters. In the following, we will evaluate the impact on our conclusions from contamination of our sample, at the level of a couple of objects.

4. Discussion

4.1. Variance

The variance in the number of objects in our sample is due to Poisson errors and to fluctuations in the large scale distribution of galaxies. Various models to account for the effects of cosmic variance exist in the literature. Trenti & Stiavelli (2008) have developed a model that is offered as an on-line calculator. From this model and assuming a one-to-one correspondence between dark halos and LAEs, we obtain a value of $\sim 28\%$ for the cosmic variance.

This result, however, strongly depends on the assumptions used to compute the level of completeness and contamination in our sample. In view of the limited number of objects in our sample and the large comoving volume ($\sim 6.3 \times 10^4 \text{ Mpc}^3$), our results are probably limited more by Poisson noise – $\sim 38\%$ for 7 objects – than by clustering. We note, however, that variance due to clumpy re-ionization is ignored and may also contribute to the total variance.

4.2. On the Ly α Luminosity function at $z = 7.7$

Before deriving constraints on the Ly α luminosity function of $z = 7.7$ LAEs, we first apply a correction factor when converting NB1060 magnitudes to Ly α fluxes. From the J magnitude of

object LAE#1, we infer that $\sim 70\%$ of the $NB1060$ flux comes from the Ly α line, a value similar to the average value observed for the $z = 6.5$ LAEs of Taniguchi et al. (2005), which corresponds to an EW_{obs} of $\sim 110 \text{ \AA}$ in the observer frame. We adopt this ratio when deriving Ly α fluxes from $NB1060$ magnitudes, and add a 0.1 magnitude rms error to account for the dispersion of this ratio between objects. This is consistent with the dispersion of the EW values of Taniguchi et al. (2005). Clearly, deeper J band imaging or spectroscopy would be required to estimate this fraction on a case by case basis.

We fit the Ly α luminosity function of our sample with a Schechter function, $\Phi(L)$, given by

$$\Phi(L)dL = \Phi^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right) \frac{dL}{L^*}. \quad (8)$$

Considering the scarcity of datapoints in our sample, we do not fit all three parameters of the Schechter function simultaneously. Following Ouchi et al. (2008) and Kashikawa et al. (2006), we set the faint end slope of the luminosity function, α , to -1.5 and derive Φ^* and L^* by simple χ^2 minimization. We note that there may be other functions more representative of the Ly α LAE LF at high redshifts. For instance, Kobayashi et al. (2007) derive numerical LFs from models of hierarchical galaxy formation. These LFs differ significantly from the Schechter function. However, for the sake of comparison with previous work, we keep the analytical Schechter formalism.

We initially assume that all 7 candidates, i.e., the *full sample*, are true $z = 7.7$ LAEs, and derive the parameters of the corresponding LF. To evaluate the impact of sample contamination on the results, we then consider situations where only 4 of the 7 candidates are real. As discussed earlier in this paper, despite the robustness of our sample, we cannot completely rule out contamination from instrumental artifacts or peculiar low-redshift objects. We therefore conjecture that at least 4 objects in our sample are real $z = 7.7$ LAEs, and evaluate the impact this conjecture has on the LF. To do this, we consider all possible subsamples consisting of 4 objects, and compute, for each subsample, the best fit parameters. The results of the fits for the full sample and the 35 subsamples are shown in Fig. 4.

Figure 4 shows that the fits of the 35 subsamples naturally divide into 3 different categories:

- a *bright* category of 20 samples containing the brightest object (LAE#1);
- an *intermediate* category of 10 samples that do not contain the brightest object but do contain the second brightest object (LAE#2);
- a *faint* category of 5 samples containing neither the brightest object nor the second brightest object.

For each sample, we compute the best fit Schechter LF with α fixed to -1.5 , and for each of the three categories defined above, we determine the average LF, which are reported in Table 4. The corresponding average LFs for each category are shown as dashed lines in Fig. 4. We note that the *full sample* LF (plain black line) corresponds very closely to the LF of the sample containing the four brightest objects. We also note that, by removing three objects from the *full sample* while keeping the brightest object in the *bright* category, we artificially increase L^* , or alternatively reduce Φ^* . Consequently, the *full sample* LF is probably more representative of the case in which the brightest object is real than the average LF of the *bright* category.

To further illustrate our results in the light of the LAE LF at lower redshifts, we plot in Fig. 5 the error ellipses for the

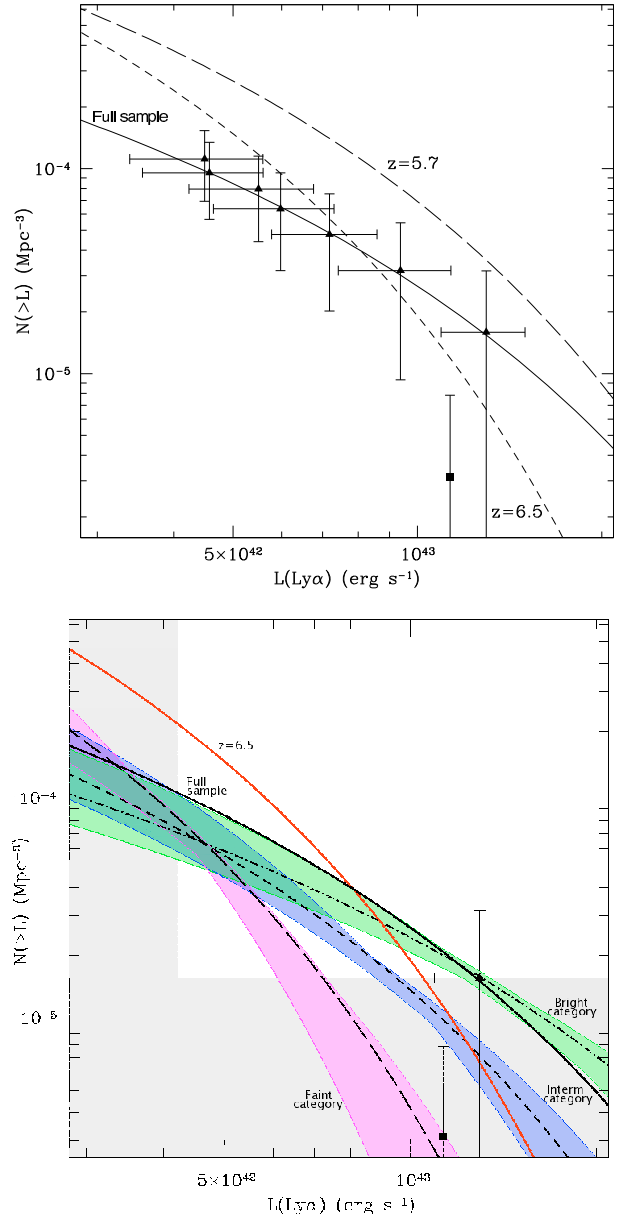


Fig. 4. Cumulative Luminosity Functions (LFs) with $\alpha = -1.5$. *Upper panel:* luminosity function derived from the *full sample*. The data (triangles) are not corrected for completeness and a factor of 70% has been used to convert the $NB1060$ fluxes into Ly α fluxes. The plain line is the best fit Schechter function through the datapoints. The $z = 5.7$ (Ouchi et al. 2008, long dashed line) and the $z = 6.5$ (Kashikawa et al. 2006, short dashed line) LFs are also plotted. The horizontal error bars include photometric uncertainties, including calibration uncertainties, and the dispersion attached to the conversion of $NB1060$ magnitudes to Ly α line fluxes. The vertical error bars represent the Poisson noise associated to the number of candidates. The square point corresponds to the $z = 6.96$ LAE of Iye et al. (2006). *Lower panel:* the shaded color areas represent the range of LFs in each of the three categories described in the text, and the dashed lines represent the associated average LFs. *Bright category:* green area and dot-dashed line; *intermediate category:* blue area and short-dashed line; *faint category:* magenta area and long-dashed line. Also plotted are the LFs at $z = 6.5$ (Kashikawa et al. 2006, plain red line) and at $z = 7.7$ LF (from the *full sample* of this work, plain black line). The square point is the $z = 6.96$ LAE of Iye et al. (2006) and the triangle is LAE#1 (this work). The shaded grey areas to the bottom and left of the figure represent the regions where the $z = 7.7$ LF would lie if none of our candidates were real LAEs.

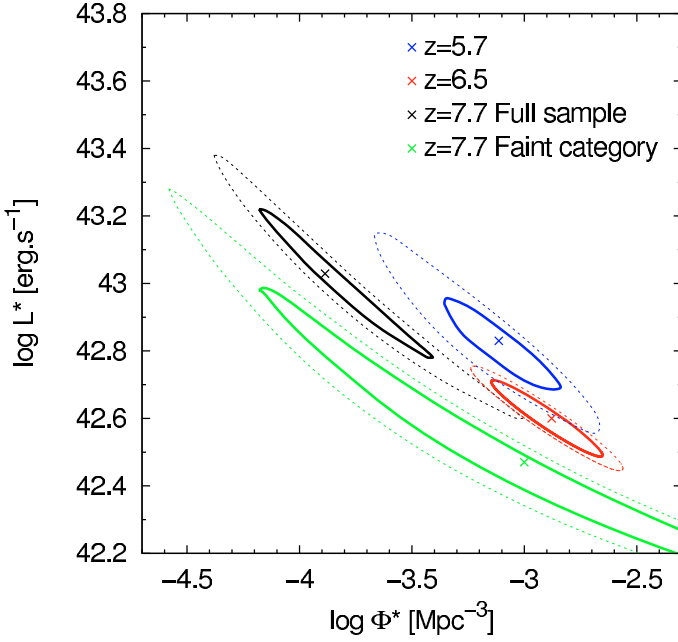


Fig. 5. Error ellipses for the best-fit Schechter parameters Φ^* and L^* with α fixed to -1.5 . The solid and dotted lines represent the 68% and 95% confidence intervals, respectively. The *full* sample is plotted in black, the LF for the *faint* category is in green, the $z = 6.5$ LF from Kashikawa et al. (2006) is in red and the $z = 5.7$ LF from Ouchi et al. (2008) is in blue.

Table 4. Best fit Schechter LF parameters for $\alpha = -1.5$.

Redshift	$\log(L^*(\text{erg s}^{-1}))$	$\log(\Phi^*(\text{Mpc}^{-3}))$
7.7 ^a	$43.0^{+0.2}_{-0.3}$	$-3.9^{+0.5}_{-0.3}$
7.7 ^b	$43.3^{+0.6}_{-0.6}$	$-4.4^{+1.2}_{-0.7}$
7.7 ^c	$42.9^{+0.5}_{-0.7}$	$-3.8^{+2.1}_{-0.8}$
7.7 ^d	$42.5^{+0.5}_{-0.7}$	$-3.0^{+3.5}_{-1.2}$
6.5 ⁽¹⁾	$42.6^{+0.12}_{-0.16}$	$-2.88^{+0.24}_{-0.28}$
5.7 ⁽²⁾	$42.8^{+0.16}_{-0.16}$	$-3.11^{+0.38}_{-0.31}$

Notes. ^(a) Full sample of 7 candidates. ^(b) Mean of the 20 *bright* subsamples. ^(c) Mean of the 10 *intermediate* subsamples. ^(d) Mean of the 5 *faint* subsamples (see text for details).

References. (1) Kashikawa et al. (2006); (2) Ouchi et al. (2008).

full sample and the *faint* category. Also plotted are the $z = 6.5$ and $z = 5.7$ LFs from Kashikawa et al. (2006) and Ouchi et al. (2008). The errors for the *faint* category are dominated by the fitting errors for each of the five LFs in the category. To account for the dispersion between samples we simply add the difference between the two most extreme LFs in the sample to the fitting error. The *full* sample LF indicates that the evolution in L^* and Φ^* between $z = 7.7$ and $z = 6.5$ is opposite to the evolution between $z = 6.5$ and $z = 5.7$ at the 2σ confidence level. Conversely, the *faint* category LF is consistent with evolution between $z = 6.5$ and $z = 5.7$ and with the $z = 6.96$ datapoint of Iye et al. (2006). In other words, for our data to be consistent with other work we require that the two brightest objects in our sample are not real LAEs.

Only spectroscopic confirmation will allow one to draw firmer conclusions, which will still be based on small numbers and therefore subject to large uncertainties. Finally, we note that

the results remain qualitatively and quantitatively similar had we assumed that only 3 of our candidates were real instead of 4.

4.3. Implications

We used the model from Kobayashi et al. (2007) and our constraints on the LAE LF to estimate the ionization fraction of the IGM at $z = 7.7$. This model predicts the LAE LF as a function of the transmission to Ly α photons by the IGM, ($T_{\text{Ly}\alpha}^{\text{IGM}}$), which is used as a global parameter. The Ly α attenuation by the IGM is a complex process involving the neutral fraction of hydrogen x_{HI} and the dynamics of the local IGM infall towards the LAEs (Santos 2004; Dijkstra et al. 2007). Within this model, the conversion factor from $T_{\text{Ly}\alpha}^{\text{IGM}}$ to x_{HI} is therefore highly sensitive to the local density and dynamics of the IGM, and may not be representative of the *average* IGM. Using this model to fit our LFs within the range of observed luminosities, we derive values for $T_{\text{Ly}\alpha}^{\text{IGM}}$ ranging from ~ 0.7 for the *faint* category to 1.0 for the *full* sample. $T_{\text{Ly}\alpha}^{\text{IGM}} \sim 0.7$ corresponds to $x_{\text{HI}} \sim 0.3$ in the model of Santos (2004) for a given redshift of the Ly α line with respect to the systemic velocity of the galaxy. This x_{HI} value is similar to the one derived from the LAE Ly α LF at $z = 6.5$ (Kobayashi et al. 2007).

Considering the high level of uncertainty of the $z = 7.7$ LF derived from our results and of re-ionization models, we simply note here, in parallel to our earlier conclusions on the LF, that if one or both of our brightest objects is real, a low fraction of neutral hydrogen (~ 0) is inferred, in contradiction with earlier reports of an increasing fraction above $z \sim 6$. This conclusion still holds even if both of the brightest objects are not real, as long as a reasonable number of objects in our faint sample are real.

Finally, we note that other models that predict the evolution of the LF of high- z LAEs are available in the literature (Baugh et al. 2005; Le Delliou et al. 2006; Cole et al. 2000; Mao et al. 2007; Thommes & Meisenheimer 2005; Mesinger & Furlanetto 2008), see also Nilsson et al. (2007) for a comparison of some of these models. These models add various ingredients into the simulations, and discussing our results in the light of each of these models is beyond the scope of this paper. For the sake of visual comparison, we plot in Fig. 6 our results corresponding to the extreme *full* sample and *faint* category compared to some of these models.

5. Conclusions

We used a deep $1.06 \mu\text{m}$ narrow-band image obtained with WIRCam at CFHT to search for $z = 7.7$ LAEs down to a Ly α luminosity limit of $8.3 \times 10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. The image totalled 40 hr of integration time, covered 390 arcmin^2 and sampled a comoving volume of $6.3 \times 10^4 \text{ Mpc}^3$.

Using deep visible data of the field, we selected objects with a strong color break of up to 3 mag between the visible data and the NB1060 filter as LAE candidates. We obtained a sample of seven carefully selected candidates. We analyzed several sources of contamination, and argued that contamination is unlikely to affect all of our candidates.

We found that the Ly α LAE luminosity functions derived from our photometric sample, within the limitations of the Schechter formalism and with a fixed slope parameter $\alpha = -1.5$, would contradict the evolution in luminosity found by Kashikawa et al. (2006) between $z = 5.7$ and $z = 6.5$ at the 1σ to 2σ confidence level if either of the two brightest objects are real.

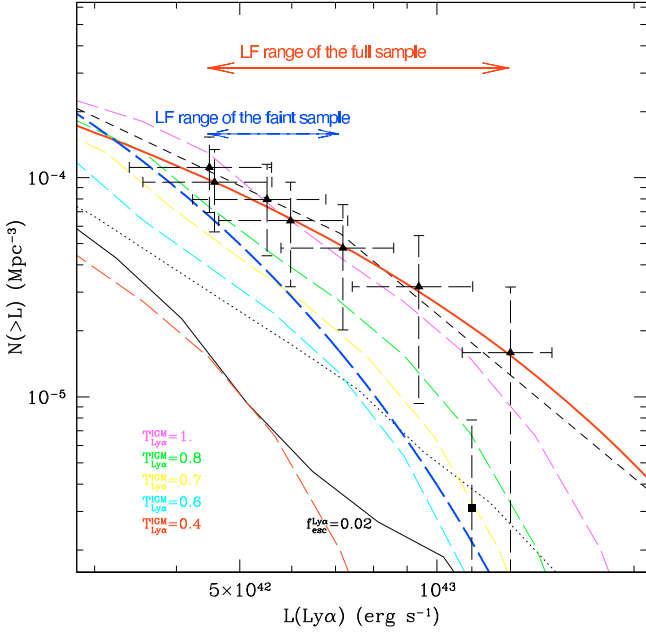


Fig. 6. Cumulative luminosity functions corresponding to the *full* sample (plain thick red line) and the *faint* category (long-dashed thick blue line). The range of luminosities sampled by the data for both samples are indicated by the arrows. Thin lines are $z \sim 8$ LFs from various models: Baugh et al. (2005) (plain line), Mao et al. (2007) (dotted line), Thommes & Meisenheimer (2005) (short-dashed line), Kobayashi et al. (2007) (long-dashed color lines for various IGM Ly α transmissions $T_{\text{Ly}\alpha}^{\text{IGM}}$) as indicated. The square point is the $z = 6.96$ LAE of Iye et al. (2006).

To confirm these candidates as LAE, spectroscopic observations will be necessary.

Using models of Ly α LAE LFs available in the literature and our limits on the $z = 7.7$ LAE LF we infer that the fraction of neutral hydrogen at $z = 7.7$ is within the range [0.0–0.3].

Acknowledgements. The authors would like to thank the anonymous referee for constructive comments, which helped us to improve the precision and clarity of the paper; R. Ellis for granting us observing time at the Keck Observatory to attempt spectroscopy on an early candidate (which was later detected in the optical in a subsequent data release from the CFHTLS) and J. Richard for performing these Keck observations. We also thank J. Mao, A. Lapi, C. Baugh, A. Orsi, M. Kobayashi, E. Thommes, for providing their model data and M. Trenti and T. Totani for helpful discussions. We acknowledge support from the French Agence Nationale de la Recherche, grant number ANR-07-BLAN-0228.

References

- Baugh, C. M., Lacey, C. G., Frenk, C. S., et al. 2005, MNRAS, 356, 1191
 Becker, R. H., Fan, X., White, R. L., et al. 2001, AJ, 122, 2850
 Bergström, S., & Wiklind, T. 2004, A&A, 414, 95
 Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, A&AS, 117, 393
 Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Bradley, L. D., et al. 2009, ApJ, 690, 1764
 Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Franx, M., & Ford, H. 2008, ApJ, 686, 230
 Cimatti, A., Daddi, E., Mignoli, M., et al. 2002, A&A, 381, L68
 Cole, S., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Frenk, C. S. 2000, MNRAS, 319, 168
 Coupon, J., Ilbert, O., Kilbinger, M., et al. 2009, A&A, 500, 981
 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
 Dijkstra, M., Lidz, A., & Wyithe, J. S. B. 2007, MNRAS, 377, 1175
 Eyles, L. P., Bunker, A. J., Ellis, R. S., et al. 2007, MNRAS, 374, 910
 Fan, X., Carilli, C. L., & Keating, B. 2006, ARA&A, 44, 415
 Ilbert, O., Tresse, L., Zucca, E., et al. 2005, A&A, 439, 863
 Ilbert, O., Arnouts, S., McCracken, H. J., et al. 2006, A&A, 457, 841
 Ilbert, O., Capak, P., Salvato, M., et al. 2009, ApJ, 690, 1236
 Iovino, A., McCracken, H. J., Garilli, B., et al. 2005, A&A, 442, 423
 Iye, M., Ota, K., Kashikawa, N., et al. 2006, Nature, 443, 186
 Kakazu, Y., Cowie, L. L., & Hu, E. M. 2007, ApJ, 668, 853
 Kashikawa, N., Shimasaku, K., Malkan, M. A., et al. 2006, ApJ, 648, 7
 Kennicutt, Jr., R. C. 1998, ARA&A, 36, 189
 Kobayashi, M. A. R., Totani, T., & Nagashima, M. 2007, ApJ, 670, 919
 Lawrence, A., Warren, S. J., Almaini, O., et al. 2007, MNRAS, 379, 1599
 Le Delliou, M., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Morris, S. L. 2006, MNRAS, 365, 712
 Lonsdale, C. J., Smith, H. E., Rowan-Robinson, M., et al. 2003, PASP, 115, 897
 Maier, C., Lilly, S. J., Carollo, C. M., et al. 2006, ApJ, 639, 858
 Mao, J., Lapi, A., Granato, G. L., de Zotti, G., & Danese, L. 2007, ApJ, 667, 655
 Marigo, P., Girardi, L., Bressan, A., et al. 2008, A&A, 482, 883
 Marmo, C. 2007, in Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI, ed. R. A. Shaw, F. Hill, & D. J. Bell, ASP Conf. Ser., 376, 285
 Mesinger, A., & Furlanetto, S. R. 2008, MNRAS, 386, 1990
 Nilsson, K. K., Orsi, A., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Thommes, E. 2007, A&A, 474, 385
 Ota, K., Iye, M., Kashikawa, N., et al. 2008, ApJ, 677, 12
 Ouchi, M., Shimasaku, K., Akiyama, M., et al. 2008, ApJS, 176, 301
 Pickles, A. J. 1998, PASP, 110, 863
 Pierini, D., Gordon, K. D., Witt, A. N., & Madsen, G. J. 2004, ApJ, 617, 1022
 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
 Rigopoulou, D., Vacca, W. D., Berta, S., Franceschini, A., & Aussel, H. 2005, A&A, 440, 61
 Ryan, Jr., R. E., Hathi, N. P., Cohen, S. H., & Windhorst, R. A. 2005, ApJ, 631, L159
 Santos, M. R. 2004, MNRAS, 349, 1137
 Stark, D. P., Ellis, R. S., Richard, J., et al. 2007, ApJ, 663, 10
 Taniguchi, Y., Ajiki, M., Nagao, T., et al. 2005, PASJ, 57, 165
 Thommes, E., & Meisenheimer, K. 2005, A&A, 430, 877
 Tinney, C. G., Burgasser, A. J., & Kirkpatrick, J. D. 2003, AJ, 126, 975
 Trenti, M., & Stiavelli, M. 2008, ApJ, 676, 767
 Tresse, L., Maddox, S. J., Le Fèvre, O., & Cuby, J.-G. 2002, MNRAS, 337, 369
 Willis, J. P., & Courbin, F. 2005, MNRAS, 357, 1348
 Willis, J. P., Courbin, F., Kneib, J.-P., & Minniti, D. 2008, MNRAS, 384, 1039

Chapitre 3

Imagerie en bande étroite avec l'instrument HAWK-I au VLT

1 Introduction

L'observation de l'Univers à grand redshift est un des domaines les plus actifs de la cosmologie moderne. Observer la formation des premières galaxies et mettre à jour les mécanismes à l'oeuvre durant la réionisation de l'Univers sont des objectifs qui inspirent le développement de nouveaux instruments et ouvrent de nombreux axes de recherche.

Dans le Chapitre 1, nous avons procédé à un exposé de l'état des contraintes observationnelles actuelles sur l'époque de la réionisation. Nous avons notamment vu comment la raie Lyman- α pouvait se révéler un traceur important de la formation stellaire et constituer le principal indicateur de distance validant la nature des sources observées. Ce chapitre s'inscrit dans la continuité chronologique de l'étude présentée dans le chapitre 2. Il présente l'exploitation et l'interprétation des données obtenues avec l'instrument HAWK-I au foyer du Very Large Telescope dans le cadre d'un programme totalisant plus d'une centaine d'heures d'observations. Fondé sur la recherche d'Emetteurs Lyman- α à grand redshift par la technique d'imagerie en bande étroite dans le proche-infrarouge, ce programme a eu pour but initial l'établissement de la fonction de luminosité de ces objets au redshift $z \sim 7.7$, à la frontière de l'époque de réionisation du milieu intergalactique.

2 Description du sondage

L'observation de quatre champs avec un filtre à bande étroite centré à la longueur d'onde de $1.06\mu m$ (ci-après *NB1060*) constitue la matière première du projet. Ces images ont été obtenues au moyen de la caméra grand-champ HAWK-I installée au foyer d'une des quatre unités du Very Large Telescope de l'ESO, au Chili. Cette caméra se distingue par son champ de vue étendu ($7.5' \times 7.5'$), par son excellente efficacité ($\geq 40 - 50\%$) dans le domaine proche-infrarouge et par sa qualité d'image très fine et toujours limitée par le *seeing*.

Les données ont été acquises durant une période s'étalant de Septembre 2008 à Avril 2010 (Figure 3.4). En supplément de ces données, nous avons utilisé des images obtenues avec le filtre *NB1060* lors d'un programme de vérification scientifique de l'instrument en 2007. Nous avons aussi utilisé des données provenant d'autres programmes effectués avec l'instrument HAWK-I ainsi que de nombreuses images d'archives d'autres instruments dans les domaines de longueurs d'onde visible et infrarouge. Toutes ces données ainsi que la stratégie générale du sondage sont décrites dans cette section.

2.1 Lentilles gravitationnelles et champs vides, une stratégie observationnelle complémentaire

Lors de l'élaboration du projet en 2007, nous avons cherché à déterminer quelle était la meilleure stratégie observationnelle à adopter compte tenu de l'état des connaissances du moment. [Kashikawa et al. \(2006\)](#) ont établi pour la première fois une estimation robuste de la fonction de luminosité des Emetteurs Lyman- α à $z = 6.5$. Celle-ci a naturellement constitué notre point de départ. La période séparant le redshift $z = 6.5$ du redshift $z = 7.7$ représente une durée de 170 millions d'années, ce qui est relativement court sur l'échelle des temps cosmologiques. L'évolution de la fonction de luminosité durant cette période était déjà discutée dans la littérature. D'une part, les modèles semi-analytiques de formation hiérarchique des galaxies décrits dans [Le Delliou et al. \(2006\)](#) proposaient un déclin de la fonction de luminosité dans sa partie brillante, essentiellement dûe à une évolution de la fonction de masse des halos de matière noire. D'autre part, l'évolution de l'opacité du milieu intergalactique au rayonnement Ly- α en pleine époque de la réionisation devait avoir une influence plus importante sur la luminosité transmise par les galaxies intrinsèquement faiblement lumineuses ([McQuinn et al., 2007](#); [Dijkstra et al., 2007](#)). Parallèlement, lors d'un sondage spectroscopique des lignes critiques de plusieurs amas de galaxies, [Stark et al. \(2007\)](#) ont interprété le nombre élevé d'objets détectés comme la marque d'une abondance d'objets faiblement lumineux à $z \geq 8$. Dans ce contexte, nous avons donc jugé préférable d'explorer une large gamme de luminosité, aussi bien du côté faible que du côté brillant de la fonction de luminosité des Emetteurs Lyman- α . Pour cela, nous avons étudié différentes configurations de pointés en utilisant la fonction de luminosité de [Kashikawa et al. \(2006\)](#) à $z \sim 6.5$ pour calculer le nombre d'objets attendus.

Pour apporter des contraintes aux plus faibles luminosités, nous avons étudié les mérites de l'observation d'amas de galaxies produisant un effet de lentille gravitationnelle sur les sources d'arrière-plan. Grâce à l'amplification gravitationnelle du flux lumineux, ceux-ci révèlent des galaxies dont la luminosité intrinsèque serait largement en-dessous de la sensibilité des instruments. Toutefois, comme cette amplification du flux résulte d'un grossissement de la taille apparente de la galaxie tout en conservant sa brillance de surface, les plus fortes amplifications se font au détriment de la surface réellement observée (Figure 3.1). Dans un champ vide d'amas, au premier ordre, quelque soit sa position sur le ciel, un objet est soit au-dessus de la limite de détection de l'image, soit au-dessous. En revanche, dans un champ où un amas est présent, la probabilité qu'un objet d'une luminosité donnée soit détecté dé-

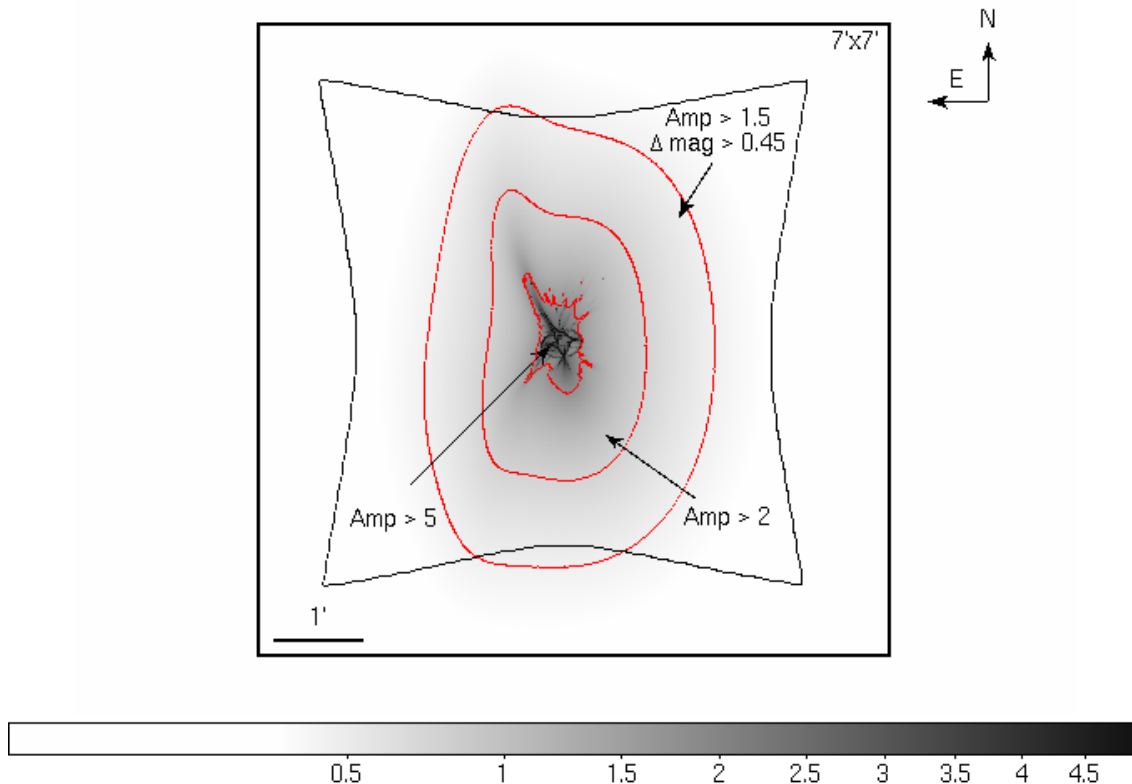


Figure 3.1 – Carte d’amplification d’un amas de galaxies (Abell 1689) pour un plan source à $z = 7.7$. Le carré noir extérieur correspond à la taille du champ de vue de l’instrument HAWK-I : le plan image. Le polygone à l’intérieur correspond à la surface effectivement observée : le plan source. L’effet de lentille gravitationnelle provoqué par la densité de masse de l’amas déforme et agrandit la surface du plan source dans le plan image. Les contours rouges délimitent les régions dans le plan source où l’amplification du flux est supérieure à $\times 1.5$, $\times 2$ et $\times 5$ résultat dans une diminution de la magnitude de $\Delta m = 0.45$, $\Delta m = 0.75$ et $\Delta m = 1.75$ respectivement. L’échelle de gris est en différence de magnitude.

pend aussi de l’amplification à laquelle il est soumis, et donc de son alignement plus ou moins prononcé avec la masse défectrice que constitue l’amas. Cela se traduit par une réduction de la zone produisant les effets d’amplification les plus importants. En conséquence de quoi, les amas permettent l’observation d’objets de plus en plus faibles mais dans un volume de plus en plus réduit. Cet effet est illustré sur la Figure 3.2 (panneau du haut) où différentes courbes de volume en fonction de la luminosité Ly- α sont tracées suivant que l’on considère des observations d’amas ou de champs vides. Puisque pour une sensibilité donnée, les deux approches sondent différents régimes de luminosité, l’étape suivante dans l’établissement de la stratégie observationnelle a consisté à équilibrer la répartition du temps d’observation entre amas de galaxies et champs vides d’amas. Le panneau du bas de la Figure 3.2 traduit en nombre d’objets les volumes présentés dans le panneau du haut pour un temps d’intégration total croissant. On constate que pour la fonction de luminosité considérée ici, l’observation d’un seul ou de plusieurs amas est plus intéressante lorsque le

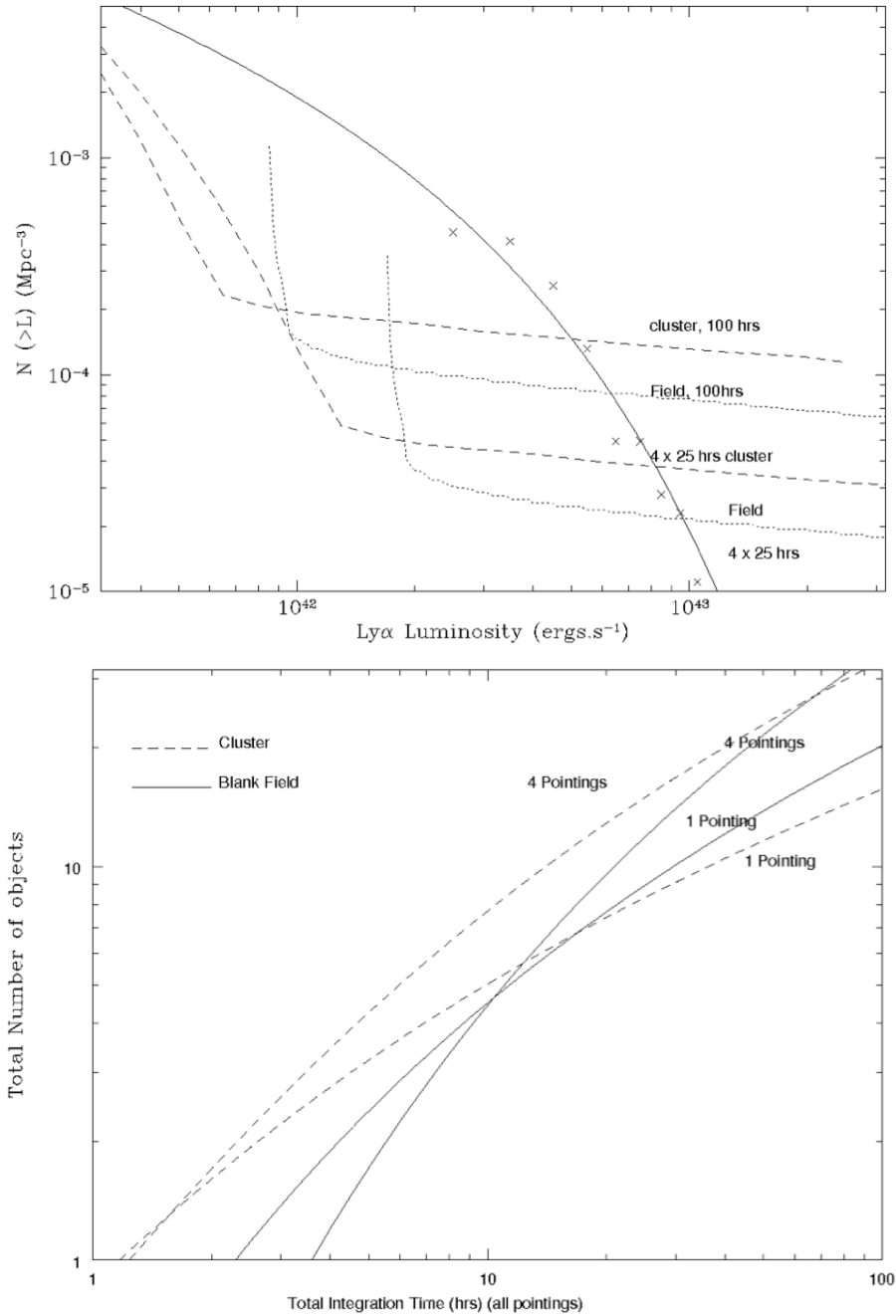


Figure 3.2 – En haut : Fonction de luminosité cumulative et densité volumique comobile pour différentes stratégies de sondages avec le filtre *NB1060* de l'instrument HAWK-I. Les lignes pointillées correspondent aux observations en champs vides. Les lignes en tirets correspondent aux observations d'un champ bénéficiant de l'amplification gravitationnelle d'un amas de galaxies. Elles représentent l'inverse du volume en Mpc^3 sondés par ces observations. La ligne pleine noire est la fonction de luminosité des LAEs à $z = 6.5$ ajustée sur les points de données (croix) par [Kashikawa et al. \(2006\)](#). En bas : Nombre d'objets obtenus en fonction du temps d'intégration total pour différentes stratégies de sondage. Les lignes pleines noires correspondent aux champs vides. Les lignes en tirets correspondent à l'observation d'amas de galaxies.

temps d'intégration est relativement peu important. Lorsque le temps d'observation devient important (typiquement plus de 15 heures par champs), l'avantage apporté par la sensibilité aux objets les plus faibles derrière un amas est compensé par la surface supplémentaire apportée par un champ non amplifié par effet de lentille gravitationnelle. Le fait que ces courbes se croisent encourage une stratégie tirant bénéfice des deux approches en combinant dans un même sondage l'observation de plusieurs amas et de plusieurs champs vides.

Dans le contexte de la recherche de galaxies à grand redshift, cette comparaison entre amas et champs vide a été étudiée plus en détail par [Maizy et al. \(2010\)](#). Cette étude souligne l'importance de la forme de la fonction de luminosité, en particulier de la pente de sa partie faible, α , qui contrôle le nombre d'objets ramenés au-dessus de la limite instrumentale par l'amplification gravitationnelle. De cette étude, il ressort également que les amas à $z \sim 0.1 - 0.3$ sont les plus efficaces pour ce type de recherche.

2.2 Choix des champs observés

Pour un total d'une centaine d'heures d'observations avec le filtre *NB1060*, nous avons choisi d'observer deux champs vides et deux amas de galaxies répartis équitablement en ascension droite de manière à pouvoir être observés sans interruption durant les deux années du programme :

- la partie nord du champ GOODS-S ($03^h 32^m 29^s$, $-27^\circ 44' 42''$, J2000)
- l'amas de galaxies 1E0657-56 (Bullet Cluster) ($06^h 58^m 29^s$,
- l'amas de galaxies Abell 1689 ($13^h 11^m 30^s$, $-01^\circ 20' 35''$, J2000)
- une partie du champ CFHT-LS D4 ($22^h 16^m 38^s$, $-17^\circ 35' 41''$, J2000)

Les champs GOODS-S et CFHTLS-D4 ont été choisis pour le nombre et la qualité des images d'archives disponibles pour toutes les longueurs d'onde, et en particulier pour la profondeur des images dans le domaine visible, indispensables à l'analyse de nos données. Les deux amas ont été choisis pour les mêmes raisons. Leurs masses et la qualité du modèle de masse ont aussi été un critère de choix. Le Bullet Cluster est un amas très massif résultant de la collision de deux amas, il est notoirement connu pour avoir été la première preuve directe de l'existence d'une matière noire non collisionnelle. En combinant une analyse des effets de lentilles gravitationnelles dans les régimes forts et faibles, [Clowe et al. \(2006\)](#) et [Bradač et al. \(2006\)](#) ont mis en évidence un décalage important entre les centres de masse de la matière baryonique visible (le gaz chaud émettant dans le domaine X) et les centres des puits de potentiels gravitationnels (signalés par les effets de lentilles). L'amas Abell 1689 est peut-être l'amas de galaxie le plus observé à ce jour. Il est exceptionnellement massif et remarquable par le nombre d'arcs gravitationnels qu'il produit ([Limousin et al., 2007](#)). Toutefois, les images profondes dans le domaine de longueurs d'onde visible ne couvrent que la partie centrale de l'amas rendant difficile l'interprétation des données *NB1060* obtenues en périphérie de l'amas. De plus, un retard dans l'acquisition des données a rendu difficile l'exploitation et l'interprétation de ces données dans le cadre de cette thèse. C'est pourquoi ce champ ne sera pas discuté dans ce manuscrit.

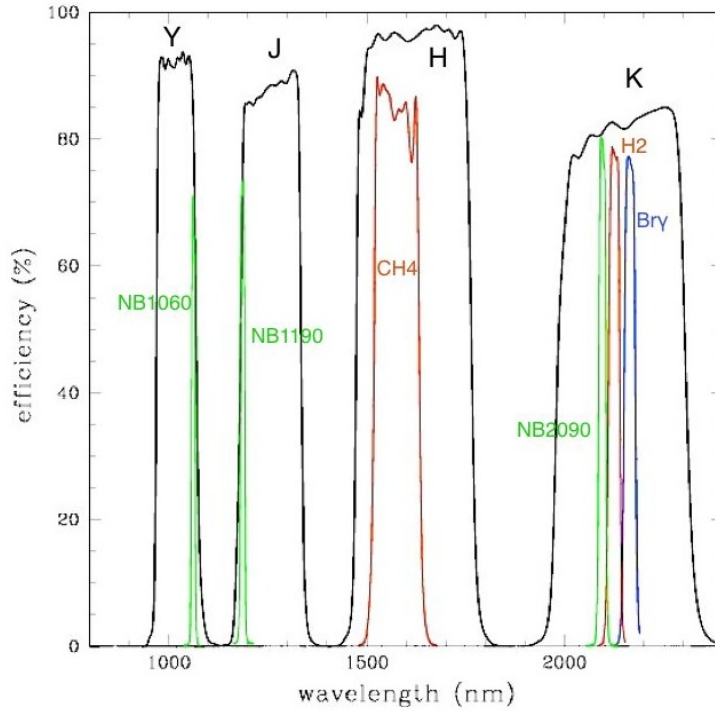


Figure 3.3 – Courbes de transmission des filtres de l'instrument HAWK-I en fonction de la longueur d'onde. Crédits : ESO.

2.3 Observations avec HAWK-I

2.3.1 Description de l'instrument

L'instrument HAWK-I est un instrument de dernière génération du Very Large Telescope. Il est monté au foyer la quatrième unité nommée *Yepun* en compagnie de deux autres instruments SINFONI et NACO. C'est une caméra dotée de quatre détecteurs Hawaii-2RG de 2048×2048 pixels sensibles dans le domaine de longueurs d'onde du proche-infrarouge : $0.97\text{-}2.31\mu\text{m}$. Ces détecteurs sont disposés en grille avec une séparation centrale de $15''$ sur le ciel. Le champ de vue complet de l'instrument couvre une surface de $7.5' \times 7.5'$, la taille des pixels étant de $0.1065''$. L'instrument est équipé de plusieurs filtres à bande passante large, intermédiaire ou étroite comme le montre la Figure 3.3.

2.3.2 Description des données *NB1060*

Parmi les filtres à bande étroite disponibles, nous avons utilisé le filtre *NB1060* spécialement conçu pour transmettre le rayonnement dans un domaine du spectre où l'émission OH du ciel nocturne est faible. Il est centré à $\lambda_c = 1062\text{nm}$ avec une largeur à mi-hauteur de $\Delta\lambda \sim 100\text{\AA}$.

Pour s'assurer que le bruit des images soit dominé par le bruit de fond de ciel et non par le bruit instrumental, nous avons utilisé un temps d'intégration de 300s pour chacune des images intermédiaires prises avec ce filtre. Les décalages du télescope nécessaires pour une bonne soustraction du fond de ciel (voir 3.2) ont été

2. DESCRIPTION DU SONDAGE

Champ	Filtre	Temps d'exposition (hrs)	Seeing (")	Magnitude limite 3σ
CFHTLS-D4	<i>NB1060</i>	26.7	0.53	26.65
CFHTLS-D4	<i>J</i>	5.0	0.46	26.55
CFHTLS-D4	<i>K_s</i>	0.83	0.50	24.6
GOODS-S	<i>NB1060</i>	31.9	0.58	26.65
GOODS-S	<i>J</i>	3.3	0.44	26.55
BULLET CLUSTER	<i>Y</i>	6.1	0.59	26.50
BULLET CLUSTER	<i>NB1060</i>	24.8	0.55	26.50
BULLET CLUSTER	<i>J</i>	6.5	0.49	26.55
BULLET CLUSTER	<i>K_s</i>	3.75	0.45	25.45

Table 3.1 – Résumé des observations effectuées avec l’instrument HAWK-I. La magnitude limite indiquée est une magnitude d’ouverture corrigée.

tirés aléatoirement et uniformément dans une boîte de $20''$ pour les champs vides et $25''$ dans les amas.

La Figure 3.4 montre la répartition de nos observations dans le filtre *NB1060* en fonction de la date. Pour chacun des champs, les observations ont été réparties de manière à obtenir deux époques de prise de données séparées d’un an, ceci afin d’éviter une contamination par des événements de nature transitoire. Toutefois, cette volonté a été contrariée par un dysfonctionnement de l’instrument dès le début du premier semestre de nos observations. Une fuite thermique a en effet été détectée, causant une augmentation significative du niveau total. Une intervention a permis le rétablissement du niveau médian dans ses spécifications de départ et un temps additionnel nous a été accordée pour compenser ces mauvaises images. Seule la première époque de prise de données dans le champ CFHT-LS D4 a souffert de ce problème, avec comme conséquence une différence importante dans les magnitudes limites atteintes dans chacune des deux époques intermédiaires. Celles-ci sont en effet différentes de ~ 0.5 magnitudes, au bénéfice de la seconde époque. En ce qui concerne les deux autres champs, les limites en magnitude atteintes sur les images finales des deux époques sont séparées de ~ 0.15 .

Au final, après la réduction des données telles que décrite dans la section suivante (Section 3), le temps d’intégration total des images dans le filtre *NB1060* s’élève à 26.7hrs pour le champs CFHT-LS D4, 31.9hrs dans le champs GOODS-S (en incluant les images issus d’un programme de vérification des performances scientifiques de l’instrument) et 24.8hrs pour le Bullet Cluster. Toutes ces informations sont reprises dans la Table 3.1. La Figure 3.5 montre les images des champs obtenues dans le filtre *NB1060*.

2.4 Descriptions des données complémentaires

En complément du filtre *NB1060*, nous avons également utilisé l’instrument HAWK-I pour obtenir des données dans des filtres à bande large. Les autres données utilisées lors de l’analyse proviennent toutes de sources publiques ou bien nous ont été fournies par leurs propriétaires.

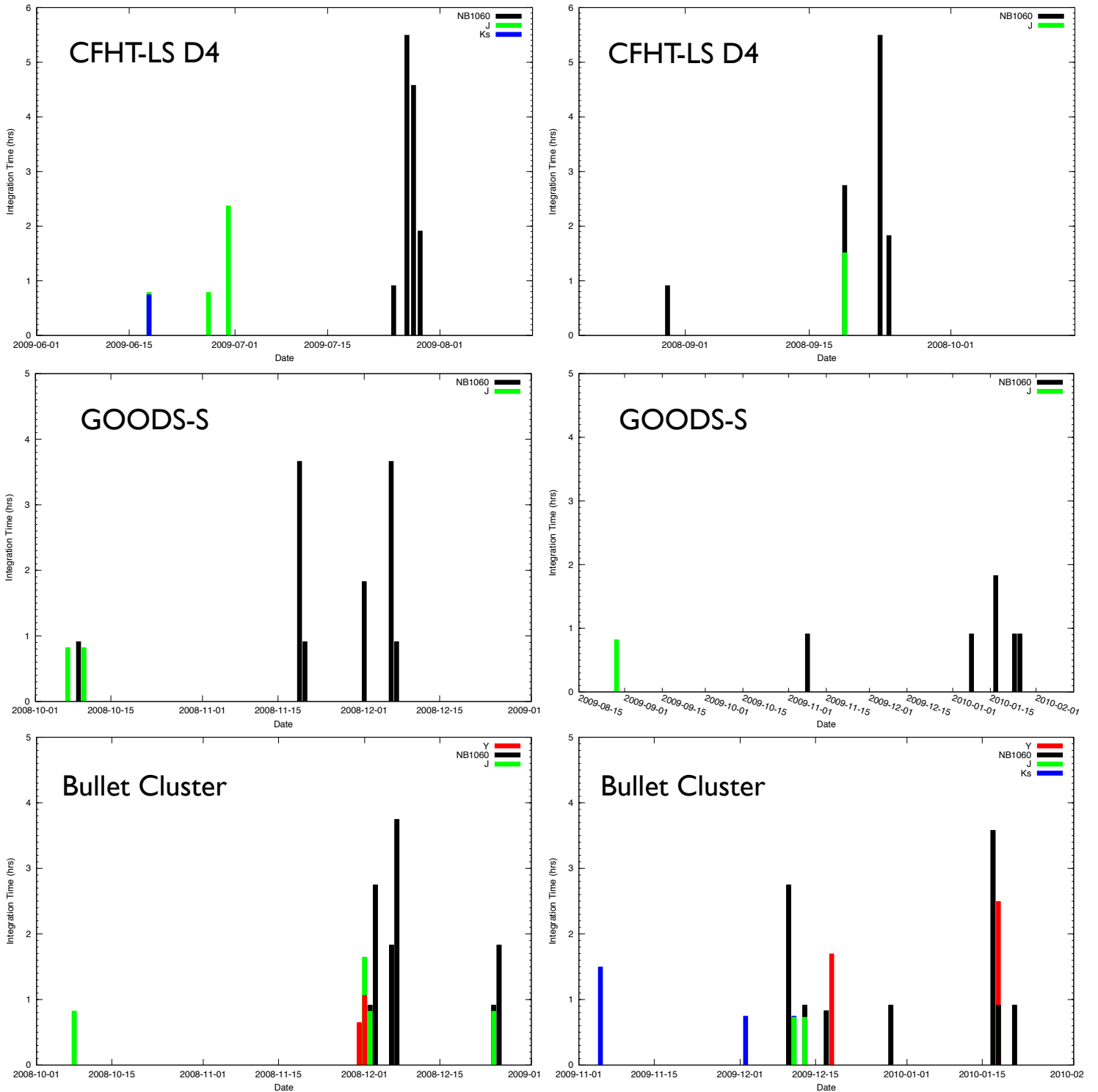


Figure 3.4 – Temps d'intégration en fonction de la date de prise de données. En haut : CFHT-LS D4; au milieu : GOODS-S; en bas : Bullet Cluster. Le panneau de gauche correspond à la première époque de prise de données dans le champ, le panneau de droite correspond à la seconde époque. Les différents filtres sont représentés par différentes couleurs. Le filtre *NB1060* est en noir, le filtre *J* est en vert, le filtre *Y* est en rouge et le filtre *K_s* est en bleu.

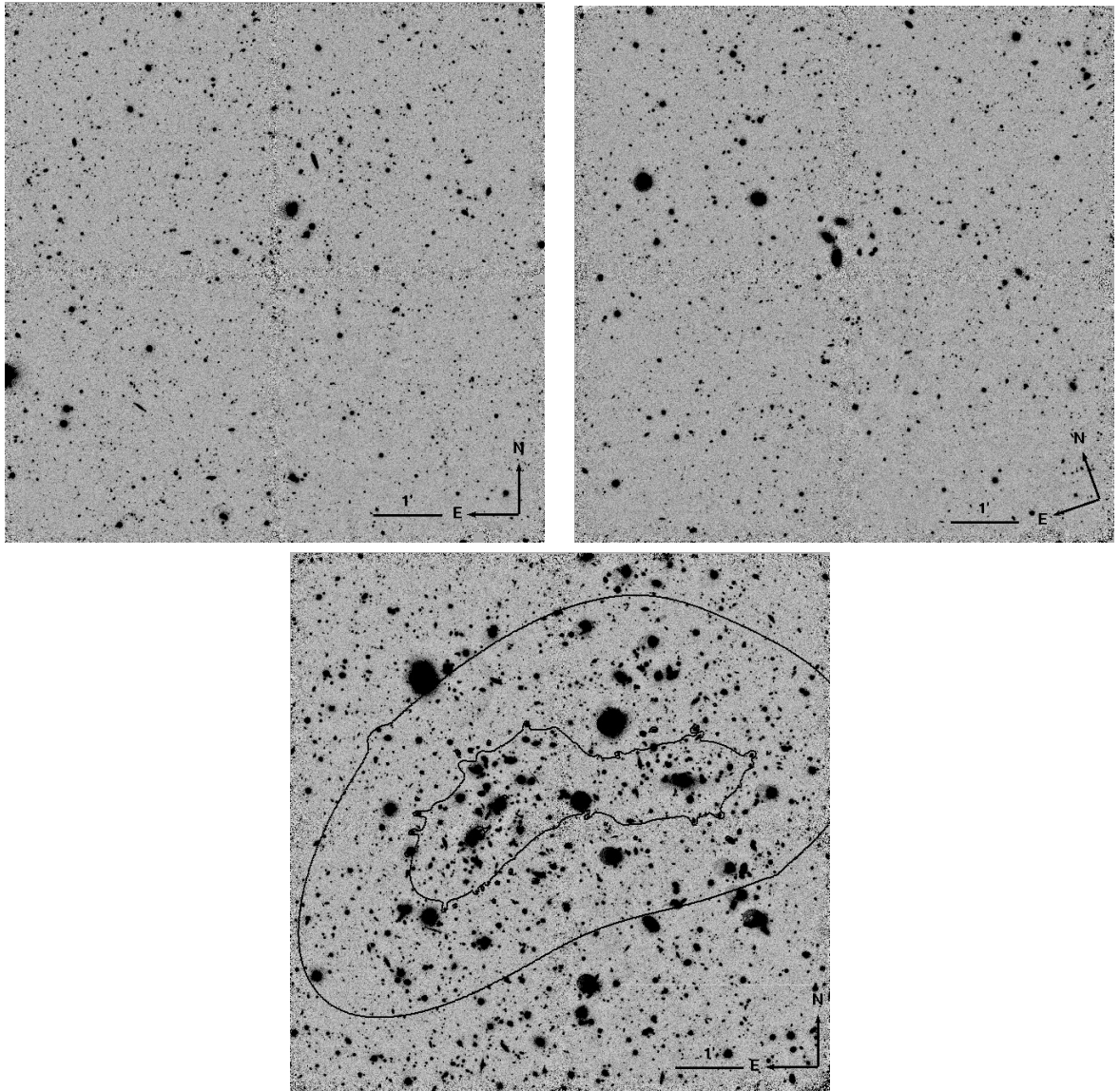


Figure 3.5 – Images des champs observés avec le filtre *NB1060*. En haut à gauche : CFHTLS-D4; en haut à droite : GOODS-S; en bas : Bullet Cluster. Les contours noirs sur l'image du Bullet Cluster représentent des régions du plan image où l'amplification gravitationnelle est ≥ 2.5 (contour intérieur) et ≥ 1.2 (contour extérieur) pour une source au redshift $z = 7.7$.

CHAPITRE 3. IMAGERIE EN BANDE ÉTROITE AVEC L'INSTRUMENT HAWK-I
AU VLT

Champ	Filtre	Instrument	Seeing ($''$)	Magnitude limite 3σ	Référence
CFHTLS-D4	u^*	CFHT/Megacam	0.92	27.40 ¹	1
CFHTLS-D4	g'	CFHT/Megacam	0.85	28.20 ¹	1
CFHTLS-D4	r'	CFHT/Megacam	0.77	28.00 ¹	1
CFHTLS-D4	i'	CFHT/Megacam	0.73	27.45 ¹	1
CFHTLS-D4	z'	CFHT/Megacam	0.72	26.60 ¹	1
CFHTLS-D4	J	CFHT/WIRCam	0.70	25.10 ¹	2
CFHTLS-D4	H	CFHT/WIRCam	0.67	24.70 ¹	2
CFHTLS-D4	K_s	CFHT/WIRCam	0.65	24.70 ¹	2
GOODS-S	B ($F435W$)	HST/ACS	0.12	27.95 ¹	3
GOODS-S	V ($F606W$)	HST/ACS	0.11	28.10 ¹	3
GOODS-S	I ($F775W$)	HST/ACS	0.10	27.55 ¹	3
GOODS-S	Z ($F850LP$)	HST/ACS	0.10	27.25 ¹	3
GOODS-S	J	VLT/ISAAC	0.50	26.00 ¹	4
GOODS-S	H	VLT/ISAAC	0.53	25.35 ¹	4
GOODS-S	K_s	VLT/ISAAC	0.47	24.65 ¹	4
GOODS-S	Y	VLT/HAWK-I	0.55	27.20 ¹	5
GOODS-S	$NB1060$	VLT/HAWK-I	0.70	25.65 ¹	6
GOODS-S	K_s	VLT/HAWK-I	0.40	26.00 ¹	5
BULLET CLUSTER	R - <i>Bessel</i>	Magellan/IMACS	0.60	28.00 ¹	7
BULLET CLUSTER	B ($F435W$)	HST/ACS	0.10	27.95 ²	8
BULLET CLUSTER	V ($F606W$)	HST/ACS	0.10	28.15 ²	8
BULLET CLUSTER	I ($F775W$)	HST/ACS	0.10	28.55 ²	8
BULLET CLUSTER	I ($F814W$)	HST/ACS	0.10	28.30 ²	7
BULLET CLUSTER	Z ($F850LP$)	HST/ACS	0.10	27.90 ²	8

Table 3.2 – Résumé des données privées et d'archives utilisées. ¹ Magnitude d'ouverture corrigée. ² Magnitude d'ouverture dans un diamètre $\phi = 0.60''$. Références : (1) CFHTLS T0006 release; (2) WIRDS T0002 release; (3) GOODS Version 2.0 HST ACS Imaging Data; (4) [Retzlaff et al. \(2010\)](#); (5) [Castellano et al. \(2010\)](#); (6) ESO Prog-Id 60.A-9284; (7) [Clowe et al. \(2006\)](#); (8) [Gonzalez et al. \(2009\)](#).

CFHT-LS D4. Dans ce champs, nous avons utilisés les données publiques du sondage CFHT-LS dans le domaine de longueurs d'onde visible. De même dans le domaine proche-infrarouge, nous avons utilisé les données du sondage WIRDS avec l'instrument WIRCAM. Celles-ci ne sont pas aussi profondes que nos images $NB1060$ donc nous avons dédié du temps de notre programme à des observations de ce champ avec les filtres J et K_s pour obtenir des images plus profondes.

Bullet Cluster. Devant l'absence de données très profondes dans le domaine visible, nous avons observé ce champs avec les filtre Y , J et K_s de l'instrument HAWK-I dans le but d'obtenir un ensemble de données complémentaires dans le domaine proche-infrarouge. Nous avons tout de même utilisé des images obtenues dans les filtres B , V , R avec l'instrument IMACS au foyer du télescope Magellan et décrites dans [Clowe et al. \(2006\)](#). Pour la partie centrale de l'image où se trouve l'amas et les régions de forte amplification, nous avons disposé de données obtenues avec la caméra ACS à bord du télescope spatial Hubble ([Bradač et al., 2006](#)).

GOODS-S. Le champ GOODS-S est probablement le champ le plus observé à ce jour. Parmi toutes les bandes photométriques disponibles publiquement, les données

dans le domaine visible obtenues avec la caméra ACS du télescope spatial Hubble sont les plus utiles à notre projet. En supplément et pour obtenir des images plus profondes que les images ISAAC déjà existantes, nous avons observé ce champ avec le filtre J de HAWK-I. Nous avons également utilisé une image de ce champ avec le filtre Y de HAWK-I provenant d'un autre programme ESO (181.A-0717 PI : A. Fontana).

Toutes les données complémentaires utilisées dans cette étude sont résumées dans la Table 3.2.

3 Réduction des données dans le proche-infrarouge

Un déroulement standard. Cette section présente les différentes étapes s'enchaînant dans un processus de réduction des données dans le proche-infrarouge. L'ensemble de la cascade de réduction a été développé afin de répondre aux principaux objectifs du programme scientifique pour lequel ces données ont été obtenues. S'agissant d'observer des objets à la limite de détection de l'instrument, un soin particulier a été appliqué au développement de certaines étapes critiques, comme la soustraction du fond de ciel ou l'alignement des images individuelles avant leur combinaison. Le déroulement général du processus permettant l'exploitation scientifique des données brutes obtenues en sortie de l'instrument étant relativement standard, cette méthode peut s'appliquer à tout type de données d'imagerie, indépendamment de l'instrument utilisé.

Intégrées dans un ensemble de scripts écrits en PERL, un langage de programmation interprété et polyvalent, la majorité des procédures font appel à l'outil **IRAF**, pour *Image Reduction and Analysis Facility*. Plusieurs étapes font également usage de programmes issus de la suite logicielle **AstrOmatic**¹ développée par E. Bertin. Tous ces outils sont largement diffusés et utilisés par la communauté internationale.

La cascade de réduction décrite ci-dessous peut se décomposer en neuf tâches distinctes :

- Corrections préliminaires. Soustraction du courant d'obscurité et correction de la réponse instrumentale pixel à pixel.
- Soustraction du fond de ciel.
- Nettoyage des pixels déviants.
- Création d'un masque des objets astrophysiques.
- Uniformisation de la photométrie des images individuelles.
- Alignement des images individuelles.
- Combinaison finale et création d'une carte de poids.
- Etalonnage de la photométrie.
- Alignement astrométrique et composition de la mosaïque finale.

Remarques générales. Pourvu de quatre détecteurs séparés, le champ de vue complet de l'instrument HAWK-I se divise en une mosaïque de quatre régions du ciel. Chacun des détecteurs ayant ses propres caractéristiques, le déroulement de la

1. <http://www.astromatic.net/>

réduction des images peut s'effectuer de manière indépendante, détecteur par détecteur. Ceci à l'exception de l'étape finale qui reconstitue le champ de vue total couvert par l'instrument en une seule image, directement exploitable scientifiquement.

Après une première soustraction du fond de ciel, toutes les images sont caractérisées en terme de qualité d'image et de qualité photométrique afin d'éliminer les images pouvant dégrader la qualité du résultat final. Le processus de soustraction du fond de ciel est ensuite réitéré sans ces images. A titre indicatif, entre 3% et 13% des images *NB1060* ont été rejetée, essentiellement à cause d'une qualité d'image supérieure à 1", jugée mauvaise en comparaison du reste des images obtenues ($\sim 0.55''$). Dans le cas du champ GOODS-S, ces images proviennent pour la plupart de nuits d'observation réservées à la vérification de l'instrument dans le cadre d'un programme scientifique, observations qui répondent souvent à des contraintes plus souples sur la qualité d'image. Par ailleurs, certaines images dont la qualité avait été validée au niveau de l'observatoire ont été jugées *a posteriori* en dehors des spécifications. Et inversement, certains lots d'images non validés pour diverses raisons ont tout de même été utilisés pour augmenter le nombre d'images à combiner.

3.1 Corrections préliminaires

Le premier traitement à effectuer sur les données brutes consiste à éliminer toutes les différentes formes de bruits variant en fonction des pixels, et tous les défauts liés à l'électronique du détecteur et ou au télescope. A l'exception notable des méthodes de réduction auto-calibrante, la technique standard fait appel à des images prises dans des conditions spécifiques de l'instrument permettant d'isoler ces différentes formes de bruits. Les deux principaux effets instrumentaux à corriger durant cette étape sont la présence de courant d'obscurité (**dark-current**) et la variation de la réponse pixel à pixel.

Le courant d'obscurité est un courant électrique résiduel indépendant de la quantité de photons reçus par le pixel mais variant en fonction du temps d'exposition du détecteur. C'est un effet additif dont la valeur doit d'abord être soustraite à la valeur brute. Assez stable dans le temps, ce biais dans les mesures est mesuré par une séquence de trois à huit images générées dans la journée suivant la nuit d'observation, obturateur fermé et possédant un temps d'exposition identique aux images scientifiques. Enfin, la combinaison médiane avec réjection des valeurs aberrantes permet d'obtenir une image de ce courant résiduel qui sera soustraite à chacune des images scientifiques de la nuit correspondante .

Chaque pixel va réagir différemment au flux lumineux qu'il reçoit. Cette réponse instrumentale varie également en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente. Pour corriger de la réponse instrumentale, il faut parvenir à éclairer le détecteur avec un champ lumineux suffisamment intense et surtout suffisamment uniforme (le **flat-field**) afin de pouvoir isoler les variations spatiales uniquement dûes à la réponse de chacun des pixels. Une pratique standard dans les observatoires du monde entier consiste à pointer le télescope vers le zénith, à désactiver le suivi, et à prendre une série d'images du ciel durant le crépuscule du soir ou du matin, au-travers du filtre utilisé pour les images scientifiques. Ainsi, on obtient une

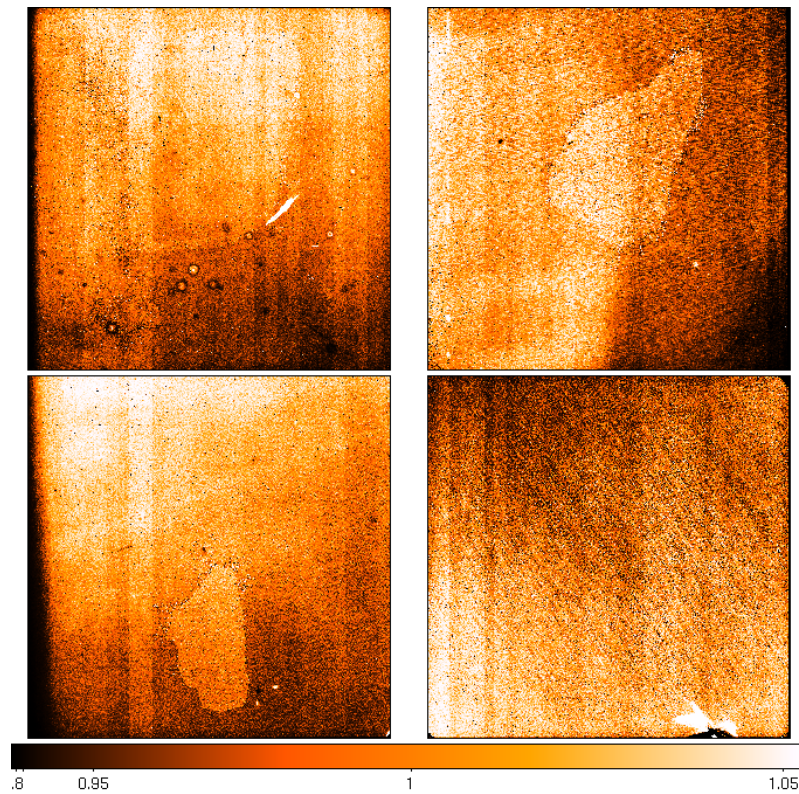


Figure 3.6 – Exemple de correction de *flat-field* pour le filtre J de l’instrument HAWK-I. Crédits : ESO.

illumination très uniforme du détecteur avec une lumière qui entre dans le télescope dans des conditions proche de celles de la nuit d’observation.

Ces séquences sont composées d’une trentaine d’images dont le temps de pose est ajusté pour faire fonctionner le détecteur dans son régime linéaire ($< 60000 e^-$ soit ~ 30000 ADUs pour HAWK-I) en évitant la saturation des pixels. Ainsi, le niveau du fond de ciel décroît à mesure que le ciel s’assombrit, ou bien croît à mesure que le ciel s’éclaircit le matin. Pour chaque pixel et une fois la valeur du biais soustraite, un ajustement linéaire est effectué sur la valeur du pixel en fonction de la médiane de son image. Après réjection des valeurs aberrantes, un second ajustement est calculé. Cette étape est nécessaire afin de rejeter les pixels comportant éventuellement du flux lumineux significatif provenant d’une source autre que le fond de ciel lui-même, comme une étoile par exemple. La pente de la droite ajustée correspond précisément à la valeur du facteur multiplicatif à appliquer pour corriger de la réponse instrumentale. Le résultat est une image de référence de la réponse pixel à pixel dans le filtre étudié (Figure 3.6). La médiane des valeurs des pixels de cette image est généralement normalisée à 1.

Toutefois, le ciel crépusculaire étant légèrement différent du ciel nocturne, notamment en terme de distribution spectrale d’énergie, cette méthode de correction de la réponse instrumentale n’est pas encore parfaite et permet seulement d’atteindre une correction uniforme à 5% sur toute l’image. Une correction d’illumination permettrait d’améliorer cette uniformité jusqu’à un seuil de 3% d’après le manuel de l’instrument HAWK-I mais n’a pas été appliqué dans ce travail. Celle-ci nécessite

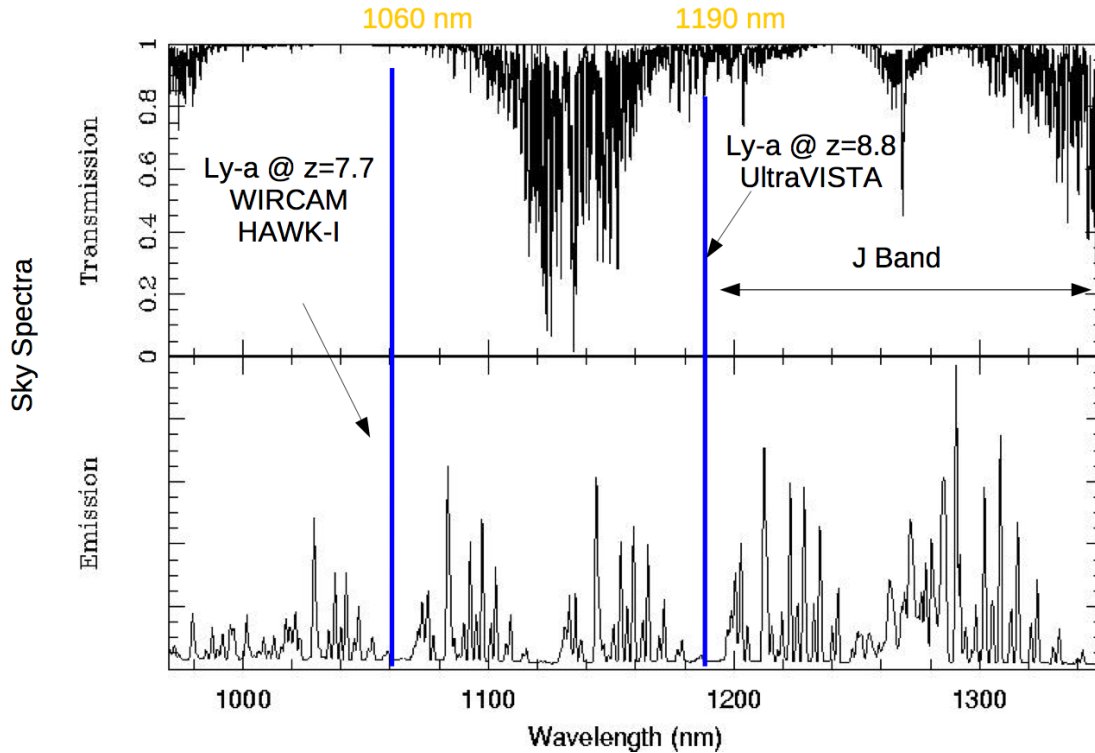


Figure 3.7 – Transmission et émission du fond de ciel nocturne dans le domaine infrarouge proche de 1000 nm à 1300 nm. Les fenêtres d’observation libre de l’émission des raies OH à $\lambda \sim 1060$ nm et $\lambda \sim 1190$ nm sont indiquées par des traits verticaux bleus. Elles correspondent respectivement aux redshifts $z = 7.7$ et $z = 8.8$ pour la raie Lyman- α .

l’obtention de séquences d’images supplémentaires où l’on contrôle le flux reçu d’une même étoile en faisant varier sa position sur le détecteur.

Finalement, aucune tentative n’a été faite pour corriger des effets de non-linéarité du détecteur aussi bien sur les images de *flat-field* que sur les images scientifiques. Dans le manuel de l’instrument HAWK-I, ces effets sont annoncés en-dessous de 1% à 75% du niveau de saturation du détecteur, lui-même annoncé entre 40000 et 50000 ADUs.

3.2 Soustraction du fond de ciel

Obtenues depuis des télescopes au sol, l’imagerie dans le proche-infrarouge présente l’inconvénient d’un niveau de fond de ciel très important. Avec une brillance de surface de 13 à 15 mag/m² entre les bandes *J* et *K* (Maihara et al., 1993), il surpasse de plusieurs ordres de grandeurs le signal des sources astrophysiques qui nous intéressent dans ce travail ($J \sim 25 - 26$). Ce rayonnement se présente sous la forme d’un continu largement dominé par un spectre de fines raies en émission des radicaux \bullet OH. Celles-ci se répartissent entre $0.61\mu\text{m}$ et $2.62\mu\text{m}$, avec les plus intenses au-delà de $1.5\mu\text{m}$ (Rousselot et al., 2000). Entre les raies, le rayonnement continu est plus faible de plusieurs ordres de grandeur, d’où l’intérêt de placer des filtres à bande étroites ($\Delta\lambda \sim 100\text{\AA}$) dont la longueur d’onde centrale correspond

aux fenêtres où l'émission du ciel dans l'infrarouge est minimale.

La principale difficulté réside dans le fait que ce fond de ciel est susceptible de varier en intensité sur des échelles de temps de quelques minutes à plusieurs heures. Afin de capturer les variations temporelles du niveau de fond de ciel, la technique standard d'observation consiste effectuer un tramage autour de l'objet d'intérêt. C'est-à-dire que l'on va déplacer légèrement ($\sim 10 - 20''$) le pointé du télescope autour de l'objet entre chaque pose successive. De cette manière, chaque pixel sera plus souvent exposé au fond de ciel qu'au signal de l'objet, ce qui permettra d'estimer correctement la valeur du fond de ciel local en tenant compte des variations temporelles au cours de la nuit d'observation.

L'objectif est d'obtenir une image du fond de ciel à soustraire de l'image scientifique. Pour chacune des images scientifiques, une image du fond de ciel est construite à partir d'une séquence d'images choisies dans une fenêtre temporelle centrée sur l'image pour laquelle on cherche à évaluer le fond de ciel, en excluant cette dernière. De plus, le fond de ciel des images HAWK-I est aussi susceptible de varier spatialement au cours du temps. Ces variations de faible fréquence spatiale sont principalement dûes à la monture altazimutale du VLT qui impose une rotation de l'image par rapport à la pupille du télescope. De ce fait, les conditions d'entrée de la lumière ne sont pas strictement identiques pour toutes les poses. La Figure 3.8 illustre cette variation spatiale dans le filtre K_s . Ainsi, la qualité de l'image de fond de ciel dépend largement du choix des images utilisées pour la générer qui ne doivent ni être trop éloignées en temps, ni présenter un motif spatial très différents. De plus, pour éviter d'ajouter un bruit trop important à l'image scientifique lors de la soustraction du fond de ciel, le nombre d'images intervenant dans le calcul de la médiane ne doit pas être trop faible.

La procédure itérative appliquée pour générer une image du fond de ciel est la suivante :

1. Chaque image est soustraite de sa médiane et normalisée par la déviation standard de la distribution de pixels. Ces deux statistiques sont calculées avec réjection des valeurs aberrantes.
2. Une médiane avec réjection est ensuite calculée pour chaque pile de pixels. Des pixels dont le flux serait contaminé par le signal d'un objet introduirait un biais dans le calcul de la médiane en surestimant la valeur du fond de ciel. Afin d'éviter cela, il est nécessaire de construire un masque qui identifiera tous les pixels appartenant aux objets pour ne pas les prendre en compte dans le calcul. Les objets les plus faibles ne pouvant être détectés qu'une fois le processus entier réalisés, la construction et l'amélioration de ce masque (voir 3.4) nécessitent plusieurs itérations du processus de réduction. Comme dit plus haut, un masquage insuffisant des objets a pour effet de surestimer le fond de ciel local, avec comme conséquence l'apparition d'une couronne de pixels à valeur négative autour des objets.
3. Enfin, l'image de fond de ciel construite par cette combinaison médiane est soustraite à l'image centrale, une fois celle-ci soustraite de sa valeur médiane et normalisée par sa déviation standard.

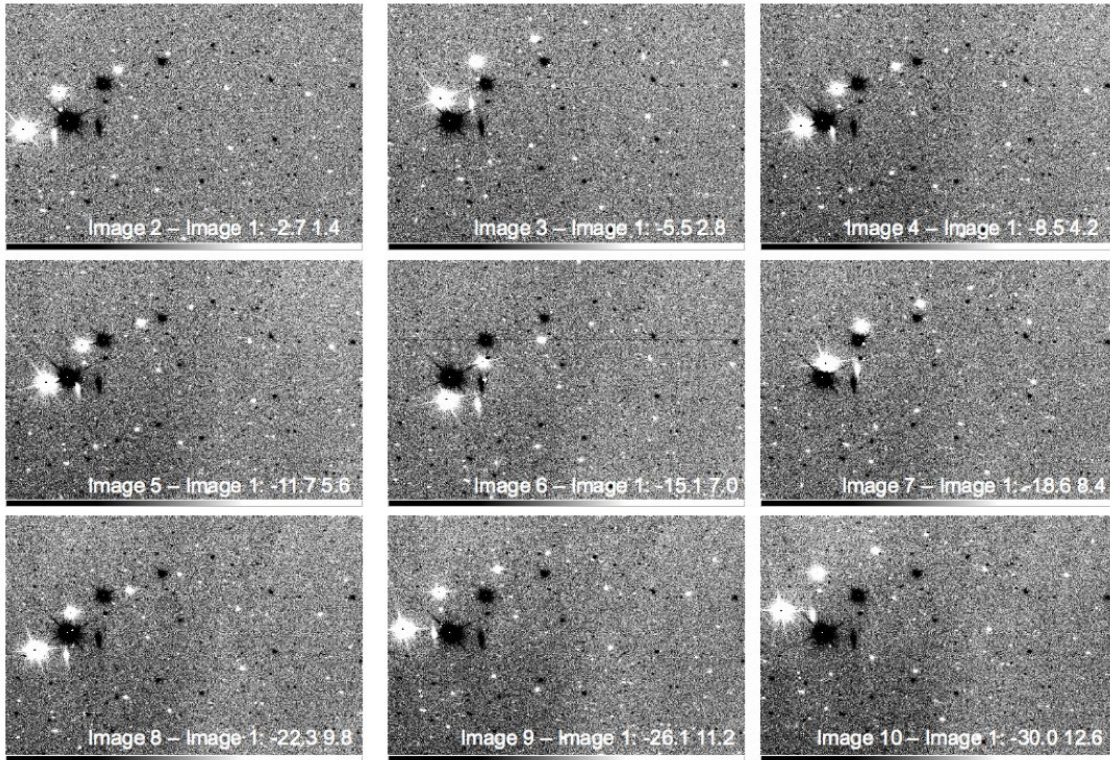


Figure 3.8 – Effet de la rotation de l'image par rapport à la pupille d'entrée du télescope. Cette série d'images prises avec le filtre K_s montre la différence entre une image donnée et la première de la série. Les chiffres donnés sont la différence d'angle vis à vis de la pupille pour les deux images et le temps les séparant. Crédits : ESO.

4. Des résidus de soustraction du ciel peuvent toutefois persister sur de grandes échelles spatiales. Ceux-ci sont finalement supprimés par une nouvelle estimation du fond de ciel générée par SExtractor. Ce dernier utilise une méthode de calcul du fond de ciel par interpolation bicubique sur une grille de pixels où la fonction d'interpolation prend la forme d'un spline.

3.3 Nettoyage des mauvais pixels

Outre les corrections à apporter liées au courant d'obscurité ou à la réponse pixel à pixel décrits dans la section 3.1, une image possède de nombreux défauts à l'échelle du pixel : pixels plus bruités, pixels morts, pixels chauds, etc. En général, les pixels au comportement aberrants sont identifiés durant la construction des images de références de la section 3.1. Mais on peut aussi tirer profit de la méthode d'observation par tramage. En effet, comme décrit plus-haut, dans le repère du détecteur, un objet réel va se déplacer tandis qu'un pixel défectueux ne bougera pas. Ainsi pour chaque ensemble d'images soustraites du fond de ciel et correspondant à une même nuit d'observation, un pixel est marqué comme étant défectueux si sa valeur est éloignée de $\pm 4\sigma$ sur plus de 70% des images de la nuit, σ étant la déviation standard locale. La valeur de ces pixels est alors remplacée par une interpolation linéaire des valeurs des pixels voisins sur la même ligne du détecteur.

3.4 Masquage des objets

L'efficacité de la soustraction du fond de ciel dépend pour beaucoup de la qualité du masquage des objets sur chacune des images. Afin de pouvoir masquer un maximum d'objets, il est nécessaire de travailler à partir d'une image bénéficiant du maximum du temps d'intégration. Ainsi, une combinaison des images individuelles est opérée après une première soustraction du fond de ciel et une fois les pixels déviants nettoyés. Cette combinaison intermédiaire ne nécessitant pas une qualité aussi importante que la combinaison finale, chacune des images individuelles est simplement alignée sur une image choisie arbitrairement comme référence. Pour cela, un ensemble d'étoiles communes aux deux images est défini, le décalage en pixel (entier) à appliquer est alors calculé comme étant la moyenne des séparations en pixel sur chacun des axes de coordonnées. Tenant compte des décalages entre les images, une combinaison médiane avec réjection des pixels aberrants est effectuée par la tâche *imcombine* de **IRAF**. On utilise SExtractor pour détecter les objets et générer une carte de tous les pixels détectés comme appartenant à un objet. Les pixels en périphérie des objets sont généralement à la limite du bruit de l'image et sont difficilement extraits par SExtractor. Pour y remédier, le masquage autour de chaque objet est étendu par une convolution avec un noyau gaussien. A partir des décalages en pixel calculés précédemment, on peut ainsi générer un masque pour chaque image individuelle et renouveler le processus de soustraction du ciel décrit en Section 3.2. Typiquement, pour obtenir un masquage optimal et pour diminuer sensiblement le biais des objets dans le calcul du fond de ciel, ce processus est répété de 3 à 5 fois.

3.5 Correction des variations relatives de la photométrie

Puisque s'étalant sur plusieurs nuits d'observations, les conditions d'observations et les conditions météorologiques sont susceptible de varier légèrement d'image à image. La variation de la transparence du ciel et la prise en compte des effets de masse d'air font partie des corrections à apporter pour obtenir une photométrie précise. Cette correction consiste à normaliser le flux (en ADU) d'une même étoile sur l'ensemble des images grâce à un facteur correctif. Dépendant des champs observés, le flux de 2 à 10 étoiles par détecteur, brillantes et non saturées, est mesuré par SExtractor dans une ouverture adaptée (*MAG_AUTO*) et un facteur correctif est calculé pour chacune des étoiles sur chacune des images. Un facteur correctif moyen est enfin calculé pour chaque image. D'une manière générale, la variation de ces facteurs correctifs est limitée à 10% pic à pic sur l'ensemble des images d'une séquence tandis que les variations relatives au sein d'une même image n'excèdent pas 1.5% (Figure 3.9).

3.6 Alignement des images individuelles

Une fois le fond de ciel correctement soustrait et avant combinaison, l'ensemble des images individuelles doit être aligné avec précision pour garantir une excellente qualité d'image et maximiser le rapport signal sur bruit des objets les plus faibles.

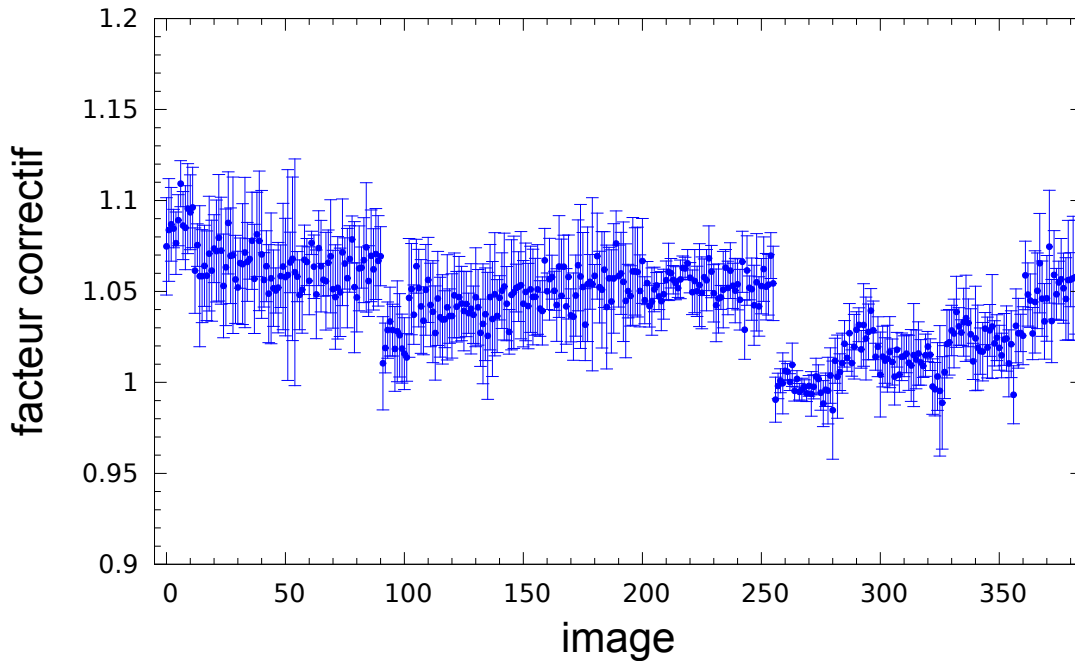


Figure 3.9 – Facteur multiplicatif appliqué aux images *NB1060* du champ GOODS-S. La correction a été normalisée sur la nuit la plus photométrique. Les images sont classées par ordre croissant en fonction de la date d’observation. On distingue trois ensembles de points indiquant les trois époques de prise de données pour le champ GOODS-S.

Dans ce but, on ne peut plus se contenter d’un alignement approximatif tel que celui effectué durant l’étape de construction du masque (cf Section 3.4), il faut calculer une solution astrométrique d’ordre supérieur pour rendre compte de la distortion géométrique de l’image introduite par l’instrument HAWK-I. Une fois la solution trouvée, une nouvelle image doit être produite en rééchantillonnant les pixels sur une nouvelle grille. Cette action implique une interpolation de la nouvelle valeur des pixels, interpolation qui introduit des corrélations entre les valeurs des pixels voisins dont il faut tenir compte lors du calcul du signal sur bruit final. Ce point particulier est traité en Section 4.2. Cette étape fait appel à trois logiciels de la suite Astromatic : SExtractor, SCamp et SWarp.

Dans un premier temps, une liste d’objets, identifiés comme étant des étoiles non saturées, est constitué par SExtractor pour chaque image individuelle. Puisqu’à ce stade, on ne recherche qu’un alignement précis mais relatif, une de ces listes est choisie arbitrairement comme étant la référence. Toutes ces catalogues d’objets sont ensuite fournis à SCamp qui va les assortir et calculer une solution astrométrique sur le principe d’une minimisation d’un χ^2 . La solution produite est à la fois globale et particulière, elle assure un alignement optimal de toutes les images les unes par rapport aux autres tout en s’ajustant au mieux au catalogue donné comme référence. Cette solution fait intervenir des fonctions de bases polynômiales dont le degré est choisi par l’utilisateur. Dans le cas présent, des polynômes de degré 4 permettent un meilleur ajustement.

Les images individuelles sont ensuite rééchantillonnées par SWarp sur une grille de

pixel de taille $0.1065''$. Le noyau d'interpolation utilisée est un noyau 8×8 pixels de type LANCZOS4 faisant intervenir un produit de fonction sinus cardinal. D'autres interpolations sont possibles comme l'interpolation bilinéaire ou l'interpolation à partir des pixels directement voisins mais sont susceptibles soit d'introduire d'avantage de corrélation entre les valeurs des pixels soit de déformer la forme des objets en introduisant de l'*aliasing*.

Au final, cette procédure permet de produire des images individuelles parfaitement alignées, avec des résidus sur les décalages entre les images ne dépassant pas la taille d'un pixel.

3.7 Combinaison finale et carte de poids

Après soustraction du fond de ciel, nettoyage des mauvais pixels et alignement relatif, les images individuelles sont prêtes à être combinées par la procédure **imcombine d'IRAF**. Celle-ci calcule la valeur moyenne de chaque pixel en rejetant les valeurs extrêmes au-delà de 4σ . Le σ intervenant ici est l'écart-type de la distribution des valeurs du pixel dans la pile d'images individuelles, non rejeté et corrigé pour une population finie. La moyenne avec réjection a été préférée à la médiane car elle offre un résultat moins bruité tout en restant robuste face aux valeurs aberrantes.

En plus de l'image combinée, trois autres images sont produites :

- une image stockant le nombre de pixels rejetés pour chaque pixel,
- une image stockant le σ_{ij} ,
- une image de poids w_{ij} calculé tel que $w_{ij} = N_{ij}/\sigma_{ij}^2$ où N_{ij} est le nombre de pixel intervenant effectivement dans le calcul de la moyenne, valeurs rejetées exclues.

Une pondération individuelle des images par leur qualité d'image, *seeing*, ou par la variance du flux du fond de ciel pourrait légèrement améliorer la qualité et la profondeur de l'image combinée mais cela n'a pas été fait.

3.8 Etalonnage photométrique

L'étalonnage photométrique est une étape critique du processus de réduction d'images dans le proche-infrarouge. Deux méthodes, directe et indirecte, permettent de calculer le facteur de conversion du flux mesuré sur l'image, généralement proportionnel à un nombre d'électrons, au flux en unité physique : le point zéro (ci-après *ZP* pour *Zero Point*). Celui-ci peut être exprimé dans les unités d'un système photométrique standard (AB, Véga, etc.) pour obtenir la magnitude des objets par la formule :

$$m = -2.5 \log_{10}(f_{ADU}) + ZP \quad (3.1)$$

La méthode directe consiste à observer des étoiles, qualifiées de standards photométriques, durant la nuit des observations scientifiques. Le flux de ces étoiles est stable, régulièrement mesuré et généralement modélisé ce qui permet d'en faire des étalons absolus à partir desquels on peut étalonner le ZP des observations scientifiques. Cette méthode est couramment utilisée dans le domaine de longueurs d'onde

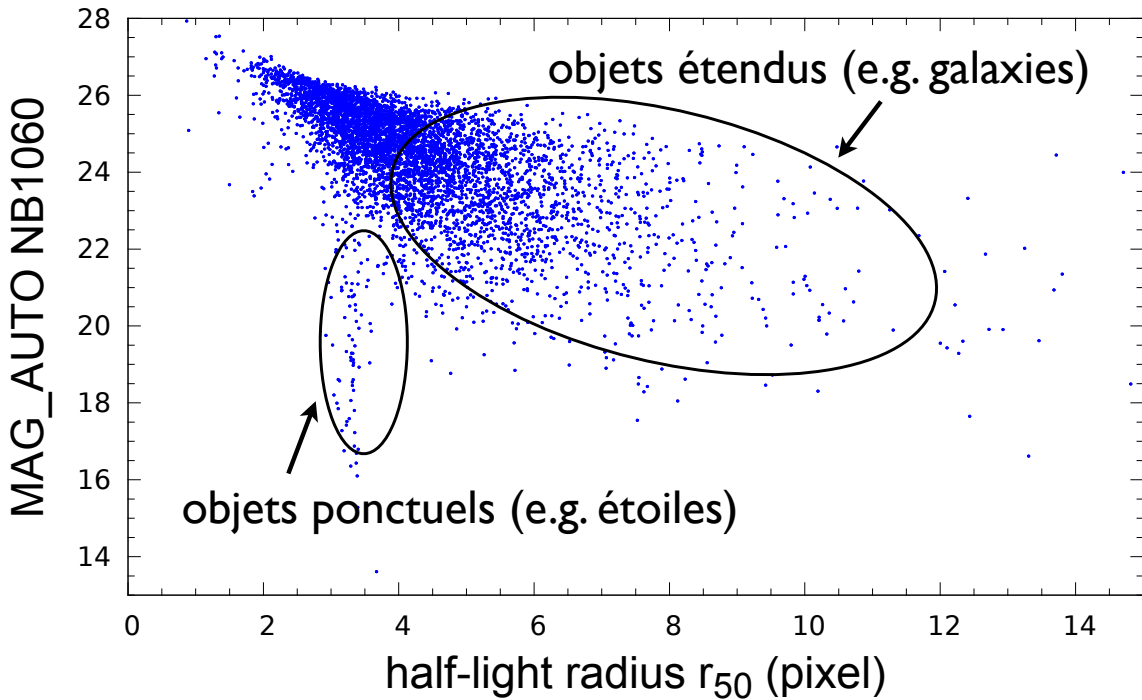


Figure 3.10 – Magnitude *NB1060* (*MAG_AUTO*) en fonction du rayon en pixels encerclant 50% du flux r_{50} . Cet exemple utilise un catalogue du champ GOODS-S. Les objets non résolus comme les étoiles brillantes se distinguent facilement des objets étendus comme des galaxies.

visible mais présente quelques difficultés d'applications dans l'infrarouge, et en particulier dans les filtres à bande étroite. L'utilisation de ces filtres est relativement marginale comparée au volume de données recueillis dans les filtres traditionnels à bande large donc le flux de ces étoiles standards n'est généralement pas connu ni surveillé par l'ESO dans le filtre étroit *NB1060*. En conséquence, aucune étoile standard n'a été observée dans le cadre de notre programme d'observation.

Notre étalonnage photométrique, aussi bien dans le filtre *NB1060* que dans les filtres à bande large, est donc entièrement basé une méthode indirecte qui consiste à utiliser les étoiles présentes dans le champ observé comme référence photométrique, à la condition que leur flux, ou leur magnitude, soient déjà tabulés dans des catalogues construits à partir d'observations qui ont, elles, bénéficié d'un étalonnage direct sur des standards photométriques. Le sondage *2MASS* pour *2-micron All-Sky Survey* est ainsi la principale référence utilisée dans ce travail pour étalonner les images prises avec les filtre *J* et *Ks*. En l'absence de flux tabulés des étoiles de nos champs dans les filtres *Y* et *NB1060*, il a fallu procéder à une interpolation de leur flux dans ces bandes photométriques à partir des flux préalablement étalonnés dans les autres bandes. La méthodologie générale est décrite ci-dessous, champ par champ en fonction des données disponibles. L'étalonnage est d'abord effectué pour chacun des détecteurs puis le résultat est contrôlé en répétant l'opération sur l'image entière afin de bénéficier d'une meilleur statistique grâce à un échantillon plus important.

Sélection des étoiles. Pour chaque image, les étoiles sont sélectionnées suivant des critères morphologiques ainsi que des critères photométriques. Grâce aux catalogues générés par SExtractor, il est relativement efficace d’isoler les objets ponctuels, probablement des étoiles, sur un diagramme où l’on va tracer le flux mesuré sur l’image en fonction du rayon encerclant 50% du flux total, le *half-light radius* r_{50} . Sur un tel diagramme (Figure 3.10), les objets étendus forment un nuage de points s’étendant sur une large gamme de r_{50} et de magnitudes tandis que les objets ponctuels, non résolus, se concentrent sur une colonne de points se dispersant autour d’une valeur de r_{50} donnant une estimation de la taille moyenne de la PSF de l’image. Cette distinction entre étoile et galaxie est plus délicate aux faibles flux où les galaxies à la limite de détection sont susceptibles d’apparaître non résolues sur l’image. Pour cette raison, on sélectionne les objets ponctuels dans une gamme de magnitudes évitant les objets saturés et les objets à faible rapport signal sur bruit. Compte tenu des bandes photométriques utilisées, les étoiles sélectionnées par ces critères ont des types spectraux allant de G à M5.

CFHT-LS D4. Dans le champs profond CFHT-LS D4, l’étalonnage indirect a été effectué à partir des images dans les filtres J , H et K_s provenant du programme WIRDS avec l’instrument WIRCAM du CFHT. Ces images ont elles-mêmes été étalonnées dans le système photométrique VEGA d’après les magnitudes 2MASS des étoiles du champs, puis convertis dans le système photométrique AB. 2MASS étant un sondage assez peu profond, $J \leq 16$, le nombre d’étoiles 2MASS par détecteur HAWK-I est limité à moins d’une dizaine, souvent saturées sur les images HAWK-I. En revanche, avec une profondeur d’image de l’ordre de $J \leq 25$, les images WIRDS contiennent plus d’objets et permettent donc de disposer d’un échantillon d’étoiles plus important pour étalonner le ZP. Toutefois, il faut préciser que les courbes de transmission des filtres peuvent différer d’un instrument à l’autre ce qui peut biaiser légèrement l’étalonnage photométrique. Pour y remédier, une solution est de calculer et d’appliquer des termes de couleurs qui vont lier les couleurs observées avec un instrument aux couleurs observés avec l’instrument de référence par une relation affine. Ces termes de couleurs ont été négligés dans cette analyse.

Sur la totalité du champ de vue, 67 étoiles dans la bande J et 58 étoiles dans la bande K_s ont été utilisées pour obtenir un ZP en minimisant les différences entre les magnitudes mesurées sur les images HAWK-I et celles mesurées sur les images WIRCAM étalonnées. A l’issue de cette opération, la dispersion standard des résidus atteint 0.03 magnitude en J et 0.05 magnitude en K_s . Cet étalonnage a été vérifié comme étant consistant avec les magnitudes reportées dans le catalogue 2MASS, en dépit d’un nombre réduit d’étoiles : 19.

Une fois les images J et K_s étalonnées, l’image avec le filtre $NB1060$ à $1.06\mu m$ a été étalonnée en suivant la même procédure que Hibon et al. (2010). Un échantillon de 23 étoiles a été établi en vue de procéder à une interpolation des magnitudes entre les bandes dans le domaine de longueur d’onde visible u^* , g' , r' , i' , z' et les bandes du domaine proche infrarouge J , H , K_s . Aucune différences de couleur systématique n’a été trouvées lors d’une comparaison des couleurs de cet échantillon d’étoiles avec les couleurs calculées dans les mêmes filtres à partir d’une librairie d’étoiles (Pickles, 1998) ou obtenues à partir de modèles de spectre stellaire explo-

rant une large gamme de températures et de métallicités (Marigo et al. (2008) et <http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd>). L'interpolation se fait par ajustement d'une fonction spline cubique sur les magnitudes en fonction de la longueur d'onde. De cette manière, on obtient pour chaque étoile la magnitude qu'elle devrait avoir dans le filtre *NB1060*. Le ZP est enfin obtenu en cherchant la valeur qui minimise l'ensemble des différences entre les magnitudes mesurées sur l'image HAWK-I non étalonnée et les magnitudes obtenues par la procédure d'interpolation. L'erreur standard donnée par la dispersion standard des résidus est 0.05 mag.

GOODS-S La même procédure a été utilisée pour étalonner les différentes images du champ GOODS-S. Le ZP des images *J* a été étalonné relativement aux images et aux catalogues publics de l'instrument ISAAC dans les bandes *J/H/K_s* (Retzlaff et al., 2010). Les magnitudes des étoiles dans les bandes de longueur d'onde visible proviennent du catalogue multi-couleur de la caméra HST/ACS dont version r2.0z est disponible sur le site internet du projet GOODS. La procédure d'interpolation pour obtenir le ZP dans le filtre *NB1060* a été menée sur un échantillon de 44 étoiles laissant une dispersion standard des résidus de 0.06 magnitude.

BULLET CLUSTER Pour les images du champ du Bullet Cluster, les images des bandes *J* et *K_s* ont été étalonnées sur le catalogue 2MASS laissant une erreur résiduelle de 0.05 mag dans les deux bandes. Pour ces images, le manque de données dans le domaine des longueurs d'onde visible couvrant l'intégralité du champ de vue de HAWK-I complique l'interpolation de la magnitude d'un nombre satisfaisant étoiles dans les filtres *Y* et *NB1060*. C'est pourquoi une nouvelle procédure d'estimation de la magnitude des étoiles dans ces bandes a été mise au point pour bénéficier des données étalonnées des deux champs précédents. L'idée est de faire figurer sur un même diagramme couleur-magnitude (*J* vs *NB1060 - J* ou *K_s* vs *NB1060 - K_s*) l'ensemble des étoiles de tous les champs préalablement étalonnés ainsi que les étoiles du champs du Bullet Cluster pour lequel le ZP reste à calculer. Ce dernier est alors ajusté visuellement de manière à ce que le nuage de point à étalonner se superpose avec le nuage de points constitué des étoiles des champs CFHT-LS D4 et GOODS-S. La même procédure a été utilisée pour étalonner l'image du filtre *Y* bien qu'en l'absence d'image *Y* du champ CFHT-LS D4, seul le champ GOODS-S a pu être utilisé comme référence .

En comparant la photométrie de tous les champs, cette dernière procédure permet aussi de contrôler la cohérence globale de notre photométrie et de s'assurer qu'aucun résidu supérieur à 0.1 magnitude n'est présent dans nos images étalonnées. Finalement, pour des raisons pratiques, toutes les images ont été étalonnées de manière à avoir $ZP = 30$ dans le système photométrique AB.

Remarque : Bien que différente dans la pratique, toute la méthodologie employée dans cette section suit une logique similaire à celle développée par High et al. (2009) qui ont publié un algorithme robuste connu sous le nom de *SLR* pour Stellar Locus Regression.

3.9 Alignement astrométrique

La toute dernière étape de notre processus de réduction consiste à construire une seule image à partir des quatre portions correspondant à chaque détecteur. C'est aussi durant cette étape que l'alignement astrométrique sur une référence extérieure est appliqué. De la même manière que lors de l'alignement relatif décrit dans la Section 3.6, la solution astrométrique finale est calculée par Scamp grâce à un ajustement de la position des objets avec un polynôme de degré 4 sur chacun des axes de coordonnées. Le champ CFHT-LS D4 a été aligné sur les images profondes du domaine de longueur d'onde visible de la version T0006 du CFHT-LS. Les images du champ GOODS-S ont été alignées sur les images de la caméra ACS tandis que les images du Bullet Cluster ont été alignées sur le sondage 2MASS en l'absence d'autre référence astrométrique couvrant l'intégralité du champ de vue. Toutefois, pour toutes les images, la dispersion des résidus sur la distance des objets par rapport à leur position de référence ne dépasse pas les $0.05''$. Enfin, l'étape de rééchantillonnage qui s'ensuit est à nouveau prise en charge par Swarp avec propagation de la solution astrométrique aux cartes de poids décrites en Section 3.7. Les portions d'images où il y avait recouvrement entre les images de chaque détecteurs ont été combinées suivant une moyenne pondérée par ces cartes de poids.

En suivant cette méthode, toutes les images d'un même champ obtenues dans le cadre de notre programme avec l'instrument HAWK-I sont parfaitement alignées les unes avec les autres.

4 Photométrie et propriétés des images

Cette section présente la méthodologie suivie pour la détection et la mesure du flux des sources sur les images. Elle détaille l'utilisation du logiciel SExtractor pour la détection et la photométrie d'ouverture des objets, la prise en compte de la corrélation du bruit entre les pixels dans le calcul de l'erreur photométrique associée à chaque objet, la correction d'ouverture à apporter à la mesure pour estimer le flux total de l'objet et enfin, la limite de détection atteinte dans le filtre *NB1060*.

4.1 Détection et mesure du flux avec SExtractor

SExtractor 2.8.6 (Bertin & Arnouts, 1996) est un logiciel largement utilisé dans la communauté scientifique pour générer des catalogues de sources détectées sur une image. Bien que demandant une certaine expérience pour ajuster les différents paramètres gouvernant la détection et la photométrie des sources, son principe général de fonctionnement est simple et procède par étapes successives :

1. **Calcul du niveau du fond de ciel et de sa dispersion moyenne σ .** Ce niveau est mesuré dans des secteurs dont la taille est définie par `BACK_SIZE` en pixels. Le calcul est itératif avec réjection des pixels déviants jusqu'à ce que toutes les valeurs des pixels dans la région soient à $\pm 3\sigma$ de la moyenne. Ensuite, le fond de ciel attribué à ce secteur est estimé par la relation $2.5 \times \text{médiane} - 1.5 \times \text{moyenne}$, similaire à la relation empirique liant le mode, la médiane et

la moyenne d'une distribution unimodale et symétrique. Si la distribution des pixels se révèle trop asymétrique, c'est la valeur médiane qui est utilisée. Pour réduire d'avantage les déviations causées par le flux des objets brillants et étendus, il est possible d'appliquer un filtrage median sur tous les secteurs de l'images sur une échelle caractérisée par le paramètre `BACK_FILTERSIZE`. Enfin, pour générer une image de fond de ciel lisse et continue, `SExtractor` effectue une interpolation bicubique à l'aide de splines de la surface des points constituée par les valeurs du fond de ciel dans chacun des secteurs après filtrage. La valeur adoptée pour `BACK_SIZE` est de 128×128 pixels soit une taille de secteur de $\sim 13.65'' \times 13.65$, largement supérieure à l'extension des objets sur l'image, filtré sur une échelle `BACK_FILTERSIZE = 3` secteurs.

2. **Soustraction du niveau de fond de ciel.**

3. **Filtrage de l'image par un noyau de convolution.** Le principe du filtrage adapté en traitement d'image est précisément de lisser l'image de manière à augmenter le rapport signal sur bruit des sources dont le profil d'intensité coïnciderait avec la forme du noyau. Pour la détection des objets faibles et non résolus, un noyau suivant la forme précise de la réponse impulsionnelle (*PSF*) représente un choix acceptable (Section 5.1). Par simplicité, on peut toutefois aussi utiliser un noyau gaussien dont la largeur à mi-hauteur correspond à celle de la PSF. D'autres formes de noyau (par exemple en chapeau haut-de-forme ou en chapeau mexicain) peuvent toutefois s'avérer efficace dans la détection des sources si leur densité est importante sur l'image.

4. **Détection des objets.** Elle s'effectue par la segmentation de l'image en blocs de pixels adjacents dépassant un seuil défini par le paramètre `DETECT_THRESH`. Ce seuil peut se définir sous la forme d'une limite en brillance de surface, d'une limite en valeur absolue exprimée en ADU, soit relativement à la dispersion σ du fond de ciel mesurée sur l'image non filtrée. C'est cette dernière option qui a été préférée. Quant à la taille du bloc de pixels, elle est définie par `DETECT_MINAREA`. Les valeurs adoptées dans ce travail sont `DETECT_THRESH = 0.7` et `DETECT_MINAREA = 1`. Parce qu'ils influencent directement la complétude de détection sur les images, le choix de ces paramètres est décrit plus précisément dans la Section 5.1.

5. **Séparation des objets voisins.** La nature même des images astrophysiques fait que plusieurs objets proches sur le ciel peuvent être extraits comme un seul et même bloc de pixels dans l'étape précédente. `SExtractor` applique alors un filtrage supplémentaire où le flux dans chaque bloc de pixels est découpé niveaux de seuils. Le nombre de ces niveaux entre le seuil de détection et le nombre de coups maximal du bloc de pixel est défini par le paramètre `DEBLEND_NTHRESH`. Des sous-blocs de pixels sont alors identifiés et séparés en objets distincts en fonction d'un paramètre de contraste défini par `DEBLEND_MINCONT`. Les valeurs adoptées ici sont `DEBLEND_THRESH =`

64 et `DEBLEND_MINCONT = 0.00001`.

6. **Mesure des formes et de la position.** Pour chaque objet identifié, les moments de la distribution de flux permettent de déterminer la position du barycentre ainsi que les paramètres de forme (a,b,θ) d'une ellipse décrivant l'objet.
7. **Nettoyage des artefacts dûs aux objets brillants.** Afin d'éliminer les détections pouvant être générées au voisinage des étoiles ou des objets brillants, la validité de chaque détection est évaluée en fonction de la contamination du flux par celui des objets voisins. La sévérité du nettoyage est quantifiée par le paramètre `CLEAN_PARAM`. Afin d'éviter le risque de nettoyer d'éventuels candidats, cette option n'a pas été utilisée lors de la génération des catalogues utilisés dans ce travail.
8. **Photométrie.** Différentes méthodes de mesures de flux sont alors effectuées. On peut mesurer le flux d'un objet dans une ouverture circulaire fixée par l'utilisateur (`FLUX_APER`), par une ouverture elliptique censée être adaptée à une mesure du flux total (`FLUX_AUTO`) ou par une ouverture sélectionnant les pixels effectivement au-dessus du seuil de détection (`FLUX_ISO`, éventuellement corrigé par l'ajustement d'une gaussienne symétrique `FLUX_ISOCOR`). Lors de cette étape, le niveau de fond de ciel calculé lors de la détection des objets peut être ré-évalué localement autour de l'objet si le paramètre `BACKPHOTO_TYPE` est fixé à `LOCAL`. L'épaisseur de la boîte rectangulaire utilisée autour de l'objet est paramétrée par `BACKPHOTO_THICK`, en pixels. Une épaisseur de 24 pixels a été adoptée.
9. **Classification des objets.** Si le paramètre `CLASS_STAR` est spécifié, un réseau de neurones peut aider classer les objets en fonction de leur résolution spatiale pour déterminer si l'objet ponctuel (proche de 1) ou étendu (proche de 1).
10. **Création du catalogue de sortie.**

Le mode double-image. SExtractor offre la possibilité de fonctionner avec deux images. Dans cette configuration, le logiciel effectue toutes les étapes de détection des objets sur une *image de détection* tandis que toutes les mesures de photométrie sont effectuées sur une *image de mesure*. Cette technique est particulièrement adaptée pour confronter la détection d'un objet sur une image à son éventuelle non-détection dans d'autres. Elle permet aussi la mesure précise de la couleur des objets en effectuant la mesure du flux dans une ouverture de taille identique sur toutes les images. Naturellement, ce sont les images obtenues avec le filtre *NB1060* qui ont servi d'*images de détection* tandis que les images dans les autres filtres ont été utilisées en tant qu'*image de mesure*. Suivant les instruments d'où provenaient ces

images, celles-ci ont été alignées, et éventuellement ré-échantillonnées à la taille de pixel de l'*image de détection* (0.1065") pour permettre l'utilisation du mode double-image.

4.2 Erreur photométrique en présence de bruit corrélé entre les pixels

Le principe de la photométrie d'ouverture est simplement de sommer les valeurs de chacun des pixels au sein d'une ouverture donnée. Puisque les pixels sont carrés, ils sont fractionnés en sous-pixels (5×5 avec SExtractor) pour épouser au mieux la forme de l'ouverture. Au premier ordre et en l'absence de corrélation entre les valeurs des pixels voisins, l'erreur σ_{aper} commise lorsque l'on somme les valeurs des pixels peut s'exprimer comme la somme quadratique des erreurs associées à chacun des pixels. L'erreur sur chacun des pixels pouvant être assimilée à la dispersion standard du fond de ciel mesurée localement, σ_{local} , l'erreur sur le flux intégré est proportionnelle à la racine carrée du nombre de pixels N_{pix} dans l'ouverture :

$$\sigma_{aper} = \sigma_{local} \sqrt{N_{pix}} \quad (3.2)$$

Cependant, le ré-échantillonnage des images durant les étapes d'alignement (Sections 3.6 et 3.9) introduisent inévitablement des corrélations entre les valeurs des pixels voisins suite à la convolution de l'image par un noyau. Le σ_{local} entrant dans l'équation 3.2 est l'écart-type de la distribution locale de pixels, elle ne contient aucune information sur une éventuelle corrélation entre les valeurs des pixels. En conséquence, elle sous-estime largement l'erreur qui doit être associée à chacun des pixels de l'ouverture si un ré-échantillonnage de l'image a été effectué. L'erreur photométrique mesurée par SExtractor à partir de son estimation de σ_{local} est donc sous-estimée. Un traitement rigoureux de la corrélation entre les pixels appliqués à des images du HST est décrit dans les annexes des publications de [Grazian et al. \(2006\)](#) et [Casertano et al. \(2000\)](#).

Dans ce travail, les erreurs photométriques ont été évaluée de manière statistique à travers une simulation de type Monte-Carlo qui mesure la dispersion des flux intégrés dans des ouvertures vides de tout objet. La procédure peut être résumée de la façon suivante :

- 1000 positions sont tirées aléatoirement et uniformément sur l'image. A l'aide d'une image représentant un masque d'objets, on s'assure que les 1000 positions sont tirées suffisamment loin des objets pour éviter tout biais dans la mesure. On s'assure aussi que les 1000 positions sont suffisamment loin les unes des autres pour ne pas se superposer.
- SExtractor est utilisé en mode *double-image* pour le contraindre à mesurer le flux exactement à ces positions dans des ouvertures de diamètre variant de 1 à 25 pixels (soit 0.1065" à 2.663").

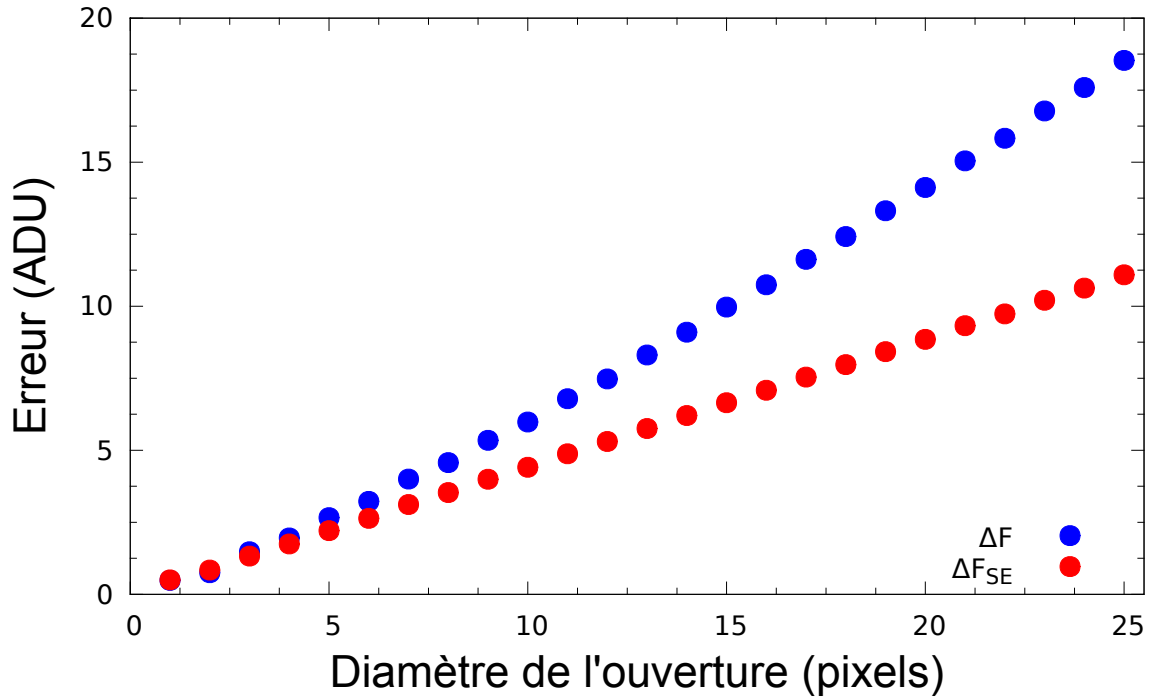


Figure 3.11 – Croissance de l’erreur sur le flux en fonction du diamètre de l’ouverture en pixels. En bleu, l’erreur réelle ΔF . En rouge, l’erreur ΔF_{SE} telle que mesurée par SExtractor. Il s’agit ici de l’image *NB1060* du champ GOODS-S.

- Pour chaque taille d’ouverture, on calcule d’une part la dispersion des 1000 flux intégrés dans les ouvertures, ΔF , et d’autre part, la moyenne des 1000 erreurs calculées par SExtractor à partir de la dispersion locale, ΔF_{SE} .
- Le rapport entre ces deux valeurs $F_{corr} = \Delta F / \Delta F_{SE}$ donne le facteur correctif à appliquer aux erreurs mesurées par SExtractor en fonction de la taille de l’ouverture. Pour une meilleure estimation, ce rapport est évalué par une moyenne sur 10 réalisations de la procédure.

Logiquement, on constate que l’erreur mesurée par SExtractor est directement proportionnelle à la racine carré du nombre de pixels dans l’ouverture, $\Delta F_{SE} \propto N_{pix}^{0.5}$, tandis l’erreur réelle croît plus vite tout en étant systématiquement supérieure de plus de 10% (Figure 3.11)). Pour les ouvertures de diamètre supérieur à 3 pixels, la courbe de croissance de l’erreur peut être décrite par une loi de puissance d’indice supérieur : $\Delta F \propto N_{pix}^{0.6}$ ce qui implique que le facteur de correction à appliquer augmente lui-aussi légèrement avec la taille de l’ouverture en suivant une loi de puissance $F_{corr} \propto N_{pix}^{0.1}$. Sur l’image *NB1060* du champs GOODS-S, F_{corr} varie de 1.11 ($\varnothing = 3$ pixels) à 1.67 ($\varnothing = 25$ pixels). Des valeurs similaires sont obtenues pour toutes les images réduites suivant la méthode décrite en Section 3. De la même manière, des facteurs de correction ont été déterminés pour toutes les images utilisées dans cette analyse.

En résumé, pour un objet faible dont l’erreur sur la mesure du flux est dominée

par la variance du fond de ciel, le rapport signal sur bruit s'exprime par :

$$SNR = \frac{F}{F_{corr} \sqrt{N_{pix} \sigma_{SE}^2}} \quad (3.3)$$

où F est le signal de l'objet intégré sur N_{pix} pixels, σ_{SE}^2 est la variance locale de la distribution des pixels telle que mesurée par SExtractor et F_{corr} est le facteur correctif déterminé pour cette taille d'ouverture. Enfin, l'erreur Δm sur la magnitude m définie par l'équation 3.1 est donnée par :

$$\Delta m = \frac{2.5}{\ln(10)} \frac{1}{SNR} \sim \frac{1.086}{SNR} \quad (3.4)$$

4.3 Correction d'ouverture et taille d'ouverture optimale

Correction d'ouverture. Par définition, le flux d'un objet ponctuel suit le profil de la PSF, la réponse impulsionnelle de l'instrument. Sur une image, le flux d'un objet ponctuel décroît rapidement en fonction du rayon pour se confondre avec le bruit du fond de ciel. Pour un objet proche de la limite de détection de l'image, une partie du flux n'est donc pas mesurable sur l'image. De plus, du fait de la taille limitée des ouvertures utilisées pour mesurer le flux d'un objet, on a toujours seulement accès à une certaine fraction du flux total de l'objet. Toutefois, avec une ouverture suffisamment grande, cette fraction peut dépasser les 99% dans le cas d'un objet ponctuel dépassant très largement le seuil de détection de l'image. Ainsi, grâce à ces objets, on peut déterminer précisément quelle est la fraction du flux total perdu en fonction de la taille de l'ouverture utilisée. Une fois convertie en magnitude, cette fraction est appelée *correction d'ouverture* δm_{ap} et permet d'estimer la magnitude totale de l'objet à partir de la magnitude mesurée dans l'ouverture, m_{ap} , par la relation :

$$m_{tot} = m_{ap} - \delta m_{ap} \quad (3.5)$$

Cette correction d'ouverture a été mesurée systématiquement sur toutes les images utilisées dans cette étude en étudiant la *courbe de croissance du flux* d'étoiles non saturées et suffisamment isolées pour ne pas subir de contamination par le flux d'objets voisins. Le flux de ces étoiles a été mesuré dans des ouvertures circulaires de tailles croissantes, avec des diamètres variant de 1 à 150 pixels soit de 0.1065'' à 16''. Sur toute nos images, le flux mesuré dans une ouverture de $\varnothing = 7''$ représente plus de 99% du flux mesuré dans une ouverture de $\varnothing = 16''$ ce qui justifie l'utilisation du flux dans la plus grande ouverture comme une bonne estimation du flux total de l'étoile. Un exemple de courbe de croissance du flux obtenue sur une image *NB1060* est présenté sur la Figure 3.12.

Ouverture optimale pour un objet ponctuel. Bruit et signal augmentent en fonction du rayon mais leur taux de croissance sont différents. On peut donc définir une taille d'ouverture optimale dans laquelle le rapport des deux sera maximisé.

Considérons par exemple un profil gaussien symétrique en deux dimensions d'écart-type $\sigma = \sigma_x = \sigma_y$. En coordonnée polaire, l'intégrale de ce profil en fonction

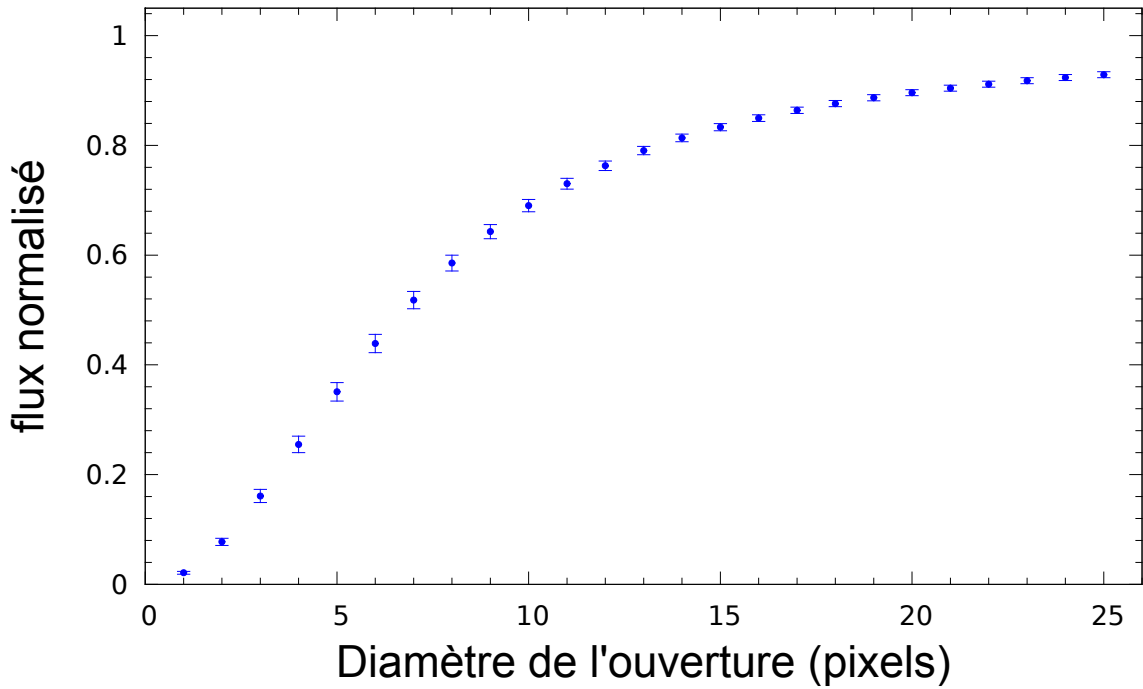


Figure 3.12 – Croissance du flux dans une ouverture circulaire. Le flux est normalisé par le flux total mesuré dans une ouverture de 150 pixels de diamètres ($\varnothing = 16''$). L'image considéré ici est l'image *NB1060* du champ GOODS-S.

du rayon R s'écrit :

$$I(R) = \int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(\frac{-r^2}{2\sigma^2}\right) r \, dr \, d\theta = 1 - \exp\left(\frac{-R}{2\sigma^2}\right) \quad (3.6)$$

où $r^2 = x^2 + y^2$. Si le bruit varie comme la racine carrée de la surface dans l'ouverture de rayon R , le SNR varie comme :

$$SNR(R) \propto \frac{1 - \exp\left(\frac{-R}{2\sigma^2}\right)}{R\sqrt{\pi}} \quad (3.7)$$

Cette expression trouve son maximum pour $R = 1.585\sigma$ soit $\varnothing = 1.346 \, FWHM$. Avec une PSF dont le profil serait similaire à une gaussienne 2D, effectuer la mesure du flux dans $\varnothing = 2 \, FWHM$ représenterait une diminution de $\sim 15\%$ par rapport au SNR optimal.

En réalité sur des images limitées par le *seeing*, la PSF est rarement décrite par un profil gaussien et comme vu précédemment, le bruit ne varie pas comme la racine carrée du nombre de pixel. Ainsi, en fonction de la *courbe de croissance du flux* des objets ponctuels et de la *courbe de croissance du bruit* dans une ouverture, on a pu déterminer qu'un diamètre de 6 pixels ($\varnothing = 0.64''$) suffisait à obtenir un signal sur bruit d'un objet ponctuel optimal (Figure 3.13).

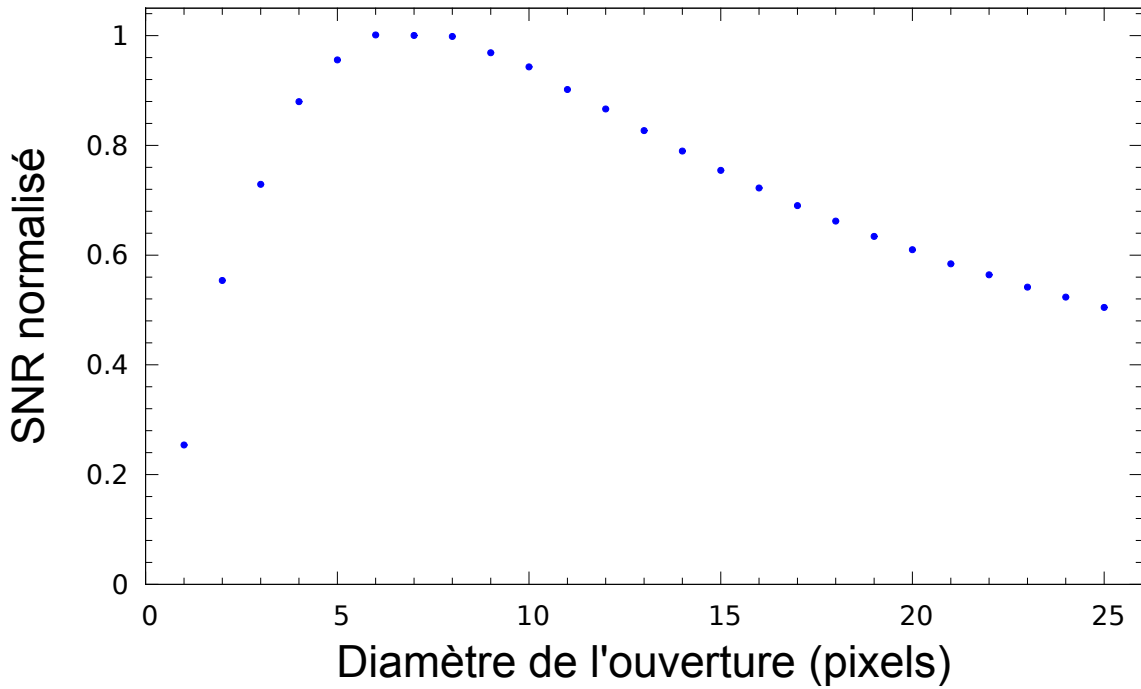


Figure 3.13 – Rapport signal sur bruit (SNR) normalisé en fonction du diamètre de l’ouverture circulaire. Le SNR a été normalisé par la valeur maximale. Le cas présenté ici est l’image *NB1060* du champ GOODS-S.

4.4 Limites de détection

A partir des deux paramètres définis dans les sections précédentes, f_{corr} et δm_{ap} , nous avons défini la magnitude limite à 1σ , $m_{1\sigma}$, pour un objet ponctuel tel que :

$$m_{1\sigma} = -2.5 \log_{10}(f_{corr} \Delta F_{SE}) - \delta m_{ap} + ZP \quad (3.8)$$

où f_{corr} , ΔF_{SE} et δm_{ap} sont mesurés avec une ouverture de $\varnothing = 0.64''$ de diamètre. La magnitude limite à 3σ des images pour un objet ponctuel prend donc pour valeurs $m_{3\sigma} = 26.65$, 26.65 and 26.50 pour les champs GOODS-S, CFHTLS-D4 et Bullet Cluster respectivement. Ces valeurs sont reportées dans la Table 3.1.

4.5 Qualité d’image

La qualité des images produites a été déterminée à partir du profil d’étoiles brillantes et isolées. Entre 20 et 30 étoiles ont été utilisées dans chaque image. Les images de ces étoiles sont d’abord recentrées les unes par rapport aux autres puis une image médiane est calculée avec réjection à 4σ des valeurs aberrantes. De cette manière, nous avons obtenu une image à haut signal sur bruit de la fonction d’étalement du point (PSF). La réjection employée permet d’éliminer la contribution d’autres objets au voisinage de ces étoiles tout en n’affectant pas la forme générale du profil. Le profil obtenu possède une légère élongation pour une raison encore inconnue. L’ellipticité a été mesurée de l’ordre de 0.05 à 0.1 suivant une direction inférieure à 10° depuis l’axe Nord de l’image. Enfin, la qualité d’image, définie comme

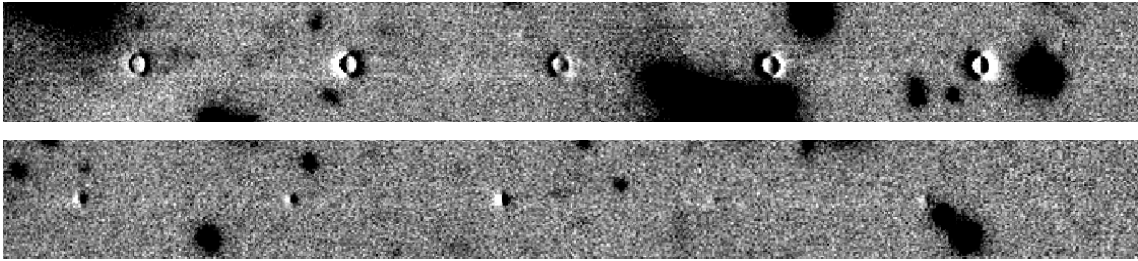


Figure 3.14 – Exemples de diaphonie électronique (*crosstalk*). En haut, les artefacts produits par des étoiles brillantes ont une forme en cratère très facilement reconnaissable. En bas, certains des artefacts produits par des étoiles plus faibles se confondent plus facilement avec des objets réels.

la largeur à mi-hauteur ($FWHM$) de ce profil a été déterminé par l’ajustement d’un unique profil gaussien à deux dimensions. Les valeurs obtenues sont tabulées dans la Table 3.1. Les trois images finales obtenues avec le filtre *NB1060* possèdent toutes une excellente qualité d’image avec des valeurs inférieures à allant de $0.53''$ à $0.58''$.

4.6 Artéfacts instrumentaux

Avant d’entamer la sélection photométrique des candidats, il est important d’identifier tous les artefacts qui pourraient donner lieu à de fausses identifications. Dans cette section nous détaillons les différents effets instrumentaux que nous avons identifiés dans nos données.

4.6.1 Diaphonie électronique

On nomme diaphonie (ou “*crosstalk*” en anglais) l’interférence d’un premier signal avec un second. Dans un détecteur infrarouge de type Hawaii-2RG tels que ceux équipant HAWK-I, cela se produit lors de la lecture du détecteur en parallèle au moyen de plusieurs amplificateurs électroniques. Lorsque l’un de ces amplificateurs reçoit un signal trop important (typiquement dans le cas d’une étoile), les autres amplificateurs reçoivent aussi un signal parasite. La conséquence sur l’image est la production d’une série d’artéfacts prenant la forme d’un cratère avec un côté à valeur positives et l’autre à valeur négatives (Figure 3.14). Ces artéfacts sont en nombre égal à celui des amplificateurs et toujours disposés sur la même ligne de pixels que la source à l’origine de la diaphonie. Ils sont toujours espacés de la même distance par rapport à la source d’origine. Comme ils suivent les mouvements du télescope, leur signal sur bruit est amplifié lors de la combinaison des images individuelles et sont donc présents sur l’image finale. Leur intensité variant avec le flux de la source qui les causent, ils peuvent donc être facilement confondus avec un objet réel. Ils peuvent être d’autant plus trompeurs qu’ils n’ont pas de contreparties sur d’autres images d’autres instruments, notamment sur les images prises dans le domaine de longueurs d’onde visible. Ils sont en revanche bien visibles sur d’autres images obtenues avec HAWK-I quelque soit le filtre utilisé, ce qui facilite leur identification. Finalement, la présence caractéristique d’un doublon négatif permet de lever définitivement le doute dans la plupart des cas.

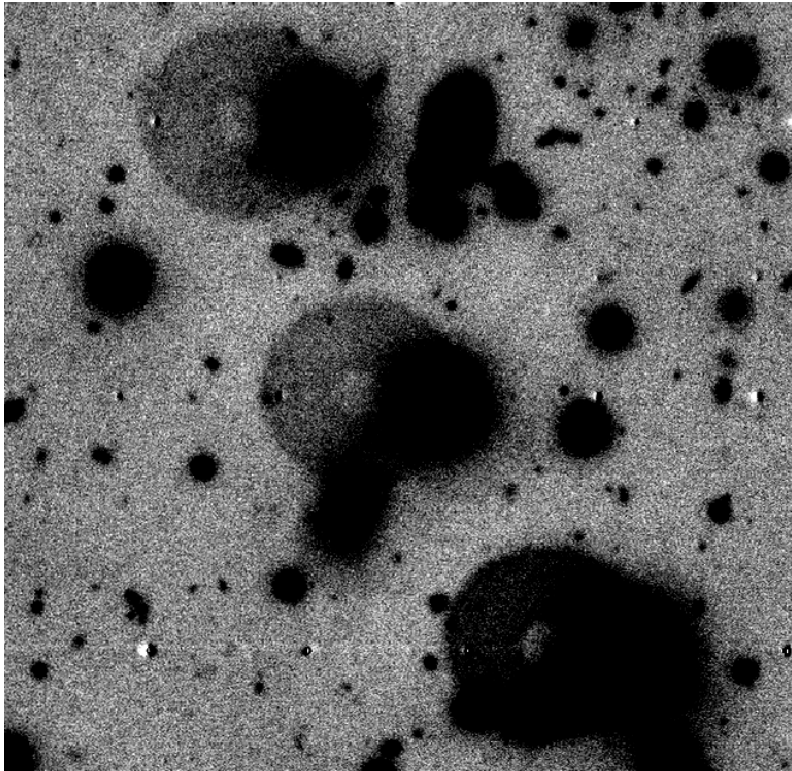


Figure 3.15 – Exemples de fantômes optiques. Ce sont des images défocusées du second miroir du télescope. Sur cette exemple sont aussi visibles des fantômes électroniques générés par le *crosstalk*.

Au mois de Mai 2009, une intervention technique sur l'électronique de l'instrument a permis une réduction importante de l'amplitude de ces artéfacts, éliminant quasi-totalement cet effet. Seules les images de première époque sont donc affectées. Dans le but de pouvoir les identifier clairement, nous avons décidé de ne pas les éliminer durant la réduction des données.

4.7 Fantômes optiques

Les objets brillants peuvent donner lieu à des réflexions dans l'optique de l'instrument générant des images fantômes de la pupille du télescope. Ces images fantômes se retrouvent autour des étoiles brillantes du champ et sont toujours hors focus comme le montre la Figure 3.15. Leur brillance de surface est typiquement de l'ordre de 10^{-4} fois celle du pixel le plus brillant de l'étoile en cause. S'ils ne peuvent eux-même être confondus avec un objet réel, ils peuvent néanmoins affecter la détection et la photométrie des objets plus faibles dans leur voisinage.

4.8 Rémanence

Du fait de la technologie employée, les pixels d'un détecteur infrarouge peuvent garder la trace d'un objet précédemment observé, en particulier s'ils ont dépassé leur seuil de saturation. Cela cause une persistance du signal électronique provoqué

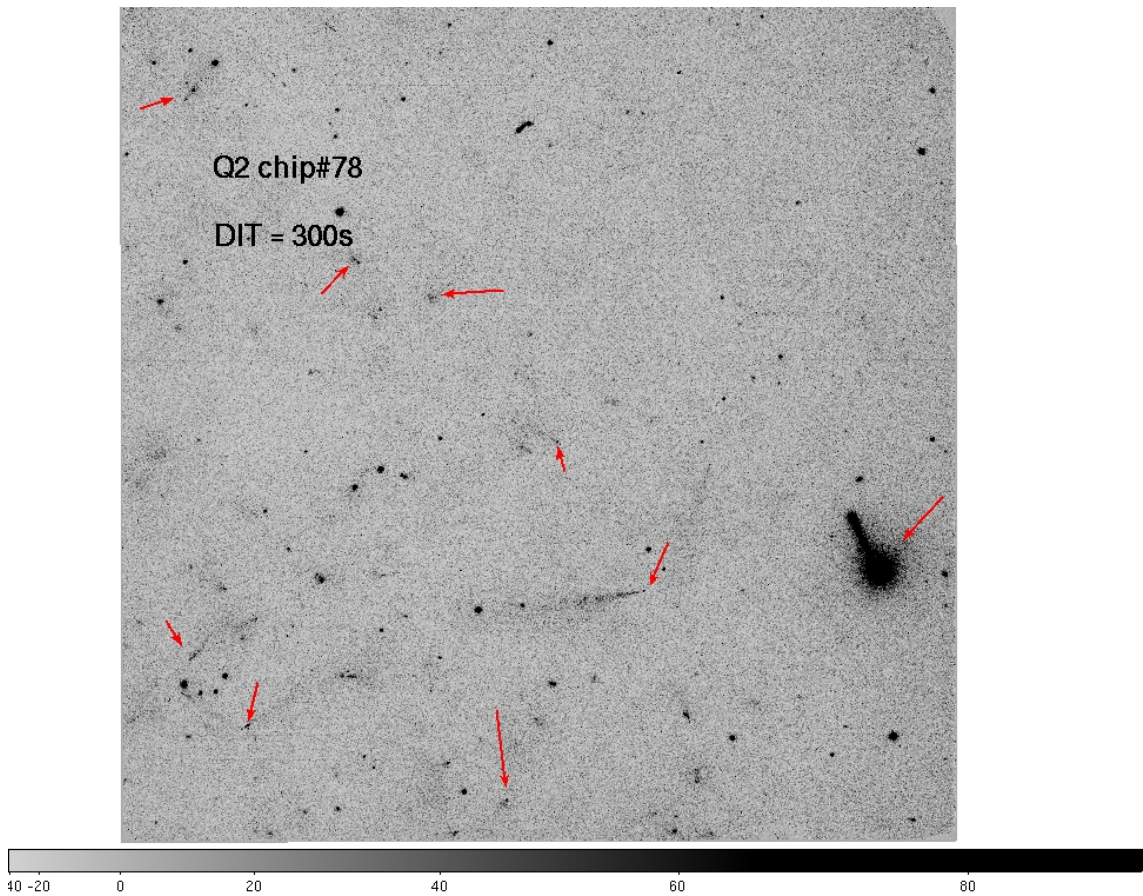


Figure 3.16 – Exemples d'événements radioactifs sur le quadrant #2 (chip #78). Le temps d'intégration pour cette image a été de $T = 300s$ dans le filtre *NB1060*. Les événements les plus importants sont indiqués par des flèches rouges.

par le flux lumineux d'un objet sur plusieurs images prises à la suite. Comme ils ne suivent pas les mouvements du télescope, les pixels affectés par cette persistance sont efficacement reconnus comme déviants lors de la combinaison moyenne avec réjection des valeurs aberrantes. Chacune de nos images finales résulte de la combinaison de plusieurs centaines d'images individuelles, ces artefacts ne laissent donc pas de résidus significatifs sur l'image combinée.

4.9 Événement radioactifs

Lors de l'examen des images individuelles, nous avons rapidement remarqué la présence d'événements à la morphologie variable et affectant particulièrement le détecteur #2 (Id : ESO-Hawaii2RG-chip78). Il s'agit d'événements radioactifs en provenance du substrat du détecteur (Finger et al., 2008) avec une fréquence estimée à 13 par minutes. Leur morphologie varie suivant l'angle d'émission de la particule mais ils prennent le plus souvent la forme de longs panaches de plusieurs dizaines de pixels de long et d'intensité pouvant monter jusqu'à plusieurs centaines d'électrons. Du fait du long temps d'intégration des images *NB1060* (5 minutes), il y a fréquemment plusieurs dizaines d'événements par image comme le montre en

exemple la Figure 3.16. Devant le nombre et la diversité des morphologies, aucune correction systématique n'a été employée avec comme conséquence une moins bonne soustraction du fond de ciel sur les images individuelles. La plupart des pixels affectés par ces événements sont efficacement rejetés durant la combinaison moyenne avec réjection mais leur présence dans les données incite à la plus grande prudence lors de l'examen des détections à faible signal sur bruit ayant une morphologie douteuse.

4.10 Bruit

La dernière source de contamination par des artéfacts instrumentaux trouve simplement son origine dans la distribution du bruit au sein de l'image. Aléatoirement, certains pixels peuvent prendre des valeurs significativement au-dessus de la valeur moyenne de l'image tout en étant voisins, mimant un objet réel. Ceci est éventuellement amplifié par la présence de corrélation entre les valeurs des pixels voisins. Dans la section suivante, et en particulier dans la section 5.2, nous décrivons les moyens mis en oeuvre pour éviter la sélection de candidats qui ne seraient que des artéfacts du bruit.

5 Sélection des candidats à $z \sim 7.7$

5.1 Complétude des images dans le filtre *NB1060*

La complétude d'une image se définit par la probabilité qu'une source d'une magnitude donnée soit *effectivement* détectée. En effet, les fluctuations statistiques dans les résidus de soustraction du fond de ciel peuvent être telles qu'elles empêchent la reconnaissance et l'extraction de la source par un logiciel spécialisé tel que SExtractor 2.8.6 (Bertin & Arnouts, 1996). Cette probabilité d'extraction de la source dépendant des variations du bruit dans l'image mais aussi des critères utilisés par SExtractor, il est nécessaire d'adopter une approche empirique pour la déterminer.

Pour cela, nous avons utilisé le profil de PSF obtenu de la manière décrite dans la section 4.5. Nous avons modélisé ce profil par l'ajustement d'une somme de trois profils gaussien, nombre qui s'est avéré suffisant pour reproduire les ailes du profil comme on peut le voir sur la Figure 3.17. Ce profil a été utilisé pour construire un filtre spatial utilisé ensuite par SExtractor lors du processus de détection. La taille de ce filtre est de 9×9 pixels ou $0.96'' \times 0.96''$. Ce modèle a aussi été utilisé pour générer des sources fictives que l'on a ajouté à des positions aléatoires dans l'image, loin des objets. Nous avons ainsi ajouté 500 sources fictives par bin de magnitude d'une taille $\Delta m = 0.1$ à chaque itération de l'expérience.

Les paramètres de SExtractor DETECT_MINAREA et DETECT_THRESH figurent parmi ceux qui influencent le plus la capacité du logiciel à extraire une source du bruit. L'idée derrière l'optimisation des paramètres de SExtractor est de rendre possible la détection des objets le plus proche possible du bruit, et ce de manière complète, tout en contrôlant au maximum l'intrusion de fausses détections dans le catalogue. Parmi d'autres solutions envisagées pour étudier ces fausses détections, comme la construction d'une image avec des caractéristiques de bruit très similaires

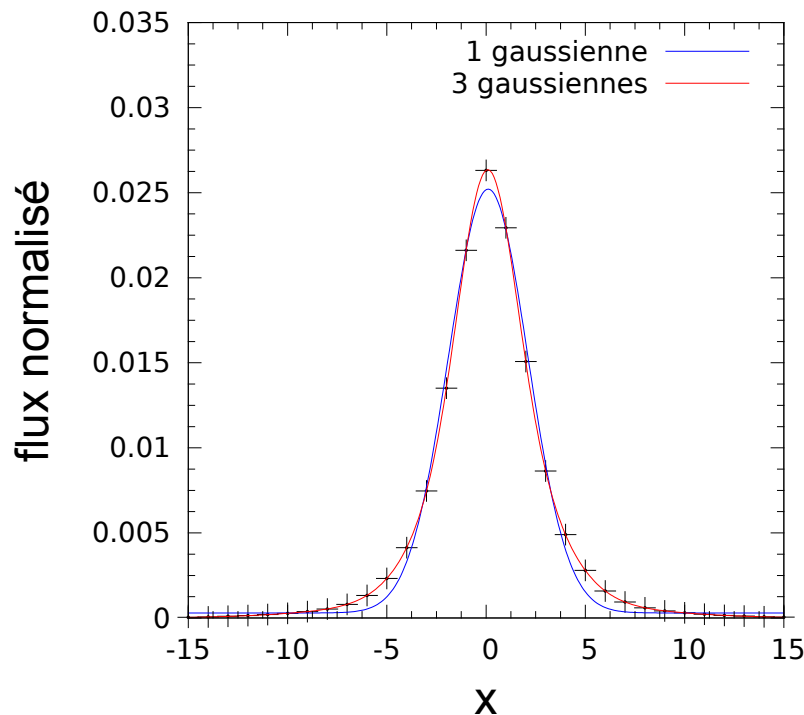


Figure 3.17 – Modélisation de la PSF par des gaussiennes. Les points de données correspondent à une coupe transversale du profil de PSF obtenu sur l’image *NB1060* du champ GOODS-S. L’ajustement de trois gaussiennes (courbe rouge) est meilleur que celui produit par une seule gaussienne (courbe bleue).

aux données, nous avons retenu l’utilisation d’une image *négative* obtenue par la multiplication de l’image scientifique par -1 . De cette manière, seuls les pics du bruit dans les valeurs négatives sont reconnus comme sources par SExtractor car ils sont devenus des excès positifs sur cette image. Cette même image a été utilisée pour juger de la réalité des candidats dans l’analyse décrite dans la section 5.3. De cette manière, nous avons pu juger que les paramètres `DETECT_MINAREA=1` et `DETECT_THRESHOLD=0.7` représentaient un compromis acceptable dans la balance entre la quantité de sources extraites à faible flux et la quantité de fausses détections auxquelles on peut s’attendre. Ces paramètres signifient qu’après avoir appliqué à l’image le filtre spatial décrit plus haut, le seuil de détection de SExtractor s’établit à un pixel excédant de 0.7σ la variance locale du bruit.

Enfin, la courbe de complétude de l’image est déterminée pour ces paramètres en comptant, dans chaque bin de magnitude, combien de sources fictives sont effectivement extraites par SExtractor. Ces courbes sont présentées sur la Figure 3.18 pour ce qui est des images avec le filtre *NB1060*. Une magnitude caractéristique de l’image qui est souvent citée est celle du bin de magnitude dans lequel on est capable de retrouver 50% des sources introduites. Autrement dit, lorsque l’on construit un catalogue de sources, la moitié des sources ayant cette magnitude ne sont pas détectées par le logiciel. Nous avons aussi pu déterminer qu’en moyenne, dans ce bin de magnitude, les sources effectivement détectées possèdent un rapport signal sur bruit de $SNR=4$. Lors de la recherche des candidats, nous avons uniquement les sources détectées avec un rapport signal sur bruit supérieur à 5, ce qui se traduit par une

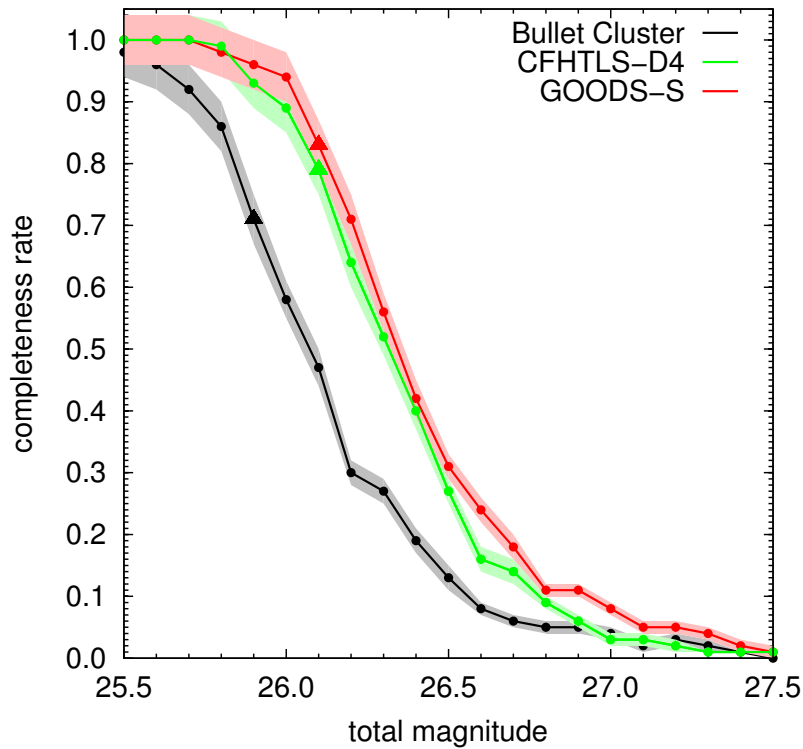


Figure 3.18 – Taux de complétude des images *NB1060*. La courbe noire représente le champ du Bullet Cluster, la courbe verte le champ CFHT-LS D4 et la courbe rouge le champ GOODS-S, avec l'erreur représentée par les zones de couleurs. Le triangle marque la magnitude limite à 5σ pour chacun des champs.

probabilité de détection de 70% à 80% dans le bin de magnitude correspondant. Cette magnitude est mise en évidence sur la Figure 3.18 par l'emploi d'un symbole ayant la forme d'un triangle.

5.2 Critères de sélection photométrique

Du fait de l'expansion de l'Univers, la lumière d'une galaxie distante est décalée vers le rouge. Pour le redshift qui nous intéresse dans cette étude, $z \sim 7.7$, la majorité du rayonnement émis par une telle galaxie est décalée dans le domaine de longueur d'onde du proche-infrarouge. La raie Ly- α , dont l'intensité caractérise la population des Emetteurs Lyman- α , est ainsi décalée à la longueur d'onde observée de $\lambda_o = 1.06\mu m$. Pour plusieurs raisons, nous ne nous attendons pas à détecter le flux de ces objets à des longueurs d'onde inférieures. Premièrement, ces galaxies émettent naturellement peu de rayonnement à des longueurs d'onde inférieures à la limite de Lyman, $\lambda_e = 91.2nm$, qui correspond à l'énergie requise pour un électron pour s'échapper du puit de potentiel électrique formé par l'atome d'Hydrogène. Avec un décalage $z \sim 7.7$, cette limite se retrouve décalée à la frontière entre le domaine visible et le domaine infrarouge à la longueur d'onde $\lambda_o \sim 790nm$. Du fait de son caractère très ionisant, seule une faible fraction ($\leq 10\%$) de ce rayonnement s'échappe de la galaxie et est transmis par le milieu intergalactique (Inoue et al., 2006; Nestor et al., 2011). De plus, à $z \sim 7.7$ tout le rayonnement entre les raies

$\text{Ly}\alpha$ et $\text{Ly}\gamma$ se retrouve décalé au-delà de la dépression de Gunn-Peterson observée dès $\lambda_o \sim 850\text{nm}$ dans le spectre des quasars à $z \geq 6$ (Fan et al., 2006b). Seule la partie la plus énergétique, i.e. les longueurs d'onde directement supérieures à la limite de Lyman et décalée dans l'intervalle de longueurs d'onde [790-850] nm, peut éventuellement être transmise tout en subissant une absorption importante de plusieurs magnitudes. Compte tenu des sensibilités atteintes dans nos observations et de la profondeur des images visibles disponibles, il est peu probable qu'un tel flux soit détecté pour un Emetteur Lyman- α à $z \sim 7.7$, impliquant la non détection de ces objets dans chacune des bandes photométriques du domaine de longueurs d'onde visibles.

La méthode de sélection des candidats Emetteurs Lyman- α est basée sur la construction de catalogue de sources pour chacune des images disponibles. Un catalogue principal est d'abord construit pour l'image *NB1060*, image qui est ensuite utilisée comme image de détection par SExtractor pour construire les catalogues de source des bandes auxiliaires en mode double image (voir 4.1). On rappelle que dans ce mode, la détection des objets est effectuée sur l'image de détection tandis que la photométrie est mesurée sur la seconde image. Cela produit un catalogue où chacune des entrées correspond à une entrée du catalogue principal obtenu pour l'image *NB1060*. Cette étape a nécessité le rééchantillonnage de toutes les images à la taille de pixel de la caméra HAWK-I de $0.1065''$, tâche effectuée au moyen du programme Swarp. Nous avons ensuite traduit le critère de non détection dans les bandes visibles en rejetant systématiquement les détections avec un $\text{SNR} \geq 3$, étendu à $\text{SNR} \geq 2$ après inspection visuelle. Pour le champ CFHTLS-D4, nous avons tiré profit de la sensibilité accrue de l'image χ^2 produite par combinaison des trois images obtenues à travers les filtres g' , r' et i' de la caméra MEGACAM du Canada-France-Hawaï Telescope. Nous avons rejeté toutes les détections avec $\text{SNR} \geq 2$ sur cette image. De même dans le champ GOODS-S où nous avons produit une image χ^2 par combinaison des quatre images b , v , r , i obtenues avec la caméra ACS du télescope spatial Hubble.

Pour certains champs (Bullet Cluster et GOODS-S), nous avons disposé d'une image prise au travers du filtre Y . La bande passante de ce filtre est localisée autour de la longueur d'onde de $1\mu\text{m}$ et inclut en totalité la bande passante du filtre *NB1060* dans sa partie rouge (Figure 3.19). Ceci implique qu'il est probable qu'une raie Lyman- α dont le flux est détecté dans le filtre *NB1060* contribue également au flux dans la bande Y . Pour estimer la couleur $Y - \text{NB1060}$ d'un Emetteur Lyman- α à $z \sim 7.7$, nous avons généré des spectres synthétiques pour modéliser simplement la distribution spectrale d'énergie de ces objets. Ces DSE consistent en une raie lyman- α modélisée par une gaussienne étroite ($\text{FWHM} \sim 1\text{\AA}$) et par un continuum UV modélisé par une loi de puissance de la forme $f_\lambda \propto \lambda^\beta$. Puisque l'on s'attend à ce que ces objets soient jeunes et observés en plein épisode de flambée stellaire, nous avons utilisé une pente β du continuum UV variant dans l'intervalle $-3 \leq \beta \leq 0$. Pour rendre compte de l'absorption par le milieu intergalactique, nous avons fixé à zéro la densité de flux pour les longueurs d'onde inférieure à Ly- α . Nous avons ensuite utilisé le programme LEPHARE² pour décaler ces spectres synthétiques dans l'intervalle [7.70-7.78] correspondant au filtre *NB1060*. La Figure 3.20 montre

2. <http://www.cfht.hawaii.edu/~arnouts/LEPHARE/lephare.html>

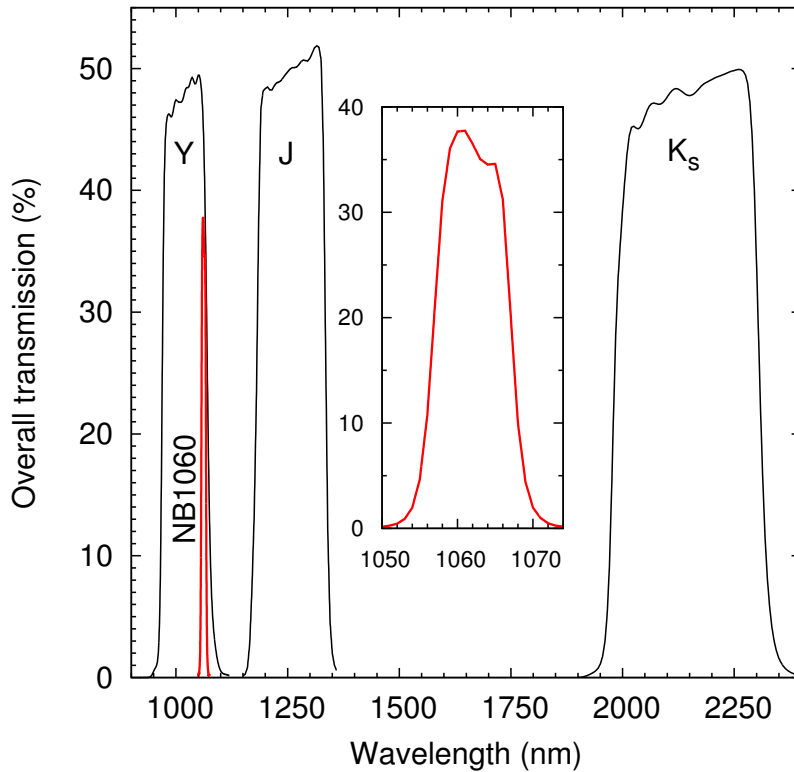


Figure 3.19 – Efficacité de transmission globale des filtres de l’instrument HAWK-I utilisés dans cette analyse. Le cadre intérieur est un zoom sur la courbe de transmission du filtre *NB1060*.

que l’on peut s’attendre à une couleur $Y-NB1060 \sim 2.35 \pm 0.35$. Les valeurs extrêmes se rencontrant dans le cas où la raie Lyman- α se trouve en bord de filtre *NB1060*. En particulier, la couleur la plus faible se rencontre lorsque la raie Ly- α est localisée dans la partie bleue du filtre, la galaxie étant détectée par son continuum UV dans le filtre *NB1060* et ainsi sélectionnée dans un premier temps comme une galaxie à cassure de Lyman et non à proprement parlé comme un Emetteur Lyman- α .

Ensuite, pour s’assurer de la présence d’une raie dans le filtre *NB1060*, nous cherchons les objets avec un excès de flux significatif à 1σ par rapport au flux mesuré dans la bande *J* qui est sensible au continuum UV émis aux longueurs d’onde supérieures à la raie Lyman- α ($\lambda_e \sim 1400\text{\AA}$). Par définition de la largeur équivalente et en prenant en compte les effets de l’absorption du milieu intergalactique (voir équation (6) de [Hibon et al. \(2010\)](#)), ce critère de couleur $NB1060 - J \leq 0$ se traduit par une sensibilité aux largeurs équivalentes observés $EW_{obs} \geq 50\text{\AA}$ correspondant à une largeur équivalente dans le référentiel de la galaxie de $EW_0 \geq 5.7\text{\AA}$, dans l’hypothèse d’une distribution plate du continuum UV en fréquence ($f_\mu \sim \text{constante}$).

Enfin, pour s’assurer d’une détection significative et limiter la probabilité d’une fausse détection, nous ne conservons dans notre sélection que les sources détectées avec un $SNR \geq 5$ sur l’image *NB1060* avec le maximum du temps d’intégration et un $SNR \geq 2$ dans chacune des images prises à des époques intermédiaire. Ce dernier critère permet l’élimination des phénomènes transitoires qui pourraient venir contaminer notre échantillon, comme par exemple une supernova.

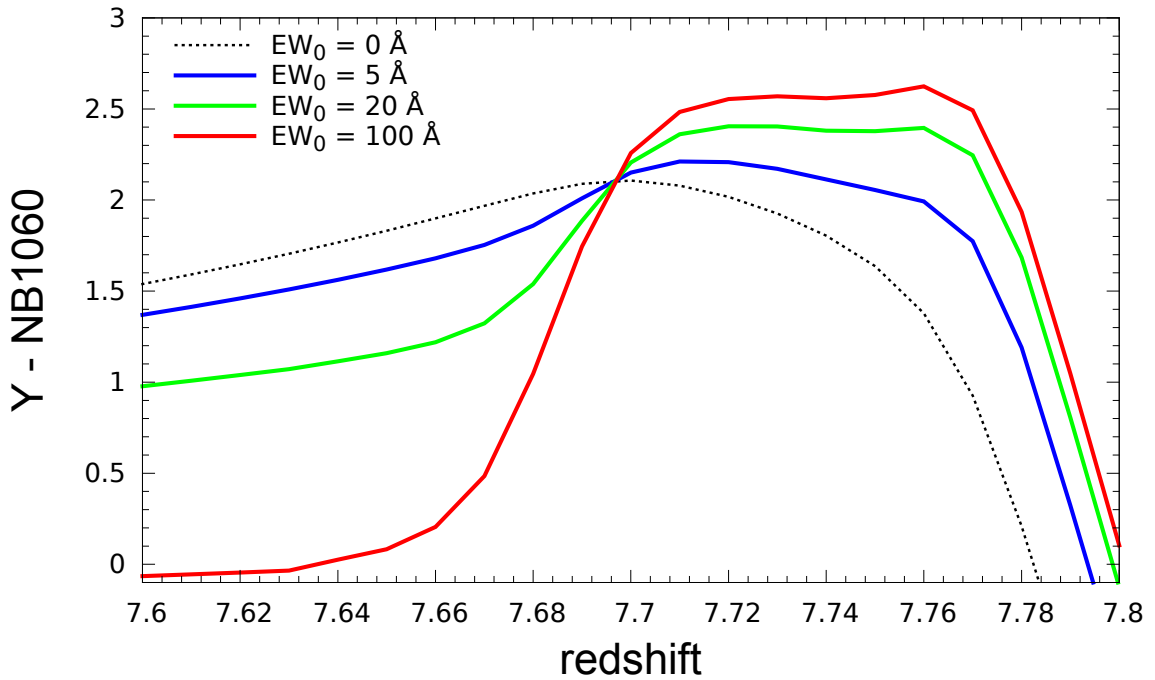


Figure 3.20 – Couleur $Y - NB1060$ d’un LAE en fonction du redshift. Les différentes lignes montrent la couleur $Y - NB1060$ pour plusieurs largeurs équivalentes de la raie Lyman- α dans le référentiel au repos EW_0 : 5Å (bleu), 20Å (vert) et 100Å (rouge). L’absence de raie en émission ($EW_0 = 0\text{Å}$) correspond à la ligne pointillée noire.

En résumé, nos différents critères de sélection sont :

1. $NB1060 \geq 5\sigma \wedge NB1060_{epoch1} \geq 2\sigma \wedge NB1060_{epoch2} \geq 2\sigma$
2. pas de détection supérieure à 2σ dans aucune des bandes visibles disponibles
3. $2 \leq Y - NB1060 \leq 2.7$ (si Y disponible)
4. $NB1060 - J \leq 0$ avec une signification de 1σ

En remarque, nous signalons que le critère de non détection dans les bandes visibles peut être considéré comme une condition nécessaire mais non suffisante à la sélection des objets à grand redshift. En effet, certaines catégories d’objets sont susceptibles de rentrer dans cette sélection telles que les objets au flux variable, les objets extrêmement rouges (EROS), des galaxies avec des raies nébulaires aux largeurs équivalentes extrêmes ou bien encore des étoiles naines de type T présentes sur la ligne de visée mais situées dans notre propre galaxie. C’est pourquoi il est souvent nécessaire d’examiner la photométrie des candidats potentiels dans les bandes du proche-infrarouge, de $1\mu m$ à $2\mu m$ soit du filtre J au filtre K_s . On rappelle que les bandes J et K_s sont particulièrement discriminantes vis à vis des étoiles naines T du fait de leur couleur significativement plus bleue dans ce domaine de longueur d’onde en comparaison des Emetteurs Lyman- α (Section 4.2 du Chapitre 2). L’usage de ces bandes dans la sélection ou le rejets des candidats potentiels est décrite au cas par cas dans la section suivante.

5.3 Application des critères et examen des candidats

La détection à 5σ sur l'image *NB1060* correspond à des magnitudes de $m_{5\sigma} = 25.9$ à $m_{5\sigma} = 26.1$ suivant les champs (Section 4.4) et à des niveaux de complétude de 70% à 80% (voir section 5.1). Le critère de non détection dans les bandes visibles #2 dépend des données disponibles pour chacun des champs. L'analyse menées sur chacune des images est détaillée ci-après.

CFHTLS-D4. Les critères de sélection #2 de la section précédente se traduisent sur les couleurs par des limites suivante :

$$\begin{aligned}
 u^*_{2\sigma} - NB1060 &\geq 1.7 \\
 g'_{2\sigma} - NB1060 &\geq 2.5 \\
 r'_{2\sigma} - NB1060 &\geq 2.3 \\
 i'_{2\sigma} - NB1060 &\geq 1.8 \\
 z'_{2\sigma} - NB1060 &\geq 0.9
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

De ~ 6500 détections sur l'image *NB1060*, l'application des critères #1 et #2 de la section 5.2 élimine la quasi-totalité des objets pour n'en conserver que 20. Dix sont visuellement identifiés comme étant des artefacts instrumentaux causés par l'électronique de lecture (Section 4.6). Sept des détections restantes sont relativement brillantes dans la bande *J* et ne subsistent pas après application du critère #4. Pour ces objets, nous ne pouvons assurer la détection d'une raie dans le filtre *NB1060*. Nous précisons ici que le plus brillant de ces objets est probablement une étoile naine de type T comme en témoigne sa couleur bleue mesurée par $J - H_{2\sigma} \leq -0.85$ ainsi que ses magnitudes $NB1060 = 24.15$, $J = 23.85$.

Suite à cela, trois détections restent à examiner. L'une d'entre elle est localisée près des bords de l'image et apparait ne pas suivre le profil de la PSF en étant plus piquée. Une autre se trouve à proximité ($4''$) d'une galaxie brillante et étendue qui affecte sensiblement la photométrie mesurée pour cet objet. Finalement, le dernier apparait comme étant un objet variable et étendu spatialement avec un écart de plus d'une magnitude entre les deux époques de prise de données. Devant ces faits, nous avons décidé de ne pas les considérer comme étant des candidats Emetteur Lyman- α .

La sélection basée sur la photométrie mesurée dans une ouverture optimale décrite dans la section 4.3 est probablement biaisée dans la sélection des objets ponctuels. Cela n'est pas déraisonnable compte tenu de la résolution de l'instrument comparée à la taille caractéristique des objets recherchés qui est de 1-5 kpc (Taniguchi et al., 2005), 1 kpc se mesurant par $0.19''$ sur le ciel à $z \sim 7.7$ dans la cosmologie standard. Pour compléter l'analyse, nous avons donc procédé à une sélection différente et basée sur une photométrie mesurée dans une ouverture plus large et valant $\oslash = 1.065'' = 10 \text{ pixels} \sim 2 \times FWHM$, appliquant les corrections d'ouvertures appropriées. Dans ce cas-ci, les critères #1 et #2 sélectionnent quatorze détections, parmi lesquelles neuf sont communes à la précédente analyse. Parmi les cinq nouvelles, une apparait comme étant un artefact du bruit à proximité d'une étoile brillante, deux sont détectés dans la bande *J* et ne montrent aucun excès significatif dans le filtre *NB1060* et les deux dernières présentent une morphologie diffuse et difforme et sont détectées avec un SNR très proche du seuil introduit par le critère #1 ($SNR \leq 5.5$).

La présence de ces détections nous a amené à contrôler visuellement la morphologie des éventuelles fausses détections.

Ainsi, pour contrôler la validité de notre examen, nous avons appliqué les mêmes critères sur l'image négative déjà mentionnée dans la section 5.1 sur la complétude. Après le rejet des artefacts électroniques facilement reconnaissable, nous constatons que huit détections subsistent en utilisant l'ouverture $\oslash = 0.64''$ et deux avec l'ouverture $\oslash = 1.065''$, toutes à la limite de détection de l'image. Par construction, ces détections n'ont évidemment aucune réalité astrophysique et sont d'authentiques pics de bruits susceptibles d'apparaître de la même façon sur l'image scientifique. Ces détections prennent l'apparence des détections qui ont été rejetée durant l'analyse décrite précédemment : elles sont soit très piquées, soit diffuses et irrégulières avec des pixels brillants non-contigües. Cela renforce la décision de rejeter les détections des plus faibles candidats présentant une telle morphologie et nous permet de conclure que nous ne détectons aucun candidat Emetteur Lyman- α dans le champs CFHTLS-D4.

GOODS-S. Dans ce champ, le critère de sélection #2 correspond aux limites sur les couleurs suivante :

$$\begin{aligned} F435W_{2\sigma} - NB1060 &\geq 2.3 \\ F606W_{2\sigma} - NB1060 &\geq 2.5 \\ F775W_{2\sigma} - NB1060 &\geq 1.9 \\ F850LP_{2\sigma} - NB1060 &\geq 1.6 \end{aligned} \tag{3.10}$$

Il y a ~ 5100 détections sur l'image *NB1060*. L'application des critères #1 et #2 retient seize objets parmi lesquels douze sont visuellement identifiés comme étant des artefacts instrumentaux causés par l'électronique de lecture. Parmi les quatre détections restantes, nous avons constaté qu'une est en fait associée à un objet par ailleurs bien détecté dans le visible et deux sont des détections marginales sur les bords de l'image. La dernière détection est détectée dans la bande *Y* et ne satisfait pas le critère #3. En particulier, cet objet a déjà été détecté et publié dans [Castellano et al. \(2010\)](#) avec l'identifiant G2_1408 dans un échantillon de galaxies à $z \sim 7$. [Fontana et al. \(2010\)](#) ont observé cet objet avec le spectrophotomètre FORS2 au foyer du VLT et publié une détection probable de la raie Ly- α , attribuant à cet objet un redshift de $z = 6.97$. Cet objet illustre parfaitement la situation décrite plus haut où la galaxie à grand redshift est détectée par son continuum UV dans le filtre *NB1060*.

Conformément à l'examen mené dans le champ CFHTLS-D4, nous avons effectué une sélection basée sur la photométrie avec l'ouverture plus large de $\oslash = 1.065''$. Deux nouvelles détections sont retenues : l'une d'elle est détectée en *Y* et ne satisfait pas le critère #3. Elle est aussi marginalement détectée dans les bandes visibles avec un $\text{SNR} \sim 2$, la seconde se retrouve à proximité d'un objet brillant avec une photométrie incertaine. L'examen des détections sur l'image négative produit des résultats similaires à ceux obtenus sur le champ CFHTLS-D4 et conduisent donc aux mêmes conclusions. De cette analyse, nous concluons qu'aucun candidat Emetteurs Lyman- α n'a été détecté dans les données *NB1060* du champ GOODS-S.

Bullet Cluster. L'éventail des observations du champ du Bullet Cluster diffère de celui des deux autres champ analysé précédemment. Comme nous le soulignons

dans la section 2.4, nous avons configuré nos observations de manière à obtenir une certaine cohérence dans l'acquisition des données avec l'instrument HAWK-I dans les filtres Y , $NB1060$, J and K_s . Parallèlement à ces données, nous avons utilisé des données obtenues par la caméra ACS du télescope spatial Hubble ainsi que des données dans le visible obtenues par l'instrument IMACS au foyer du télescope Magellan, ces dernières sont d'une profondeur limitée mais néanmoins utile (Clowe et al., 2006). Le catalogue principal dans le filtre $NB1060$ contient environ ~ 7000 objets satisfaisant le critère #1. Une grande majorité de ces objets sont détectés en Y mais ne satisfont pas le critère #3, ils n'ont pas la couleur prévue pour des Émetteurs Lyman- α à $z \sim 7.7$ d'après nos calculs. Seuls 127 objets ne sont pas détectés au-delà de 3σ mais comme $Y_{3\sigma} - NB1060_{5\sigma} = 0.4$, il est impossible de leur appliquer le critère #3. Après inspection visuelle et élimination des artefacts instrumentaux, tous sauf un sont effectivement visibles dans les images ACS ou dans les images IMACS. Toutefois, cet objet ne présente aucun excès de flux dans le filtre $NB1060$ ($NB1060 - J = 0.55 \pm 0.25$), il n'est que marginalement détecté dans la bande Y ($SNR \sim 2.4$, $Y = 26.40 \pm 0.45$) et sa non détection dans la bande K_s ($K_s \leq 25.3$, 3σ en limite supérieure) nous incite à interpréter cet objet comme étant une étoile naine de type T. Enfin, la sélection alternative basée sur l'ouverture plus large ne retient aucun candidat.

En conclusion, l'imagerie en bande étroite avec le filtre $NB1060$ des trois champs que sont le CFHTLS-D4, GOODS-S et le Bullet Cluster ne nous a pas permis d'identifier des Émetteurs Lyman- α à $z \sim 7.7$.

6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les observations obtenues avec l'instrument HAWK-I du VLT dans le cadre d'un *Large Programme* de l'ESO. Des amas de galaxies et des champs vides ont été observé au travers du filtre à bande étroite $NB1060$ centré à $\lambda = 1062$ nm et permettant de détecter facilement des objets à raies d'émission. Parmi ces objets, nous avons recherché en particulier des LAEs à $z = 7.7$ en appliquant des critères photométriques comme un excès de flux dans le filtre $NB1060$ accompagné d'une absence de détection aux longueurs d'onde inférieures à 1062 nm. Après un examen rigoureux des éventuels candidats, nous avons conclu à une absence de LAEs à $z = 7.7$ jusqu'à la magnitude limite de notre sondage. Dans le chapitre suivant, nous exposerons la méthode employée pour interpréter ce résultat en terme d'évolution de la fonction de luminosité des LAEs à l'approche de l'époque de la réionisation.

Chapitre 4

Extension des contraintes sur la fonction de luminosité Lyman- α à $z \sim 7.7$

1 Introduction

L'évolution de la fonction de luminosité des Emetteurs Lyman- α à $z \geq 6$ permet normalement de tracer l'évolution de la fraction d'hydrogène neutre à l'approche de l'époque de la réionisation. La technique d'observation en bande étroite s'est montrée très efficace dans la sélection de ces objets à $z \leq 7$ mais son efficacité à $z > 7$ reste encore à prouver. Si la fonction de luminosité des LAEs semble bien changer à ces redshifts, le sens de son évolution est toujours débattu. [Kashikawa et al. \(2011\)](#) et [Ouchi et al. \(2010\)](#) ont présenté des résultats en faveur d'une diminution de la luminosité caractéristique qui trouve une explication naturelle dans l'augmentation de l'opacité de l'IGM entre $z = 5.7$ et $z = 6.5$. Dans le même temps, [Hu et al. \(2010\)](#) ne trouvent pas de signes de la réionisation dans leurs observations et constatent plutôt une diminution du nombre caractéristique de LAEs entre $z = 5.7$ et $z = 6.5$.

L'absence de détection d'Emetteurs Lyman- α à $z = 7.7$ dans le sondage présenté dans le Chapitre 3 ne nous permet pas d'établir une fonction de luminosité à $z = 7.7$ qui nous permettrait éventuellement de trancher entre les différents scénarios. En revanche, la sensibilité atteinte par nos observations nous permet de placer des contraintes nouvelles sur son évolution à partir des résultats à plus bas redshift.

Dans ce chapitre, nous décrivons la méthode statistique employée pour transformer l'absence de détection dans notre sondage en intervalle de confiance sur les paramètres Φ^* et L^* de la fonction de luminosité des LAEs à $z = 7.7$.

2 Volume comobile

Le calcul de la densité numérique d'Emetteurs Lyman- α fait intervenir le volume comobile V_c sondé par les observations. Si l'on considère une population d'objets n'évoluant pas en fonction du temps et suivant seulement l'expansion de l'Univers,

alors la densité numérique de ces objets resterait constante en fonction du redshift pour un même volume comobile. Le plan transverse du volume comobile observé est délimité par l'angle solide Ω ouvert sur le ciel par l'instrument tandis que sa dimension radiale est définie à partir d'un intervalle de décalage spectral Δz . Le volume comobile total du sondage est échantillonné au moyen de volumes comobiles élémentaires dV_c et s'obtient en intégrant sur tous les intervalles d'angles solides $d\Omega$ et sur l'intervalle de décalage spectral $z_1 - z_2$ considéré :

$$dV_c(z) = \frac{c(1+z)^2 D_A^2}{H(z)} d\Omega dz \quad (4.1)$$

$$V_c = \int_{\Omega} \int_{z_1}^{z_2} dV_c(\Omega, z) \quad (4.2)$$

où D_A est la distance diamètre angulaire au redshift z et $H(z)$ est la constante de Hubble telle que mesurée par un observateur qui se situerait au redshift z .

Puisque les données sont limitées en terme de flux, toutes les luminosités ne sont pas observables dans ce volume comobile si bien qu'il est plus commode de l'exprimer en fonction de la luminosité. De cette façon, on peut tenir compte de la variation spatiale de la limite en luminosité dans une image. En effet, au-delà des variations liées aux résidus de soustraction du fond de ciel, la limite de détection est systématiquement réduite sur les bords de l'image en conséquence directe du tramage des images individuelles impliquant un moindre temps d'intégration en périphérie de l'image combinée. Ainsi, une source avec une luminosité très supérieure à la limite de détection sera détectable sur toute la surface couverte sur le ciel tandis que les sources les plus faibles ne seront détectables que dans la partie centrale de l'image, celle avec le temps d'intégration cumulé le plus long.

Tous les objets ont été masqué, réduisant la surface totale de $\sim 10\%$ dans les champs vides et de $\sim 25\%$ dans le Bullet Cluster à cause du grand nombre de galaxies brillantes constitutives de l'amas.

Dans la direction de la ligne de visée, l'intervalle en redshift dans lequel il est possible de détecter la raie Lyman- α est déterminé à partir de la courbe de transmission du filtre à bande étroite en fonction de la longueur d'onde. La Figure 3.19 dans le chapitre précédent montre la courbe de transmission du filtre *NB1060* de l'instrument HAWK-I, celle-ci prend davantage la forme d'une fonction gaussienne que d'une fonction porte. Il en résulte une transition continue de 0% à 100% impliquant une dépendance en luminosité de la dimension radiale du volume. En effet, tandis que les raies les plus lumineuses seront détectables quelque soit leur longueur d'onde du moment qu'elle soit incluse dans l'intervalle de transmission du filtre, les raies les plus faibles seront détectables dans un intervalle en longueur d'onde entourant la longueur d'onde de transmission maximale de plus en plus réduit, il en va de même de l'intervalle en redshift, et donc du volume comobile. Cet effet est décrit en détail dans Willis & Courbin (2005). De plus, en cas de détection d'une raie, le flux mesuré en imagerie doit lui aussi tenir compte de cette variation de transmission en fonction de la longueur d'onde et être corrigé en conséquence (Hu et al., 2010). Cela n'est possible qu'en connaissant la longueur d'onde exacte de la raie, c'est-à-dire après obtention d'un spectre.

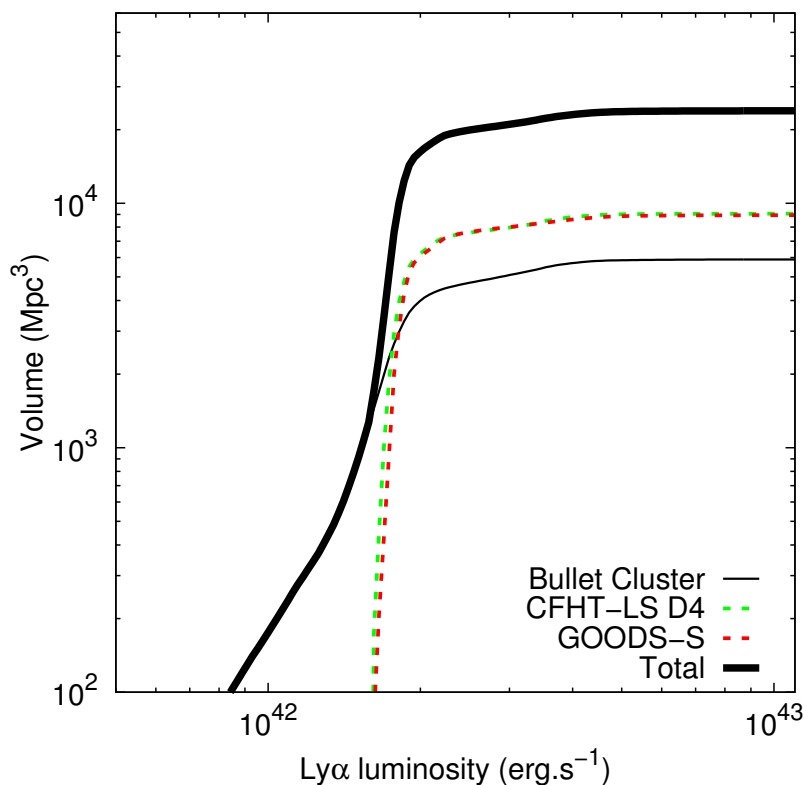


Figure 4.1 – Volume comobile en fonction de la luminosité Lyman- α . Les courbes en tirets correspondent aux champs vides : CFHTLS-D4 (vert) et GOODS-S (rouge). La courbe noire en trait plein fin correspond au champ de l’amas Bullet Cluster. La courbe noire en trait épais représente la somme des trois volumes. La luminosité Lyman- α correspond à une magnitude limite de 5σ dans le filtre *NB1060* et fait l’hypothèse que 70% du flux provient de la raie Lyman- α .

Toutefois, de nombreuses études choisissent néanmoins de faire l’approximation consistant à assimiler la transmission du filtre à une fonction porte de largeur égale à la largeur efficace du filtre (Kashikawa et al., 2006; Ouchi et al., 2008). Compte tenu du fait que nous n’avons détecté aucune raie Lyman- α dans notre sondage et dans le but de se comparer de manière équitable avec les autres études, nous avons aussi effectué cette approximation dans le calcul de l’intervalle en redshift correspondant à nos observations. Celle-ci n’affectera pas nos conclusions.

Par ailleurs, la transmission du filtre est aussi susceptible de varier au sein du champ de vue de l’instrument ce qui se manifesterait par une importante variation du niveau de fond de ciel dans l’image. En l’absence d’une telle variation, nous avons négligé cet effet.

Ainsi, la largeur effective de filtre *NB1060* étant de $\Delta\lambda_{eff} \sim 100\text{\AA}$, l’intervalle de redshift sondé par nos observations est : $[7.70-7.78]$.

Au final, le volume comobile échantillonné par nos images atteint $5.9 \times 10^3 \text{ Mpc}^3$ pour le Bullet Cluster et $9 \times 10^3 \text{ Mpc}^3$ pour chacun des deux champs vides. Le volume total s’élevant à $\sim 2.4 \times 10^4 \text{ Mpc}^3$ pour les trois champs (Figure 4.1).

3 Conversion du flux *NB1060* en luminosité Ly α

Convertir un flux mesuré dans un filtre de largeur $\Delta\lambda_{eff} \sim 100\text{\AA}$ en une luminosité de raie impose certaines hypothèses sur la largeur équivalente de la raie considérée. En effet, le filtre *NB1060* est suffisamment large par rapport à la raie ($\sim 7\text{\AA}$) pour recueillir à la fois le flux de la raie et le flux du continuum stellaire. Plusieurs cas de figure peuvent alors se présenter tout en donnant le même flux intégré dans le filtre *NB1060* en fonction de la longueur d’onde de la raie et de sa largeur équivalente. Pour les mêmes raisons, un biais de sélection existe vers les redshifts proche de la borne inférieure de l’intervalle puisque pour ces sources-là, flux dans la raie et continuum s’additionnent éventuellement pour rendre la source plus facilement détectable (Kashikawa et al., 2006). Néanmoins, ce biais est heureusement faible et peut-être négligé dans un premier temps. Ainsi, lors de la conversion en luminosité du flux mesuré à travers le filtre *NB1060*, nous avons placé la source à une distance lumineuse correspondant à un décalage spectral vers le rouge $z = 7.74$, correspondant à la longueur d’onde centrale du filtre *NB1060*.

La mesure précise de la largeur équivalente des LAEs confirmés par spectroscopie est difficile compte tenu de la faible luminosité de ces sources. Très souvent, le continuum UV des étoiles n’est pas détecté dans des filtres à bande passante plus large, et quand il l’est, la mesure du flux est probablement affectée par la présence de la raie Lyman α elle-même incluse dans le filtre. Les largeurs équivalentes observées à grand z varient de quelques dizaines d’Angström à des limites inférieures de plusieurs centaines d’Angström (Taniguchi et al., 2005; Ouchi et al., 2010). L’échantillon de Taniguchi et al. (2005) présente une distribution en largeur équivalente compatible avec un facteur de conversion de 70% entre le flux Ly α et le flux *NB1060* lorsque les limites inférieures sont prises comme étant les valeurs réelles. Toutefois, des simulations de population de LAEs comme celles de Kobayashi et al. (2010) présentent des distributions de largeurs équivalentes piquées vers de plus grandes valeurs favorisant l’utilisation d’un facteur de conversion plus proche des 100% : tout le flux *NB1060* est attribué à la raie Ly α uniquement. On peut noter qu’encore une fois, on considère que la raie est significativement plus fine que la largeur du filtre et qu’aucune fraction de flux n’est perdue si la raie tombe en bord de filtre.

Dans la suite de ce travail, ces deux facteurs, 70% et 100%, ont été utilisés durant la conversion du flux *NB1060* en luminosité Ly α .

4 Calcul du nombre d’objets attendus

La section 5.3 décrit l’examen des candidats ayant mené à la conclusion qu’aucun des objets détectés sur nos images ne pouvait être sélectionné comme candidat émetteur Lyman- α au redshift $z = 7.7$. Cette conclusion est valable jusqu’aux magnitudes limites déterminées pour une détection à 5σ allant de $NB1060=25.9$ à $NB1060=26.1$ et telles que décrites dans la section 4.4.

Dans le but de contraindre la fonction de luminosité des Émetteurs Lyman- α et de comparer nos résultats avec des études indépendantes, nous avons utilisé le

formalisme de Schechter ([Schechter, 1976](#)) qui décrit le nombre d'objets par bin de luminosité tel que :

$$\phi(L)dL = \phi^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right) d\left(\frac{L}{L^*}\right) \quad (4.3)$$

où L^* est la luminosité caractéristique déterminant la coupure exponentielle dans la partie brillante tandis que le paramètre ϕ^* quantifie la normalisation de la densité volumique des objets. Aux faibles luminosités, pour $L \ll L^*$, la fonction de Schechter suit une droite dont la pente est donnée par l'exposant α . Malheureusement, ces trois paramètres sont largement dégénérés si bien qu'il est difficile de pouvoir ajuster ces trois paramètres en même temps sans disposer d'un échantillon d'objets très important. Devant cette limite imposée par les données, de nombreux auteurs choisissent de fixer la pente aux faibles luminosité pour n'ajuster que les paramètres L^* et ϕ^* . Ce choix est justifié par le fait que ces études ne sont pas encore suffisamment sensibles pour contraindre la LF dans le régime des faibles luminosités. Trois jeux de paramètres sont donc souvent cités pour des valeurs de α fixées à $\alpha = -1.0$, $\alpha = -1.5$ et $\alpha = -2$ (e.g. ([Kashikawa et al., 2006](#))). Pendant longtemps un consensus s'est établi autour de la valeur $\alpha = -1.5$ mais des études récentes tendent à mesurer une pente plus importante et plus proche de $\alpha = -1.7$ ([Cassata et al., 2011](#); [Dressler et al., 2011](#)). Toujours dans le but de pouvoir nous comparer aux autres études, nous avons choisi de fixer la pente aux faibles luminosité à la valeur de $\alpha = -1.5$ pour tous les calculs effectués dans ce chapitre, sauf mention contraire.

A partir du volume comobile $V(L)$ dans lequel nous cherchons des Emetteurs Lyman- α et de la fonction de complétude $CF(L)$ calculées pour nos images, décrits respectivement dans les Section 2 et Section 5.1, nous avons calculé le nombre total des objets $N(L^*, \phi^*, \alpha)$ qui seraient détectables pour une LF données par son triplet de paramètres (L^*, ϕ^*, α) :

$$N(L^*, \phi^*, \alpha) = \int \phi(L)V(L)CF(L)dL \quad (4.4)$$

Remarque : les facteurs de conversion du flux en luminosité de 70% et 100% décrits dans la section 3 interviennent dans la fonction $V(L)$ et dans la fonction de complétude $CF(L)$.

5 Niveaux de confiance suivant une loi de Poisson

Au premier ordre et compte tenu du faible nombre d'objets en jeu, le comptage des galaxies lors d'un relevé cosmologique s'apparente à processus de Poisson. A partir d'un nombre moyen d'événements N , dans ce cas le nombre moyen de galaxies attendues dans le volume comobile sondé, la probabilité de détecter k galaxies (k étant un entier naturel) dans ce volume est donnée par une loi de Poisson de paramètre N :

$$p(k) = e^{-N} \frac{N^k}{k!} \quad (4.5)$$

Et suivant (Gehrels 1986), en considérant le cas où n galaxies sont détectées dans un volume donné, les limites supérieure N_u et inférieure N_i sur le nombre moyen d'objets correspondant à un niveau de confiance (NC) sont données par :

$$\sum_{k=0}^n e^{-N_u} \frac{N_u^k}{k!} = 1 - \text{NC} \quad (4.6)$$

$$\sum_{k=0}^{n-1} e^{-N_i} \frac{N_i^k}{k!} = \text{NC} \quad (4.7)$$

Dans la situation de zéro détection ($n = 0$), les niveaux de confiance à 84.13%, 97.72%, 99.87%, 99.99% (correspondant aux $+1\sigma$, $+2\sigma$, $+3\sigma$, $+4\sigma$ de la loi normale) donnent à une limite supérieure sur le nombre moyen d'objets N_u de 1.84, 3.78, 6.61 et 10.36, respectivement. Inversement, la situation $N_u \leq 1$ correspond à une probabilité de 63%. Ainsi, avec zéro détection, on peut exclure à un niveau de confiance NC les triplets de paramètres (L^*, ϕ^*, α) d'une fonction de luminosité qui donneraient un nombre d'objets attendus N_u compte tenu des paramètres de notre sondage.

Toutefois, l'utilisation de la seule loi de Poisson pour décrire le processus aléatoire de détection d'un faible nombre d'objets astrophysiques est une approximation sévère. En effet, la répartition des sources astrophysiques sur le ciel est loin d'être uniforme du fait de la présence de structures à grandes échelles directement liées à la répartition des halos de matière noire dans lesquels les galaxies se forment dans le modèle cosmologique Λ CDM. En supplément du bruit de grenaille suivant une loi de poisson, il faut prendre en compte une variance additionnelle qui est cette fois liée à la densité de matière noire sous-jacente et que l'on nomme variance champs-à-champs ou variance cosmique.

6 Variance cosmique

Dans les années 2000, l'avènement des grands sondages cosmologiques tels que le Great Observatories Origins Deep Surveys (GOODS) a rendu nécessaire la prise en compte de cette variance supplémentaire liée aux structures à grandes échelles de la population de galaxies étudiée. La Figure 4.2 illustre très bien cet effet sur le comptage de galaxies en montrant différentes géométries de sondages sur une simulation des structures à grandes échelles à $z \sim 7$.

Somerville et al. (2004) ont fait partie des premiers auteurs à démontrer que cette variance cosmique n'était une source d'incertitude négligeable dans l'établissement des fonctions de luminosité des galaxies. Ils estiment par exemple qu'elle s'élève à hauteur de 15-20% pour les LBGs à $z \sim 6$ dans GOODS. Dans ce papier, ils exposent une méthode simple pour estimer cette incertitude dans le cadre d'un sondage aux caractéristiques similaires à GOODS.

Par définition, la moyenne $\langle N \rangle$ et la variance $\langle N^2 \rangle$ sont les premiers et seconds moments de la fonction de distribution de probabilité $P_N(V)$ qui représente la probabilité de compter N objets dans un volume V . La variance cosmique *relative* se

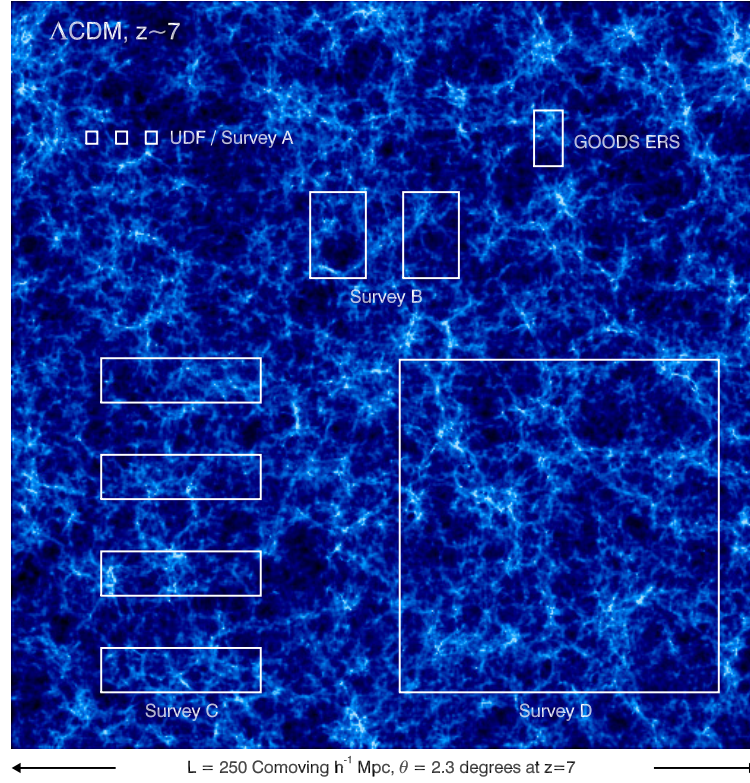


Figure 4.2 – Surfaces de sondages existants ou simulés comparés à une simulation des structures à grande échelle à $z \sim 7$. Cette comparaison illustre la surface requise pour sonder un volume suffisamment représentatif de l’Univers. Les sondages de type “A” montrent la taille caractéristique ($\sim 14 \text{ arcmin}^2$) d’un sondage extrêmement profond avec le télescope spatial Hubble à l’image du Hubble Ultra Deep Field. Les sondages de types “B” et “C” représentent la taille d’un sondage moins profond mais plus large ($\sim 300 - 1000 \text{ arcmin}^2$). Enfin le sondage de type “D” représente un sondage d’une taille comparable au sondage COSMOS ($\sim 1 \text{ deg}^2$).

définit alors comme suit :

$$\sigma_v^2 \equiv \frac{\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2}{\langle N \rangle^2} - \frac{1}{\langle N \rangle} \quad (4.8)$$

où le second terme corrige du bruit de Poisson.

Deux approches théoriques existent pour évaluer l’importance de la variance cosmique lors de la construction d’un échantillon de galaxies :

1. estimer la fonction de corrélation à deux points, $\xi(r)$, de la population de galaxies étudiée. Dans ce cas, la variance cosmique σ_v^2 est calculée en intégrant $\xi(r)$ sur tout le volume V observé :

$$\sigma_v^2 = \frac{1}{V^2} \int_0^R \xi(|r_1 - r_2|) dV_1 dV_2 \quad (4.9)$$

2. mesurer directement la variance en utilisant des catalogues de galaxies en sortie de simulations cosmologiques de formation des structures.

La première approche présente l'avantage de nécessiter de faibles moyens informatiques car la fonction de corrélation à deux points peut éventuellement être modélisée par une fonction analytique simple telle qu'une loi de puissance $\xi(r) = (r_0/r)^\gamma$, où r_0 est une longueur caractéristique dite longueur de corrélation. C'est l'approche suivie par [Somerville et al. \(2004\)](#). Lorsque la fonction $\xi(r)$ n'est pas connue, ces auteurs utilisent des prédictions du modèle de matière noire froide (Cold Dark Matter, CDM), comme le modèle analytique de [Sheth & Tormen \(1999\)](#), pour estimer les corrélations dans la distribution d'une population de galaxies à partir de la fonction de masse des halos de matière noire. Cela fait appel au biais des galaxies b , qui est défini comme étant le rapport entre les écart-types de la distributions de halos et de la matière noire, $b \equiv \frac{\sigma_b}{\sigma_{DM}}$. La variance cosmique est alors donnée par $\sigma_v = b\sigma_{DM}$. L'inconvénient de ce type d'approche réside essentiellement dans les hypothèses derrière l'estimation de la fonction de corrélation à deux points qui peuvent ne pas refléter la réalité d'une population de galaxies à grand redshift dont les caractéristiques sont encore mal connues.

Quant à la seconde approche qui mesure directement $p(N)$ à partir de simulations N -body, si elle ne souffre pas des mêmes limitations, elle nécessite un investissement conséquent en temps de calcul pour réaliser la simulation d'un volume d'Univers similaire à celui du sondage modélisé.

[Trenti & Stiavelli \(2008\)](#) ont tenté de faire la synthèse de ces deux approches dans une extension de la théorie de Press-Schechter ([Press & Schechter, 1974](#)). Les résultats de ces travaux étant mis à disposition sur internet dans un calculateur en ligne, nous avons choisi de nous référer à ces auteurs lors de l'évaluation de la variance cosmique dans nos observations. Ce calculateur prend plusieurs paramètres en entrée :

- la géométrie du volume, celle-ci est donnée par le champ de vue de l'instrument utilisé, par le redshift moyen $z_{av} = 7.74$ et par la fenêtre en redshift correspondant à la sélection voulue : $\Delta z = 0.08$,
- le nombre moyen d'objets attendu, tels que calculé dans la section 4 pour différentes fonction de luminosité,
- une valeur moyenne pour le remplissage des halos dans le formalisme de Sheth-Thormen, nous avons choisi une valeur de 1.0. Bien que celle-ci soit probablement très inférieure dans le cas des LAEs à $z \geq 6$ ([Ouchi et al., 2010](#)), ce choix maximise les effets de la variance cosmique qui est donc à considérer ici comme une limite haute en regard de son importance réelle.

Tel que décrite dans [Trenti & Stiavelli \(2008\)](#), la variance cosmique est alors calculée en quatre étapes :

1. A partir d'un modèle simple d'occupation de halos de matière noire et des simulations N -body, une masse minimale de halo M_{min} est calculée pour obtenir la densité numérique d'objets donnée en entrée d'après le formalisme de [Sheth & Tormen \(1999\)](#),
2. le biais b de l'échantillon est calculé en utilisant le modèle de [Press & Schechter \(1974\)](#),
3. la fonction de corrélation à deux points de la matière noire, $\xi(r)$, est intégrée sur la totalité du volume pour donner σ_{DM}^2 ,

4. la variance cosmique est finalement obtenue par la multiplication du biais et de la variance de la matière noire : $\sigma_v^2 = b^2 \sigma_{DM}^2$

Pour un paramètre α fixé, à chaque couple de paramètres de la fonction de luminosité (L^*, ϕ^*) va correspondre un nombre d'objets moyens et par conséquent, une valeur de la variance cosmique. Nous avons donc utilisé le calculateur en ligne pour estimer σ_v pour différents nombres d'objets et nous avons effectué un ajustement sur ces points par une fonction polynomiale qui reproduit le caractère décroissant et monotone de la variance cosmique en fonction du nombre moyen d'objets.

7 Probabilité de non détection incluant la variance cosmique

Le but de cette section est de décrire comment nous avons calculé la probabilité d'obtenir zéro détection dans notre sondage, $p(0)$, compte tenu du nombre moyens d'objets attendus $\langle N \rangle$ et de la variance cosmique relative σ_v^2 donnée par le calculateur en ligne de [Trenti & Stiavelli \(2008\)](#). Pour décrire la distribution des comptages $p(N)$, nous nous sommes inspirés des travaux récents de [Yang & Salslaw \(2011\)](#) qui présentent une étude détaillée du comptage de galaxies dans des volumes tirées au hasard dans le sondage SDSS. Dans cet article, les comptages sont décrits comme étant correctement ajustés par une distribution gravitationnelle en quasi-équilibre mais aussi par une distribution binomiale négative. Bien que non justifiée par des arguments physiques, cette dernière reproduit très bien les comptages aux deux extrémités de la distribution, en particulier aux très faibles nombres (Figure 4.3 à gauche). D'autres distributions comme la loi log-normale ou la loi normale, utilisée notamment dans [Driver & Robotham \(2010\)](#), n'ont pas ces qualités (Figure 4.3 à droite). La distribution log-normale ajuste bien les comptages aux grands nombres mais les sous-estime largement lorsque les comptages s'approchent de 0. Au contraire, la distribution normale est trop piquée, elle sous-estime la probabilité aux grands nombres tout en sur-estimant ceux aux faibles nombres là où la loi binomiale négative ajuste bien les deux extrémités .

La loi binomiale négative est aussi connue pour être un mélange de la loi de Poisson et d'une distribution Gamma. En effet, elle décrit une situation dans laquelle l'occurrence des phénomènes suit une loi de Poisson de paramètre λ variant lui-même de manière aléatoire. C'est précisément ce qui se produit lorsque l'on effectue un comptage des galaxies dans différents pointés sur le ciel, là où la densité moyenne de galaxies (le paramètre λ de la loi de Poisson) varie elle-même significativement du fait de la variance cosmique. Lorsque le paramètre λ suit une distribution Gamma de paramètres r et θ , la probabilité d'apparition du phénomène suit une loi de mélange Gamma-Poisson. .

Nous avons donc choisi d'utiliser cette distribution *ad hoc* pour décrire $p(N)$. La moyenne de cette distribution est donnée par le nombre moyen d'objets attendus pour différents couples de paramètres (L^*, ϕ^*) et la variance est la variance cosmique obtenues de la manière décrite dans la section précédente. Nous pouvons ainsi déterminer les couples de paramètres qu'il est possible de rejeter avec un certain niveau de confiance compte tenu de notre non détection.

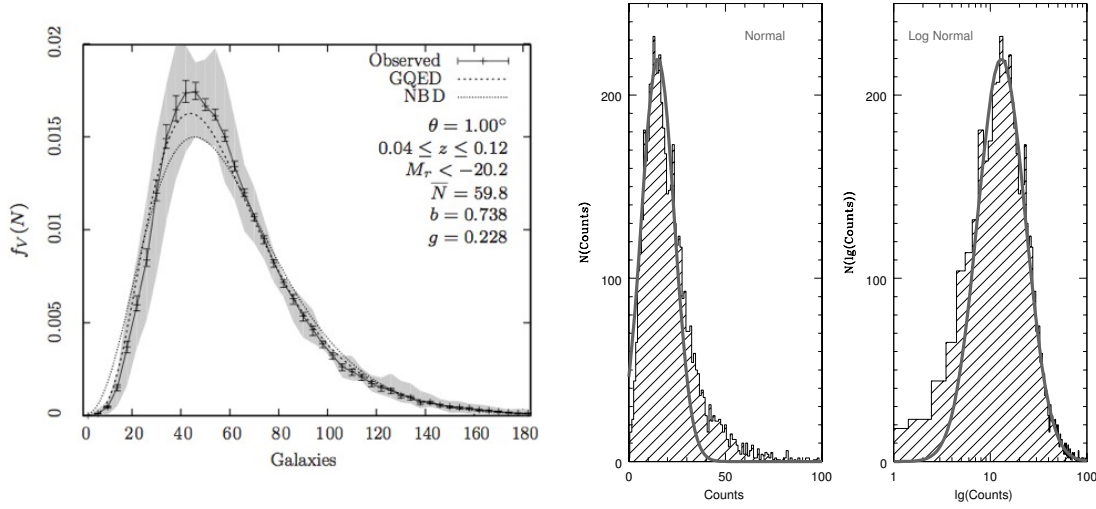


Figure 4.3 – Distributions des comptages de galaxies dans des cellules de 1 deg^2 dans le sondage SDSS. A gauche : ajustements d’une distribution binomiale négative (NBD) et d’une distribution gravitationnelle en quasi-équilibre (GQED) (Yang & Saslaw, 2011). A droite : ajustements d’une distribution normale et log-normale (Driver & Robotham, 2010). Les valeurs moyennes des comptages diffèrent car les sélections en redshift et en magnitude absolue sont légèrement différentes entre ces deux études.

8 Contraintes sur les paramètres de la LF

L’absence de détection d’Emetteurs Lyman- α dans notre sondage nous a permis d’établir des contraintes fortes sur les paramètres de la fonction de luminosité de cette population de galaxies à un redshift $z \sim 7.7$. Celles-ci sont présentées sur la Figure 4.4 et constituent le résultat principal dérivé des travaux présentés précédemment. Cette figure présente les couples de paramètres (L^*, ϕ^*) qu’il est possible de rejeter avec un certain niveau de confiance après avoir fixé le paramètre α à $\alpha = -1.5$. Les niveaux de confiance à 85% et 99% sont présentés et comparés aux précédentes déterminations de la fonction de luminosité des LAEs à plus bas redshift par Kashikawa et al. (2011) à $z = 6.5$, Ouchi et al. (2010) à $z = 3.1$, $z = 5.7$ et $z = 6.5$, et enfin Hu et al. (2010) à $z = 5.7$ et $z = 6.5$. Toutes ces études ont été menées en utilisant la même technique d’observation en filtre à bande étroite mais grâce à des filtres centrés sur des longueurs d’onde inférieures à $1 \mu\text{m}$. Deux lignes sont tracées pour différencier les différents facteurs de conversion utilisés pour calculer la luminosité Ly- α à partir de la magnitude *NB1060* tels que décrit dans la section 3. Le trait continu correspond à la limite obtenue en utilisant le facteur de 70% tandis que le trait en pointillés correspond à la conversion intégrale du flux *NB1060* en luminosité Ly- α .

La ligne verte de la Figure 4.4 présente les mêmes limites mais en fixant le paramètre α à $\alpha = -1.7$ pour suivre les résultats de Cassata et al. (2011). Enfin, nous avons utilisé la non confirmation spectroscopique des cinq candidats les plus brillants de Hibon et al. (2010) (Section 6) pour augmenter le volume observé dans cette recherche de LAEs à $z \sim 7.7$ et accroître les contraintes sur la fonction de

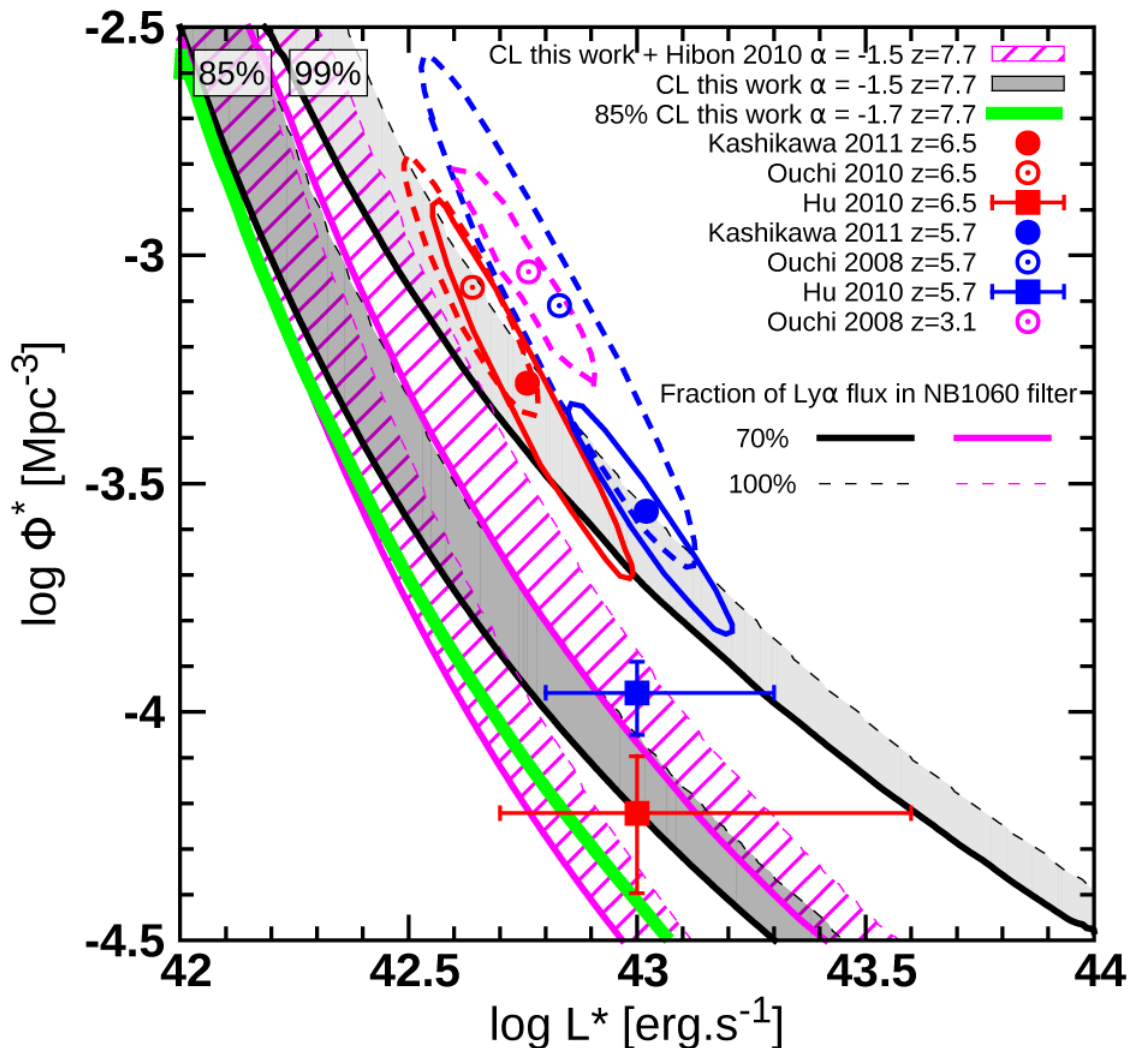


Figure 4.4 – Paramètres Φ^* et L^* de la fonction de luminosité des LAEs à $z = 7.7$ exclus avec un niveau de confiance de 85% et 99%. La pente aux faibles luminosités a été fixée à $\alpha = -1.5$ sauf dans le cas de la ligne verte où elle a été fixée à $\alpha = -1.7$. Les lignes de couleur noire représentent les contraintes placées à partir des données HAWK-I uniquement. Les lignes de couleur magenta représentent les contraintes placées en ajoutant le volume des données WIRCAM (Chapitre ??). Les lignes en trait plein correspondent à une fraction du flux Lyman- α dans le filtre *NB1060* de 70%. Les lignes en tiret correspondent à une fraction de 100%, les fractions intermédiaires sont indiquées par les zones de couleur grise ou par les hachures magenta. Ces contraintes sont comparées aux données existantes à plus bas redshift. Les cercles pleins correspondent au meilleur ajustement de la fonction de luminosité à $z = 6.5$ (rouge) et à $z = 5.7$ (bleu) de [Kashikawa et al. \(2011\)](#). Les ellipses correspondent aux niveaux de confiance à 3σ . Les cercles ouverts correspondent aux meilleurs ajustements obtenus à $z = 3.1$ (magenta), $z = 5.7$ (bleu) et $z = 6.6$ par [Ouchi et al. \(2010\)](#). Pour ces points, les ellipses correspondent aux niveaux de confiance à 2σ . Enfin, les carrés pleins correspondent aux meilleurs ajustements à $z = 5.7$ (bleu) et $z = 6.5$ (rouge) obtenus par [Hu et al. \(2010\)](#).

luminosité dans sa partie brillante. Ces résultats sont présentés par des régions hachurées de couleur magenta sur la Figure 4.4.

9 Discussion et conclusion

En dépit de nombreuses observations, la fonction de luminosité des Emetteurs Lyman- α à grand redshift est encore largement discutée dans la littérature. La Figure 4.4 montre que des résultats d'études indépendantes peuvent apparaître comme contradictoires. Les ellipses d'erreurs sur les différents paramètres sont encore relativement larges et peuvent amener à des différences d'interprétation quant à l'évolution de la fonction de luminosité entre les redshifts $z = 5.7$, $z = 6.5$ et $z \geq 7$. Les conséquences qu'ont ces observations sur la compréhension du processus de réionisation du milieu intergalactique sont bien sûr au cœur du débat. Ouchi et al. (2010) et Kashikawa et al. (2006), suivis par Kashikawa et al. (2011), interprètent leurs résultats comme une évolution en luminosité de la fonction de luminosité à partir des plus bas redshifts. Pour ces auteurs, la diminution de la luminosité caractéristique L^* en remontant vers les débuts de l'Univers est probablement le signe d'une évolution de la transmission du milieu intergalactique, en conséquence d'une augmentation de la fraction d'hydrogène neutre, χ_{HI} , dans l'Univers à mesure que l'on remonte vers les Ages Sombres. Cette interprétation n'est pas supportée par les observations de Hu et al. (2010) qui suggèrent au contraire que si évolution de la fonction de luminosité il y a entre $z = 5.7$ et $z = 6.5$, celle-ci intervient sur la densité numérique des objets, ϕ^* . Suivant des conclusions apportées par Malhotra & Rhoads (2004), ces auteurs ne font pas intervenir une évolution de la fraction de gaz neutre dans l'Univers pour expliquer leurs résultats. Cela peut remettre en question le consensus actuel dans lequel la fonction de luminosité des LAEs ne présenterait pas d'évolution significative entre $z = 3$ et $z = 6$ (Cassata et al., 2011; Ouchi et al., 2008), pour ensuite décroître rapidement sous l'effet de l'opacité croissante de l'IGM à ces longueurs d'onde. Comment interpréter nos résultats dans ce contexte ?

De la Figure 4.4, nous pouvons exclure avec un niveau de confiance de plus de 99% une fonction de luminosité à $z = 7.7$ qui n'évoluerait pas depuis les déterminations de Kashikawa et al. (2006, 2011) et Ouchi et al. (2008, 2010) à $z = 6.5$. De la même façon, nous pouvons exclure avec un niveau de confiance de 85% une non évolution de la fonction de luminosité depuis la détermination de Hu et al. (2010). Ces niveaux de confiance augmentent sensiblement si l'on considère de la même façon la non confirmation des LAEs de Hibon et al. (2010). Nos résultats démontrent donc clairement une évolution de la fonction de luminosité des LAEs. Toutefois, devant les résultats contradictoires des autres études, nous ne pouvons pas mettre en évidence le moteur de cette évolution. S'agit-il d'une évolution intrinsèque à la population de galaxies ou bien est-on devant une signature de la réionisation ?

Dans le but de faire avancer la discussion, nous proposons deux scénarios d'évolution entre $z = 6.5$ et $z = 7.7$: soit en luminosité, soit en densité volumique. Ces deux options sont purement phénoménologiques et ne sont pour l'instant pas supportées par des modèles théoriques. Ces deux interprétations sont présentées sur la Figure 4.5 sous la forme de fonctions de luminosité cumulatives. Au premier ordre,

sur un tel diagramme, pour qu’une fonction de luminosité soit consistante avec nos résultats de non détection, il faut qu’elle se trouve largement en-deçà de la ligne qui représente l’inverse du volume d’Univers sondé par nos observations. Si la fonction de luminosité devait croiser cette ligne, elle donnerait en moyenne un nombre supérieur ou égal à un objet dans notre volume et serait donc rejetée par une non détection avec un niveau de confiance supérieur ou égal à 63% (Section 6). Par exemple, les échantillons photométriques de LAEs à $z = 7.7$ de [Krug et al. \(2011\)](#) et [Tilvi et al. \(2010\)](#) (triangles magentas sur la Figure 4.5) sont largement au-dessus de cette ligne. La densité numérique des LAEs à $z = 7.7$ déterminées par ces auteurs est donc fortement incompatible avec nos résultats. Elle résulterait dans la détection de plusieurs dizaines de candidats dans nos données.

9.1 Une évolution en densité volumique

Dans un premier scénario, nous considérons une évolution de la densité volumique caractéristiques de la population de LAEs, ϕ^* , à hauteur de 60% par rapport à celle déterminée par [Hu et al. \(2010\)](#). La fonction de luminosité correspondant est présentée sur la Figure 4.5 sous la forme d’une ligne pointillée verte. En principe, une telle évolution pourrait être attribuée entièrement à une évolution intrinsèque de la fonction de luminosité telle que présentée dans les travaux de [Kobayashi et al. \(2007\)](#). En effet, on peut constater sur la figure 6 de [Kobayashi et al. \(2007\)](#) que c’est précisément l’écart qui sépare la fonction de luminosité à $z = 6.5$ de celle à $z = 7.7$. Cette évolution pourrait résulter de l’évolution conjointe des propriétés des galaxies et de la densité de halos de matière noire dans lesquels elles se forment. Cependant, les derniers résultats issus de la recherche de LBGs démontrent que l’évolution de cette population entre $z = 4$ et $z = 8$ s’effectue principalement en luminosité ([Bouwens et al., 2011a](#)). C’est pourquoi une évolution de la fonction de luminosité s’effectuant uniquement en ϕ^* reste discutable. Malgré son caractère spéculatif, il faut noter que ce scénario serait compatible avec la majorité des contraintes observationnelles jusqu’au redshift $z = 7$, y compris avec les points de données issus de [Iye et al. \(2006\)](#) à $z = 6.96$ et [Vanzella et al. \(2011\)](#) marquant l’existence d’Emetteurs Lyman- α aux redshifts $z = 7.008$ et $z = 7.109$.

La conclusion principale qui ressort de l’examen de ce scénario est qu’il n’est pas nécessaire d’invoquer un changement dans la fraction d’hydrogène neutre, et donc changement de la transmission de l’IGM au rayonnement Ly- α , pour expliquer nos observations.

9.2 Une évolution en luminosité

L’empreinte de la réionisation sur la fonction de luminosité des LAEs est discutée depuis la découverte des premiers LAEs à $z > 6.5$ ([Hu et al., 2002](#)). Le principal effet d’un accroissement de la fraction d’hydrogène neutre dans l’Univers est une forte atténuation de la transmission de la raie Lyman- α jusqu’à l’observateur. Suivant [Kashikawa et al. \(2011\)](#) et [Ouchi et al. \(2010\)](#), il est donc naturel d’examiner comment cela se traduirait dans nos observations. Le second scénario que nous avons considéré est donc une atténuation de 60% de la luminosité Ly- α par rapport à la

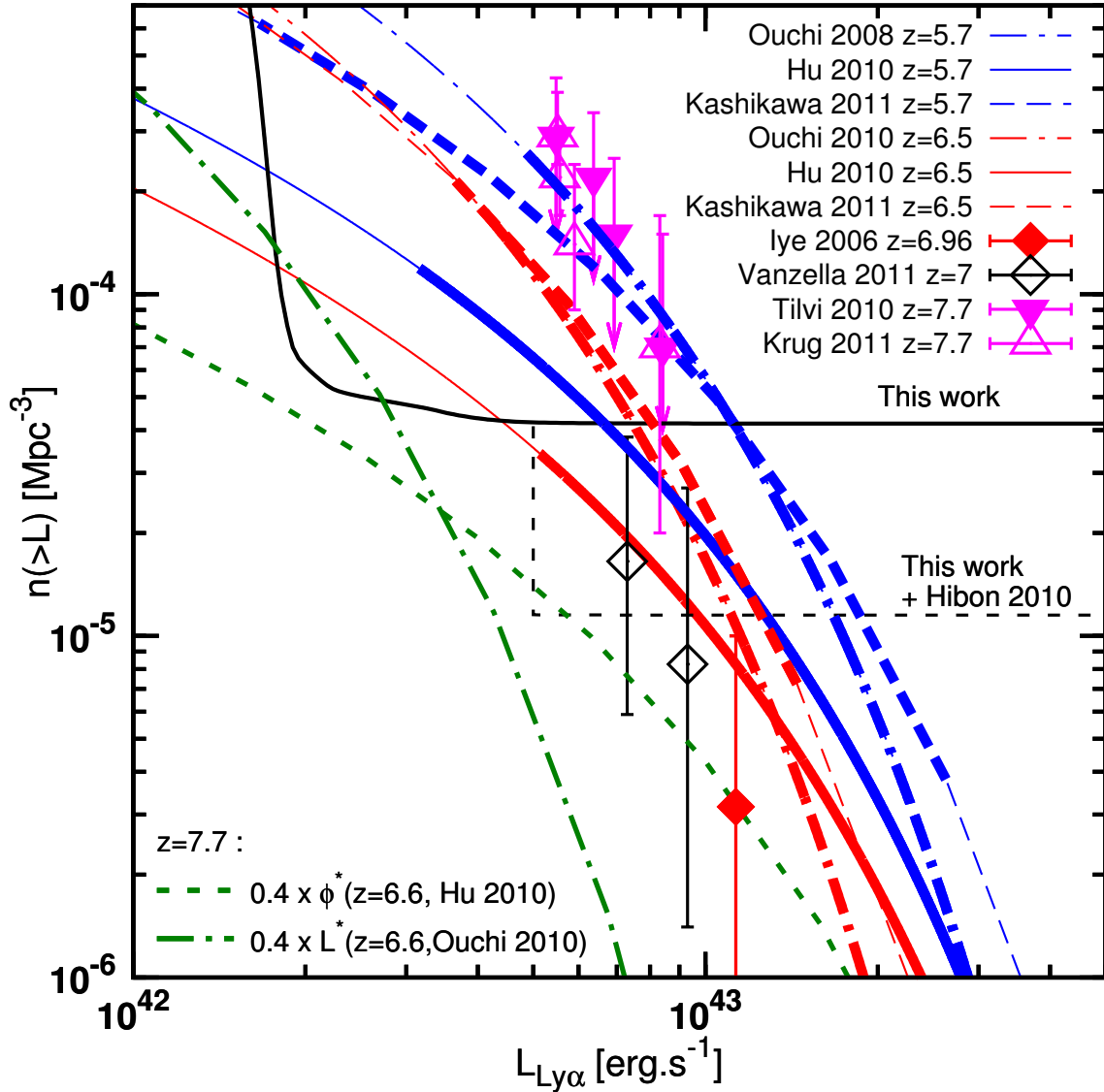


Figure 4.5 – Fonctions de luminosité cumulative des LAEs à $z \geq 5.7$. Les courbes bleues (resp. rouges) correspondent correspondent aux fonctions de luminosité cumulative à $z = 5.7$ (resp. $z = 6.5$) de [Kashikawa et al. \(2011\)](#) (traits pleins), [Ouchi et al. \(2008\)](#) et [Ouchi et al. \(2010\)](#) (traits alternant tirets et points), et [Hu et al. \(2010\)](#) (tirets). La différence en épaisseur de trait traduit le domaine de luminosité contraints par les différentes observations. Pour toutes ces LFs, une pente $\alpha = -1.5$ a été utilisée. La courbe en trait plein noir correspond à l'inverse du volume comobile des observations HAWK-I qui délimite la région de ce diagramme contrainte par celles-ci. La courbe noire en tiret délimite la région contrainte par l'ajoute du volume des observations WIRCAM. Les deux courbes vertes illustrent deux scénarios pour une évolution de la fonction de luminosité à $z = 7.7$: une évolution en luminosité uniquement (tirets et points) ou une évolution en nombre (tirets). Différents points de données sont présents. Le diamant plein rouge correspondent au point de [Iye et al. \(2006\)](#) à $z = 6.96$. Les diamants ouverts noirs correspondent aux points de [Vanzella et al. \(2011\)](#) à $z = 7.008$ et $z = 7.109$. Les triangles magenta ouverts et pleins correspondent aux échantillons photométriques de LAEs à $z = 7.7$ de [Krug et al. \(2011\)](#) et [Tilvi et al. \(2010\)](#) respectivement.

luminosité caractéristique mesurée à $z = 6.5$ par [Ouchi et al. \(2010\)](#). La fonction de luminosité correspondante est représentée par une ligne verte qui alterne points et tirets. Dans le cas considéré ici, l'atténuation de la transmission est identique quelque soit la luminosité mais il existe des modèles d'évolution de la transmission de l'IGM qui rendent compte des effets compétitifs de la poussière, de la formation stellaire et de l'afflux ou de la fuite de grandes quantités de gaz dans la galaxie se traduisant par une dépendance en luminosité de la transmission de la raie $\text{Ly}\alpha$ ([Dayal et al., 2009, 2011](#)). Cette atténuation importante de la luminosité caractéristique pourrait s'avérer être en accord avec les résultats récents de [Fontana et al. \(2010\)](#), [Vanzella et al. \(2011\)](#), [Pentericci et al. \(2011\)](#) et [Schenker et al. \(2011\)](#) qui interprètent une diminution de la fraction de présence de la raie $\text{Ly}\alpha$ parmi des LBGs à $z \sim 7$ comme un effet de la réionisation sur la transmission de la raie. Finalement, ce scénario nécessiterait une fraction d'hydrogène neutre de χ_{HI} 60% d'après les modèles de [Santos \(2004\)](#).

10 Article : Evolution of the $\text{Ly}\alpha$ luminosity function from $z = 6.5$ to $z = 7.7$: evidence for the epoch of reionization ?

Evolution of the observed Ly α luminosity function from $z = 6.5$ to $z = 7.7$: evidence for the epoch of reionization ? \star

B. Clément^{1,2}, J.-G. Cuby¹, F. Courbin³, A. Fontana⁴, W. Freudling⁵, J. Fynbo⁶, J. Gallego⁷, P. Hibon⁸, J.-P. Kneib¹, O. Le Fèvre¹, C. Lidman⁹, R. McMahon¹⁰, B. Milvang-Jensen⁶, P. Moller⁵, A. Moorwood^{5,**}, K.K. Nilsson⁵, L. Pentericci⁴, B. Venemans⁵, V. Villar⁷, and J. Willis¹¹

¹ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, OAMP, Université Aix-Marseille & CNRS, 38 rue Frédéric Joliot Curie, 13388 Marseille cedex 13, France

² Steward Observatory, University of Arizona, 933 N. Cherry Ave, Tucson, AZ 85721, USA

³ Laboratoire d'astrophysique, École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), Observatoire de Sauverny, 1290 Versoix, Switzerland

⁴ INAF Osservatorio Astronomico di Roma, Via Frascati 33, 00040 Monteporzio (RM), Italy

⁵ European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild Strasse, 85748 Garching bei München, Germany

⁶ Dark Cosmology Centre, Niels Bohr Institute, Copenhagen University, Juliane Maries Vej 30, 2100 Copenhagen Ø, Denmark

⁷ Departamento de Astrofísica, Facultad de CC. Físicas, Universidad Complutense de Madrid, E-28040 Madrid, Spain

⁸ School of Earth and Space Exploration, Arizona State University, Tempe, AZ 85287, USA

⁹ Australian Astronomical Observatory, Epping, NSW 1710, Australia

¹⁰ Institute of Astronomy, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, UK

¹¹ Department of Physics and Astronomy, University of Victoria, Elliot Building, 3800 Finnerty Road, Victoria, BC, V8P 1A1, Canada

Received May 23, 2011; accepted September 19, 2011

ABSTRACT

Aims. Ly α emitters (LAEs) can be detected out to very high redshifts during the epoch of reionization. The evolution of the LAE luminosity function with redshift is a direct probe of the Ly α transmission of the intergalactic medium (IGM), and therefore of the IGM neutral-hydrogen fraction. Measuring the Ly α luminosity function (LF) of Ly α emitters at redshift $z = 7.7$ therefore allows us to constrain the ionizing state of the Universe at this redshift.

Methods. We observed three 7'5 \times 7'5 fields with the HAWK-I instrument at the VLT with a narrow band filter centred at 1.06 μ m and targeting Ly α emitters at redshift $z \sim 7.7$. The fields were chosen for the availability of multiwavelength data. One field is a galaxy cluster, the Bullet Cluster, which allowed us to use gravitational amplification to probe luminosities that are fainter than in the field. The two other fields are subareas of the GOODS Chandra Deep Field South and CFHTLS-D4 deep field. We selected $z = 7.7$ LAE candidates from a variety of colour criteria, in particular from the absence of detection in the optical bands.

Results. We do not find any LAE candidates at $z = 7.7$ in $\sim 2.4 \times 10^4 \text{Mpc}^3$ down to a narrow band AB magnitude of ~ 26 , which allows us to infer robust constraints on the Ly α LAE luminosity function at this redshift.

Conclusions. The predicted mean number of objects at $z = 6.5$, derived from somewhat different luminosity functions of Hu et al. (2010), Ouchi et al. (2010), and Kashikawa et al. (2011) are 2.5, 13.7, and 11.6, respectively. Depending on which of these luminosity functions we refer to, we exclude a scenario with no evolution from $z = 6.5$ to $z = 7.7$ at 85% confidence without requiring a strong change in the IGM Ly α transmission, or at 99% confidence with a significant quenching of the IGM Ly α transmission, possibly from a strong increase in the high neutral-hydrogen fraction between these two redshifts.

Key words. Methods: observational - Techniques: image processing - Galaxies: high-redshift - Galaxies: luminosity function, mass function - early Universe - dark ages, reionization, first stars

Received .../ Accepted ...

Send offprint requests to: B. Clément

* Based on observations collected at the European Organisation for Astronomical Research in the Southern Hemisphere (ESO), Chile, Prog-Id 181.A-0485, 181.A-0717, 60.A-9284, 084.A-0749. Based on observations obtained at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council (NRC) of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France (CNRS), and the University of Hawaii. This work is based in part on observations obtained with MegaPrime/MegaCam, a joint project of CFHT and CEA/DAPNIA and in part on data products produced at TERAPIX and the Canadian Astronomy Data Centre as part of the Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey, a collaborative project of NRC and CNRS. This paper

1. Introduction

Observing high- z galaxies within the first billion years of the Universe is one of the main frontiers in extragalactic astronomy. Since the discovery, less than a decade ago, of the first astrophysical object at a redshift above 6, a Ly α emitter at redshift

includes data gathered with the 6.5 metre Magellan Telescopes located at Las Campanas Observatory, Chile.

** Deceased. Alan Moorwood's life and scientific achievements are remembered in the September 2011 (No. 145) issue of ESO's Messenger.

6.56 (Hu et al. 2002), spectacular progress has been made in assembling large samples of high-redshift objects. The two main techniques for finding high-redshift galaxies is to look either for strong absorption breaks in the Ly α forest in broad band photometry (Lyman break galaxies – LBGs) or for a photometric excess in narrow band (NB) filters due to the Ly α line (Ly α emitters – LAEs). In the latter case, the NB filters are usually selected to coincide with regions of low OH emission of the night sky, leading to discrete redshift values. SuprimeCam on the Subaru Telescope has revolutionized the field by enabling large samples of LAEs to be furnished at $z = 5.7$ and $z = 6.5$ (Ouchi et al. 2010; Hu et al. 2010, and references therein). The largest samples of LBGs have been recently assembled (Bouwens et al. 2011) from HST observations after the successful installation of the Wide Field Camera3 (WFC3) in May 2009, but LBGs can also be found from the ground with 8-10 m telescopes equipped with efficient near infrared (NIR) cameras (Castellano et al. 2010). Quasars at high-redshift are also found using the Lyman break technique in multi-colour datasets over very wide fields. Most of the quasars at $z > 6$ have been discovered in the Sloan Digital Sky Survey (Fan et al. 2006) and from a targeted programme at CFHT (Willott et al. 2010). Finally, a few gamma ray bursts (GRBs) have been discovered at very high redshift (see e.g. Tanvir et al. 2009, for an example of a GRB at redshift 8.2), nicely complementing the other methods by probing the faint end of the luminosity function.

Combined with observations of the cosmic microwave background (CMB), the recent discovery of large samples of objects at high redshift allows astronomers to build a comprehensive picture of the Universe during the reionization epoch when it was 500 Myr to 1 Gyr old. Polarization measurements of the CMB from WMAP (Larson et al. 2011) show a large optical depth due to Thomson scattering of electrons in the early Universe, suggesting that the reionization started at $z \sim 10.5 \pm 1.2$. Conversely, the strong increase of the optical depth in the Ly α forest of high-redshift quasars (Becker et al. 2001; Fan et al. 2006) above $\sim 8500 \text{ \AA}$ is a likely indicator that reionization was mostly complete at a redshift of about 6. How and at what pace the reionization process has taken place in the [6–10] redshift range is more difficult to establish from observations, and is still a matter of debate. A compilation of the most recent results and constraints on the neutral-hydrogen fraction of the Universe between redshifts 5 and 11 from various probes is shown in figure 23 of Ouchi et al. (2010).

It has been proposed for a long time to use the Ly α transmission by the intergalactic medium (IGM) as a probe of its ionization state during the reionization epoch (see e.g. Santos 2004), hence the strong emphasis recently put on Ly α emission of LBGs and LAEs as more and more of these objects become available. Follow-up observations of high- z LBGs at $z > 6$ is now underway to detect the Ly α line in emission in spectroscopy. Stark et al. (2011) measure an increasing fraction of LBGs with strong Ly α emission from $z \sim 3$ to $z \sim 6$, and conjecture that Ly α emission should remain strong at higher redshifts unless the neutral-hydrogen fraction of the IGM suddenly increases. Conversely, Fontana et al. (2010) report a low fraction of Ly α emitters in a sample of $z > 6.5$ LBGs. These are preliminary results based on still modest spectroscopic samples, and it is expected that ongoing and new observations will clarify the situation in a near future.

Another observational method of probing the Ly α IGM transmission is to study the evolution of the LAE luminosity function (LF) with redshift. Ouchi et al. (2010) and Kashikawa et al. (2006, 2011) infer from their observations that the evolu-

tion of the Ly α LAE LF between $z = 5.7$ and $z = 6.5$ can be attributed to a reduction of the IGM Ly α transmission of the order of 20%, which can in turn be attributed to a neutral-hydrogen fraction x_{HI} of the order of 20% at $z = 6.5$ (see e.g. Ouchi et al. 2010). Various models are elaborated to reproduce this claim, which has generated considerable interest (see e.g. Kobayashi et al. 2010; Dayal et al. 2011; Laursen et al. 2011; Dijkstra & Wyithe 2010). However, the universality of the $z = 6.5$ LF from Kashikawa et al. (2006) and Ouchi et al. (2010) has recently been questioned. Hu et al. (2010) report significantly different LF parameters from the observations and analysis of a spectroscopically confirmed sample of NB selected LAEs. Similarly, Nakamura et al. (2011) report significantly lower number counts that they tentatively attribute to cosmic variance. Differences in the selection criteria and in extrapolations of the spectroscopic samples to photometric samples might partly explain the discrepancies between the various Ly α LAE LFs available in the literature: Kashikawa et al. (2011) have carried out extended spectroscopic confirmation of their earlier photometric sample, resulting in luminosity functions closer to the ones of Hu et al. (2010). Cassata et al. (2011) report the results from a pure spectroscopic sample of (mostly) serendipitous Ly α emitters found in deep spectroscopic samples with VIMOS at the VLT ; this sample is consistent with a constant LAE luminosity function from $z \sim 2$ to $z \sim 6.6$ as reported in the literature before the recent results from Hu et al. (2010).

The current situation at $z \gtrsim 6$ is therefore unclear, with somewhat contradictory observational results. This hampers the validation of the reionization models and of our understanding of this key epoch of the Universe. The discrepancy limits how well we can understand reionisation during this key epoch of the Universe. New data at $z \sim 6$ will help in resolving the current contention between observational results, while data at higher redshifts can bring new constraints at still poorly explored redshifts. In view of the strong interest in studying Ly α emission at high redshifts, searching LAEs at $z > 7$ is underway from various groups (Hibon et al. 2010; Tilvi et al. 2010; Nilsson et al. 2007). Finding $z \sim 7$ objects is not only interesting for probing the reionization epoch, but also for assessing the physical properties of these objects, which in turn allow constraining how and when they formed. Due to the extreme faintness of these very high-redshift objects, deriving their properties can only be done statistically over large samples (Bouwens et al. 2011) or on individual objects that are gravitationally amplified. For instance, Richard et al. (2011) infer a redshift of formation of 18 ± 4 for a gravitationally amplified object at $z = 6.027$.

This paper presents new results on the Ly α LAE LF at $z = 7.7$, from observations carried out at the VLT with the HAWK-I instrument. This paper is organized as follows. In section 2 we describe the observations and the data reduction in section 3. In section 4 we describe our selection procedure of the $z = 7.7$ LAE candidates. In section 5 we present the constraints that we infer from our results on the $z = 7.7$ Ly α LAE LF, before discussing our results in section 6.

We use AB magnitudes throughout this paper. We assume a flat Λ CDM model with $\Omega_M = 0.30$ and $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

2. Observations

This work is primarily based on extremely deep NIR imaging data obtained with HAWK-I at the VLT, using an NB filter at $1.06 \mu\text{m}$ (hereafter referred to as *NB1060*). Thanks to its wide field of view (7.5×7.5), excellent throughput and image quality, HAWK-I is ideally suited to searching for faint NIR objects such

as very high-redshift galaxies. The main data set was obtained through a dedicated ESO large programme between September 2008 and April 2010. In addition, we include in our analysis HAWK-I science verification NB data taken in 2007. We also make use of various optical and NIR broad band data, publicly available and/or from our own large programme.

2.1. Fields

In preparing the proposal, we carefully balanced the relative merits of blank fields and cluster fields. While gravitational amplification of background sources by foreground massive galaxy clusters allows us to probe luminosities that are intrinsically fainter than in the field, this is at the expense of areal coverage due to space distortion. The relative merits of blank and cluster fields depend on the shape of the luminosity function (LF) of the objects that are being searched, and on the properties of the observations such as field of view, integration time and overheads (Maizy et al. 2010; Richard et al. 2008). From the Ly α LAE LF at $z = 6.5$ that was available at the time of proposal preparation, we computed that either type of fields should yield approximately the same number of targets, while probing different (unlensed) luminosity ranges. We also analysed the balance between wide-shallow and narrow-deep survey strategies. For a total time of about 100 hrs (in the NB filter only), it was deemed that observing four fields in total would be optimal in terms of high- z LAE yield, while mitigating the effects of cosmic variance. Operational constraints, such as the distribution of the fields in right ascension, were additionally taken into account when selecting the fields. Our selected fields were Abell 1689 ($13^h11^m30^s$, $-01^{\circ}20'35''$, J2000) and 1E0657-56 (Bullet Cluster) ($06^h58^m29^s$, $-55^{\circ}57'16''$, J2000) for the cluster fields, the northern half of the GOODS-S field ($03^h32^m29^s$, $-27^{\circ}44'42''$, J2000) and a subarea of the one square degree CFHTLS-D4 field ($22^h16^m38^s$, $-17^{\circ}35'41''$, J2000) for the two blank fields.

For Abell 1689, although an extensively studied field, it proved hard to assemble a consistent multiwavelength dataset covering the full 7.5×7.5 HAWK-I field of view. This field is therefore not included in the present analysis and it will be analysed separately. The Bullet Cluster is a massive merging cluster that allowed the first direct empirical proof of the existence of dark matter by the combination of strong and weak-lensing analyses (Clowe et al. 2006; Bradač et al. 2006). Both clusters have well-constrained mass models and provide a lens magnification of at least a factor of 1.2 over 50% of the HAWK-I field of view (see Figure 1). The GOODS-S and CFHTLS-D4 field were chosen for the wealth of multiwavelength data, in particular deep optical data, publicly available. For the CFHTLS-D4 field, we chose the location of the HAWK-I observations where NIR data were available¹ (Bielby et al., in preparation), and paying attention to avoiding the brightest stars present in this field. Figure 1 shows the finding charts corresponding to our observations inside the CFHTLS-D4, GOODS-S and Bullet Cluster fields.

Table 1 summarizes the various observations made as part of our large programme on each of the three fields considered in the present analysis. Figure 2 shows the overall transmission curves of the HAWK-I broad band and NB filters corresponding to these observations. Table 2 summarizes the main ancillary broad band data used in this work. Our large programme data consists of more than 110 hrs of on-sky integration time, of which ~ 80 hrs are *NB1060* data.

¹ From the CFHT WIRCam Deep Survey (WIRDS), see http://terapix.iap.fr/rubrique.php?id_rubrique=261

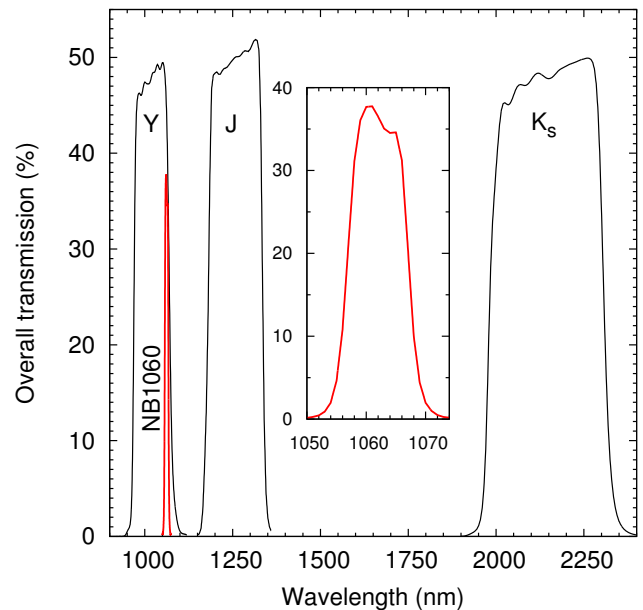


Fig. 2. Transmission curves of the HAWK-I broad band and narrow band filters corresponding to the observations made as part of our large programme. The inset shows the profile of the *NB1060* filter.

2.2. The HAWK-I NB1060 data

HAWK-I is a 7.5×7.5 NIR ($0.97\text{--}2.31 \mu\text{m}$) imager installed on the ESO VLT UT4. It is equipped with four 2048×2048 pixels Hawaii-2RG detectors, separated by $15''$ wide gaps. The pixel scale is $0''.1065$. The *NB1060* filter has a central wavelength of 1062 nm , a full width at half maximum (FWHM) of $\Delta\lambda \sim 100 \text{ \AA}$, and is designed to match a region of low OH emission from the night sky. The filter width samples Ly α emission in the redshift range $z = [7.70 - 7.78]$. A detector integration time of 300 s is used for all the *NB1060* images, ensuring background limited performance. Random telescope offsets within a box of $20''$ for the blank fields and $25''$ for the cluster fields is used for dithering. For each field, the *NB1060* data are acquired over two epochs separated by one year, allowing us to discard transient objects that could be detected in a one-epoch stack, and not in the other.

The instrument had a thermal leak at the beginning of the first semester, which approximately doubled the total background in the *NB1060* filter. After a technical intervention on the instrument after a few months of operations, the background returned to its nominal value, and only the observations of the CFHTLS-D4 field were affected. We were granted compensatory time that allowed us to recover the expected limiting magnitude but at the expense of unbalanced limiting magnitudes (by $\sim 0.5 \text{ mag}$) for the first and second epoch observations. For the two other fields the limiting magnitudes between the two epoch observations are within ~ 0.15 magnitude.

In total, after image selection discarding images with poor image quality or too high background, the final stacks used in this analysis total integration times in the *NB1060* filter of 26.7 hrs for the CFHTLS-D4 field, 31.9 hrs for GOODS-S (including science verification data) and 24.8 hrs for the Bullet Cluster (see Table 1).

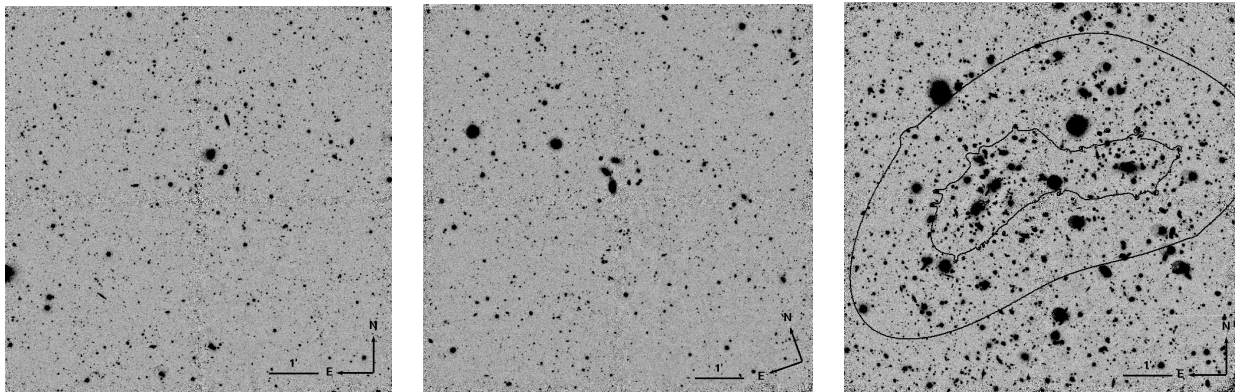


Fig. 1. Images of the CFHTLS-D4 (left), GOODS-South (centre), and Bullet Cluster (right) fields as in the final *NB1060* image stacks. The inner and outer black contours on the Bullet Cluster image represent the regions where the gravitational amplification is respectively ≥ 2.5 ($\Delta m \leq -1$) and ≥ 1.2 ($\Delta m \leq -0.2$) for a source at redshift $z = 7.7$.

Table 1. HAWK-I narrow band and broad band observations from our large programme

Field	Filter	Exposure time (hrs)	Seeing ($''$)	Limiting magnitude ^a
CFHTLS-D4	<i>NB1060</i>	26.7	0.53	26.65
CFHTLS-D4	<i>J</i>	5.0	0.46	26.55
CFHTLS-D4	<i>K_s</i>	0.83	0.50	24.6
GOODS-S	<i>NB1060</i>	31.9	0.58	26.65
GOODS-S	<i>J</i>	3.3	0.44	26.55
BULLET CLUSTER	<i>Y</i>	6.1	0.59	26.50
BULLET CLUSTER	<i>NB1060</i>	24.8	0.55	26.50
BULLET CLUSTER	<i>J</i>	6.5	0.49	26.55
BULLET CLUSTER	<i>K_s</i>	3.75	0.45	25.45

Notes. ^(a) 3σ aperture corrected limiting magnitude.

2.3. Other imaging data

In addition to the *NB1060* data, we performed dedicated broad band HAWK-I observations within our large programme to complement, on a case-by-case basis, the broad band data that were available elsewhere (see Table 1).

For the CFHTLS-D4 field, we had access to the very deep CFHTLS optical data and to the moderately deep NIR WIRDS data, but not as deep as our *NB1060* data. We therefore took additional *J* and *K_s* data to improve the detection limit in these bands. For the Bullet Cluster, in the absence of well-established datasets in the optical and NIR bands, particularly over the full HAWK-I field of view, we devoted a significant fraction of the time on this field to get additional data in the *Y*, *J*, and *K_s* bands. We note that the HAWK-I *Y* filter bandpass includes, at its very red edge, the *NB1060* filter bandpass. For this field we therefore secured a coherent and self-consistent dataset. We also used IMACS BVR images of the field obtained at the Magellan telescope (Clowe et al. 2006). For the GOODS-S field, we devoted a few hours of observations in the *J* band filter to reach a limiting magnitude fainter than that achieved with the public ISAAC images. We also used a very deep *Y*-band image of this field from a separate HAWK-I large programme (181.A-0717) led by one of us.

3. Data reduction

All reduced image stacks and ancillary data products (e.g. weight maps, etc.) from our large programme are currently avail-

able upon request and will be made public through the ESO archive, as part of the Phase 3 process². We detail in this section the data reduction procedures that have been used to generate these high-level data products.

3.1. Overview

We use a mix of IRAF³ and AstrOmatic⁴ routines for the data reduction, allowing us to control the reduction process step by step. All single quadrant frames from the HAWK-I mosaic array are reduced similarly and independently until the very final steps. After a first pass at the sky subtraction, all images are characterized in terms of PSF and photometric quality, allowing us to identify and remove low-quality images that would degrade the final products. Depending on the field, between 3% and 13% of the *NB1060* images are discarded, mostly when the image quality is worse than $1''$. This is the case for a fair fraction of the GOODS-S science verification images, for some of our large programme images that have been executed but not validated by the service observers, and, more rarely, for some fully validated images. A multi-pass sky subtraction is then performed, improving the quality of the masking of the objects at each pass.

² <http://www.eso.org/sci/observing/phase3.html>

³ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

⁴ See <http://www.astromatic.net/>

Table 2. Ancillary public and private data used in this paper

Field	Filter	Instrument	Seeing (")	Limiting magnitude	Reference
CFHTLS-D4	u^*	CFHT/Megacam	0.92	27.40 ^a	1
CFHTLS-D4	g'	CFHT/Megacam	0.85	28.20 ^a	1
CFHTLS-D4	r'	CFHT/Megacam	0.77	28.00 ^a	1
CFHTLS-D4	i'	CFHT/Megacam	0.73	27.45 ^a	1
CFHTLS-D4	z'	CFHT/Megacam	0.72	26.60 ^a	1
CFHTLS-D4	J	CFHT/WIRCam	0.70	25.10 ^a	2
CFHTLS-D4	H	CFHT/WIRCam	0.67	24.70 ^a	2
CFHTLS-D4	K_s	CFHT/WIRCam	0.65	24.70 ^a	2
GOODS-S	$B (F435W)$	HST/ACS	0.12	27.95 ^a	3
GOODS-S	$V (F606W)$	HST/ACS	0.11	28.10 ^a	3
GOODS-S	$I (F775W)$	HST/ACS	0.10	27.55 ^a	3
GOODS-S	$Z (F850LP)$	HST/ACS	0.10	27.25 ^a	3
GOODS-S	J	VLT/ISAAC	0.50	26.00 ^a	4
GOODS-S	H	VLT/ISAAC	0.53	25.35 ^a	4
GOODS-S	K_s	VLT/ISAAC	0.47	24.65 ^a	4
GOODS-S	Y	VLT/HAWK-I	0.55	27.20 ^a	5
GOODS-S	$NB1060$	VLT/HAWK-I	0.70	25.65 ^a	6
GOODS-S	K_s	VLT/HAWK-I	0.40	26.00 ^a	5
BULLET CLUSTER	R -Bessel	Magellan/IMACS	0.60	28.00 ^a	7
BULLET CLUSTER	$B (F435W)$	HST/ACS	0.10	27.95 ^b	8
BULLET CLUSTER	$V (F606W)$	HST/ACS	0.10	28.15 ^b	8
BULLET CLUSTER	$I (F775W)$	HST/ACS	0.10	28.55 ^b	8
BULLET CLUSTER	$I (F814W)$	HST/ACS	0.10	28.30 ^b	7
BULLET CLUSTER	$Z (F850LP)$	HST/ACS	0.10	27.90 ^b	8

Notes. ^(a) 3σ aperture corrected limiting magnitude. ^(b) 3σ aperture ($\mathcal{D} = 0''.60$) limiting magnitude.

References. (1) CFHTLS T0006 release; (2) WIRDS T0002 release; (3) GOODS Version 2.0 HST ACS Imaging Data; (4) Retzlaff et al. (2010); (5) Castellano et al. (2010); (6) ESO Prog-Id 60.A-9284; (7) Clowe et al. (2006); (8) Gonzalez et al. (2009).

Images are then scaled to account for photometric variations and registered to a common reference frame. The final stacks are produced by averaging all images with a rejection algorithm using kappa-sigma clipping. The $NB1060$ photometric calibration is performed on unsaturated bright stars by interpolating their optical and 2MASS photometric data, following the approach described in Hiben et al. (2010). Finally, the final four stacks for each quadrant are aligned onto a common astrometric reference.

3.2. Data processing

- 1. Pre-processing.** Dark frames and twilight sky flats are combined into master calibration frames on a nightly basis. There are typically eight dark frames and about 30 twilight sky flatfield frames per night. No attempt is made to correct for the detector's non-linearity, which, according to the HAWK-I users manual, is below the 1% level at 75% of the detector saturation level. This could affect the accuracy of the photometric calibration performed on bright stars, and this is accounted for in the following.
- 2. Background subtraction.** The most delicate step in the reduction of NIR data is the sky subtraction. With dithered images, the classical way of estimating the sky at any particular pixel is by building a running sky frame for each science frame. This running sky frame is usually computed as the median of N_{sky} frames around the central science frame to which it is subtracted. Some care is required, however, for this step to be optimally performed. First, the sky background varies, even in the $NB1060$ filter where the sky consists of a mixture of faint OH lines, sky continuum, and possibly faint thermal background leaking through the wings of the filter at wavelengths close to the detector cut-off. In addition, the background patterns have structures at low spatial frequencies that are changing with time, with the strongest changes occurring when the telescope crosses meridian. This is attributed to the rotation of the telescope pupil with time, with maximum velocity when passing the meridian. Therefore, the images used to generate a sky frame are carefully selected so as to have similar sky background patterns and to be close in time (within fewer than 15 days). The images thus selected are further zeroed to their median levels and normalized to their pixel to pixel standard deviation (with rejection of outliers). For each pixel, the median of its values in each running list of N_{sky} frames is computed, with kappa-sigma clipping for rejecting outliers. In this step, objects are masked (meaning that the values of the pixels where objects are detected are not included in the median determination) to avoid biasing the estimation of the sky toward high values. The masking process is initiated on individual sky-subtracted frames (where only the brightest objects are detected) and then repeated several times on combined stacks as described in step # 4.
- 3. Bad pixels removal.** Once the initial sky subtraction is performed on each science frame, bad pixel maps are generated on a nightly basis. Here again, we use the fact that with dithered data an object moves across the detector while bad pixels do not. Individual pixel values exceeding $\pm 4\sigma$ of the local standard deviation over more than 70% of the frames in a given night are flagged as bad pixels and replaced by a linear interpolation of the surrounding pixel values along image lines.
- 4. Object masking for sky subtraction.** After the initial sky subtraction step and bad-pixel removal, the images are reg-

istered using a first-order astrometric solution and median-stacked with rejection of outliers. A mask is then generated from all objects detected in this image, together with detector regions of poor cosmetics. This mask is then used to reprocess the sky frames as described in step #2, after which a new image stack is produced. Steps #2 to #4 are typically repeated three to five times until the background around the objects in the final stack is flat. This iterative procedure improves the quality of the sky subtraction, which otherwise results in overestimated sky levels noticeable as dark regions around the bright objects and in larger photometric errors. As in step #2, the final sky frames are subtracted to the central science frames after zeroing to their median values and scaling to their standard deviations. Faint low-frequency sky subtraction residuals may still remain at this stage, which are removed with a bi-cubic-spline interpolation of a meshed background frame generated by SExtractor⁴ (Bertin & Arnouts 1996).

5. **Correction of photometric variations.** Frame-to-frame scaling factors are derived from the number counts measured on bright and unsaturated stars detected in each individual sky-subtracted frame. These scaling factors account for variations of the atmosphere transparency and/or of the airmass. Between two to ten stars per quadrant frame are typically used and the fluxes derived from the SExtractor MAG_AUTO measurements. For all three fields, the variations of these frame-to-frame scaling factors are below 10% peak-to-peak, with a star-to-star variation within each frame of about 1.5%.
6. **Image registration.** A relative astrometric solution is computed for each sky-subtracted frame using Scamp⁴ and a fourth-order polynomial fit of bright star positions across the detector plane. All the resulting images are then resampled to a common reference frame with Swarp (Bertin et al. 2002) using a LANCZOS4 interpolation kernel and a pixel scale of $0''.1065$. The interpolation introduces correlated noise between pixels, and this is accounted for when computing the signal-to-noise ratio of the object as discussed in section 3.3.2. The accuracy of the image registration is well within one pixel for the whole data set.
7. **Final stacks and weight maps.** The final stacks for each quadrant are finally produced by averaging with 4σ rejection the individual science frames processed as described. In this process, a map identifying the rejected pixels and a sigma map are produced. In the latter, sigma (σ) is the standard deviation of the N input pixel values, excluding the rejected ones, entering into the stacks. The weight maps are then derived by computing N/σ^2 .
8. **Absolute photometric calibration.** The broad band J and K_s data taken as part of our main programme are photometrically matched to existing photometric catalogues and images of the fields in these filters. We carefully select stars in our HAWK-I images for the photometric match. For the CFHTLS-D4 field, the stellar samples consist of 67 and 58 stars in the J and K_s bands. The zeropoints of the HAWK-I images are adjusted to match the photometry of these samples to the photometry of the same stars in the WIRDS data (see section 2.1). This process leaves residuals between 0.03 and 0.05 magnitude rms in the J and K_s bands, respectively. The corresponding magnitudes are found to be in very good agreement with the photometry of the 19 2MASS stars present in the field, which is no surprise considering that the WIRDS data were calibrated against 2MASS. We check that there are no sys-

tematic offsets in the colours of our stellar samples compared to the colours determined from the stellar library of Pickles (1998) and from a variety of stellar spectra models at various temperatures and metallicities (Marigo et al. (2008) and <http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd>). For the GOODS-S field, we use the publicly available ISAAC $J/H/K_s$ catalogue (Retzlaff et al. 2010) to compute the zeropoint of our HAWK-I J -band image. For the Bullet Cluster field, the J -band and K_s -band images are calibrated from the 2MASS catalogue, leaving residual errors of 0.05 mag rms in both bands.

For the calibration of the *NB1060* data, because photometric standards in narrow band filters do not exist, we perform the calibration directly on the image stacks, following the approach detailed in Hibon et al. (2010). It consists in interpolating the *NB1060* stellar photometry from the optical and NIR broad band data. This is justified by the large number of photometric datapoints available in at least two of our fields and by the absence of features at $1.06 \mu\text{m}$ in the infrared spectra of stars of spectral types earlier than M5 – the coldest stars in our samples as determined by fitting their spectral energy distribution with the stellar models mentioned above. In practice the procedure consists in performing an ad hoc cubic spline fitting, for each star, of their magnitudes in all available bands. The magnitudes in the *NB1060* band are derived from this fit. The procedure is adjusted according to the broad band data available in each field. We use exactly the same approach for calibrating the Y image in the case of the Bullet Cluster.

For the CFHTLS-D4 field we use the u^*, g', r', i', z' optical data from the T0006 CFHTLS release and the NIR $J, H,$ and K_s WIRDS data mentioned above. The selection of stars that are neither too bright nor too faint in any of the available images leaves a sample of 23 objects. The residual error on the determination of the zeropoint from this sample is 0.05 mag rms after rejection of outliers.

For the GOODS-S field, the optical $F435W, F606W, F775W,$ and $F850LP$ magnitudes are taken from the merged HST/ACS catalogue (version r2.0z) available on the GOODS website. In this field, there are 44 suitable stars, and the process leaves a residual error of 0.06 mag rms in determining the *NB1060* zeropoint.

For the Bullet Cluster we use a slightly modified procedure to calibrate the Y and *NB1060* images. This is because of the lack of optical data for the entire field of view covered by HAWK-I, preventing us from performing a robust interpolation based on a large number of stars between the two wavelength ranges. Instead, we empirically determine the *NB1060* zeropoints by matching the J vs $J - \text{NB1060}$ (resp. K_s vs $\text{NB1060} - K_s$) colour-magnitude diagrams of the stars present in this field to the same diagrams produced on the GOODS-S and CFHTLS-D4 fields after calibration. The same procedure is used to calibrate the Y -band image by comparing it to the colours of the stars in the GOODS-S field for which Y band data are available.

All the procedures described above are conducted quadrant by quadrant, with a further iteration on the full four quadrant images. In total, considering the consistency between the many checks that are performed, and despite the various methods used, we estimate that the final accuracy of the photometric calibration is of the order of 0.1 magnitude rms.

9. **Absolute astrometric registration and final image stitching.** The last step in our reduction process consists in stitching and registering the four detector images to the reference

images of each field. The final astrometric solution is computed by Scamp⁴ with a fourth-order polynomial fit of the star positions. The CFHTLS-D4 stacks are aligned to the archival CFHTLS images. The GOODS-S stacks are aligned to the optical HST/ACS images, and the Bullet Cluster stacks are aligned to the 2MASS catalogue in the absence of astrometrically calibrated data across the entire area. The final astrometric residuals are below the 0".05 rms level across the entire field of view for all images. Finally, the resampling and final image stitching are performed using Swarp (Bertin et al. 2002). In addition, Swarp propagates the astrometric solution to the weight maps and uses a weighted mean to compute pixel values in the small overlap between quadrants due to the dithering pattern.

3.3. Final image properties

We now discuss the global properties of the final images: image quality (*FWHM*), noise, and detection limits. For consistency, the same procedure is applied to all the images used in this work, including archival data. The *FWHM* and the detection limits are listed in Table 1.

3.3.1. Image quality

The image quality is determined from a high signal-to-noise ratio point spread function (PSF) generated by stacking unsaturated and isolated stellar images (range of 20–30) in each field. After normalization, the stellar images are centred and median-stacked with a 4σ outlier rejection. The rejection reduces the contribution from faint neighbouring objects in the wings of the PSF but does not affect its profile. The resulting *NB1060* images are slightly elongated, for reasons that are unknown to us, with a measured ellipticity from about 0.05 to 0.1 along a direction $\leq 10^\circ$ away from the N-S axis. The *FWHM* values are derived from a 2D-Gaussian fit to the median profile. The three *NB1060* final images have exquisite image qualities ranging from 0".53 to 0".58 (see Table 1).

3.3.2. Photometric errors and correlated noise

Image resampling introduced by the distortion correction, shifting, stitching, and registration processes introduces correlation in the noise of the images. This leads in turn to underestimating the photometric errors when considering the pixel-to-pixel noise properties, see e.g. Grazian et al. (2006), Appendix A, or Casertano et al. (2000). To measure and account for this well known effect, we carefully analyse the noise properties of the images over apertures of varying sizes and derive correction factors that we can then apply to the photometric data measured by SExtractor. Indeed, SExtractor derives the photometric error for each object it finds by computing the local pixel-to-pixel noise fluctuation in the vicinity of the object (in the faint-object, background-limited regime). The SExtractor photometric errors are therefore affected by the correlation of the noise. For each image, we select a thousand positions corresponding to source-free background regions determined from the final SExtractor segmentation (object mask) image. For each position, we measure the integrated flux in circular apertures of diameters ranging from $N_{ap} = 1$ to 25 pixels (0".1065 to 2".663). For a given aperture size, the variance of these fluxes, ΔF_{ap}^2 , differs, because of the correlated noise, from the variance $N_{ap} \times \sigma_1^2$ of the errors computed from the pixel-to-pixel variance σ_1^2 and the number of pix-

els N_{ap} in the aperture. The square root of the ratio of these two quantities $f_{corr} = \sqrt{\Delta F_{ap}^2 / (N_{ap} \times \sigma_1^2)}$ gives the noise-correction factor that can be used to correct the photometric errors measured by SExtractor. The ratio f_{corr} clearly depends on the aperture size: for apertures smaller than the correlation length of the noise, which is related to the size of the resampling interpolation kernels, $f_{corr} \sim 1$, whereas for large apertures $f_{corr} \propto N_{pix}^{0.1}$, ranging from 1.11 for a three-pixel diameter aperture to 1.67 for a 25 pixel diameter aperture. The procedure is repeated ten times for each field, and all three fields give similar and consistent measurements.

This analysis finally allows us to assign signal-to-noise ratios (*SNR*) to the objects detected by SExtractor, in the sky background limited regime, using

$$SNR = \frac{F}{f_{corr} \Delta F_{SE}} \quad (1)$$

where ΔF_{SE} is the photometric error measured by SExtractor. The relation between *SNR* and the magnitude error Δm is finally given by

$$\Delta m = 1.086 / SNR. \quad (2)$$

3.3.3. Aperture corrections and optimal apertures

We measured curves of growth on unsaturated stars for all image stacks used in this work, using apertures between 1 and 150 pixels (0".1065 to 16") in diameter. Less than 1% of the flux resides in the wings of the PSF beyond radii of 7", and we therefore safely use the 16" aperture correction to estimate the total flux of unresolved or moderately resolved objects. From the curves of growth of both flux and noise, we derived the optimal diameter that maximizes the signal-to-noise ratio for point-like objects. In practice, for all of our *NB1060* image stacks, a diameter of $\varnothing = 0".64$ (6 pixels) is used. The corresponding aperture corrections δm_{ap} for the three *NB1060* final images are $\delta m_{ap} = 0.90 \pm 0.04$ mag, $\delta m_{ap} = 0.82 \pm 0.03$ mag, $\delta m_{ap} = 0.85 \pm 0.04$ mag for the GOODS-S, CFHTLS-D4, and Bullet Cluster fields, respectively. The corresponding noise correcting factors are $f_{corr} = 1.22$, 1.14, and 1.14 for the GOODS-S, CFHTLS-D4, and Bullet Cluster fields, respectively.

3.3.4. Detection limits

Finally, from the two parameters defined above, f_{corr} and δm_{ap} , one can define the 1σ limiting magnitude $m_{1\sigma}$ for point-like objects:

$$m_{1\sigma} = -2.5 \log_{10}(f_{corr} \Delta F_{SE}) - \delta m_{ap} + ZP, \quad (3)$$

where f_{corr} , ΔF_{SE} and δm_{ap} correspond to apertures of 0".64 in diameter. This leads to a 3σ *NB1060* point source detection limit of $m_{3\sigma} = 26.65$, 26.65, and 26.50 for the GOODS-S, CFHTLS-D4, and Bullet Cluster, respectively, as reported in Table 1.

4. Candidate selection

4.1. Detection completeness

We use SExtractor (Bertin & Arnouts 1996) version 2.8.6 for source detection and photometric measurements. We fit the PSF median profile discussed in section 3.3.1 with a sum of three 2-dimensional Gaussians from which we derive the filter (9×9

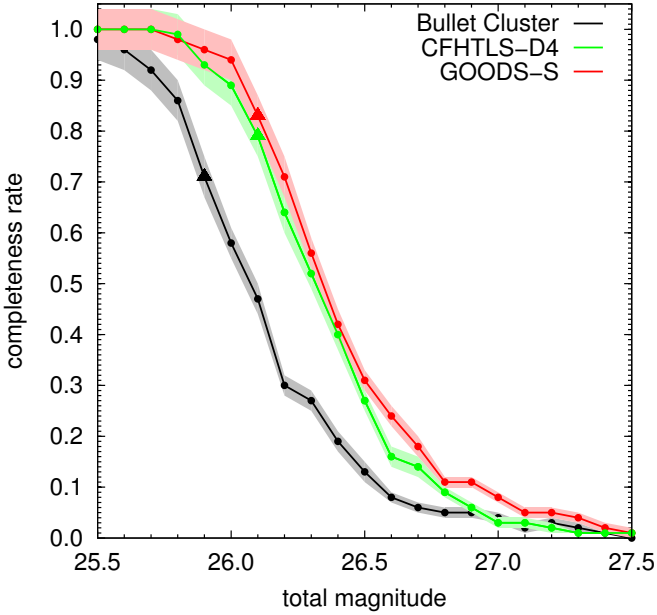


Fig. 3. Completeness levels of the *NB1060* images for the three observed fields. The coloured areas correspond to the Poissonian errors on the number counts in the corresponding magnitude bin. The triangles indicate the 5σ magnitude limits.

pixels or $0''.96 \times 0''.96$) used by SExtractor for spatial filtering during the detection process. We then use this point-source model to generate mock sources injected into the image to estimate the image detection completeness. We inject 500 mock sources per $\Delta m = 0.1$ magnitude bins in regions of the images randomly distributed and free of objects. We perform a number of tests to determine the optimum SExtractor detection parameters that maximize the number of detected objects while minimizing the number of false alarms. Considering the absence of candidate LAEs in our images, we choose to push to the faintest possible limits. False alarms are investigated by running SExtractor on the negative images and are discussed in section 4.3. We determine that an adequate set of SExtractor parameters, for the purpose of our analysis, is to trigger a detection on one pixel (DETECT_MINAREA) after spatial filtering at 0.7σ above the local background (DETECT_THRESH). With these detection parameters, the average signal-to-noise ratio of sources in the 50% completeness magnitude bin is of about 4, and a SNR of 5 corresponds to a completeness rate of 70 to 80%. Figure 3 shows the completeness rates achieved in the three *NB1060* images.

4.2. Selection criteria

We do not expect $z \sim 7.7$ LAEs to be detected in any of the filters blueward of the Ly α line redshifted to $1.06 \mu\text{m}$. First, negligible amounts of radiation are expected to escape the galaxy and to be transmitted by the IGM below the Lyman limit, which is redshifted to $\sim 790 \text{ nm}$. In addition, all the radiation between the Ly α and Ly γ lines at $z = 7.7$ is entirely redshifted beyond the Gunn-Peterson trough at $\sim 850 \text{ nm}$ observed in the spectra of high-redshift quasars (Fan et al. 2006). Only in the blue part – the most depressed part – of the Ly α forest, just above the Lyman limit, can we therefore expect some flux from a $z \sim 7.7$ LAE to arrive on Earth, in the wavelength range $[790\text{--}850] \text{ nm}$ approx-

imately. In practice, considering the limiting magnitudes of our optical and *NB1060* images, an absorption of 2 magnitudes or so will result in no detections in any of the optical bands.

For the purpose of the analysis described in this paper, we built a master catalogue of all the *NB1060* detected objects, measuring their magnitudes in each of the optical and NIR broad band images by running SExtractor in double image mode. To do so, we resample all images to the HAWK-I pixel scale of $0''.1065$. We then search objects in this master catalogue that are not detected in the optical images at an initial $SNR \leq 3$ level, reduced to $SNR \leq 2$ after visual inspection. In the case of the CFHTLS-D4 field, we request in addition that these objects not be detected at a 2σ significance level in a χ^2 image of the field obtained by combining the g' , r' , and i' images. In the case of the GOODS-S field, we use a similar non-detection limit on a bvz χ^2 image obtained by combining the four broad band HST/ACS images. Because the *NB1060* bandpass is located within the bandpass of the Y filter (at its red edge), the Ly α line may be detected in the Y filter. To estimate the $Y\text{--}NB1060$ colour as a function of redshift, we generate simple synthetic models of LAE spectra, consisting of a narrow Ly α line and a UV-continuum of energy distribution $f_\lambda \propto \lambda^\beta$. We allow the UV slope β to vary from -3 to 0, and we set the flux density below the Ly α line to zero. For objects with redshifts in the interval $[7.70\text{--}7.78]$ corresponding to the *NB1060* filter, we find that the $Y\text{--}NB1060$ colour is $\sim 2.35 \pm 0.35$, with the lowest values corresponding to situations where the Ly α line is redshifted near the edges of the *NB1060* filter transmission curve, and therefore strongly attenuated. This corresponds to the case of high-redshift LBGs detected through their continuum in the *NB1060* filter. As we see in the next section, the Y images (when available) are not deep enough, relative to the *NB1060* images, to measure such a colour on the faintest objects, but they do allow us, conversely, to discard blue and moderately bright objects that pass the other colour selection criteria. To secure the presence of an emission line in the *NB1060* filter, we further require a 1σ NB excess over the flux measured in the J-band. From equation (6) in Hibon et al. (2010), $NB1060 - J \leq 0$ corresponds to equivalent widths $EW_{\text{obs}} \geq 50 \text{ \AA}$ or $EW_{\text{rest}} \geq 5.7 \text{ \AA}$, assuming a flat continuum spectrum ($f_\nu = \text{const}$). We note that the *NB1060* filter is placed approximately at the centre of the bandpass covering the Y and J filters, allowing us to further constrain the presence of an LAE from its colour between the *NB1060* and $Y+J$ bandpasses; however, in the absence of candidates from the criteria used so far (see next section), this did not prove necessary to add to our selection criteria. Finally, we restrict the analysis to sources having $SNR \geq 5$ in the *NB1060* final images and $SNR \geq 2$ in partial or intermediate image stacks corresponding to different observing epochs. In summary, our detection criteria are

1. $NB1060 \geq 5\sigma \wedge NB1060_{\text{epoch1}} \geq 2\sigma \wedge NB1060_{\text{epoch2}} \geq 2\sigma$,
2. no detection above the 2σ level in any of the visible broad band filters,
3. $2 \leq Y - NB1060 \leq 2.7$ (when Y band data are available),
4. $NB1060 - J \leq 0$ with 1σ significance.

We finally note that astrophysical sources such as transients, extremely red objects (EROS), high-EW low- z line emitters or T-dwarfs can potentially satisfy the optical non-detection criteria defined here. Relatively deep NIR Y and/or J and/or K_s band data are therefore required for consolidating the selection (e.g. criteria #3 and #4) and reducing contamination from astrophysical sources. The J and K_s band data in particular are useful to identify T-dwarfs and EROs, even if the latter are often detected in deep optical images. In the absence of LAE candidate in our

data, we are clearly not affected by contamination, thanks to the coherent datasets that we use. We refer the interested reader to section 3.3 of Hiben et al. (2010) for a somewhat more detailed analysis of contamination effects in a similar $z = 7.7$ LAE search, in particular by H α , [OIII], and [OII] line emitters.

4.3. Selection field by field

The 5σ detection limit in the *NB1060* filter corresponds to magnitudes $m_{5\sigma} = 25.9$ to $m_{5\sigma} = 26.1$ depending on field (see Table 1), and to a completeness level of 70 to 80% (see figure 3). The corresponding colour criteria used for the selection of candidates differ among the three fields depending on the depth of the optical images available in each of them.

CFHTLS-D4. The selection criterion #2 in the previous section corresponds to the following colour criteria:

$$\begin{aligned} u^*_{2\sigma} - NB1060 &\geq 1.7, \\ g'_{2\sigma} - NB1060 &\geq 2.5, \\ r'_{2\sigma} - NB1060 &\geq 2.3, \\ i'_{2\sigma} - NB1060 &\geq 1.8, \\ z'_{2\sigma} - NB1060 &\geq 0.9. \end{aligned} \quad (4)$$

There are ~ 6500 *NB1060* objects detected in this field. The application of criteria #1 and #2 of section 4.2 yields 20 objects. Ten are visually identified as instrumental artefacts caused by electronic crosstalk (see section 4.4). Seven of the remaining objects are detected and relatively bright in the *J* band and therefore rejected after application of criterion #4. We note in passing that the brightest of these objects has *NB1060* = 24.15, *J* = 23.85 and $J - H_{2\sigma} \leq -0.85$ and is very likely a T-dwarf.

Amongst the three remaining objects, one is located near the edges of the image and appears sharper than the PSF. One is located in the wings ($4''$) of a bright extended galaxy, therefore of suspicious photometry and therefore unusable. Finally, the last one appears to be a variable, extended object, with ≥ 1 magnitude difference between the first- and second-epoch observations. All three objects are therefore discarded.

To allow for possibly slightly extended LAE candidates and for consistency checks, we carry out a second selection using larger apertures ($\mathcal{D} = 1''.065 = 10$ pixels $\sim 2 \times FWHM$), and applying the appropriate aperture correction. Criteria #1 and #2 yielded 14 detections, out of which nine are in common with the previous sample of 20 objects. Amongst the remaining five new detections, one is an obvious artefact near a bright star, two are detected in the *J*-band and are rejected due to the low significance of their NB excess. The two last ones are low significance detections in the *NB1060* image ($SNR \leq 5.5$) and both show extended and dubious morphologies.

Checking the robustness of the rejections further, we investigate the false alarms on the negative image using the two aperture diameters mentioned above. After removing the well-determined crosstalk features, which have a negative component, we are left with eight objects using the $\mathcal{D} = 0''.64$ aperture and 2 using the $\mathcal{D} = 1''.065$ aperture, all of them at the limit of our signal-to-noise ratio selection. These genuine noise artefacts have very similar morphologies to those of the positive detections that were rejected on the science image: either very sharp or extended and irregular with bright non-contiguous pixels. This legitimizes our somewhat ad hoc, but pragmatic earlier selection based on the morphology of the faintest positive candidates, and we therefore conclude that there are no $z = 7.7$ LAE candidate in the CFHTLS-D4 field.

GOODS-S. Here the selection criterion #2 corresponds to the following colour criteria:

$$\begin{aligned} F435W_{2\sigma} - NB1060 &\geq 2.3, \\ F606W_{2\sigma} - NB1060 &\geq 2.5, \\ F775W_{2\sigma} - NB1060 &\geq 1.9, \\ F850LP_{2\sigma} - NB1060 &\geq 1.6. \end{aligned} \quad (5)$$

There are ~ 5100 *NB1060* detected objects. The application of criteria #1 and #2 yields 16 objects, of which 12 are visually identified as instrumental artefacts caused by electronic crosstalk. Amongst the four remaining objects, one is due to a mismatch on a blended object, and two are marginally detected objects at the edges of the image. The last object is detected in the *Y*-band but does not satisfy criterion #3 above; interestingly, it is identified with reference G2.1408 as a $z \sim 7$ object in Castellano et al. (2010, and references therein). This object has been followed up in spectroscopy (Fontana et al. 2010), yielding a tentative detection of the Ly α line at a redshift $z = 6.97$. This object therefore appears to be an LBG, caught by its strong UV continuum emission detected in the *NB1060* filter.

Similar to what was done on the CFHTLS-D4 field, we then performed a second selection using $\mathcal{D} = 2 \times FWHM = 1''.065$ apertures. This yields two new detections (beyond the obvious electronic artefacts): one is detected in the *Y*-band and does not pass criterion #3, and is also marginally noticeable in the optical bands. The other one has a dubious morphology and is close to a bright object, and is therefore rejected. Finally, we carried out the false alarm analysis on the negative image, and we detect a handful of events with dubious morphologies, leading to the same conclusions as for the CFHTLS-D4 field.

Bullet Cluster. The dataset for the Bullet Cluster field is somewhat different than for the other fields. As explained in section 2.3, we accommodated a consistent set of HAWK-I data in the *Y*, *NB1060*, *J* and *K_s* bands within our large programme. In addition, we used HST/ACS images of the inner part of the field, as well as moderately deep IMACS images from the Magellan telescope (Clowe et al. 2006). There are ~ 7000 *NB1060* objects satisfying criterion #1, the vast majority of which are detected in the *Y* filter and do not satisfy criterion #3. Only 127 objects are not detected in the *Y* image at 3σ , but because $Y_{3\sigma} - NB1060_{5\sigma} = 0.4$, it is impossible to conclude whether they satisfy criterion #3 or not. After visual inspection and rejection of electronical ghosts and obvious artefacts, all but one object show a clear counterpart in either one of the HST/ACS images or in the IMACS images. This object shows no NB excess ($NB1060 - J = 0.55 \pm 0.25$), and together with a marginal detection in the *Y*-band ($SNR \sim 2.4$, $Y = 26.40 \pm 0.45$) and a non-detection in *K_s* ($K_s \leq 25.3$, 3σ upper limit), we conjecture that this object is probably a T-dwarf. Finally, a selection based on larger apertures as for the two other fields yields no new candidates. We therefore conclude, again, that there are no $z = 7.7$ LAE candidates in the Bullet Cluster field.

4.4. Instrumental artefacts

Instrumental artefacts are a potentially important source of contamination. As explained in section 4.3, candidates are found that are rejected as instrumental artefacts. We describe here some of the instrumental artefact sources that are observed in the HAWK-I data.

1. Electronic crosstalk. The HAWK-I data suffer from inter-channel crosstalk from the readout electronics. This results

in donut-shaped artefacts at regularly spaced intervals along detector lines where bright stars are present. These artefacts were largely attenuated after a technical intervention in the instrument that took place in May 2009. The crosstalk pattern follows the dithering pattern and is therefore present on the final stacked images. The crosstalk artefacts are easy to recognize from their shapes and fixed distances from bright stars along detector rows. Because they do not have counterparts in optical images, these artefacts are selected as candidates in our analysis, but are easily dealt with a posteriori. No attempt was made to remove these artefacts during data processing.

2. Optical ghosts. Reflections inside the instrument generate typical out-of-focus and decentred pupil images around bright stars. The surface brightness of these haloes was measured to be 10^{-4} of the peak intensity in the PSF profiles. Only focussed optical ghosts can be mistaken as candidates, and no such artefacts are observed on the HAWK-I images.
3. Persistence. Persistence from previously observed bright stars is at a fixed detector position. The persistence features therefore do not follow the dithering pattern and are rejected when combining the images with sigma clipping in the final stacks. Considering the large number of frames used in the stacks (more than 200 frames), persistence effects are unlikely to leave residuals that can be mistaken as candidates.
4. Radioactive events. One of the HAWK-I arrays (chip #2, Id: ESO-Hawaii2RG-chip78) suffers from a strong radioactive event rate, coming from the detector substrate (Finger et al. 2008). These radioactive events generate showers of variable intensity (typically thousands of electrons) and extent (typically a few tens of pixels on a side). Some events can be as bright as a few hundred thousand electrons and extend up to 400 pixels in one direction. Because of the long detector integration times (DIT) used for the *NB1060* images (300 seconds), there are a few tens of such events in a single frame. This results in poor background subtraction and moderately high-frequency residuals (a few tens of pixels) in individual sky-subtracted frames. Although the global noise properties are not significantly different in this quadrant than in the others, the overall cosmetics are somewhat poorer. As a consequence, most of the low signal-to-noise ratio detections and with dubious morphologies reported in section 4.3 appear to be in this quadrant and are therefore rejected as artefacts after visual inspection.
5. Noise. As explained earlier, we chose a low detection threshold in order to push to the faintest detection limits, triggering a handful of low signal-to-noise ratio false alarms, particularly on the highly radioactive quadrant. We settle on a detection threshold that allows us to handle these false alarms.

5. Constraints on the $z = 7.7$ Ly α luminosity function

5.1. Comoving volume

The effective field of view in the transverse dimension of the *NB1060* stacks is computed as a function of the detection limit for each field from the background noise maps generated by SExtractor, and accounting for the correlation of the noise as described in section 3.3.2. The sensitivity is reduced at the edges of each quadrant image thanks to the dithering process and in regions close to bright objects. All objects are masked, reducing the total effective area by $\sim 10\%$ for the blank fields, and $\sim 25\%$ for the Bullet Cluster due to the large number of bright galaxy

cluster members. For this field, we further use a map of the gravitational amplification and space distortion from a detailed model of the cluster (Richard et al. in preparation) to compute the effective, unlensed, comoving area corresponding to the image (see Willis et al. 2008, for a similar example). In the direction of the line of sight, we use the filter transmission curve to determine the effective width. We then approximate the *NB1060* filter with a rectangular filter of width equal to this effective width. The effects of the filter transmission curve on LAE detection and comoving volumes are detailed in e.g. Willis & Courbin (2005) and Hu et al. (2010). Considering our null results, these effects will not affect our conclusions. We also assume that the filter transmission curve does not vary significantly over the instrument's field of view, an assumption motivated by the relative uniformity of the sky background over the instrument's field of view. We finally assume that the observed Ly α emission lines are significantly narrower than the filter width, as is the case for high- z LAEs, and we therefore ignore the effect of the line width on the line flux measured through the *NB1060* filter. The effective width of the *NB1060* ($\Delta\lambda_{\text{eff}} \sim 100\text{\AA}$) defines the $[7.70 - 7.78]$ redshift interval probed by our observations.

Converting magnitudes to line luminosities requires assumptions on the equivalent width (EW) of the Ly α line. Distributions of observed Ly α lines in high- z LAEs vary from a few tens of Angstroms to lower limits of a few hundred Angstroms (see e.g. Taniguchi et al. 2005; Ouchi et al. 2010). The Taniguchi et al. (2005) distribution of Ly α line EWs is consistent with a conversion factor of 70%, as used in Hiben et al. (2010), when assuming that the EW lower limits are the real values. Conversely, Kobayashi et al. (2010) predict a distribution of Ly α EWs clearly peaked toward high values, hence favouring conversion factors closer to 100%. In the following, we therefore use these two values (70% and 100%) when converting *NB1060* magnitudes to line luminosities.

In total, the comoving volume sampled by our images is $5.9 \times 10^3 \text{ Mpc}^3$ for the Bullet Cluster and $9 \times 10^3 \text{ Mpc}^3$ for each of the two blank fields, corresponding to a grand total of $\sim 2.4 \times 10^4 \text{ Mpc}^3$ for the three fields. The volume-luminosity relation is shown in figure 4, and the effect of the gravitational amplification for the Bullet Cluster is clearly visible, where the gravitational amplification enables probing fainter luminosities, however over increasingly smaller volumes.

5.2. Cosmic variance and Poisson noise

We do not detect any LAE candidates down to a *NB1060* 5σ limiting magnitude of ~ 25.9 to ~ 26.1 . To constrain the luminosity function of $z = 7.7$ Ly α emitters and compare our results with others, we make use of the Schechter formalism (Schechter 1976):

$$\phi(L)dL = \phi^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right) d\left(\frac{L}{L^*}\right) \quad (6)$$

where L^* is the characteristic luminosity defining the LF high luminosity cutoff, ϕ^* a volume density normalization factor, and α the faint-end slope characterizing how steeply the LF increases at low luminosities. Limited samples and large errors lead to degeneracy between these three LF parameters. Pending more observational data and more accurate determinations of the high- z LAE LF parameters, most of the authors in the literature have settled on a canonical faint end slope value of $\alpha = -1.5$. Our observations probe luminosities similar, or slightly fainter, than those observed by other groups; therefore, we can compare our

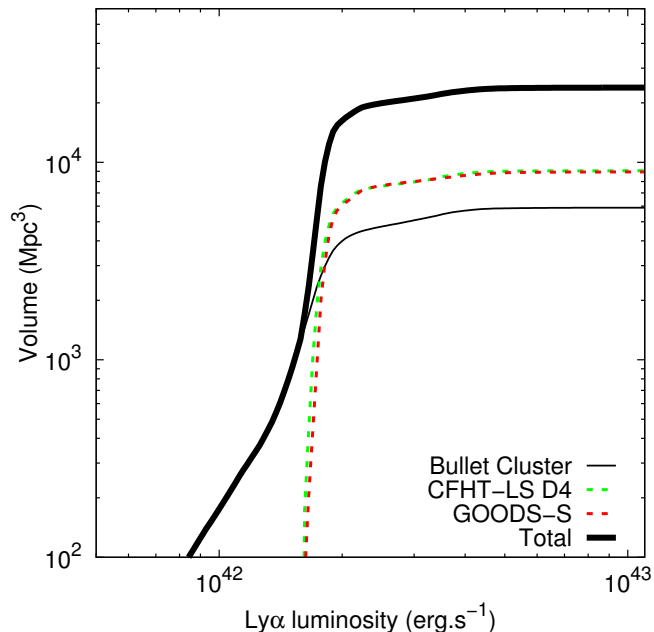


Fig. 4. The comoving volume $V(L)$ sampled by the *NB1060* images as a function of Ly α luminosity. The two dashed curves correspond to the two blank fields (green – CFHTLS-D4; red – GOODS-S). The thin black curve corresponds to the Bullet Cluster. The thick black curve is the total comoving volume corresponding to the three fields. The Ly α luminosity corresponds to a 5σ *NB1060* limiting magnitude, assuming a 70% average conversion factor between the Ly α luminosities and *NB1060* magnitudes (see text).

results to others, and to this aim we similarly adopt, unless stated otherwise, a faint end slope of $\alpha = -1.5$.

Denoting $V(L)$ the comoving volume probed by our observations as a function of the luminosity L , as described in section 5.1 and shown in figure 4, the total number of objects $N(L^*, \phi^*, \alpha)$ is given by

$$N(L^*, \phi^*, \alpha) = \int \phi(L)V(L)CF(L)dL \quad (7)$$

where $CF(L)$ is the completeness function (see section 4.1). The conversion of the completeness function as a function of magnitude as shown in figure 3 to $CF(L)$ takes into account the conversion factor of 70% and 100% mentioned above, and in the case of the Bullet Cluster further takes the amplification map of the cluster into account.

From a Poisson distribution, one can easily compute single-sided confidence levels (CL) for the upper limits of the expected number of events N_u that correspond to a measured number of events n , as (Gehrels 1986):

$$\sum_{k=0}^n e^{-N_u} \frac{N_u^k}{k!} = 1 - \text{CL}. \quad (8)$$

In our situation of zero detection ($n = 0$), the 84.13, 97.72, 99.87, and 99.99 percentiles⁵ confidence levels correspond to upper limits of the mean number of events N_u of 1.84, 3.78, 6.61, and 10.36, respectively. The situation $N_u \leq 1$ corresponds

⁵ Corresponding to the single sided 1 σ , 2 σ , 3 σ , 4 σ percentiles of a normal distribution

to a 63% confidence level. Therefore, with zero detection and assuming pure Poisson statistics, one can exclude, at a given confidence level CL, the luminosity function parameters that would yield an expected number of objects N_u with our survey parameters.

However, considering the somewhat limited area covered by our observations, we need to consider the effects of cosmic variance in our statistical analysis. Somerville et al. (2004) are among the first authors to derive quantitative estimates of the effects of cosmic variance from cold dark matter (CDM) models and observations of the two-point correlation functions of galaxy populations in the GOODS survey data. Trenti & Stiavelli (2008) expand on this work and propose a cosmic variance model, based on N-body simulations and halo occupation distribution models, and applied to a variety of high- z galaxy populations. We use below the on-line version of this model to estimate the effects of cosmic variance on our observations.

Various prescriptions have been proposed for the distribution function of galaxy number counts affected by cosmic variance, see Yang & Saslaw (2011) for a recent discussion and analysis of the galaxy counts-in-cells distribution functions in the SDSS data. Although not physically motivated, the negative binomial distribution (NBD) fits the SDSS data well at both low and high number counts and provides a convenient description for the distribution function of galaxies with positive number counts and overdispersion relative to a Poisson distribution. To prevent technical problems with the use of normal or lognormal distributions (e.g. truncation to positive numbers), we chose to adopt the NBD as an ad hoc representation of the probability density function of low galaxy number counts. The NBD can be conveniently expressed as a Poisson random variable whose mean population parameter is itself random and distributed as a Gamma distribution of variance equal to the relative cosmic variance.

By definition of the cosmic variance, the variance $\overline{N^2} - \overline{N}^2$ of the number of galaxies of mean number \overline{N} is in excess of the Poisson variance \overline{N} and is given by

$$\overline{N^2} - \overline{N}^2 = \overline{N}^2 \times \sigma_v^2 + \overline{N} \quad (9)$$

where σ_v^2 is the relative cosmic variance. With the NBD prescription, one can derive the confidence level CL corresponding to no detections in our observations, for a known σ_v^2 . To estimate the cosmic variance, we run the on-line cosmic variance calculator⁶ (Trenti & Stiavelli 2008) and derive σ_v^2 for low number counts \overline{N} . We use the parameters corresponding to our observations: the instrument's field of view, a mean redshift of 7.74, and a redshift interval of 0.08. We select the Sheth-Tormen bias formalism, a value of 0.8 for σ_8 , and a value of 1.0 for the user-selectable halo-filling factor. Although the filling factor of LAEs is likely to be significantly lower than 1.0, see e.g. Ouchi et al. (2010), adopting a value of 1.0 leads to overestimating the importance of cosmic variance and therefore corresponds to a worst-case scenario in our analysis. Finally, we define a completeness factor of 1.0 in the cosmic variance calculator since we use our measured completeness function in equation 7 to derive the number of galaxies that correspond to a given set of LF parameters. We then fit the resulting relative cosmic variance σ_v^2 corresponding to our survey parameters as a function of \overline{N} , and we plug this cosmic variance into a Gamma distribution. For each pair of (L^*, ϕ^*) parameters we thus derive a confidence level corresponding to no detections in our observations.

⁶ <http://casa.colorado.edu/~trenti/CosmicVariance.html>

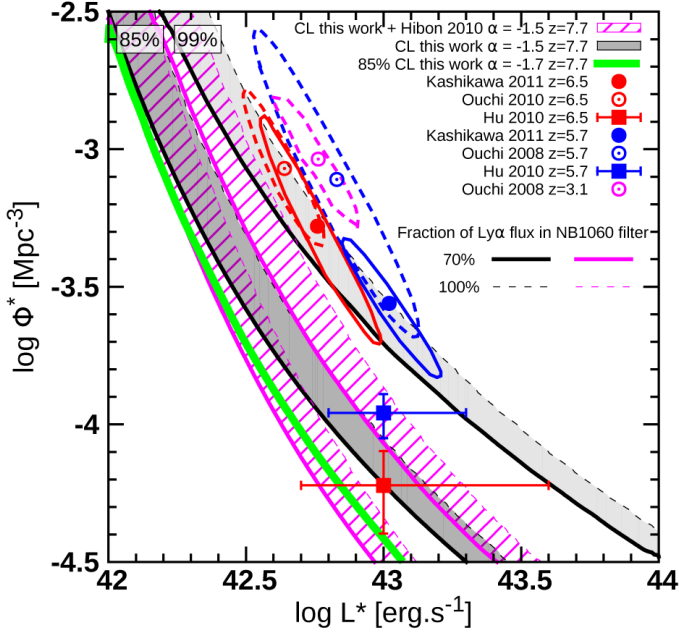


Fig. 5. Parameters of the $z = 7.7$ luminosity function excluded at 85% and 99% confidence levels from our data, assuming the Schechter formalism and a fixed faint end slope $\alpha = -1.5$ unless otherwise stated. Filled circles correspond to the best fit LF parameters at $z = 5.7$ (blue) and $z = 6.5$ (red) from Kashikawa et al. (2011). The ellipses correspond to the 3σ confidence levels for these datapoints. Open circles correspond to the best fit LF parameters of the photometric samples of Ouchi et al. (2008) at $z = 3.1$ (magenta) and $z = 5.7$ (blue) and of Ouchi et al. (2010) at $z = 6.5$ (red). The ellipses correspond to the 2σ confidence levels for these datapoints. The filled square symbols correspond to the best fit LAE LF parameters at $z = 5.7$ (blue) and $z = 6.5$ (red) from Hu et al. (2010). The plain (resp. dotted) black lines correspond to the 85% and 99% confidence levels corresponding to no detections in our HAWK-I data (this work), assuming a conversion factor of 70% (resp. 100%) between the *NB1060* and Ly α fluxes. The dark (resp. light) grey zones correspond to the range of 85% (resp. 99%) confidence levels for conversion factors between 70% and 100%, as delimited by the plain and dotted lines. Similarly, the lines and hatched zones in magenta colour correspond to the 85% and 99% confidence levels when adding to our work the null spectroscopic confirmation of the five brightest $z = 7.7$ LAE candidates of Hibon et al. (2010).

This is represented in figure 5 together with the best-fit parameters of the Ly α LAE luminosity functions at redshifts 5.7 and 6.5 from various sources. We report in this plot the range of (L^* , ϕ^*) parameters excluded at 85% and 99% confidence levels, for conversion factors between *NB1060* magnitudes and Ly α luminosities varying from 70% and 100% (see discussion in section 5.1). We report the upper (L^* , ϕ^*) exclusion zones derived from the absence of detections in the HAWK-I observations only (this work). Furthermore, we report the upper exclusion zones at the same confidence levels when adding to the null HAWK-I detections the null spectroscopic confirmation of the five brightest $z = 7.7$ LAE candidates⁷ presented in Hibon et al. (2010). Finally, for illustration, we also report the 85% confidence level derived from this work (HAWK-I observations only) for a faint end slope of the $z = 7.7$ Ly α LAE LF $\alpha = -1.7$.

⁷ Indeed, spectroscopic follow-up with X-shooter at the VLT of the five brightest candidates failed to detect Ly α emission. These results will be reported separately in Cuby et al. (in prep.).

6. Discussion

The various LF parameters reported in the literature at redshifts 5.7 and 6.5 present some significant differences. We report in figure 5 some of the best-fit Schechter parameters at redshifts 3.1, 5.7 and 6.5. We report photometric samples partially confirmed in spectroscopy and purely spectroscopic samples. At the same redshift, the two series of datapoints clearly differ by significant amounts.

Ouchi et al. (2010), and previously Kashikawa et al. (2006) followed by Kashikawa et al. (2011), convincingly claim that the evolution, mostly in luminosity, of the $z \sim 6.5$ LF from the lower redshift LFs at $z \sim 3.1$ and $z \sim 5.7$ LFs is a signature of reionization, due to a neutral-hydrogen fraction x_{HI} of the order of 20% at $z = 6.5$. Conversely, the Hu et al. (2010) evolution of the LF parameters between the two same redshifts is mostly in density; accordingly, they do not infer a signature of reionization, in agreement with an earlier claim by Malhotra & Rhoads (2004) that there was no evidence of reionization in the evolution of the LAE LF between these two redshifts.

In the light of the recent work from Hu et al. (2010), the question of the evolution of the Ly α LAE luminosity function beyond redshift 5.7 becomes more difficult to comprehend. If the $z = 5.7$ point of Hu et al. (2010) (and Malhotra & Rhoads 2004) is correct, the picture by which the LAE LF would be approximately constant between $z = 3$ and $z = 5.7$, and would evolve significantly beyond redshift ~ 6 as a consequence of an increasingly neutral intergalactic medium (IGM), might need to be revisited. How useful are our results in this context?

From figure 5, we infer that we can safely exclude a non evolution of the LF parameters at $z = 7.7$ at more than 99% confidence level from the Kashikawa et al. (2006, 2011), Ouchi et al. (2008) and Ouchi et al. (2010) values at $z = 5.7$ and 6.5. In that case, we should find ~ 13.7 and ~ 11.7 LAEs in the three HAWK-I fields based on the LF parameters estimated by Ouchi et al. (2010) and Kashikawa et al. (2011) at $z = 6.5$, respectively. The LF parameters of Hu et al. (2010) would predict ~ 2.5 LAEs at $z = 6.5$ and can be similarly excluded at an $\sim 85\%$ confidence level, or higher, when including the null spectroscopic confirmation of the brightest LAE candidates of Hibon et al. (2010) (see previous section and footnote 7). Our results therefore clearly show that the $z = 7.7$ Ly α LAE LF does evolve from lower redshifts, but in the absence of concordance between the data at lower redshifts, it is difficult to ascribe this evolution to the galaxy properties or to reionization.

To continue the discussion, we now consider two scenarios for the evolution of the LAE LF between $z = 6.5$ and $z = 7.7$, either in density or in luminosity. These scenarios are purely phenomenological and are not supported by theoretical considerations, only serving the purpose of assessing what the consequences of our results might be. This is illustrated in figure 6 in a cumulative luminosity function plot. For a luminosity function to be consistent with our null results, it should lie, ignoring statistical fluctuations, below the contours corresponding to the parameter space probed by our observations.

In the first scenario, we consider a $\sim 60\%$ evolution in density from the $z = 6.5$ datapoint of Hu et al. (2010). Such an evolution can be entirely ascribed, in principle, to an intrinsic evolution of the LAE LF between $z = 6.5$ and $z = 7.7$ as in the models of Kobayashi et al. (2007) where the $z = 6.5$ LF, multiplying ϕ^* by 0.4, almost perfectly coincides with the $z = 7.7$ LF. In practice, such an evolution could result from the combined evolution of the density of dark matter haloes and of the intrinsic galaxy properties. We also note that the UV LF of high-

redshift galaxies between $z \sim 4$ and $z \sim 8$ evolves essentially in luminosity (Bouwens et al. 2011), so a pure evolution in density should be treated with caution. As can be seen in Figs. 5 and 6, such an evolution would fit most of the observational data, the shapes of the lower-redshift LFs, the datapoint from Iye et al. (2006) at $z = 6.96$, the datapoints from Vanzella et al. (2011) at $z = 7.008$ and $z = 7.109$, and our data. The mere existence of the Iye et al. (2006) and Vanzella et al. (2011) datapoints and of the Ota et al. (2010) LAE candidates at $z \sim 7$ provides interesting constraints at high luminosities that cannot be fully captured in the (L^*, ϕ^*) parameter space of figure 5 and are better seen in figure 6. The main conclusion to be drawn from this test case is that to be consistent with our results, it does not require invoking a change in the Ly α IGM transmission and therefore a change in the neutral-hydrogen fraction of the IGM.

In the second scenario, conversely, we consider a 60% change in luminosity from the $z = 6.5$ LF of Ouchi et al. (2010). This scenario clearly requires, by construction, a significant quenching of the IGM Ly α transmission. The present luminosity evolution scenario may be compatible with the claim by Fontana et al. (2010) of a significant quenching of Ly α emission among LBGs at $z \sim 7$. Although strongly model dependent, a high neutral-hydrogen fraction of the IGM due to a still incomplete reionization would then be required in this scenario, e.g. $x_{\text{HI}} \sim 60\%$ according to the model of Santos (2004).

To conclude this discussion, we cannot safely decide on whether we are ‘seeing’ signatures of reionization in our results, as this depends on which assumptions we use for the LFs at lower redshifts. We call for clarifications of the LAE luminosity functions at redshift 6.5 and below, a prerequisite to drawing firmer conclusions on reionization as inferred from LAE observations. We also note that our results are inconsistent with the photometric samples from Tilvi et al. (2010) and Krug et al. (2011) at $z = 7.7$, but spectroscopic confirmation is required before drawing firmer conclusions. In the meantime, observations at $z = 7.7$ continue. An ideal complement to the HAWK-I observations presented in this paper would be to probe higher luminosities (of the order of 10^{43} ergs.s $^{-1}$) over significantly larger comoving volumes (a few times 10^6 Mpc 3).

7. Conclusion

We searched for Ly α emitters in three fields, two blank fields and one cluster field with the HAWK-I instrument at the VLT, using a NB filter centred at $1.06 \mu\text{m}$. Our data in this filter total 80 hrs of integration time. The total comoving volume is $\sim 2.4 \times 10^4 \text{Mpc}^3$. We reached a 5σ limiting magnitude that we use as detection threshold, of $\sim 26.0 \pm 0.1$ AB magnitude. We selected the objects from various colour criteria, which depend on the auxiliary data available for each field. We did not detect any object matching our selection criteria that would correspond to $z = 7.7$ LAEs. We modelled the probability density function of high- z LAE populations including Poisson statistics and cosmic variance with a negative binomial distribution. From this statistical description and from the absence of LAE detections, we exclude a non-evolution scenario at $\sim 85\%$ (resp. 99%) confidence level from the $z = 6.5$ LF of Hu et al. (2010) (resp. Ouchi et al. (2010); Kashikawa et al. (2011)). The large differences between the published LFs at $z = 6.5$ prevent us from inferring a robust estimate of the Ly α IGM transmission at $z = 7.7$, and therefore of the neutral-hydrogen fraction x_{HI} at this redshift. However, in all cases but the Hu et al. (2010) LF, a significant quenching of the Ly α transmission by the IGM, probably due to reionization, is required.

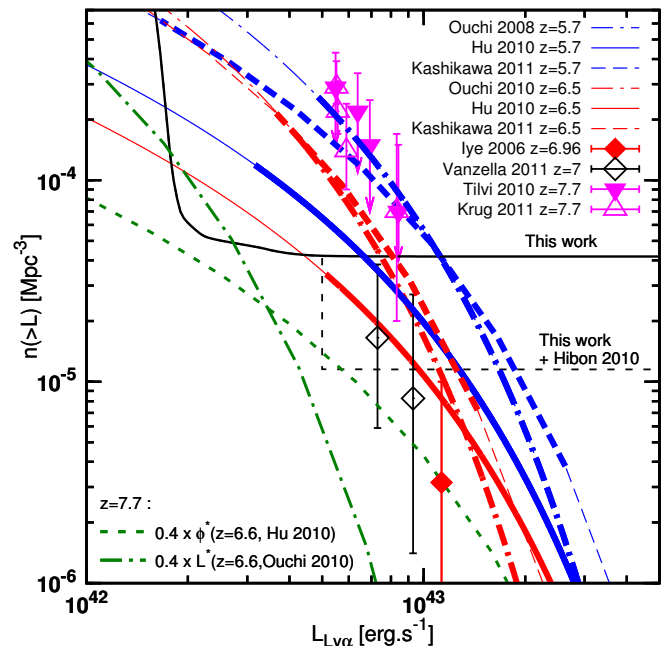


Fig. 6. Cumulative Ly α luminosity functions. The blue (resp. red) lines show the cumulative luminosity functions at $z = 5.7$ (resp. $z = 6.5$) from Ouchi et al. (2008) (dotted-dashed lines), Hu et al. (2010) (plain lines) and Kashikawa et al. (2011) (dotted lines). The transitions to thin lines indicate the range of the luminosities probed by the observations. A fixed faint end slope of -1.5 is assumed. The parameter space probed by the HAWK-I observations is delimited by the black line, with the black dashed line corresponding to the HAWK-I observations and the null detection of the bright candidates of Hibon et al. (2010) mentioned in the text. The green dotted line corresponds to a 60% evolution in density of the Hu et al. (2010) LF, and the short-dashed-long-dashed line corresponds to a 60% evolution in luminosity of the Ouchi et al. (2010) $z = 6.5$ LF. The red filled diamond corresponds to the Iye et al. (2006) LAE detection at a redshift of 6.96. The black open diamonds correspond to the Vanzella et al. (2011) LAE detections at redshifts of 7.008 and 7.109. The magenta downward-pointing filled (resp. open) triangles are the photometric candidates at $z = 7.7$ from Tilvi et al. (2010) (resp. Krug et al. (2011)).

Acknowledgements. We acknowledge financial support from Agence Nationale de la Recherche (grant ANR-09-BLAN-0234-01). FC is supported by the Swiss National Science Foundation (SNSF). The Dark Cosmology Centre is funded by the Danish National Research Foundation.

References

- Becker, R. H., Fan, X., White, R. L., et al. 2001, *AJ*, 122, 2850
 Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393
 Bertin, E., Mellier, Y., Radovich, M., et al. 2002, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 281, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XI*, ed. D. A. Bohlender, D. Durand, & T. H. Handley, 228–+
 Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., et al. 2011, *ApJ*, 737, 90
 Bradač, M., Clowe, D., Gonzalez, A. H., et al. 2006, *ApJ*, 652, 937
 Casertano, S., de Mello, D., Dickinson, M., et al. 2000, *AJ*, 120, 2747
 Cassata, P., Le Fèvre, O., Garilli, B., et al. 2011, *A&A*, 525, A143+
 Castellano, M., Fontana, A., Boutsia, K., et al. 2010, *A&A*, 511, A20+
 Clowe, D., Bradač, M., Gonzalez, A. H., et al. 2006, *ApJ*, 648, L109
 Dayal, P., Maselli, A., & Ferrara, A. 2011, *MNRAS*, 410, 830
 Dijkstra, M. & Wyithe, J. S. B. 2010, *MNRAS*, 408, 352
 Fan, X., Carilli, C. L., & Keating, B. 2006, *ARA&A*, 44, 415
 Finger, G., Dorn, R. J., Eschbaumer, S., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7021, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
 Fontana, A., Vanzella, E., Pentericci, L., et al. 2010, *ApJ*, 725, L205
 Gehrels, N. 1986, *ApJ*, 303, 336

- Gonzalez, A. H., Clowe, D., Bradač, M., et al. 2009, ApJ, 691, 525
Grazian, A., Fontana, A., de Santis, C., et al. 2006, A&A, 449, 951
Hibon, P., Cuby, J., Willis, J., et al. 2010, A&A, 515, A97+
Hu, E. M., Cowie, L. L., Barger, A. J., et al. 2010, ApJ, 725, 394
Hu, E. M., Cowie, L. L., McMahon, R. G., et al. 2002, ApJ, 568, L75
Iye, M., Ota, K., Kashikawa, N., et al. 2006, Nature, 443, 186
Kashikawa, N., Shimasaku, K., Malkan, M. A., et al. 2006, ApJ, 648, 7
Kashikawa, N., Shimasaku, K., Matsuda, Y., et al. 2011, ApJ, 734, 119
Kobayashi, M. A. R., Totani, T., & Nagashima, M. 2007, ApJ, 670, 919
Kobayashi, M. A. R., Totani, T., & Nagashima, M. 2010, ApJ, 708, 1119
Krug, H., Veilleux, S., Tilvi, V., et al. 2011, arXiv:1106.6055
Larson, D., Dunkley, J., Hinshaw, G., et al. 2011, ApJS, 192, 16
Laursen, P., Sommer-Larsen, J., & Razoumov, A. O. 2011, ApJ, 728, 52
Maizy, A., Richard, J., de Leo, M. A., Pelló, R., & Kneib, J. P. 2010, A&A, 509, A105+
Malhotra, S. & Rhoads, J. E. 2004, ApJ, 617, L5
Marigo, P., Girardi, L., Bressan, A., et al. 2008, A&A, 482, 883
Nakamura, E., Inoue, A. K., Hayashino, T., et al. 2011, MNRAS, 55
Nilsson, K. K., Orsi, A., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Thommes, E. 2007, A&A, 474, 385
Ota, K., Iye, M., Kashikawa, N., et al. 2010, ApJ, 722, 803
Ouchi, M., Shimasaku, K., Akiyama, M., et al. 2008, ApJS, 176, 301
Ouchi, M., Shimasaku, K., Furusawa, H., et al. 2010, ApJ, 723, 869
Pickles, A. J. 1998, PASP, 110, 863
Retzlaff, J., Rosati, P., Dickinson, M., et al. 2010, A&A, 511, A50+
Richard, J., Kneib, J.-P., Ebeling, H., et al. 2011, MNRAS, L245+
Richard, J., Stark, D. P., Ellis, R. S., et al. 2008, ApJ, 685, 705
Santos, M. R. 2004, MNRAS, 349, 1137
Schechter, P. 1976, ApJ, 203, 297
Somerville, R. S., Lee, K., Ferguson, H. C., et al. 2004, ApJ, 600, L171
Stark, D. P., Ellis, R. S., & Ouchi, M. 2011, ApJ, 728, L2+
Taniguchi, Y., Ajiki, M., Nagao, T., et al. 2005, PASJ, 57, 165
Tanvir, N. R., Fox, D. B., Levan, A. J., et al. 2009, Nature, 461, 1254
Tilvi, V., Rhoads, J. E., Hibon, P., et al. 2010, ApJ, 721, 1853
Trenti, M. & Stiavelli, M. 2008, ApJ, 676, 767
Vanzella, E., Pentericci, L., Fontana, A., et al. 2011, ApJ, 730, L35+
Willis, J. P. & Courbin, F. 2005, MNRAS, 357, 1348
Willis, J. P., Courbin, F., Kneib, J.-P., & Minniti, D. 2008, MNRAS, 384, 1039
Willott, C. J., Delorme, P., Reylé, C., et al. 2010, AJ, 139, 906
Yang, A. & Saslaw, W. C. 2011, ApJ, 729, 123

Conclusion et perspectives

Conclusion

Depuis le sol, les télescopes de la classe des 8-10m de diamètre (*Keck*, *VLT*, *Subaru*) ont considérablement élargi les frontières de la cosmologie observationnelle. Depuis l'espace, le télescope spatial *Hubble* a repoussé ces limites jusqu'à des magnitudes hors d'atteinte depuis le sol à l'heure actuelle. Avec ces nouveaux équipements, la recherche des objets les plus lointains de l'Univers observable a progressé rapidement durant les deux dernières décennies. De $z \sim 5$ en 1990, la barre des $z \sim 6$ a été franchie au début des années 2000 pour dépasser le redshift 8 en 2009. Grâce à la détection de ces objets, les astronomes ont pu commencer à contraindre l'histoire de la réionisation, période où l'hydrogène du milieu intergalactique a connu une transition d'un état neutre à un état complètement ionisé.

Dans le Chapitre 1 de cette thèse, j'ai retracé les différentes contraintes placées sur l'évolution de la fraction d'hydrogène neutre en fonction du temps. D'une part, l'étude de la transmission Gunn-Peterson dans le spectre des quasars indique que l'Univers était largement ionisé à $z \sim 6$ (Fan et al., 2006b). D'autre part, la mesure de l'épaisseur optique de la diffusion Thomson des photons du fond diffus cosmologique par le satellite WMAP, ainsi que la polarisation de ce rayonnement, ont permis d'établir que l'Univers n'était déjà plus complètement neutre à $z \sim 10.6 \pm 1.2$ (Komatsu et al., 2011). Ce chapitre a aussi été l'occasion d'introduire un important outil cosmologique à travers la raie Lyman- α , dont les photons sont très sensibles à la quantité d'hydrogène neutre qu'ils rencontrent. C'est, entre autres, la mesure de l'évolution de la fonction de luminosité des Emetteurs Lyman- α qui permet de faire le pont entre les contraintes à $z \sim 6$ et à $z \sim 10.6$. Ainsi, les résultats de Kashikawa et al. (2011) et Ouchi et al. (2010) à $z = 6.5$ pointent vers une diminution de la luminosité caractéristique L^* des Emetteurs Lyman- α , évolution qui trouve une explication naturelle dans une augmentation de l'opacité du milieu intergalactique aux photons Lyman- α . Ce scénario est toutefois partiellement mis en cause par d'autres observations à $z \sim 6.5$ qui ne retrouvent pas une telle évolution en luminosité (Hu et al., 2010).

Le Chapitre 2 a présenté les résultats d'un projet auquel j'ai participé durant les deux premières années de ma thèse. Poursuivant les efforts pour s'approcher au plus près de l'époque de la réionisation, nous avons recherché des Emetteurs Lyman- α au redshift $z = 7.7$. Pour cela, nous avons utilisé un filtre à bande étroite ($\Delta\lambda \sim 100\text{\AA}$) dont la longueur d'onde est centrée dans le domaine proche-infrarouge à $\lambda = 1062\text{nm}$, ceci afin d'éviter les raies d'émission parasite de l'atmosphère. Les

observations ont été effectuées au moyen de la caméra WIRCam du Canada-France-Hawaï Telescope dans le champ profond CFHT-LS D1. Nous avons sélectionné sept candidats sur la base de critères photométriques et produit une première estimation de la fonction de luminosité des Émetteurs Lyman- α à $z = 7.7$.

Les Chapitres 3 et 4 ont décrit le projet principal sur lequel j'ai travaillé durant cette thèse. Dans la continuité du projet précédent, nous avons entamé un programme d'observation de grande envergure au VLT avec l'instrument HAWK-I, totalisant plus d'une centaine d'heures d'observations dans un filtre à bande étroite également centré à $\lambda = 1062\text{nm}$. En observant quatre champs dont deux amas de galaxies, l'objectif principal de ce projet était initialement d'établir de façon robuste la fonction de luminosité des Émetteurs Lyman- α à $z = 7.7$ en détectant plusieurs dizaines d'objets ; l'amplification gravitationnelle des sources d'arrière-plan produite par les amas de galaxies permettant la détection des objets les plus faibles. Le Chapitre 3 s'est focalisé sur la réduction des données et sur la méthode employée pour rechercher les candidats photométriques. Le Chapitre 4 a présenté l'interprétation statistique de l'absence de candidats en terme d'évolution de la fonction de luminosité. L'absence de confirmation spectroscopique des candidats présentés dans le Chapitre 2, obtenue suite à une campagne d'observation à laquelle j'ai directement participé, a également été considérée dans cette analyse. Dans la perspective des travaux à $z \sim 6.5$, nous avons conclu à une évolution de la fonction de luminosité entre ce redshift et $z = 7.7$. La nature exacte de cette évolution ne peut pas encore être tranchée mais nous avons exclu les paramètres L^* et Φ^* mesurés par [Hu et al. \(2010\)](#) à $z = 6.5$ avec un niveau de confiance de 85%. Alternativement, nous avons exclu les paramètres L^* et Φ^* mesurés par [Kashikawa et al. \(2011\)](#) à $z = 6.5$ avec un niveau de confiance de 99%. Pour que nos données soient compatibles avec une évolution en luminosité, une diminution significative de la transmission de la raie Lyman- α par le milieu intergalactique est requise, probablement à cause d'une fraction d'hydrogène neutre plus importante.

Perspectives

Il apparaît nécessaire de poursuivre les observations de l'Univers lointain afin de repousser les limites portées sur l'histoire de la réionisation et d'augmenter significativement le nombre de galaxies lointaines authentifiées. Ce domaine de recherche figure parmi les objectifs prioritaires de nombreuses équipes à travers le monde et représente le cas scientifique principal guidant le développement de nombreux instruments de nouvelles générations.

Contraindre la partie brillante de la fonction de luminosité

Parmi les pistes à considérer pour de futurs projets, il semble qu'un sondage explorant de plus grands volumes d'Univers pour contraindre la partie brillante de la fonction de luminosité à $z = 7.7$ constitue une approche adaptée aux nouvelles contraintes décrites dans cette thèse. Dans ce but, j'ai proposé un programme de 40h d'observations en filtre à bande étroite avec l'instrument WIRCAM couvrant

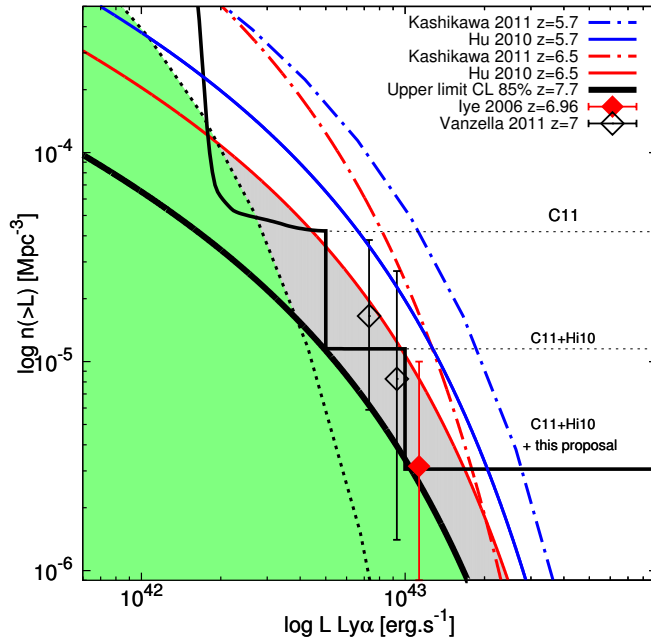


Figure 4.6 – Contraindre la partie brillante de la fonction de luminosité avec WIRCAM.

une surface totale de 1600 arcmin^2 jusqu'à une limite en luminosité de l'ordre de $1 \times 10^{43} \text{ erg.s}^{-1}$ (Figure 4.6). Les champs observés se répartissent en deux pointés dans le champ profond D4 du CFHT-LS et deux pointés dans le champ profond COSMOS. Ce programme a été accepté en deux parties en 2011 et 2012 et les données sont toujours en cours d'acquisition. Un tel projet devrait permettre la détection de quelques LAEs dont la confirmation spectroscopique sera éventuellement facilitée par leur forte luminosité. Des projets similaires sont envisageables avec les instruments HAWK-I ou le nouveau télescope de l'ESO, VISTA, dédié aux sondages grand champ dans l'infrarouge. Compte tenu des limites portées sur une évolution en luminosité à partir des fonctions de luminosité de Ouchi et al. (2010) et Kashikawa et al. (2011), il apparaît difficile aujourd'hui d'explorer ce type de scénario sans mettre en oeuvre des sondages très coûteux en temps d'observation.

Confirmation spectroscopique des LBGs à $z \sim 7$

A ce jour, les recherches à $z = 7.7$ demeurent infructueuses en terme de détection d'authentiques Emetteurs Lyman- α . Si d'autres auteurs parviennent également à sélectionner des candidats photométriques (Tilvi et al., 2010; Krug et al., 2011), aucune confirmation spectroscopique de ces objets n'a encore été publiée. Parallèlement à la caractérisation de la fonction de luminosité des LAEs, les tentatives de confirmation spectroscopique des LBGs à $z \sim 7$ offrent un test alternatif de l'état d'ionisation de l'Univers à cette époque. En effet, l'installation récente de la caméra WFC3 à bord du télescope spatial Hubble a permis un élargissement considérable de la taille des échantillons de galaxies détectées à ces redshifts, portant leur nombre à plus d'une centaine (Bouwens et al., 2011b). Plusieurs études indépendantes ob-

servent un déficit de la fraction de galaxies présentant la raie Lyman- α en émission en regard de la statistique établie à plus bas redshifts (Pentericci et al., 2011; Schenker et al., 2011; Ono et al., 2011). Ces résultats suggèrent une évolution rapide de l'opacité du milieu intergalactique à cette époque compatible avec les contraintes présentées dans cette thèse.

Participant à cet effort, je vais mener une campagne de confirmation spectroscopique au moyen du spectrographe multiobjet LRIS au foyer du télescope Keck I à Hawaii. Les cibles choisies sont des candidats à $z \sim 6 - 7$ identifiés dans des champs d'amas de galaxies. Certains de ces objets présentent la particularité d'être détecté dans les bandes à $3.6\mu m$ et $4.5\mu m$ par l'instrument IRAC, à bord du satellite Spitzer, ce qui offre la possibilité de contraindre leur âge et leur masse stellaire tel que cela a été effectué pour une galaxie à $z = 6$ par Richard et al. (2011).

Ultravista : des LAEs à $z = 8.8$.

Ultravista est un sondage effectué au moyen du nouveau télescope de l'ESO : VISTA. Cumulant plus de 1400 heures d'observation dans les bandes Y , J , H et K_s sur 1.5 deg^2 , ce sondage est susceptible d'accumuler plus de 1000 galaxies à $z > 6.5$. Dans une partie plus profonde couvrant 0.73 deg^2 , ce sondage prévoit également des observations en bande étroite à la longueur d'onde de $\lambda = 1185 \text{ nm}$ permettant l'identification d'une trentaine de LAEs à $z = 8.8$. Détectés en pleine époque de la réionisation, ces objets offriront une contrainte remarquable sur l'évolution de la fonction de luminosité.

Développements instrumentaux au sol

MUSE

Le Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE) est un instrument de seconde génération pour le VLT dont le développement touchera à sa fin en 2012. Il s'agit d'un spectrographe à champ intégral couvrant le domaine de longueur d'onde de 460 nm à 930 nm avec une résolution de 2000 à 4000. Avec un champ de vue de $1' \times 1'$, cet instrument permettra la recherche de LAEs dans la gamme de redshift $z \sim 2.8 - 6.6$ dans un domaine de luminosité inférieure aux sondages en bande étroite actuels. De tels sondages profonds apporteront probablement une réponse définitive à propos de l'évolution de la fonction de luminosité des LAEs entre $z = 5.7$ et $z = 6.5$.

KMOS

Le K-band Multi-Object Spectrograph (KMOS) est un autre instrument de seconde génération dont l'installation au foyer du VLT est prévue pour 2012. Il s'agit d'un ensemble de 24 spectrographes à champ intégral de $2.8'' \times 2.8''$ couvrant le domaine de longueur d'onde de $0.8 \mu m$ à $2.5 \mu m$ avec une résolution de 1800 à 4200. Chacun de ces spectrographes disposera d'une résolution spatiale de $0.2''$ et

pourront se disposer dans un cercle de $7.2'$ de diamètre. Avec la disponibilité imminente de tels spectrographes multi-objets sensibles dans l'infrarouge, la confirmation spectroscopique de candidats à $z > 7$ deviendra courante.

MOSFIRE

Un autre spectrographe multi-objets, Multi-Object Spectrometer for Infra-Red Exploration (MOSFIRE), est également en cours d'installation au foyer du Keck à Hawaii. Avec un champ de vue de $6.1' \times 6.1'$ dans le domaine de longueur d'onde $0.97\mu m$ à $2.5\mu m$, cet instrument permettra l'obtention d'une quarantaine de spectres simultanément.

ALMA

L'année 2011 aura connu la première lumière de l'ensemble de radiotélescope Atacama Large Millimeter Array (ALMA) dans le désert d'Atacama au Chili. Une fois complété en 2013, ALMA comprendra un réseau de 50 antennes de 12m qui pourront être configurées pour offrir des lignes de bases de 16km. Un réseau compact d'antennes de 7 à 12m est également prévu pour améliorer l'imagerie des objets étendus avec des résolutions inférieures à la seconde d'arc. Les récepteurs des antennes sont sensibles aux longueurs d'ondes de $420\mu m$ à 3mm (soit le domaine de fréquence 720-84 Ghz) permettant de détecter la réémission des poussières dans l'infrarouge lointain ou des raies d'excitation moléculaire telles que celles de la molécule CO. L'intérêt d'un tel instrument pour la détection des galaxies à grand redshift réside dans l'importante correction-K qui rend ces galaxies aussi brillante dans ces bandes qu'une galaxies à $z \sim 1$. ALMA permettra éventuellement la détection de galaxies distantes formant beaucoup d'étoiles mais dont le rayonnement UV est très éteint par la présence de poussières, exactement le type de galaxies absentes des sélections actuelles. C'est donc littéralement une nouvelle fenêtre sur l'Univers à grand redshift qui s'ouvrira lorsque ALMA sera pleinement fonctionnel. Enfin, en combinant la résolution d'ALMA à l'amplification gravitationnelle des amas de galaxies, on peut envisager reproduire à grand redshift les observations détaillées des nuages moléculaires tels qu'observés dans une galaxie submillétrique (SMG) à $z = 2.3$ par [Swinbank et al. \(2010\)](#).

SKA

Le Square Kilometer Array (SKA) est un réseau international d'antennes réparties sur des distances pouvant aller jusqu'à 3000 km dont la localisation sera dans l'hémisphère sud (Afrique du sud ou Australie et Nouvelle-Zélande). SKA effectuera des observations aux fréquences de 70Mhz à 30Ghz permettant d'étudier en détail la topologie du gaz neutre du milieu intergalactique durant l'époque de la réionisation grâce à la détection de la raie de l'atome d'Hydrogène à 21cm. L'instrument sera capable de cartographier la répartition du gaz neutre à différentes époques afin de déterminer avec précision l'histoire de la réionisation.

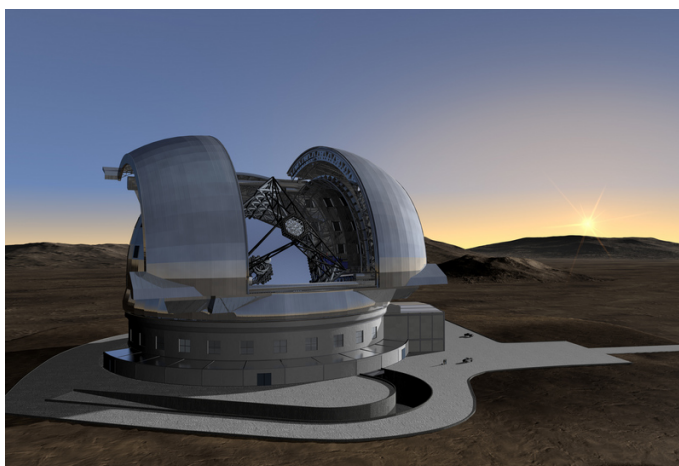


Figure 4.7 – Représentation du futur European Extremely Large Telescope de l'ESO.

ELTs

Les années 2000 auront connu l'avènement de la génération de télescope de la classe des 8-10m. Les années 2020 connaîtront celui des Extremely Large Telescopes (ELTs) de plus de 30m. L'augmentation de la surface collectrice alliée aux techniques de l'optique adaptative permettra l'imagerie de galaxies distantes avec une résolution inégalée depuis le sol. Parmi les télescopes en cours de développement, on peut citer l'European Extremely Large Telescope (E-ELT) de l'ESO (Figure 4.7). Ce télescope disposera d'une ouverture de 39.3m offrant un champ de vue de $10'$ de diamètre. Parmi les autres télescopes de cette classe développés dans le monde, on peut citer le Thirty Meter Telescope (TMT), un télescope de 30m développé par CalTech en Californie et le Giant Magellan Telescope (GMT), un télescope rassemblant sept miroirs de 8.4m pour une surface collectrice de 24.5m et développé par un consortium d'universités américaines. Avec des capacités supérieures en spectroscopie, cette nouvelle classe de télescope sera à même d'apporter la confirmation spectroscopique des échantillons d'objets à $z > 10$ découverts par le télescope spatial de nouvelle génération : le James Webb Space Telescope.

Développements instrumentaux dans l'espace

JWST

Le successeur du télescope spatial Hubble sera le James Webb Space Telescope (JWST) dont le lancement est prévu pour 2018 (Figure 4.8). Avec un miroir primaire de 6.4m permettant d'atteindre des magnitudes limites $m = 31$ (AB), le JWST révolutionnera l'imagerie dans l'infrarouge de $0.6\mu\text{m}$ à $5\mu\text{m}$ avec la caméra NIRCam. Des longueurs d'onde jusqu'à $\lambda = 28.3\mu\text{m}$ pourront être observées avec la caméra MIRI. L'identification des premières galaxies à $z > 10$ constitue l'un des principaux objectifs scientifiques de ce télescope. L'avantage du JWST par rapport aux ELTs réside essentiellement dans la couverture étendue dans l'infrarouge avec une qualité d'image proche de la limite de diffraction. Avec un champ de vue de $2.2' \times 4.4'$, la

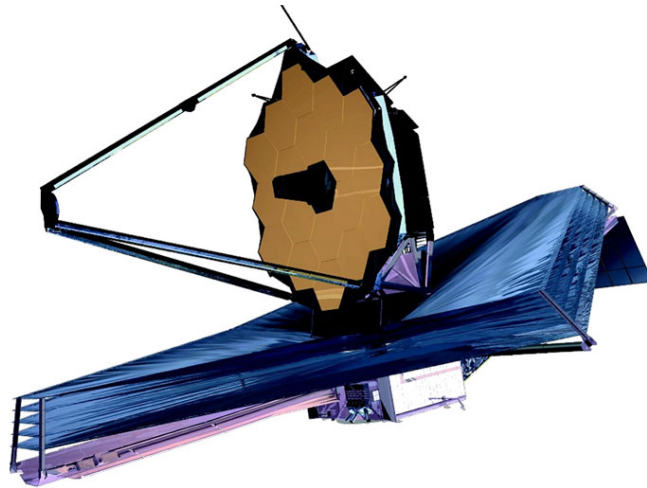


Figure 4.8 – Représentation du James Webb Space Telescope.

caméra NIRC*am* sera appropriée pour effectuer des sondages profonds à l'image du Hubble Deep Field. Ce type de sondage apportera un lot de candidats à $z > 10$ qui pourront ensuite être suivis spectroscopiquement par les ELTs.

SVOM

Le satellite SVOM (Space-based multi-band astronomical Variable Objects Monitor) est une mission franco-chinoise destinée à la recherche des GRBs. Avec la découverte de quelques GRBs à $z > 6$ par an permettant de localiser leur galaxie hôte, ce type de mission offre une approche complémentaire aux sondages de galaxies pour contraindre l'histoire de la réionisation.

Liste des figures

1.1	La cosmologie en tant qu'archéologie cosmique.	4
1.2	Contenu de l'Univers aujourd'hui dans le modèle Λ CDM et d'après les données du satellite WMAP.	6
1.3	Représentation schématique de l'évolution de l'Univers depuis le Big Bang jusqu'à aujourd'hui.	8
1.4	Détection des effets de la réionisation sur le spectre de puissance croisé de la polarisation et des fluctuations de température du CMB.	9
1.5	A gauche : Densité de probabilité marginalisée pour le redshift de réionisation z_{reion} dans un modèle de réionisation instantanée. A droite : contours de confiance obtenus dans un scénario de réionisation en deux étapes où la fraction d'ionisation x_e à z_{reion} est suivie d'une ionisation complète à $z = 7$	10
1.6	Absorption du rayonnement Lyman- α dans le spectre d'un quasar lointain.	12
1.7	Spectres de deux quasars à $z > 6$ montrant une dépression Gunn-Peterson au niveau des raies Lyman- α (courbe bleue) et Lyman- β (courbe violette).	13
1.8	Spectres de 19 quasars du SDSS à $5.74 < z < 6.42$	15
1.9	Evolution de l'épaisseur optique τ_{GP}^{eff} en fonction du redshift de l'absorbant z_{abs} pour les raies Lyman- α , Lyman- β et Lyman- γ	16
1.10	Evolution de la fraction volumique d'hydrogène neutre $\langle f_{HI} \rangle_V$ en fonction du redshift.	17
1.11	Spectre du quasar ULAS J1120+0641 à $z = 7.085$	18
1.12	Transmission dans la zone de proximité du quasar ULAS J1120+0641 à $z = 7.085$ comparée à celle de deux quasars à $z \sim 6.4$	18
1.13	A gauche : Spectre de l'émission rémanente du GRB 080913 avec l'instrument FORS2 du VLT. A droite : distribution de probabilité obtenue sur la fraction d'hydrogène neutre x_{HII}	19
1.14	Prédictions sur le profil émergent de la raie Lyman- α obtenues avec une simulation Monte Carlo de transfert radiatif en 3D.	21
1.15	Transmission normalisée du milieu intergalactique autour de la longueur d'onde de la raie Lyman- α	22

1.16	A gauche : spectres d'Emetteurs Lyman- α à $z = 5.7$ et $z = 6.6$. A droite : comparaison des spectres composites de la raie Lyman- α à $z = 6.6$ et à $z = 5.7$	23
1.17	Ajustements de modèles sur les spectres de deux LAEs à $z = 5.7$	24
1.18	Impact des différents paramètres de la fonction de Schechter.	26
1.19	Fonction de luminosité des LAEs dans différents bins de redshifts.	28
1.20	Fonctions de luminosité cumulatives des LAEs à $z = 5.7$ et $z = 6.5$	29
1.21	Fonctions de luminosité cumulatives des LAEs à $z = 5.7$ et $z = 6.5$	30
1.22	Résumé des contraintes sur la fraction d'hydrogène neutre x_{HI} en fonction du redshift.	33
1.23	Densité de probabilité du taux d'émission de photons par unité de volume comobile \dot{N} (photons s^{-1} Mpc^{-3}) des quasars à $z \sim 6$	34
1.24	Ellipses d'erreur à 1σ et 2σ sur les paramètres M^* et Φ^* de la fonction de luminosité du continuum UV des LBGs à différents redshifts.	36
1.25	Taux d'émission de photons par unité de volume comobile \dot{N} (photons s^{-1} Mpc^{-3}) en fonction du redshift z	37
1.26	Fonctions de luminosité du continuum UV des Emetteurs Lyman- α à $z = 5.7$ et $z = 6.5$	40
1.27	Densité de taux de formation stellaire (SFRD) en fonction de la magnitude UV d'Emetteurs Lyman- α à $z = 5.7$ et $z = 6.5$	41
1.28	A gauche : images de la galaxie SMB03#1 ($z = 5.83$). A droite : ajustements de distribution spectrale d'énergie sur la photométrie de SMB03#1.	43
1.29	Taux de formation stellaire passé en fonction du temps depuis le Big Bang pour un échantillon de LBGs à $z \sim 6$	44
2.1	Images des sept candidats Emetteur Lyman- α à $z = 7.7$ dans différents filtres	50
2.2	Spectres d'étoiles naines de types L et T.	53
2.3	Diagramme couleur-couleur $NB1060 - K_s$ vs. $NB1060 - J$	54
2.4	Modèles de distributions d'énergie spectrale de galaxies.	55
2.5	Fonctions de luminosité cumulatives des Emetteurs Lyman- α à $z = 7.7$	59
2.6	Contours d'erreur sur les paramètres Φ^* et L^* de la fonction de luminosité des LAEs.	60
3.1	Carte d'amplification d'un amas de galaxies (Abell 1689) pour un plan source à $z = 7.7$	77
3.2	En haut : Fonction de luminosité et densité volumique comobile pour différentes stratégies. En bas : nombre d'objets en fonction du temps d'intégration total pour différentes stratégies.	78
3.3	Courbes de transmission des filtres de l'instrument HAWK-I en fonction de la longueur d'onde.	80
3.4	Temps d'intégration en fonction de la date de prise de données	82

3.5	Images des champs observés avec le filtre <i>NB1060</i>	83
3.6	Exemple de correction de <i>flat-field</i> pour le filtre J de l'instrument HAWK-I.	87
3.7	Transmission et émission du fond de ciel nocturne dans le domaine infrarouge de 1000 nm à 1300 nm.	88
3.8	Effet de la rotation de l'image par rapport à la pupille d'entrée du télescope.	90
3.9	Facteur multiplicatif appliqué aux images <i>NB1060</i> du champs GOODS-S.	92
3.10	Magnitude <i>NB1060</i> en fonction du rayon.	94
3.11	Croissance de l'erreur sur le flux en fonction du diamètre de l'ouverture en pixels.	101
3.12	Croissance du flux dans une ouverture circulaire.	103
3.13	Rapport signal sur bruit (SNR) normalisé en fonction du diamètre de l'ouverture circulaire.	104
3.14	Exemples de diaphonie électronique (<i>crosstalk</i>).	105
3.15	Exemples de fantômes optiques.	106
3.16	Exemples d'événements radioactifs sur le quadrant 2 (chip #78).	107
3.17	Modélisation de la PSF par des gaussiennes.	109
3.18	Taux de complétude des images <i>NB1060</i>	110
3.19	Efficacité de transmission globale des filtres de l'instrument HAWK-I utilisés dans cette analyse.	112
3.20	Couleur $Y - NB1060$ d'un LAE en fonction du redshift.	113
4.1	Volume comobile en fonction de la luminosité Lyman- α	119
4.2	Surfaces de sondages existants ou simulés comparées à une simulation des structures à grande échelle à $z \sim 7$	123
4.3	Distributions des comptages de galaxies dans des cellules de 1 deg ² dans le sondage SDSS.	126
4.4	Paramètres Φ^* et L^* de la fonction de luminosité des LAEs à $z = 7.7$ exclus avec un niveau de confiance de 85% et 99%.	127
4.5	Fonctions de luminosité cumulative des LAEs à $z \geq 5.7$	130
4.6	Contraindre la partie brillante de la fonction de luminosité avec WIR-CAM.	149
4.7	Représentation du futur European Extremely Large Telescope de l'ESO.	152
4.8	Représentation du James Webb Space Telescope.	153

Liste des tableaux

2.1	Données observationnelles	49
2.2	Données photométriques des sept candidats et du candidat naine brune de type T.	51
2.3	Meilleurs ajustements pour les paramètres de la LF à $z = 7.7$	60
3.1	Résumé des observations effectuées avec l'instrument HAWK-I.	81
3.2	Résumé des données privées et d'archives utilisées.	84

Bibliographie

- Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393
- Bolton, J. S. & Haehnelt, M. G. 2007, *MNRAS*, 382, 325
- Bolton, J. S., Haehnelt, M. G., Warren, S. J., Hewett, P. C., Mortlock, D. J., Venemans, B. P., McMahon, R. G., & Simpson, C. 2011, *MNRAS*, 416, L70
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Franx, M., & Ford, H. 2007, *ApJ*, 670, 928
- . 2008, *ApJ*, 686, 230
- 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., Labbé, I., Trenti, M., van Dokkum, P., Franx, M., Stiavelli, M., Carollo, C. M., Magee, D., & Gonzalez, V. 2011b, *ApJ*, 737, 90
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., Stiavelli, M., van Dokkum, P., Trenti, M., Magee, D., Labbé, I., Franx, M., Carollo, C. M., & Gonzalez, V. 2010, *ApJ*, 709, L133
- Bradač, M., Clowe, D., Gonzalez, A. H., Marshall, P., Forman, W., Jones, C., Markevitch, M., Randall, S., Schrabback, T., & Zaritsky, D. 2006, *ApJ*, 652, 937
- Brocklehurst, M. 1971, *MNRAS*, 153, 471
- Bruzual, G. & Charlot, S. 2003, *MNRAS*, 344, 1000
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Brown, M. E., Reid, I. N., Burrows, A., Liebert, J., Matthews, K., Gizis, J. E., Dahn, C. C., Monet, D. G., Cutri, R. M., & Skrutskie, M. F. 2002, *ApJ*, 564, 421
- Casertano, S., de Mello, D., Dickinson, M., Ferguson, H. C., Fruchter, A. S., Gonzalez-Lopezlira, R. A., Heyer, I., Hook, R. N., Levay, Z., Lucas, R. A., Mack, J., Makidon, R. B., Mutchler, M., Smith, T. E., Stiavelli, M., Wiggs, M. S., & Williams, R. E. 2000, *AJ*, 120, 2747

- Cassata, P., Le Fèvre, O., Garilli, B., Maccagni, D., Le Brun, V., Scodreggio, M., Tresse, L., Ilbert, O., Zamorani, G., Cucciati, O., Contini, T., Bielby, R., Mellier, Y., McCracken, H. J., Pollo, A., Zanichelli, A., Bardelli, S., Cappi, A., Pozzetti, L., Vergani, D., & Zucca, E. 2011, *A&A*, 525, A143+
- Castellano, M., Fontana, A., Paris, D., Grazian, A., Pentericci, L., Boutsia, K., Santini, P., Testa, V., Dickinson, M., Giavalisco, M., Bouwens, R., Cuby, J.-G., Mannucci, F., Clément, B., Cristiani, S., Fiore, F., Gallozzi, S., Giallongo, E., Maiolino, R., Menci, N., Moorwood, A., Nonino, M., Renzini, A., Rosati, P., Salimbeni, S., & Vanzella, E. 2010, *A&A*, 524, A28+
- Cen, R. 2003, *ApJ*, 591, 12
- Choudhury, T. R., Haehnelt, M. G., & Regan, J. 2009, *MNRAS*, 394, 960
- Cimatti, A., Daddi, E., Mignoli, M., Pozzetti, L., Renzini, A., Zamorani, G., Broadhurst, T., Fontana, A., Saracco, P., Poli, F., Cristiani, S., D’Odorico, S., Giallongo, E., Gilmozzi, R., & Menci, N. 2002, *A&A*, 381, L68
- Clément, B., Cuby, J. ., Courbin, F., Fontana, A., Freudling, W., Fynbo, J., Gallego, J., Hiben, P., Kneib, J. ., Le Fèvre, O., Lidman, C., McMahon, R., Milvang-Jensen, B., Moller, P., Moorwood, A., Nilsson, K. K., Pentericci, L., Venemans, B., Villar, V., & Willis, J. 2011, *ArXiv e-prints*
- Clowe, D., Bradač, M., Gonzalez, A. H., Markevitch, M., Randall, S. W., Jones, C., & Zaritsky, D. 2006, *ApJ*, 648, L109
- Cuby, J.-G., Hiben, P., Lidman, C., Le Fèvre, O., Gilmozzi, R., Moorwood, A., & van der Werf, P. 2007, *A&A*, 461, 911
- Cucchiara, A., Levan, A. J., Fox, D. B., Tanvir, N. R., Ukwatta, T. N., Berger, E., Krühler, T., Küpcü Yoldaş, A., Wu, X. F., Toma, K., Greiner, J., Olivares, F. E., Rowlinson, A., Amati, L., Sakamoto, T., Roth, K., Stephens, A., Fritz, A., Fynbo, J. P. U., Hjorth, J., Malesani, D., Jakobsson, P., Wiersema, K., O’Brien, P. T., Soderberg, A. M., Foley, R. J., Fruchter, A. S., Rhoads, J., Rutledge, R. E., Schmidt, B. P., Dopita, M. A., Podsiadlowski, P., Willingale, R., Wolf, C., Kulkarni, S. R., & D’Avanzo, P. 2011, *ApJ*, 736, 7
- Dayal, P., Ferrara, A., Saro, A., Salvaterra, R., Borgani, S., & Tornatore, L. 2009, *MNRAS*, 400, 2000
- Dayal, P., Maselli, A., & Ferrara, A. 2011, *MNRAS*, 410, 830
- Dey, A., Spinrad, H., Stern, D., Graham, J. R., & Chaffee, F. H. 1998, *ApJ*, 498, L93+
- Dijkstra, M., Haiman, Z., & Loeb, A. 2004, *ApJ*, 613, 646
- Dijkstra, M., Lidz, A., & Wyithe, J. S. B. 2007, *MNRAS*, 377, 1175
- Dijkstra, M. & Wyithe, J. S. B. 2010, *MNRAS*, 408, 352

- Dressler, A., Martin, C. L., Henry, A., Sawicki, M., & McCarthy, P. 2011, ArXiv e-prints
- Driver, S. P. & Robotham, A. S. G. 2010, MNRAS, 407, 2131
- Dunkley, J., Komatsu, E., Nolta, M. R., Spergel, D. N., Larson, D., Hinshaw, G., Page, L., Bennett, C. L., Gold, B., Jarosik, N., Weiland, J. L., Halpern, M., Hill, R. S., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Tucker, G. S., Wollack, E., & Wright, E. L. 2009, ApJS, 180, 306
- Eyles, L. P., Bunker, A. J., Ellis, R. S., Lacy, M., Stanway, E. R., Stark, D. P., & Chiu, K. 2007, MNRAS, 374, 910
- Eyles, L. P., Bunker, A. J., Stanway, E. R., Lacy, M., Ellis, R. S., & Doherty, M. 2005, MNRAS, 364, 443
- Fan, X., Carilli, C. L., & Keating, B. 2006a, ARA&A, 44, 415
- Fan, X., Narayanan, V. K., Lupton, R. H., Strauss, M. A., Knapp, G. R., Becker, R. H., White, R. L., Pentericci, L., Leggett, S. K., Haiman, Z., Gunn, J. E., Ivezić, Ž., Schneider, D. P., Anderson, S. F., Brinkmann, J., Bahcall, N. A., Connolly, A. J., Csabai, I., Doi, M., Fukugita, M., Geballe, T., Grebel, E. K., Harbeck, D., Hennessy, G., Lamb, D. Q., Miknaitis, G., Munn, J. A., Nichol, R., Okamura, S., Pier, J. R., Prada, F., Richards, G. T., Szalay, A., & York, D. G. 2001, AJ, 122, 2833
- Fan, X., Strauss, M. A., Becker, R. H., White, R. L., Gunn, J. E., Knapp, G. R., Richards, G. T., Schneider, D. P., Brinkmann, J., & Fukugita, M. 2006b, AJ, 132, 117
- Finger, G., Dorn, R. J., Eschbaumer, S., Hall, D. N. B., Mehrgan, L., Meyer, M., & Stegmeier, J. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7021, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Fontana, A., Vanzella, E., Pentericci, L., Castellano, M., Giavalisco, M., Grazian, A., Boutsia, K., Cristiani, S., Dickinson, M., Giallongo, E., Maiolino, R., Moorwood, A., & Santini, P. 2010, ApJ, 725, L205
- Furlanetto, S. R. & Oh, S. P. 2005, MNRAS, 363, 1031
- Gehrels, N., Chincarini, G., Giommi, P., Mason, K. O., Nousek, J. A., Wells, A. A., White, N. E., Barthelmy, S. D., Burrows, D. N., Cominsky, L. R., Hurley, K. C., Marshall, F. E., Mészáros, P., Roming, P. W. A., Angelini, L., Barbier, L. M., Belloni, T., Campana, S., Caraveo, P. A., Chester, M. M., Citterio, O., Cline, T. L., Cropper, M. S., Cummings, J. R., Dean, A. J., Feigelson, E. D., Fenimore, E. E., Frail, D. A., Fruchter, A. S., Garmire, G. P., Gendreau, K., Ghisellini, G., Greiner, J., Hill, J. E., Hunsberger, S. D., Krimm, H. A., Kulkarni, S. R., Kumar, P., Lebrun, F., Lloyd-Ronning, N. M., Markwardt, C. B., Mattson, B. J., Mushotzky, R. F., Norris, J. P., Osborne, J., Paczynski, B., Palmer, D. M., Park,

- H.-S., Parsons, A. M., Paul, J., Rees, M. J., Reynolds, C. S., Rhoads, J. E., Sasseen, T. P., Schaefer, B. E., Short, A. T., Smale, A. P., Smith, I. A., Stella, L., Tagliaferri, G., Takahashi, T., Tashiro, M., Townsley, L. K., Tueller, J., Turner, M. J. L., Vietri, M., Voges, W., Ward, M. J., Willingale, R., Zerbi, F. M., & Zhang, W. W. 2004, *ApJ*, 611, 1005
- Gnedin, N. Y. 2000, *ApJ*, 535, 530
- Gonzalez, A. H., Clowe, D., Bradač, M., Zaritsky, D., Jones, C., & Markevitch, M. 2009, *ApJ*, 691, 525
- Götz, D., Paul, J., Basa, S., Wei, J., Zhang, S. N., Atteia, J.-L., Barret, D., Cordier, B., Claret, A., Deng, J., Fan, X., Hu, J. Y., Huang, M., Mandrou, P., Mereghetti, S., Qiu, Y., & Wu, B. 2009, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1133, *American Institute of Physics Conference Series*, ed. C. Meegan, C. Kouveliotou, & N. Gehrels, 25–30
- Grazian, A., Fontana, A., de Santis, C., Nonino, M., Salimbeni, S., Giallongo, E., Cristiani, S., Gallozzi, S., & Vanzella, E. 2006, *A&A*, 449, 951
- Greiner, J., Krühler, T., Fynbo, J. P. U., Rossi, A., Schwarz, R., Klose, S., Savaglio, S., Tanvir, N. R., McBreen, S., Totani, T., Zhang, B. B., Wu, X. F., Watson, D., Barthelmy, S. D., Beardmore, A. P., Ferrero, P., Gehrels, N., Kann, D. A., Kawai, N., Yoldaş, A. K., Mészáros, P., Milvang-Jensen, B., Oates, S. R., Pierini, D., Schady, P., Toma, K., Vreeswijk, P. M., Yoldaş, A., Zhang, B., Afonso, P., Aoki, K., Burrows, D. N., Clemens, C., Filgas, R., Haiman, Z., Hartmann, D. H., Hasinger, G., Hjorth, J., Jehin, E., Levan, A. J., Liang, E. W., Malesani, D., Pyo, T.-S., Schulze, S., Szokoly, G., Terada, K., & Wiersema, K. 2009, *ApJ*, 693, 1610
- Gronwall, C., Ciardullo, R., Hickey, T., Gawiser, E., Feldmeier, J. J., van Dokkum, P. G., Urry, C. M., Herrera, D., Lehmer, B. D., Infante, L., Orsi, A., Marchesini, D., Blanc, G. A., Francke, H., Lira, P., & Treister, E. 2007, *ApJ*, 667, 79
- Gunn, J. E. & Peterson, B. A. 1965, *ApJ*, 142, 1633
- Haiman, Z. 2002, *ApJ*, 576, L1
- Haiman, Z. & Cen, R. 2005, *ApJ*, 623, 627
- Hibon, P., Cuby, J., Willis, J., Clément, B., Lidman, C., Arnouts, S., Kneib, J., Willott, C. J., Marmo, C., & McCracken, H. 2010, *A&A*, 515, A97+
- High, F. W., Stubbs, C. W., Rest, A., Stalder, B., & Challis, P. 2009, *AJ*, 138, 110
- Hu, E. M., Cowie, L. L., Barger, A. J., Capak, P., Kakazu, Y., & Trouille, L. 2010, *ApJ*, 725, 394
- Hu, E. M., Cowie, L. L., McMahon, R. G., Capak, P., Iwamuro, F., Kneib, J.-P., Maihara, T., & Motohara, K. 2002, *ApJ*, 568, L75
- Hu, E. M., McMahon, R. G., & Cowie, L. L. 1999, *ApJ*, 522, L9

- Ilbert, O., Capak, P., Salvato, M., Aussel, H., McCracken, H. J., Sanders, D. B., Scoville, N., Kartaltepe, J., Arnouts, S., Le Floch, E., Mobasher, B., Taniguchi, Y., Lamareille, F., Leauthaud, A., Sasaki, S., Thompson, D., Zamojski, M., Zamorani, G., Bardelli, S., Bolzonella, M., Bongiorno, A., Brusa, M., Caputi, K. I., Carollo, C. M., Contini, T., Cook, R., Coppa, G., Cucciati, O., de la Torre, S., de Ravel, L., Franzetti, P., Garilli, B., Hasinger, G., Iovino, A., Kampczyk, P., Kneib, J.-P., Knobel, C., Kovac, K., Le Borgne, J. F., Le Brun, V., Fèvre, O. L., Lilly, S., Looper, D., Maier, C., Mainieri, V., Mellier, Y., Mignoli, M., Murayama, T., Pellò, R., Peng, Y., Pérez-Montero, E., Renzini, A., Ricciardelli, E., Schiminovich, D., Scodeggio, M., Shioya, Y., Silverman, J., Surace, J., Tanaka, M., Tasca, L., Tresse, L., Vergani, D., & Zucca, E. 2009, *ApJ*, 690, 1236
- 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., Scodeggio, M., Vettolani, G., Zanichelli, 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
- Iliev, I. T., Mellema, G., Pen, U.-L., Merz, H., Shapiro, P. R., & Alvarez, M. A. 2006, *MNRAS*, 369, 1625
- Inoue, A. K., Iwata, I., & Deharveng, J.-M. 2006, *MNRAS*, 371, L1
- Iye, M., Ota, K., Kashikawa, N., Furusawa, H., Hashimoto, T., Hattori, T., Matsuda, Y., Morokuma, T., Ouchi, M., & Shimasaku, K. 2006, *Nature*, 443, 186
- Jiang, L., Fan, X., Annis, J., Becker, R. H., White, R. L., Chiu, K., Lin, H., Lupton, R. H., Richards, G. T., Strauss, M. A., Jester, S., & Schneider, D. P. 2008, *AJ*, 135, 1057
- Jiang, L., Fan, X., Bian, F., Annis, J., Chiu, K., Jester, S., Lin, H., Lupton, R. H., Richards, G. T., Strauss, M. A., Malanushenko, V., Malanushenko, E., & Schneider, D. P. 2009, *AJ*, 138, 305
- Kakazu, Y., Cowie, L. L., & Hu, E. M. 2007, *ApJ*, 668, 853
- Kashikawa, N., Shimasaku, K., Malkan, M. A., Doi, M., Matsuda, Y., Ouchi, M., Taniguchi, Y., Ly, C., Nagao, T., Iye, M., Motohara, K., Murayama, T., Murozono, K., Nariai, K., Ohta, K., Okamura, S., Sasaki, T., Shioya, Y., & Umemura, M. 2006, *ApJ*, 648, 7
- Kashikawa, N., Shimasaku, K., Matsuda, Y., Egami, E., Jiang, L., Nagao, T., Ouchi, M., Malkan, M. A., Hattori, T., Ota, K., Taniguchi, Y., Okamura, S., Ly, C., Iye, M., Furusawa, H., Shioya, Y., Shibuya, T., Ishizaki, Y., & Toshikawa, J. 2011, *ApJ*, 734, 119

- Kawai, N., Kosugi, G., Aoki, K., Yamada, T., Totani, T., Ohta, K., Iye, M., Hattori, T., Aoki, W., Furusawa, H., Hurley, K., Kawabata, K. S., Kobayashi, N., Komiyama, Y., Mizumoto, Y., Nomoto, K., Noumaru, J., Ogasawara, R., Sato, R., Sekiguchi, K., Shirasaki, Y., Suzuki, M., Takata, T., Tamagawa, T., Terada, H., Watanabe, J., Yatsu, Y., & Yoshida, A. 2006, *Nature*, 440, 184
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *ARA&A*, 36, 189
- Kobayashi, M. A. R., Totani, T., & Nagashima, M. 2007, *ApJ*, 670, 919
- . 2010, *ApJ*, 708, 1119
- Kogut, A., Spergel, D. N., Barnes, C., Bennett, C. L., Halpern, M., Hinshaw, G., Jarosik, N., Limon, M., Meyer, S. S., Page, L., Tucker, G. S., Wollack, E., & Wright, E. L. 2003, *ApJS*, 148, 161
- Komatsu, E., Smith, K. M., Dunkley, J., Bennett, C. L., Gold, B., Hinshaw, G., Jarosik, N., Larson, D., Nolta, M. R., Page, L., Spergel, D. N., Halpern, M., Hill, R. S., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Odegard, N., Tucker, G. S., Weiland, J. L., Wollack, E., & Wright, E. L. 2011, *ApJS*, 192, 18
- Krug, H., Veilleux, S., Tilvi, V., Malhotra, S., Rhoads, J., Hibon, P., Swaters, R., Probst, R., Dey, A., Dickinson, M., & Jannuzi, B. 2011, arXiv :1106.6055
- Labbé, I., González, V., Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., van Dokkum, P. G., Carollo, C. M., Franx, M., Stiavelli, M., Trenti, M., Magee, D., & Kriek, M. 2010, *ApJ*, 708, L26
- Lamb, D. Q. & Reichart, D. E. 2000, *ApJ*, 536, 1
- Laursen, P., Sommer-Larsen, J., & Razoumov, A. O. 2011, *ApJ*, 728, 52
- Lawrence, A., Warren, S. J., Almaini, O., Edge, A. C., Hambly, N. C., Jameson, R. F., Lucas, P., Casali, M., Adamson, A., Dye, S., Emerson, J. P., Foucaud, S., Hewett, P., Hirst, P., Hodgkin, S. T., Irwin, M. J., Lodieu, N., McMahan, R. G., Simpson, C., Smail, I., Mortlock, D., & Folger, M. 2007, *MNRAS*, 379, 1599
- Le Delliou, M., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Morris, S. L. 2006, *MNRAS*, 365, 712
- Lewis, A., Weller, J., & Battye, R. 2006, *MNRAS*, 373, 561
- Lidman, C., Hayes, M., Jones, D. H., Schaerer, D., Westra, E., Tapken, C., Meisenheimer, K., & Verhamme, A. 2011, ArXiv e-prints
- Limousin, M., Richard, J., Jullo, E., Kneib, J.-P., Fort, B., Soucail, G., Elíasdóttir, Á., Natarajan, P., Ellis, R. S., Smail, I., Czoske, O., Smith, G. P., Hudelot, P., Bardeau, S., Ebeling, H., Egami, E., & Knudsen, K. K. 2007, *ApJ*, 668, 643
- Loeb, A. 2008, ArXiv e-prints

BIBLIOGRAPHIE

- Lonsdale, C. J., Smith, H. E., Rowan-Robinson, M., Surace, J., Shupe, D., Xu, C., Oliver, S., Padgett, D., Fang, F., Conrow, T., Franceschini, A., Gautier, N., Griffin, M., Hacking, P., Masci, F., Morrison, G., O'Linger, J., Owen, F., Pérez-Fournon, I., Pierre, M., Puetter, R., Stacey, G., Castro, S., Polletta, M. d. C., Farrah, D., Jarrett, T., Frayer, D., Siana, B., Babbedge, T., Dye, S., Fox, M., Gonzalez-Solares, E., Salaman, M., Berta, S., Condon, J. J., Dole, H., & Serjeant, S. 2003, *PASP*, 115, 897
- Madau, P., Haardt, F., & Rees, M. J. 1999, *ApJ*, 514, 648
- Maier, C., Lilly, S. J., Carollo, C. M., Meisenheimer, K., Hippelein, H., & Stockton, A. 2006, *ApJ*, 639, 858
- Maihara, T., Iwamuro, F., Yamashita, T., Hall, D. N. B., Cowie, L. L., Tokunaga, A. T., & Pickles, A. 1993, *PASP*, 105, 940
- Maizy, A., Richard, J., de Leo, M. A., Pelló, R., & Kneib, J. P. 2010, *A&A*, 509, A105+
- Malhotra, S. & Rhoads, J. E. 2004, *ApJ*, 617, L5
- Marigo, P., Girardi, L., Bressan, A., Groenewegen, M. A. T., Silva, L., & Granato, G. L. 2008, *A&A*, 482, 883
- McLinden, E. M., Finkelstein, S. L., Rhoads, J. E., Malhotra, S., Hibon, P., Richardson, M. L. A., Cresci, G., Quirrenbach, A., Pasquali, A., Bian, F., Fan, X., & Woodward, C. E. 2011, *ApJ*, 730, 136
- 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
- McQuinn, M., Hernquist, L., Zaldarriaga, M., & Dutta, S. 2007, *MNRAS*, 381, 75
- Meiksin, A. 2005, *MNRAS*, 356, 596
- Miralda-Escudé, J., Haehnelt, M., & Rees, M. J. 2000, *ApJ*, 530, 1
- Mortlock, D. J., Warren, S. J., Venemans, B. P., Patel, M., Hewett, P. C., McMahon, R. G., Simpson, C., Theuns, T., González-Solares, E. A., Adamson, A., Dye, S., Hambly, N. C., Hirst, P., Irwin, M. J., Kuiper, E., Lawrence, A., & Röttgering, H. J. A. 2011, *Nature*, 474, 616
- Nestor, D. B., Shapley, A. E., Steidel, C. C., & Siana, B. 2011, *ApJ*, 736, 18
- Norberg, P., Cole, S., Baugh, C. M., Frenk, C. S., Baldry, I., Bland-Hawthorn, J., Bridges, T., Cannon, R., Colless, M., Collins, C., Couch, W., Cross, N. J. G., 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. 2002, *MNRAS*, 336, 907
- Ono, Y., Ouchi, M., Mobasher, B., Dickinson, M., Penner, K., Shimasaku, K., Weiner, B. J., Kartaltepe, J. S., Nakajima, K., Nayyeri, H., Stern, D., Kashikawa, N., & Spinrad, H. 2011, ArXiv e-prints
- Ota, K., Iye, M., Kashikawa, N., Shimasaku, K., Kobayashi, M., Totani, T., Nagashima, M., Morokuma, T., Furusawa, H., Hattori, T., Matsuda, Y., Hashimoto, T., & Ouchi, M. 2008, *ApJ*, 677, 12
- 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
- Ouchi, M., Shimasaku, K., Akiyama, M., Simpson, C., Saito, T., Ueda, Y., Furusawa, H., Sekiguchi, K., Yamada, T., Kodama, T., Kashikawa, N., Okamura, S., Iye, M., Takata, T., Yoshida, M., & Yoshida, M. 2008, *ApJS*, 176, 301
- Ouchi, M., Shimasaku, K., Furusawa, H., Saito, T., Yoshida, M., Akiyama, M., Ono, Y., Yamada, T., Ota, K., Kashikawa, N., Iye, M., Kodama, T., Okamura, S., Simpson, C., & Yoshida, M. 2010, *ApJ*, 723, 869
- Ouchi, M., Shimasaku, K., Okamura, S., Furusawa, H., Kashikawa, N., Ota, K., Doi, M., Hamabe, M., Kimura, M., Komiyama, Y., Miyazaki, M., Miyazaki, S., Nakata, F., Sekiguchi, M., Yagi, M., & Yasuda, N. 2004, *ApJ*, 611, 685
- Partridge, R. B. & Peebles, P. J. E. 1967, *ApJ*, 147, 868
- Patel, M., Warren, S. J., Mortlock, D. J., & Fynbo, J. P. U. 2010, *A&A*, 512, L3+
- Pentericci, L., Fontana, A., Vanzella, E., Castellano, M., Grazian, A., Dijkstra, M., Boutsia, K., Cristiani, S., Dickinson, M., Giallongo, E., Giavalisco, M., Maiolino, R., Moorwood, A., & Santini, P. 2011, ArXiv e-prints
- Pickles, A. J. 1998, *PASP*, 110, 863
- 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
- Press, W. H. & Schechter, P. 1974, *ApJ*, 187, 425
- Retzlaff, J., Rosati, P., Dickinson, M., Vandame, B., Rit e, C., Nonino, M., Cesarsky, C., & GOODS Team. 2010, *A&A*, 511, A50+
- Richard, J., Kneib, J.-P., Ebeling, H., Stark, D. P., Egami, E., & Fiedler, A. K. 2011, *MNRAS*, 414, L31

- Richards, G. T., Strauss, M. A., Fan, X., Hall, P. B., Jester, S., Schneider, D. P., Vanden Berk, D. E., Stoughton, C., Anderson, S. F., Brunner, R. J., Gray, J., Gunn, J. E., Ivezić, Ž., Kirkland, M. K., Knapp, G. R., Loveday, J., Meiksin, A., Pope, A., Szalay, A. S., Thakar, A. R., Yanny, B., York, D. G., Barentine, J. C., Brewington, H. J., Brinkmann, J., Fukugita, M., Harvanek, M., Kent, S. M., Kleinman, S. J., Krzesiński, J., Long, D. C., Lupton, R. H., Nash, T., Neilsen, Jr., E. H., Nitta, A., Schlegel, D. J., & Snedden, S. A. 2006, *AJ*, 131, 2766
- Rigopoulou, D., Vacca, W. D., Berta, S., Franceschini, A., & Aussel, H. 2005, *A&A*, 440, 61
- Rousselot, P., Lidman, C., Cuby, J., Moreels, G., & Monnet, G. 2000, *A&A*, 354, 1134
- Ryan, Jr., R. E., Hathi, N. P., Cohen, S. H., & Windhorst, R. A. 2005, *ApJ*, 631, L159
- Salvaterra, R., Della Valle, M., Campana, S., Chincarini, G., Covino, S., D'Avanzo, P., Fernández-Soto, A., Guidorzi, C., Mannucci, F., Margutti, R., Thöne, C. C., Antonelli, L. A., Barthelmy, S. D., de Pasquale, M., D'Elia, V., Fiore, F., Fugazza, D., Hunt, L. K., Maiorano, E., Marinoni, S., Marshall, F. E., Molinari, E., Nousek, J., Pian, E., Racusin, J. L., Stella, L., Amati, L., Andreuzzi, G., Cusumano, G., Fenimore, E. E., Ferrero, P., Giommi, P., Guetta, D., Holland, S. T., Hurley, K., Israel, G. L., Mao, J., Markwardt, C. B., Masetti, N., Pagani, C., Palazzi, E., Palmer, D. M., Piranomonte, S., Tagliaferri, G., & Testa, V. 2009, *Nature*, 461, 1258
- Santos, M. R. 2004, *MNRAS*, 349, 1137
- Savaglio, S., Glazebrook, K., & Le Borgne, D. 2009, *ApJ*, 691, 182
- Schaerer, D. & de Barros, S. 2009, *A&A*, 502, 423
- Schechter, P. 1976, *ApJ*, 203, 297
- Schenker, M. A., Stark, D. P., Ellis, R. S., Robertson, B. E., Dunlop, J. S., McLure, R. J., Kneib, J. ., & Richard, J. 2011, *ArXiv e-prints*
- Shapley, A. E., Steidel, C. C., Pettini, M., & Adelberger, K. L. 2003, *ApJ*, 588, 65
- Sheth, R. K. & Tormen, G. 1999, *MNRAS*, 308, 119
- Shimasaku, K., Kashikawa, N., Doi, M., Ly, C., Malkan, M. A., Matsuda, Y., Ouchi, M., Hayashino, T., Iye, M., Motohara, K., Murayama, T., Nagao, T., Ohta, K., Okamura, S., Sasaki, T., Shioya, Y., & Taniguchi, Y. 2006, *PASJ*, 58, 313
- Smail, I., Owen, F. N., Morrison, G. E., Keel, W. C., Ivison, R. J., & Ledlow, M. J. 2002, *ApJ*, 581, 844
- Sobral, D., Best, P. N., Geach, J. E., Smail, I., Kurk, J., Cirasuolo, M., Casali, M., Ivison, R. J., Coppin, K., & Dalton, G. B. 2009, *MNRAS*, 398, L68

- Somerville, R. S., Lee, K., Ferguson, H. C., Gardner, J. P., Moustakas, L. A., & Giavalisco, M. 2004, *ApJ*, 600, L171
- Songaila, A. 2004, *AJ*, 127, 2598
- . 2005, *AJ*, 130, 1996
- . 2006, *AJ*, 131, 24
- Stanway, E. R., McMahon, R. G., & Bunker, A. J. 2005, *MNRAS*, 359, 1184
- Stark, D. P., Ellis, R. S., Bunker, A., Bundy, K., Targett, T., Benson, A., & Lacy, M. 2009, *ApJ*, 697, 1493
- Stark, D. P., Ellis, R. S., Chiu, K., Ouchi, M., & Bunker, A. 2010, *MNRAS*, 408, 1628
- Stark, D. P., Ellis, R. S., Richard, J., Kneib, J.-P., Smith, G. P., & Santos, M. R. 2007, *ApJ*, 663, 10
- Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Shapley, A. E., Pettini, M., Dickinson, M., & Giavalisco, M. 2003, *ApJ*, 592, 728
- Steidel, C. C., Giavalisco, M., Pettini, M., Dickinson, M., & Adelberger, K. L. 1996, *ApJ*, 462, L17+
- Stiavelli, M., Fall, S. M., & Panagia, N. 2004, *ApJ*, 600, 508
- 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., Nagao, T., Shioya, Y., Murayama, T., Kashikawa, N., Kodaira, K., Kaifu, N., Ando, H., Karoji, H., Akiyama, M., Aoki, K., Doi, M., Fujita, S. S., Furusawa, H., Hayashino, T., Iwamuro, F., Iye, M., Kobayashi, N., Kodama, T., Komiyama, Y., Matsuda, Y., Miyazaki, S., Mizumoto, Y., Morokuma, T., Motohara, K., Nariai, K., Ohta, K., Ohya, Y., Okamura, S., Ouchi, M., Sasaki, T., Sato, Y., Sekiguchi, K., Shimasaku, K., Tamura, H., Umemura, M., Yamada, T., Yasuda, N., & Yoshida, M. 2005, *PASJ*, 57, 165
- Taniguchi, Y., Murayama, T., Scoville, N. Z., Sasaki, S. S., Nagao, T., Shioya, Y., Saito, T., Ideue, Y., Nakajima, A., Matsuoka, K., Sanders, D. B., Mobasher, B., Aussel, H., Capak, P., Salvato, M., Koekemoer, A., Carilli, C., Cimatti, A., Ellis, R. S., Garilli, B., Giavalisco, M., Ilbert, O., Impey, C. D., Kitzbichler, M. G., Le Fèvre, O., McCracken, H. J., Scarlata, C., Schinnerer, E., Smolcic, V., Tribiano, S., & Trump, J. R. 2009, *ApJ*, 701, 915
- 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
- The Planck Collaboration. 2006, ArXiv Astrophysics e-prints
- Tilvi, V., Rhoads, J. E., Hibon, P., Malhotra, S., Wang, J., Veilleux, S., Swaters, R., Probst, R., Krug, H., Finkelstein, S. L., & Dickinson, M. 2010, *ApJ*, 721, 1853
- Totani, T., Kawai, N., Kosugi, G., Aoki, K., Yamada, T., Iye, M., Ohta, K., & Hattori, T. 2006, *PASJ*, 58, 485
- Trenti, M. & Stiavelli, M. 2008, *ApJ*, 676, 767
- Tresse, L., Maddox, S. J., Le Fèvre, O., & Cuby, J.-G. 2002, *MNRAS*, 337, 369
- van Breukelen, C., Jarvis, M. J., & Venemans, B. P. 2005, *MNRAS*, 359, 895
- Vanzella, E., Giavalisco, M., Dickinson, M., Cristiani, S., Nonino, M., Kuntschner, H., Popesso, P., Rosati, P., Renzini, A., Stern, D., Cesarsky, C., Ferguson, H. C., & Fosbury, R. A. E. 2009, *ApJ*, 695, 1163
- Vanzella, E., Pentericci, L., Fontana, A., Grazian, A., Castellano, M., Boutsia, K., Cristiani, S., Dickinson, M., Gallozzi, S., Giallongo, E., Giavalisco, M., Maiolino, R., Moorwood, A., Paris, D., & Santini, P. 2011, *ApJ*, 730, L35+
- Verhamme, A., Schaerer, D., Atek, H., & Tapken, C. 2008, *A&A*, 491, 89
- Verhamme, A., Schaerer, D., & Maselli, A. 2006, *A&A*, 460, 397
- Westra, E., Jones, D. H., Lidman, C. E., Meisenheimer, K., Athreya, R. M., Wolf, C., Szeifert, T., Pompei, E., & Vanzi, L. 2006, *A&A*, 455, 61
- White, R. L., Becker, R. H., Fan, X., & Strauss, M. A. 2003, *AJ*, 126, 1
- Willis, J. P. & Courbin, F. 2005, *MNRAS*, 357, 1348
- Willis, J. P., Courbin, F., Kneib, J.-P., & Minniti, D. 2008, *MNRAS*, 384, 1039
- Willott, C. J., Delfosse, X., Forveille, T., Delorme, P., & Gwyn, S. D. J. 2005, *ApJ*, 633, 630
- Willott, C. J., Delorme, P., Reylé, C., Albert, L., Bergeron, J., Crampton, D., Delfosse, X., Forveille, T., Hutchings, J. B., McLure, R. J., Omont, A., & Schade, D. 2010, *AJ*, 139, 906

Wyithe, J. S. B. & Loeb, A. 2004, *Nature*, 432, 194

Yang, A. & Saslaw, W. C. 2011, *ApJ*, 729, 123